

Academiejaar
2026-2027

Faculteit Toegepaste Ingenieurswetenschappen

Analoge Elektronica 2

Technologie en schakelingen - Tekstboek

Walter Daems

Bachelor of Science in de industriële wetenschappen - elektronica-ICT

1523FTIAEA 3-Basis analoge elektronica 2

This document has been typeset using L^AT_EX and the uantwerpendocs package.

Deze tekst werd gemaakt met LuaL^AT_EX. Hij maakt gebruik — waar mogelijk — van een kleurenpalet dat rekening houdt met een verminderd vermogen tot kleuronderscheiding met voldoende contrast voor een grijswaardenafdruk. Berekeningen werden uitgevoerd m.b.v. Matlab/Octave en algemene programmeer- en scripttalen (C/C++/Perl/Python).

Afbeeldingen werden gemaakt met PGF, TiKZ en asymptote.

Schakelingen werden getekend met CircuiTiKZ.

Al dit materiaal werd voorbereid op een GNU/Linux workstation.

De rechten op de handelsmerken vermeld in deze uitgaven zijn eigendom van hun respectieve eigenaars.

Nexperia gaf expliciete toestemming voor het gebruiken van de verpakkingsafbeeldingen.

Productie van deze tekst was mogelijk dankzij:



Dit werk is onderhevig aan het auteursrecht. Als je een gratis gebruiks- en distributielicentie wenst op dit werk (als student of als docent), stuur dan een e-mailbericht met je vraag aan de auteur (walter.daems@uantwerpen.be).

AE-2-2026-1.4

CONFIDENTIAL AND PROPRIETARY.

© 2026 Universiteit Antwerpen, Alle rechten voorbehouden.

Inhoudsopgave

1	Inleiding	1
2	Materiaaltechnologie: geleiders, halfgeleiders en isolatoren	3
2.1	Atomen	4
2.1.1	Het startpunt: het model van Rutherford	4
2.1.2	Een stap verder: het kwantummechanische atoommodel	6
2.1.3	Vulling van de orbitalen	8
2.1.4	Excitatie en terugval	11
2.1.5	Actieve en niet-actieve orbitalen	12
2.2	Kristallen	12
2.2.1	Wat is een kristal?	12
2.2.2	Uitwaaiëring van de energieniveaus: de bandenstructuur	13
2.2.3	Vulling van de banden	14
2.2.4	Thermische generatie en recombinatie	15
2.2.5	Thermisch (on)evenwicht	19
2.2.6	Macroscopische betekenis van het Fermi-niveau	21
2.3	Geleiders, halfgeleiders en isolatoren	23
2.4	Lading, veld, kracht, potentiaal en energie	23
2.4.1	Beweging van ladingen — stroom	25
2.4.2	Positie van ladingen — spanning	30
2.5	Onze favoriete geleiders: koper en aluminium	31
2.6	De halfgeleider bij uitstek: silicium	34
2.6.1	Ongedopeerd (intrinsiek)	34
2.6.2	Gedopeerd	36

2.7	Goede isolatoren en diëlektrica: keramische materialen, glas en plastics	42
2.7.1	Isolatoren	42
2.7.2	Diëlektrica	42
2.7.3	Duurzaamheid	44
2.8	Slotbeschouwing	45
3	Technologiedragers	47
3.1	Printed Circuit Boards	48
3.1.1	Substraat	48
3.1.2	Geleiders	49
3.1.3	Opbouw van de PCB	50
3.1.4	Standaardterminologie	50
3.1.5	Design rules	51
3.1.6	Baanbreedtes en -afstanden	51
3.2	Trough-hole Technology vs. Surface-mount Technology	56
3.3	Soldeerverbindingen	57
3.3.1	Materialen	57
3.3.2	Proces	58
4	Passieve Componenten	61
4.1	Behuizingen / vorm	61
4.2	Weerstanden	63
4.2.1	Vaste weerstanden	63
4.2.2	Variabele weerstanden	71
4.3	Condensatoren	74
4.3.1	Vaste condensatoren	74
4.3.2	Variable condensatoren	87
4.4	Spoelen	88
4.4.1	Vaste spoelen	88
4.4.2	Variabele spoelen	94

5	De halfgeleiderdiode	95
5.1	Opbouw en kwalitatieve beschrijving	96
5.2	Beschrijving op basis van energiebandendiagram	99
5.3	Afleiding van de stroom-spanningskarakteristiek	103
5.4	Breedte van het depletiegebied op basis van doperingsprofiel	110
5.5	Junctiecapaciteit	113
5.6	Breakdown	115
5.7	Kleinsignaalmodel	118
5.8	Grootsignaalmodel	120
5.8.1	Voor handberekeningen	120
5.8.2	Voor computerberekeningen	121
5.9	De diode als discrete component	122
5.9.1	Verpakkingen	122
5.9.2	Type-aanduiding	123
5.10	Speciale diodes	124
5.10.1	Fotodetectoren : de fotodiode en de zonnecel	125
5.10.2	Fotogeneratoren: LEDs en Laserdiodes	137
5.10.3	De Schottky diode en Ohmse contacten	141
5.11	Overzicht van de symbolen	144
6	Bipolaire Junctietransistoren (BJTs)	147
6.1	Opbouw	150
6.2	Kwalitatieve beschrijving	150
6.3	Beschrijving op basis van energiebandendiagram	153
6.4	Afleiding van de karakteristieken	155
6.5	Basisconfiguraties en versterkingsfactoren	165
6.6	Breakdown / Absolute maximumwaarden	167
6.7	Modellen en parameters	169
6.7.1	Grootsignaalmodellen	169

6.7.2	Kleinsignaalmodel	171
6.7.3	Enkele cruciale parameters	174
6.8	De BJT als discrete component	176
6.8.1	Behuizingen	176
6.8.2	Type-aanduiding	179
6.8.3	Kleinsignaalparameters	179
6.9	Basisschakelingen	181
6.9.1	De transistor als schakelaar	181
6.9.2	De transistor als buffer/levelshifter (emittervolger)	183
6.9.3	De transistor als kleinsignaalversterker	184
6.9.4	De transistor als vermogenversterker	190
6.10	Speciale bipolaire transistoren	193
6.11	Overzicht van de symbolen	194
7	Veldeffecttransistoren (FETs)	197
7.1	Opbouw	201
7.2	Kwalitatieve beschrijving	201
7.3	Beschrijving op basis van de fysische wetten	203
7.3.1	De MIS-condensator	203
7.3.2	De MOS-transistor	210
7.4	Basisconfiguraties en versterkingsfactoren	227
7.5	Breakdown / Absolute maximumwaarden	228
7.6	Modellen	231
7.6.1	Grootsignaalmodellen	231
7.6.2	Kleinsignaalmodel	233
7.7	De MOSFET als discrete component	237
7.7.1	Opbouw	237
7.7.2	Behuizingen	238
7.7.3	Type-aanduiding	241

7.8	Basisschakelingen	242
7.8.1	De transistor als schakelaar	242
7.8.2	De transistor als buffer/levelshifter (sourcevolger)	244
7.8.3	De transistor als kleinsignaalversterker	245
7.8.4	De transistor als vermogenversterker	252
7.9	Overzicht van de symbolen	254
8	Operationele Versterkers (Opamps)	255
8.1	De ideale opamp	256
8.1.1	Even opfrissen	256
8.1.2	Idealiteiten	257
8.2	De werkelijke opamp	257
8.2.1	Een blik op een opampschema	257
8.2.2	Niet-idealiteiten	258
8.3	Common-mode gedrag	259
8.3.1	Common-mode en differential-mode signalen	259
8.3.2	De differential-mode en de common-mode versterking van de opamp	259
8.3.3	Waarom is common-mode versterking ongewenst?	260
8.3.4	Common Mode Rejection Ratio	260
8.3.5	Power Supply Rejection Ratio	261
8.4	Frequentie-afhankelijke versterking	263
8.4.1	Frequentiegedrag	263
8.4.2	Bandbreedte van opampversterkers	266
8.5	Slew rate	269
8.6	Uitgangsbereik	270
8.7	Ingangsbereik	270
8.8	Input offsetspanning	271
8.8.1	Waar ligt het probleem?	271
8.8.2	Compensatie	271

8.9	Input biasstromen	272
8.9.1	Waar ligt het probleem?	272
8.9.2	Het gevolg van de input biasstroom	273
8.9.3	Compensatie	274
8.10	Ingangs- en uitgangsimpedantie	275
8.10.1	Zonder terugkoppeling	275
8.10.2	Met terugkoppeling	276
8.11	Besluit	280
9	Instrumentatieversterkers	283
9.1	De gewone verschilversterker	284
9.2	De instrumentatieversterker	286
9.2.1	Eerste poging	286
9.2.2	Tweede poging	288
9.2.3	De instrumentatieversterker als discrete component	291
9.3	Extra aandachtspunten	293
9.3.1	Effectieve signaalafscherming	293
9.3.2	Een terugkeerpad voor de biasstroom	294
9.4	Besluit	295
A	Impedantiematching	297
A.1	Aanpassing van een lastimpedantie aan een bron	297
A.1.1	Voor maximaal overdrachtsrendement	298
A.1.2	Voor maximale absolute vermogenoverdracht	300
A.2	Impedantie-conversie	301
A.2.1	Aanpassingen zonder reactieve compensatie: de transformator	302
A.2.2	Aanpassingen met reactieve compensatie: de convertor	303
B	Afscherming	307
C	Formularium	311

Voorwoord

Deze tekst vormt deel 2 van het tweeluik 'Analoge Elektronica' zoals gedoceerd aan de ingenieursopleiding van de Universiteit Antwerpen.

Waar deel 1 zich concentreert op basisprincipes en netwerken, gaan we in dit deel in op materiaaltechnologie, de dragers en de componenten die we kunnen realiseren in deze technologie en hoe we die gebruiken in concrete elektronische schakelingen.

Ik verwijst de lezer ook graag naar het voorwoord van deel 1, dat de gemaakte keuzes bij het opstellen van deze teksten verder toelicht en de nodige dankbetuigingen pleegt aan de personen die me geholpen hebben bij het opstellen van deze teksten.

Materiaaltechnologie, dat voor een stuk voortbouwt op de quantummechanica, is geen gemakkelijke materie. Ik probeer hier en daar wat achtergrond te geven opdat de lezer een globaal begrip kan krijgen van de technologie die aanleiding geeft tot de werkpaarden van onze hedendaagse elektronica: diodes, bipolaire en veldeffecttransistoren, maar ook componenten die in deze cursus niet aan bod komen, zoals thyristoren, diacs, triacs, enz. Het is dus goed dat je na het doornemen van deze cursus beseft dat je slechts het topje van de ijsberg hebt gezien. Hopelijk heb je wel voldoende inzicht verworven om succesvol analoge elektronische schakelingen te kunnen ontwerpen, bouwen en testen (de kerncompetentie die we als doel stellen). En dat is zeker haalbaar, omdat we elke component doorgaans met een relatief eenvoudig elektrisch model kunnen beschrijven zonder ons in eerste instantie zorgen te moeten maken over vreemde zaken als quantum-tunneling, roosterinteracties en andere vreemde effecten.

Feedback op deze tekst is te allen tijde welkom!

Ik hoop dat de lezer merkt dat deze tekst met zorg is samengesteld. Er is een behoorlijke hoeveelheid tijd in gekropen. Ik verwacht van de lezer niet minder: een behoorlijke tijdsinvestering om zich dit materiaal (deels zelfstandig) eigen te maken en een dwangmatige neiging om de eigen ideeën (schakelingen, formules) met de grootste zorg uit te werken en te noteren.

Ik wens de lezer evenveel plezier bij het verwerken van deze tekst, als ik had bij het opstellen ervan!

Walter Daems
Summer 2026
Trollhattan, Västergötland (Zweden)

Overzicht van de gebruikte symbolen en afkortingen

Eenheden

Eenheid	Betekenis
Echte eenheden	
A	Ampere (stroomsterkte)
V	Volt (spanning)
W	Watt (vermogen)
J of eV	Joule of Elektronvolt (energie)
Ω	Ohm (weerstand)
S of $\mathcal{U}$	Siemens of Mho (geleidbaarheid)
F	Farad (capaciteit)
H	Henry (inductantie)
K of $^{\circ}\text{C}$	Kelvin of Graden Celsius (temperatuur)
$^{\circ}$	Graden (hoek)
Pseudo-eenheden	
rad	radialen (eigenlijk dimensieloos)
dB	pseudo-eenheid die het 10-voud van een logaritmische verhouding met basis 10 van vermogensgrootheden aangeeft
dec	een decade, wat een factor 10 betekent
oct	een octaaf, wat een factor 2 betekent

Grootheden

Symbool	Eenheid	Betekenis
Basisgrootheden		
T	K	absolute temperatuur
v	V	spanning
i	A	stroom
p	W	vermogen

verdergezet op de volgende bladzijde

vervolg van de vorige bladzijde

Symbol	Eenheid	Betekenis
E	J of eV	energie
R	Ω	weerstand
Z	Ω	impedantie
Y	S of $\mathcal{U}$	admittantie
X	Ω	reactantie
L	H	inductantie
C	F	capaciteit
η	–	rendement
Q	–	kwaliteitsfactor
ζ	–	dempingsfactor
ω_n	rad/s	natuurlijke frequentie
τ	s	tijdconstante
$\vec{E}$	V/m	elektrisch veld
$\vec{H}$	A/m	magnetisch veld
Materiaalparameters		
E_F	eV	Fermi-energieniveau
$E_{F,n}$ en $E_{F,p}$	eV	Quasi-Ferminiveaus voor elektronen en gaten
E_g	eV	Bandgap-energie
N_C	$1/\text{cm}^3$	Effectieve toestandsdichtheid op het conductiebandniveau
N_V	$1/\text{cm}^3$	Effectieve toestandsdichtheid op het valentiebandniveau
μ_n	$\text{cm}^2/(\text{Vs})$	Elektronenmobiliteit
μ_p	$\text{cm}^2/(\text{Vs})$	Gatenmobiliteit
D_n	cm^2/s	Diffusieconstante voor elektronen
D_p	cm^2/s	Diffusieconstante voor gaten
L_n	cm	Diffusielengte voor elektronen
L_p	cm	Diffusielengte voor gaten
$n_i(T)$	$1/\text{cm}^3$	Intrinsieke ladingsdichtheid i.f.v. de temperatuur
V_T	V	Thermische spanning

Operatoren

Operator	Betekenis
Afgeleiden	
$[x]$	dimensie-operator ("de eenheid van x ")
$\vec{\nabla}V$	de gradient van het scalaire veld V
$\vec{\nabla} \times \vec{F}$	de rotatie van het vectorveld $\vec{F}$

verdergezet op de volgende bladzijde

<i>vervolg van de vorige bladzijde</i>	
Symbool	Betekenis
$\vec{\nabla} \cdot \vec{F}$	de divergentie van het vectorveld $\vec{F}$
Ongelijkheden	
$a < b$	a strikt kleiner dan b
$a \leq b$	a kleiner dan of gelijk aan b
$a > b$	a strikt groter dan b
$a \geq b$	a groter dan of gelijk aan b
$a \ll b$	a veel kleiner dan b
$a \gg b$	a veel groter dan b

Constanten

Absolute constanten

Symbool	Betekenis	Waarde
q	lading van een elektron	$1.602\,2 \times 10^{-19} \text{ C}$
h	constante van Planck	$6.626\,1 \times 10^{-34} \text{ J/Hz}$
k	constante van Boltzmann	$1.380\,6 \times 10^{-23} \text{ J/K}$
		$8.617\,3 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$
ϵ_{vacuum}	permittiviteit van vacuüm	$8.854\,2 \times 10^{-12} \text{ F/m}$
N_a	getal van Avogadro	$6.022\,1 \times 10^{23}$
V_T	thermische spanning ($= kT/q$)	$25.851 \text{ mV (@300 K)}$

Materiaalconstanten

Constante	Waarde
$\epsilon_{r,FR4}$	4
$\epsilon_{r,Si}$	11.68
ϵ_{r,SiO_2}	11.68
ϵ_{r,Si_3Ni_4}	7.5

Signalen

Indien een grootheid x_A varieert in de tijd, noteren we:

$$x_A(t) = X_A + x_a(t)$$

waarbij $X_A = \overline{x_A(t)}$ (de gemiddelde of DC-waarde), of korter:

$$x_A = X_A + x_a$$

Indien x_a sinusvormig is, dan noteren we:

$$x_a(t) = X_a \sin(\omega t + \phi)$$

en noemen we X_a de AC-amplitude.

Afkorting

Omdat vele afkortingen uit het Engels komen, vermelden we telkens eerst de verklaring in het Engels en in de rechterkolom de verklaring in het Nederlands.

Afkorting	Betekenis (E)	Betekenis (N)
AC	alternating current	wisselstroom
ADC	analog to digital converter	analoog-digitaal-converter
ASIC	application specific integrated circuit	toepassings specifieke geïntegreerde schakeling
AVO	ampere, volt, ohm	ampere, volt, ohm
BE	branch equation	takvergelijking (bv. de wet van Ohm)
BJT	bipolar junction transistor	bipolaire junctietransistor
CCCS	current-controlled current source	stroomgestuurde stroombron
CCVS	current-controlled voltage source	stroomgestuurde spanningsbron
DAC	digital to analog converter	digitaal-analoog-converter
DC	direct current	gelijkstroom
DSP	digital signal processing	digitale signaalverwerking
EDA	electronic design automation	ontwerpautomatisering van elektronische schakelingen
FET	field effect transistor	veldeffecttransistor
IC	integrated circuit	geïntegreerde schakeling
KCL	Kirchhoff's current law	Kirchhoffs stroomwet
KVL	Kirchhoff's voltage law	Kirchhoffs spanningswet
LED	light-emmitting diode	lichtgevende diode
LSA	linear slope approximation	lineaire hellingsbenadering
LSB	least significant bit	minst beduidende bit
MM	stelling van Millman	Millman's theorem
MOS	metal oxide semiconductor	metaal-oxide-halfgeleider
MSB	most significant bit	meest beduidende bit
PCB	printed circuit board	edrukte schakeling
opamp	operational amplifier	operationele versterker

verdergezet op de volgende bladzijde

vervolg van de vorige bladzijde

Afkorting	Betekenis (E)	Betekenis (N)
RMS	root mean square	wortel uit het gemiddelde van het kwadraat
SRA	small ripple approximation	kleine rimpel-benadering
VCCS	voltage-controlled current source	spanningsgestuurde stroombron
VCVS	voltage-controlled voltage source	spanningsgestuurde spanningsbron

Het vorige boekdeel startte met wetmatigheden, grootheden, signalen en ging vervolgens door naar de elektronische elementen en de netwerken die we ermee kunnen bouwen.

In dit deel gebruiken we een gelijkaardige opbouw. We starten met de dragers die ons zullen toelaten om de knopen en lussen te realiseren die we nodig hebben om het samenspel van stromen en spanningen te realiseren. We concentreren ons hierbij op *Printed Circuit Boards (PCBs)*. We zouden ook gebruik kunnen maken van geïntegreerde (halfgeleider)schakelingen, maar dat valt buiten het bestek van deze cursus.

Vervolgens doen we uit de doeken hoe reële componenten het theoretische gedrag zullen benaderen van de elementen die we in het vorige boekdeel besproken hebben. De passieve componenten kunnen we nog behandelen met een elementaire basiskennis van elektrische en magnetische velden, zoals je die kent vanuit je cursussen elektriciteit. Voor de actieve componenten zullen we echter eerst onze theoretische achtergrondkennis aanvullen op het vlak van materiaaltechnologie. We zullen uitleggen wat isolatoren, geleiders en halfgeleiders zijn en hoe we de laatste materialen kunnen gebruiken om diodes en transistoren te maken.

Tot slot zullen we verder enkele schakelingen bekijken. Sommige kennen we al als netwerk. Hier zullen we enkel de niet-idealiteiten moeten uit de doeken doen ten gevolge van het gebruik van (niet-ideale) componenten i.p.v. (ideale) elementen. Andere schakelingen zijn nieuw. Ze ontstaan uit de opportuniteiten die specifieke componenten ons geven of uit de noden ten gevolge van het gebruik van reële componenten.



Materiaaltechnologie: geleiders, halfgeleiders en isolatoren

Overzicht

2.1	Atomen	4
2.1.1	Het startpunt: het model van Rutherford	4
2.1.2	Een stap verder: het kwantummechanische atoommodel	6
2.1.3	Vulling van de orbitalen	8
2.1.4	Excitatie en terugval	11
2.1.5	Actieve en niet-actieve orbitalen	12
2.2	Kristallen	12
2.2.1	Wat is een kristal?	12
2.2.2	Uitwaaiering van de energieniveaus: de bandenstructuur	13
2.2.3	Vulling van de banden	14
2.2.4	Thermische generatie en recombinatie	15
2.2.5	Thermisch (on)evenwicht	19
2.2.6	Macroscopische betekenis van het Fermi-niveau	21
2.3	Geleiders, halfgeleiders en isolatoren	23
2.4	Lading, veld, kracht, potentiaal en energie	23
2.4.1	Beweging van ladingen — stroom	25
2.4.2	Positie van ladingen — spanning	30
2.5	Onze favoriete geleiders: koper en aluminium	31
2.6	De halfgeleider bij uitstek: silicium	34
2.6.1	Ongedopeerd (intrinsiek)	34
2.6.2	Gedopeerd	36
2.7	Goede isolatoren en diëlektrica: keramische materialen, glas en plastics	42
2.7.1	Isolatoren	42
2.7.2	Diëlektrica	42
2.7.3	Duurzaamheid	44
2.8	Slotbeschouwing	45

Om de werking van reële componenten te kunnen begrijpen, moeten we een goed basisbegrip hebben over de verschillende basismaterialen die we ter beschikking hebben. In het licht van ons doel, volstaat het de materialen te begrijpen in hun drie fundamentele categorieën voor de elektronica, nl. geleiders, halfgeleiders en isolatoren.

We starten zoals elk hoofdstuk over materiaaltechnologie hoort te starten, vanuit onze kennis van het atoom. We vatten deze studie vrij pragmatisch aan, d.w.z. we starten wel van een beschrijving/begrip in kwantummechanisch perspectief, maar gaan op dit fundamentele niveau maar net zo lang door om voldoende basis te hebben om het meer conventionele model met elektronen in een valentie- en een conductieband te kunnen beschrijven.

Dit begrip leidt ons al gauw tot een praktisch bruikbare kennis en enkele praktische vergelijkingen om de werking van geleiders, isolatoren en halfgeleiders te kunnen beschrijven.

De essentie van dit hoofdstuk is dus niet de loutere basisfysica- en chemiekennis die erin beschreven wordt, maar wel een basisinzicht in de werking van halfgeleiders om de basiscomponenten zoals de diode, de bipolaire junctietransistor en de mosfet te kunnen begrijpen en ze gepast te kunnen inzetten.

De halfgeleidertechnologie is immers dé doorbraaktechnologie die de recente hypes zoals het *internet of things* en *artificial intelligence* mogelijk maakt.

Uit deze inleiding blijkt het al: we besteden geen tijd aan de technologie van elektronenbuizen (die gebaseerd was op (emissieve) geleiders, warmte en vacuüm. Niet omdat deze technologie niet relevant meer is, want dat is ze nog steeds indien het over grote vermogens gaat (bv. magnetrons in microgolfovens, of klystrons voor radartoepassingen). Voor signaalverwerkingstoepassingen is ze echter totaal verdreven door halfgeleidertechnologie, die het mogelijk maakte om met veel kleinere voedingsspanningen en vermogens, de schakelingen te miniaturiseren en te integreren in *geïntegreerde schakelingen* (IC-technologie).

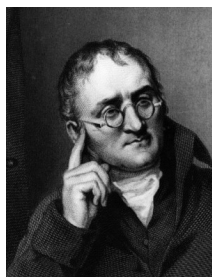
De lezer zal merken dat het aantal oefeningen in dit hoofdstuk eerder beperkt is, en vooral gericht op inzicht, eerder dan op het automatiseren van onze rekenskills m.b.t. de halfgeleiderfysica.

2.1 Atomen

Het atoommodel is door de eeuwen heen gegroeid via Dalton, Thomson, Rutherford, Bohr en De Broglie tot het kwantummechanische model van Schrödinger. Je vindt een gallerijtje foto's van deze doorbraakwetenschappers in Figuur 2.1.

2.1.1 Het startpunt: het model van Rutherford

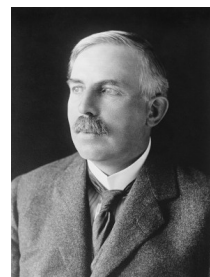
Een atoom bestaat uit een kern met daaromheen elektronen. De kern bestaat uit neutrale deeltjes (neutronen, die enkel een massa hebben, 1.6726×10^{-27} kg) en positief geladen deeltjes (protonen, die naast dezelfde massa ook een positieve eenheidslading dragen t.w.v. 1.6022×10^{-19} C). Deze deeltjes zitten in de kern vrij dicht opeengepakt. Hoewel positief geladen deeltjes elkaar



(a) John Dalton
(*1766–†1844)



(b) Joseph J. Thomson
(*1856–†1940)



(c) Ernest Rutherford
(*1871–†1937)



(d) Niels H. D. Bohr
(*1885–†1962)



(e) Louis de Broglie
(*1892–†1987)



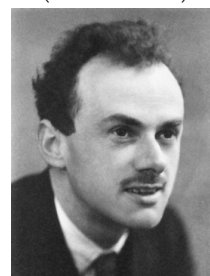
(f) Erwin Schrödinger
(*1887–†1961)



(g) Max Planck
(*1858–†1947)



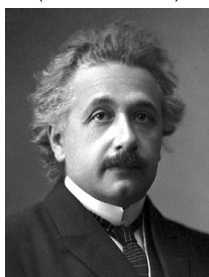
(h) Enrico Fermi
(*1901–†1954)



(i) Paul Dirac
(*1902–†1984)



(j) Satyendra Bose
(*1894–†1974)



(k) Albert Einstein
(*1879–†1955)



(l) James Chadwick
(*1891–†1974)

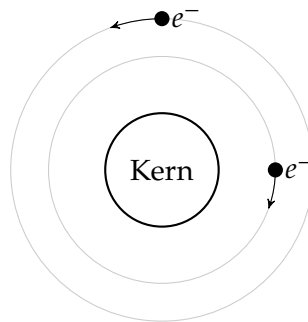


(m) Wolfgang Pauli
(*1900–†1958)

Figuur 2.1: De grondleggers van onze kennis over atomen

volgens het klassieke elektromagnetisme zouden moeten afstoten, houdt de kernkracht ze stevig bij elkaar.

Omheen de kern bevinden zich de veel 'lichtere' elektronen (ongeveer 1/1837ste van de massa van een proton). Beeld je een proton in als een voetbal, het elektron als een knikker. Het elektron heeft exact de tegengestelde lading als een proton, nl. $-1.6022 \times 10^{-19} \text{ C}$.



2.1.2 Een stap verder: het kwantummechanische atoommodel

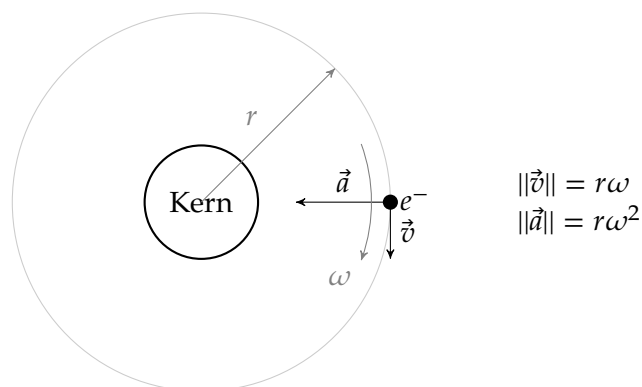
Het bovenstaande beeld van de kleine knikkers die als een satelliet dicht rondom de voetbal bewegen, is echter niet correct om meerdere redenen:

1. de afstand tussen de kern en het elektron is gigantisch (ca. 100 000 keer groter dan de diameter van de kern): het atoom bestaat dus uit kleine bolletjes in een zee van lege ruimte!
2. het beeld van het kleine knikkertje dat (als een planeet) rondjes draait rond de kern (de zon) is niet correct.

Het eerste punt hierboven is een gegeven waar we ons bewust van moeten zijn: de materie rondom ons, is eigenlijk heel weinig materie in een zee van niets.

Het tweede punt is niet zo evident: het zijn maar eerst Niels Bohr (voor het waterstof atoom) en later Erwin Schrödinger (voor willekeurige atomen) die konden verklaren waarom een elektron niet tot in de kern valt. Het lijkt immers logisch dat de Coulomb-kracht die een elektron ondervindt in het elektrische veld veroorzaakt door de protonen in de kern, de middelpuntzoekende kracht vormt die het elektron op een cirkelbaan houdt. Een dergelijke baan noemen we een omloopbaan of een *orbit*.

Maar: een elektron dat met een constante hoeksnelheid ω in een cirkelbaan met straal r om een kern beweegt, heeft een tangentiële snelheid $\vec{v}$ en een radiaal naar binnen wijzende versnellingsvector $\vec{a}$:



Nu is het zo dat een geladen deeltje dat een versnelling ondergaat volgens de wetten van Maxwell een elektromagnetische golf veroorzaakt (je leert hier meer over in je lessen telecommunicatie, waarin je dit als basisprincipe voor de werking van antennes leert kennen). Het gevolg is dat het deeltje energie verliest en bijgevolg op hele korte tijd in tot in de kern zou moeten vallen (op minder dan een nanoseconde). En toch doet het dat niet!

Dit gedrag valt enkel te verklaren door het golfkarakter van objecten in rekening te brengen. Het is immers zo dat elke massa in ons universum zich niet enkel als massa gedraagt, maar ook als golf (een veronderstelling geformuleerd door Louis de Broglie). Voor traagbewegende objecten (d.w.z. met een snelheid veel kleiner dan de lichtsnelheidsconstante) bedraagt deze golflengte:

$$\lambda = \frac{h}{mv}$$

met h de constante van Planck (6.626×10^{-34} J/Hz) en m en v respectievelijk de massa en de snelheid van het object. Voor objecten met een grote massa is deze golflengte relatief gezien ontielijk klein en daardoor heeft het golfkarakter weinig invloed op objecten met grote massa.¹ Voorwerpen met kleine massa (zoals het elektron) hebben echter een golflengte die vergelijkbaar is met de afstanden op atomair niveau. Het gedrag van het elektron wordt op die manier veel meer als golf bepaald dan als deeltje.

Het was Schrödinger die voorstelde om de elektronen voor te stellen als golffunctie $\psi(x, y, z, t)$ met als argumenten de drie ruimtecoördinaten x, y, z en de tijd t . De volgende vergelijking bleek dan het gedrag van de elektronen goed te kunnen beschrijven, nl. de *Schrödinger vergelijking*:

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U(x, y, z) \psi = j\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (2.1)$$

waarbij ψ de golffunctie is van het elektron, $\hbar = h/2\pi$, ∇^2 de Laplaciaan (ruimtelijke tweede afgeleide) en U de potentiaalomgeving waar de golf zich in bevindt (een potentiaalput ten gevolge van de positieve protonen in de kern).

Indien je de vergelijking (2.1) (een differentiaalvergelijking in drie dimensies en de tijd) oplost voor een kern met een willekeurig aantal protonen en bijhorend aantal elektronen, dan krijgen golffuncties van de elektronen (die de oplossingen van de vergelijkingen zijn) specifieke vormen. De oplossingen worden standaard genummerd met 4 getallen:

¹Als welgekome ontspanning bij het lezen van deze tekst: bereken je eigen golflengte eens? En die van je beste vriend? Ongetwijfeld zitten jullie op dezelfde golflengte!

Symbool	Naam	Waarden
n	hoofdkwantumgetal	$1, 2, 3, \dots$
l	nevenkwantumgetal ²	$0, 1, \dots, n - 1$
m	magnetisch kwantumgetal	$-l, -l + 1, \dots, l - 1, l$
s	het spin-kwantumgetal	$\frac{1}{2}$ (up) of $-\frac{1}{2}$ (down)

Elk van deze genummerde oplossingen stelt één mogelijk elektron voor.

De golffuncties zelf werden weergegeven in Figuur 2.2. Het zijn de staande golven die kunnen 'overleven' in de potentiaalput $U(x, y, z)$, zoals op een snaar van een gitaar ook maar specifieke staande golven kunnen overleven indien je ze aanslaat.

Maar...de werkelijke fysische betekenis van deze golffunctie is tot op vandaag een raadsel.³ Het enige wat we weten is dat het kwadraat van de absolute waarde van de golffunctie evenredig is met de waarschijnlijkheid om het elektron aan te treffen op de plaats x, y, z op tijdstip t . En zelfs dat is een vereenvoudiging van de werkelijkheid, want eigenlijk is het elektron *simultaan met zekerheid* $|\psi|^2$ aanwezig op alle plaatsen en tijdstippen waar de golffunctie niet nul is.

We moeten een elektron dus zien als een verspreid iets, waarbij van zodra we het elektron proberen te observeren (m.a.w. de golffunctie proberen te evalueren), de massa zich concentreert op een welbepaald punt.⁴

Omwille van dit gedistribueerde karakter van een elektron, spreken we niet langer over een baan voor het elektron (een *orbit*) maar over een *orbitaal* van het elektron.

2.1.3 Vulling van de orbitalen

Elk van de getekende golffuncties (in Figuur 2.2) biedt plaats aan 2 elektronen (spin-up en spin-down). Dit is het gevolg van het *uitsluitingsbeginsel van Pauli*, dat stelt dat er per atoom geen twee elektronen met dezelfde kwantumgetallenreeks (n, l, m , en s) kunnen voorkomen.

D.w.z. dat er plaats is voor respectievelijk 2, 6, 10 en 14 elektronen in de s -, p -, d - en f -orbitalen.

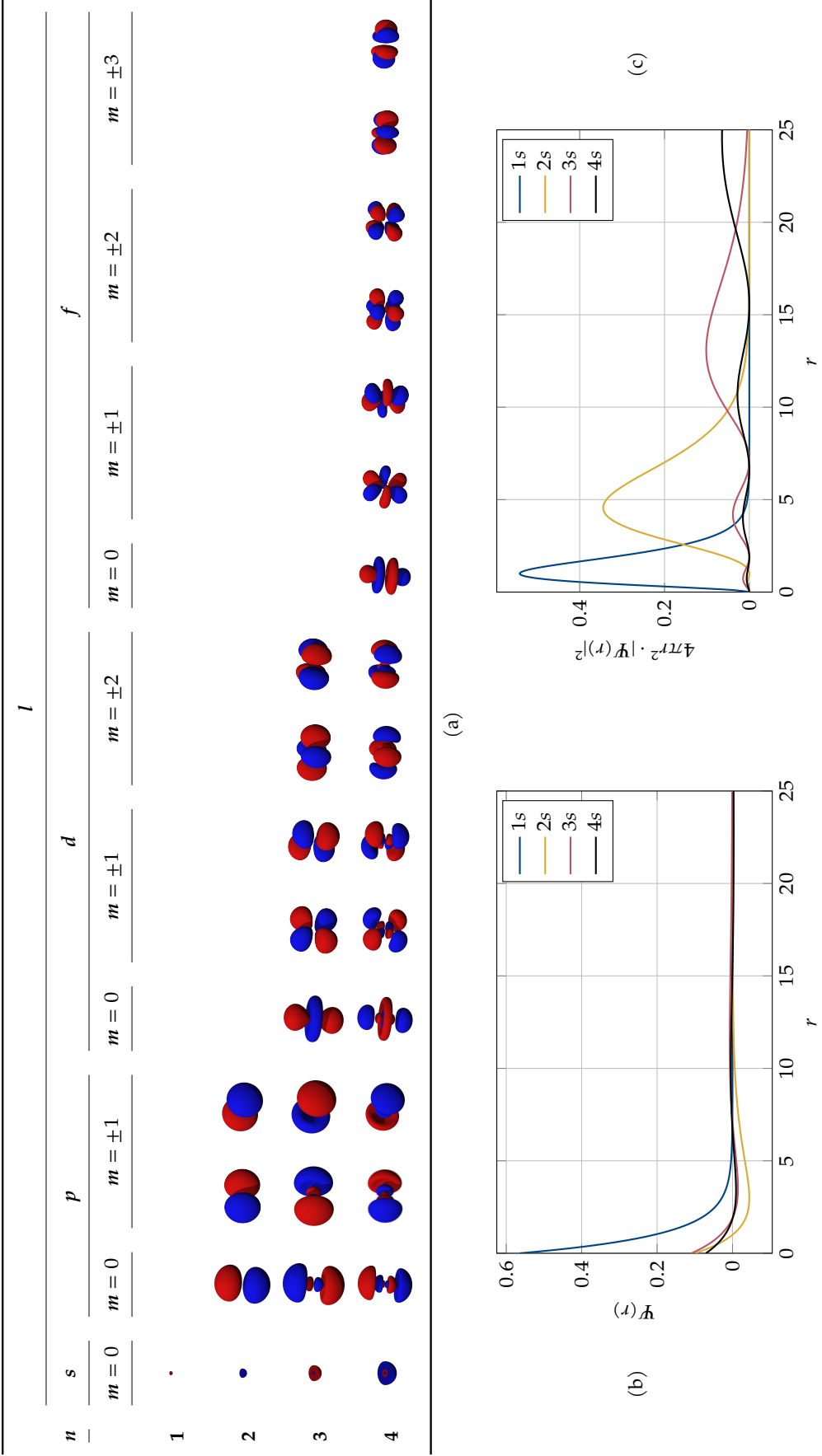
Het aantal protonen in een kern bepaalt (bij een elektrisch neutraal atoom) het aantal elektronen van het atoom. Indien het atoom energetisch in rusttoestand is, dan zijn de orbitalen gevuld met elektronen van een laag naar een hoog energieniveau.

Het energieniveau wordt bepaald door de gemiddelde afstand van het elektron (in zijn orbitaal) tot de kern. Hoe kleiner de afstand, hoe lager de energie en hoe liever een elektron zich daar bevindt (het wordt immers sterker aangetrokken door de protonen in de kern).

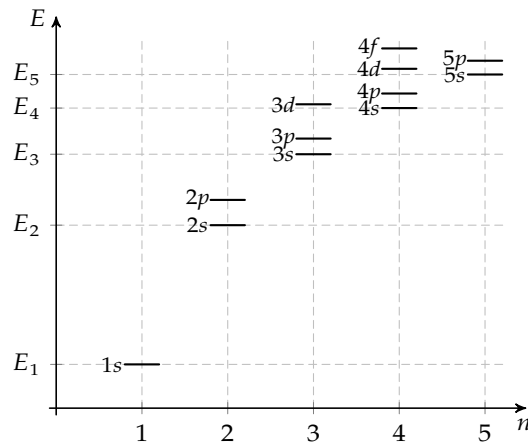
Je kan je inbeelden dat het berekenen van de gemiddelde afstand voor de orbitalen die we eerder tekenden geen sinecure is. In combinatie met extra effecten zoals afscherming en penetratie, resulteert dit in de energetische volgorde van de orbitalen die hieronder is weergegeven.

³Niels Bohr zei ooit: "Those who are not shocked when they first come across quantum theory cannot possibly have understood it." Later parafraseerde Richard Feynman hem: "If you think you understand quantum mechanics, you don't understand quantum mechanics."

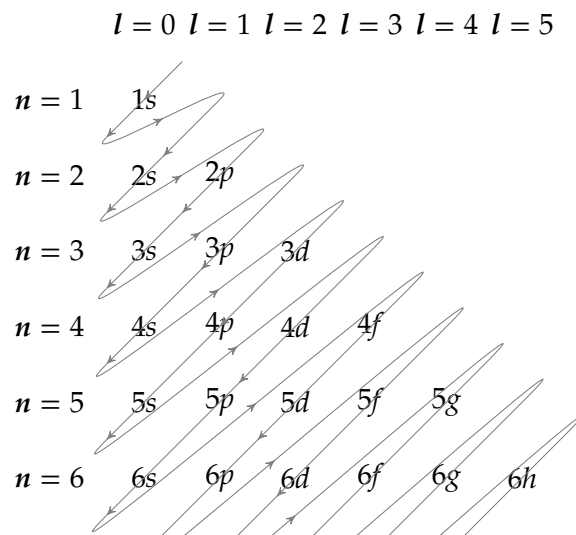
⁴Als je hierover meer wil weten, zoek dan filmpjes op je favoriete videoplatform over "the double slit experiment" en ook "the double slit experiment for electrons".



Figuur 2.2: Golf functies voor de laagste orbitalen van een waterstof-achtig atoom: (a) afbeelden gemaakt met Orbital Viewer van David Manthey (door Dhatfield). Rood is een positieve waarde, blauw een negatieve. Merk op dat de hogere orde orbitalen (voor $n = 5, 6, \dots$) niet werden getekend. De s-orbitalen zijn perfect bolsymmetrisch, hun golf functie kan dan ook in (b) een één-dimensionale grafiek worden weergegeven i.f.v. de afstand r tot de kern (zie hieronder). Grafiek (c) geeft de waarschijnlijkheid weer een elektron te treffen in een s-orbitaal in een schil op straal r . Merk op dat hogere orde orbitalen ook een distributie hebben die niet nul is dicht tegen de kern!



Dit leidt tot een vulling van de orbitalen in de specifieke volgorde zoals hieronder aangegeven:



Het vullen van de orbitalen in deze volgorde noemen we het *aufbau*-principe. Sommige atomen vormen uitzonderingen op deze volgorde (om verklaarbare redenen). We komen hier later op terug, want het germaniumatoom waarvoor we de orbitaolvulling hieronder hebben beschreven volgens het *aufbau*-principe is zo'n uitzondering. We zetten de fout die we hier bewust maken, later recht.

Als voorbeelden:

- een waterstofatoom (met 1 elektron) zal in rusttoestand zijn elektron in de 1s orbitaal vinden.
We noteren dit: $1s^1$
- een siliciumatoom (met 14 elektronen) zal in rusttoestand de elektronen in de 1s, 2s, 2p, 3s en 3p orbitalen vinden.
We noteren dit: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$
- een germaniumatoom (met 32 elektronen) zal in rusttoestand de elektronen in de 1s, 2s, 2p, 3s en 3p orbitalen vinden.
We noteren dit: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^2$

De notatie die hierboven gebruikt werd noemen we een *orbitaaldiaagram*: we noteren het hoofdkwantumgetal gevolgd door een orbitaalletter met een superscript dat het aantal elektronen in dat orbitaal weergeeft. We reigen deze sequenties in *aufbau*-volgorde aan elkaar.

We korten deze sequenties vaak af, door te kijken naar het onderliggende halogeen die de binnenste orbitalen deelt met het beschouwde element.

Zo noteren we ook wel:

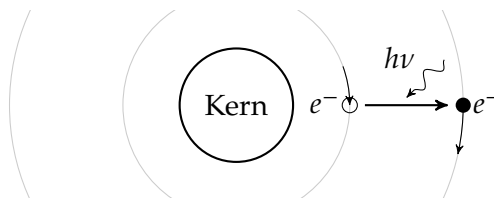
- silicium (met 14 elektronen) dat neon als onderliggende halogeen heeft, als $[\text{Ne}]3s^23p^2$
- germanium (met 32 elektronen) dat argon als onderliggend halogeen heeft, als $[\text{Ar}]4s^23d^{10}4p^2$

2.1.4 Excitatie en terugval

Door een elektromagnetische golf (bv. licht) op het atoom te richten, kan je een elektron uit een lager energieniveau exciteren naar een hoger energieniveau. Elektromagnetische golven komen in aparte pakketjes die we fotonen noemen, met een energie gelijk aan:

$$E = h\nu$$

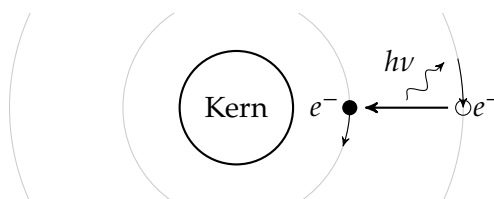
met h de constante van Planck ($6.626 \times 10^{-34} \text{ J/Hz}$) en ν de frequentie van de golf. Indien de golf groter is dan het energieverval tussen de hogergelegen orbitaal en de lagergelegen orbitaal is, dan kan dit foton het elektron *exciteren* naar het hogergelegen niveau. Schematisch:



Merk hierbij op dat in de bovenstaande schematische voorstelling we nog gretig gebruik maken van het naieve idee dat elektronen zich op een baan bewegen. Zolang we ons bewust zijn van de conceptuele aard van deze tekening is dit prima.

Fotovoltaïsche zonnecellen maken gebruik van dit principe om stroom op te wekken.

Het omgekeerde scenario kan ook: als er plaats is op een lagergelegen orbitaal, dan kan het elektron ook terugvallen naar die orbitaal en zal daarbij een foton uitzenden met exact het energieverval tussen de orbitalen.



Light-emitting diodes (LEDs) maken gebruik van dit principe om elektrische energie in licht om te zetten.

Het proces van excitatie en terugval op basis van elektromagnetische golven, dat hierboven beschreven wordt, is niet de enige mogelijkheid waarop elektronen energie kunnen winnen of verliezen. We komen hier later op terug.

2.1.5 Actieve en niet-actieve orbitalen

Indien je de elektronen beschouwt die in een orbitaal dicht bij de kern zitten, dan ondervinden die een sterke aantrekkingskracht van deze kern: ze zitten stabiel op hun plaats. Je zal veel energie nodig hebben om ze helemaal te exciteren tot op een vrij orbitaal. Deze elektronen zijn dan ook weinig tot *niet actief*.

Voor de elektronen die in hogere orbitalen zitten, compenseren deze lagere orbitalen de positieve ladingen in de kern. De buitenste orbitalen zijn dan ook minder sterk gebonden dan de binnenste. Je zal een stuk minder energie nodig hebben om ze uit hun orbitaal weg te halen. Ze zijn *wel actief*. We noemen deze elektronen de *valentie-elektronen*.

Als voorbeeld: silicium heeft een orbitaaldiagram $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$. Enkel de vier buitenste elektronen, nl. $2s^2 3p^2$ zijn valentie-elektronen. Waar ligt nu de grens tussen niet-actieve orbitalen en de valentie-orbitalen? In de tabel van Mendelejev vind je uiterst rechts de edelgassen. Die zijn heel stabiel en bepalen voor de elementen tussen een specifiek edelgas en het volgende edelgas de niet-actieve orbitalen.

Voor silicium is het onderliggende edelgas neon, we korten het orbitaaldiagram af als $[\text{Ne}]3s^2 3p^2$ wat onmiddellijk de valentie-elektronen weergeeft.

Voor germanium is de redenering wat meer complex (en illustreert ook een uitzondering op het aufbau-principe): germanium kunnen we verkort noteren als $[\text{Ar}]4s^2 3d^{10} 4p^2$.

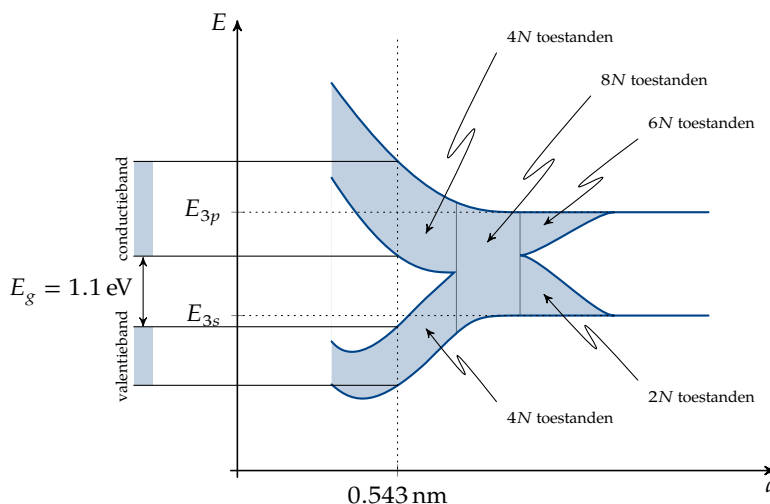
Het blijkt echter dat van zodra de 3d orbitaal helemaal gevuld is dat de 4s orbitaal door afscherming op een hoger energieniveau staat dan 3d. We zouden dus eigenlijk moeten schrijven: $[\text{Ar}]3d^{10} 4s^2 4p^2$. De conclusie is dat ook Germanium 4 valentie-elektronen heeft.

Het zijn de valentie-elektronen die voor het grootste deel verantwoordelijk zijn voor de chemische reactiviteit (de (ont)bindingseigenschappen) van de individuele atomen in een molecule.

2.2 Kristallen

2.2.1 Wat is een kristal?

Het materiaal dat we willen gebruiken om componenten mee te maken, bestaat natuurlijk niet uit een enkel atoom, maar uit een hele boel atomen, die in verschillende aggregatietoestanden kunnen voorkomen: plasma, gasvormig, vloeibaar of vast. Binnen de vaste stoffen kunnen we nog twee categorieën onderscheiden: de amorfe of de kristallijne stoffen. Bij de eerste zijn de atomen zonder regelmaat in het geheel aanwezig, bij de tweede zijn de atomen op een vaste roosterstructuur geordend. We noemen dit rooster het kristalrooster.



Figuur 2.3: Uitwaaiering van de energieniveaus 4p en 4s tot een bandenstructuur (met een valentieband en een conductieband) bij het samenbrengen van N atomen i.f.v. de roosterconstante a voor silicium bij 300 K, resulterend in een *bandgap* van 1.1 eV.

2.2.2 Uitwaaiering van de energieniveaus: het ontstaan van een bandenstructuur

Er bestaan vele mogelijke kristalroosters. Het behandelen van al deze mogelijkheden gaat buiten het bestek van deze cursus. We kunnen immers ook verder zonder een grondige kennis van al deze roosters. Er is wel een essentieel gevolg verbonden aan het samenbrengen van atomen op een kristalrooster. Al deze atomen en elektronen gaan elkaar beïnvloeden. Deze wederzijdse beïnvloeding vertaalt zich in de veralgemening van het uitsluitingsbeginsel van Pauli: geen enkel elektron in het kristal kan zich op eenzelfde energieniveau bevinden.

Het effect begint pas te spelen indien de afstand tussen de atomen voldoende klein wordt. Dit wordt grafisch geïllustreerd voor silicium in Figuur 2.3. De horizontale as geeft de afstand tussen de individuele atomen van het rooster weer, a .⁵ Als a groot is, heeft elk atoom zijn eigen originele energieniveaus van de 4s en 4p orbitalen. Naarmate a kleiner wordt (d.w.z. de atomen dichter bij elkaar zitten) gaan de energieniveaus 'elkaar uit de weg gaan' en wordt het originele niveau een spreidingsband van energieniveaus. Hoewel de energieniveaus steeds nog discrete niveaus zijn, zijn het er zoveel (een kristal silicium dat 1 g weegt, telt ongeveer 2.15×10^{22} atomen⁶, dat je eigenlijk kan stellen dat je een continue energieband krijgt. Bij nog kleinere a vloeien de 4p en 4s energiebanden samen en voor nog kleinere a splitsen ze terug op!

Het vreemde daarbij is dat het onevenwicht $2N$ vs $6N$ in het aantal energieniveaus (dat bestond voor de onderste en de bovenste band) nu verdwijnt. We krijgen een evenwichtige splitsing: zowel de bovenste als de onderste band bieden plaats aan $4N$ energieniveaus! Dit heeft te maken met het kristalrooster van silicium, dat net als diamant bestaat uit twee in elkaar geschoven kubisch vlak-gecentreerde roosters bestaat. Daarin heeft een atoom 4 dichtste buren. We komen hier later op terug.

Silicium heeft een roosterconstante gelijk aan $a = 0.543$ nm wat zich vertaalt in twee energie-

⁵De parameter a is in feit de roosterconstante, wat niet noodzakelijk de kortste afstand is tussen twee atomen in het rooster, maar wel de karakteristiek afstand van de eenheidscel. Maar dat is slechts een detail.

⁶Het atoomgewicht van silicium bedraagt ongeveer 28AMU, want de kern bevat ca 28 deeltjes, bijgevolg weegt 1 mol ($N_A = 6.22 \times 10^{23}$ atomen) 28 g en bijgevolg telt 1 g $N_A/28$ atomen.

banden: de onderste noemen we de *valentieband*, en de bovenste de *conductieband*. De verboden zone tussen de twee banden noemen we de *band-gap* en die is 1.1 eV groot.⁷

In Tabel 2.1 vind je de band-gap-energie voor enkele typische materialen.

Tabel 2.1: Band-gap energiewaarden voor enkele typische halfgeleidermaterialen en isolatoren

Materiaal	$\frac{E_g}{\text{(eV)}}$	Materiaal	$\frac{E_g}{\text{(eV)}}$
Si	1.10	SiO ₂	9.3
Ge	0.66	Plastics (~)	4.5
GaAs	1.43		
GaN	3.4		

2.2.3 Vulling van de banden

Indien we ons verder concentreren op silicium, dan weten we dat dit materiaal 4 valentie-elektronen heeft. In hun laagste energietoestand bevinden ze zich allemaal in band met de laagste energieniveaus, de valentieband. Deze situatie doet zich voor in bij een temperatuur $T = 0 \text{ K}$.

Als de temperatuur echter toeneemt, neemt de kans toe dat er eentje overspringt naar de conductieband. De kans f dat een elektron zich op energie niveau E bevindt, kan je berekenen met de Fermi-Dirac kansverdelingsfunctie:

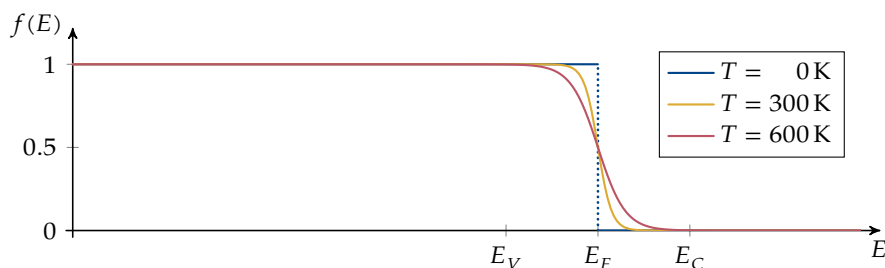
$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}$$

Fermi-Dirac verdeling

waarbij E het energieniveau van het elektron, k de constante van Boltzmann ($1.3806 \times 10^{-23} \text{ J/K}$) en E_F het Fermi-niveau, een karakteristieke parameter die functie is van het gebruikte materiaal en de zuiverheid ervan (we komen later op de zuiverheid nog terug).

Voor zuiver silicium ligt het Fermi-niveau ongeveer halverwege de bandgap (0.54 eV boven E_V). De Fermi-Dirac verdeling werd in Figuur 2.4 getekend voor silicium voor verschillende temperaturen.

⁷De eV is een energie-eenheid die overeenkomt met de energie nodig om een elektron 1 V lager in potentiaal te brengen.



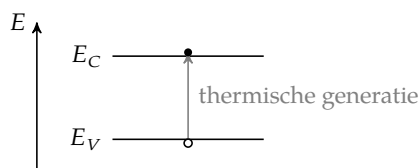
Figuur 2.4: Fermi-Dirac verdeling van de elektronen voor $T = 0\text{ K}$ en $T = 300\text{ K}$, met E_V het energieniveau van de bovenkant van de valentieband en E_C het energieniveau van de onderkant van de conductieband.

2.2.4 Thermische generatie en recombinatie

Thermische generatie

Bij $T = 0\text{ K}$ is de Fermi-Dirac verdelingsfunctie exact 1 over de hele valentieband en exact 0 over de hele conductieband. De conclusie is dat alle elektronen in de valentieband zullen zitten en geen enkel elektron in de conductieband.

Bij $T = 300\text{ K}$ (kamertemperatuur) is de Fermi-Dirac verdelingsfunctie niet exact 1 en 0 zoals hierboven, maar zal er een kleine kans zijn dat er een energieniveau in de valentieband niet is gevuld en er een energieniveau in de conductieband dat wel is gevuld. Dat gaat dan om een elektron dat onder invloed van de temperatuur van de valentieband naar de conductieband gesprongen is. Temperatuur komt immers overeen met trillingen van de atoomkernen op hun roosterposities. Deze trillingen geven op die manier een extra duwtje aan sommige elektronen (meer snelheid, dus meer kinetische energie) waarmee ze tot in de conductieband geraken. Dat proces noemen we *thermische generatie*. Het conceptuele beeld dat je in je hoofd moet prenten ziet er dan als volgt uit:

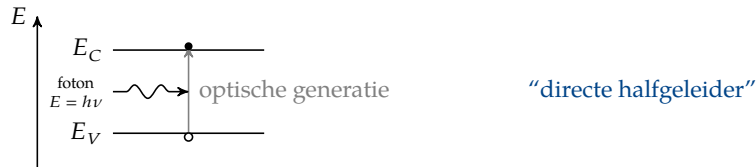


Een elektron verlaat dan de valentieband (laat daar een gat achter) en springt naar de conductieband. Merk op dat het elektron niet langzaam naar boven borrelt maar eigenlijk geen enkele van de tussenliggende niveaus aanneemt. De pijl geeft dus geen 'reisweg' weer. Het elektron verdwijnt uit de valentieband en verschijnt tegelijkertijd in de conductieband. Het elektron is dan vrij om te reizen doorheen het kristal. We noemen het een *vrij elektron*. Het gat kan ook gaan reizen (ttz. naburige elektronen van de valentieband kunnen in het gat springen, waardoor het gat lijkt te bewegen). De combinatie van het vrije elektron en het ontstane gat, noemen we een *elektron/gat-paar*.

De thermische generatie die hier beschreven wordt vindt parallel plaats aan de generatie onder invloed van elektromagnetische straling (fotonen) waarover we het zullen hebben in de volgende paragraaf. Bij deze laatste hebben we een externe energiebron nodig. De thermische generatie heeft enkel een temperatuur nodig verschillend van 0 K .

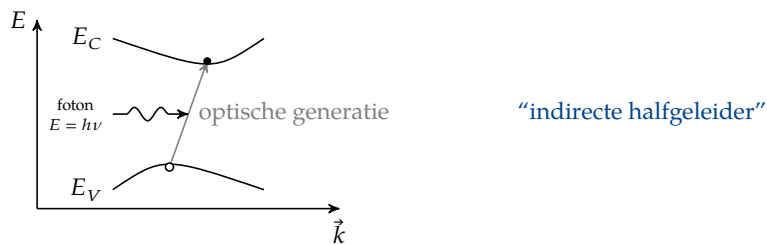
Optische generatie

De sprong van valentie naar conductieband kan ook geïnitieerd worden door een invallend foton dat de nodige energie levert. Indien de energie van het foton groter is dan de band-gap-energie, dan wordt het foton geabsorbeerd. Dit werd hieronder geïllustreerd.



Om dit fenomeen (en de bijhorende recombinatie waarbij een foton wordt uitgezonden) ten volle te begrijpen, moeten we ook even afstappen van het (te) eenvoudige beeld dat de bandenstructuur onafhankelijk is van de beweging van de elektronen. Het blijkt immers dat de bandenstructuur grillig verloopt i.f.v. de impuls⁸ $\vec{k} = m\vec{v}$ van de elektronen (massa maal snelheidsvector).

De bandgap die we tot nog toe zagen is de minimale afstand van de bovenkant van de valentieband tot de onderkant van de conductieband. Voor vele halfgeleiders treedt het minimum in de conductieband en het maximum in de valentieband niet op voor dezelfde elektron-impuls $\vec{k}$. Dit werd hieronder schematisch voorgesteld voor een elektron in één dimensie. In werkelijkheid kan een elektron natuurlijk in drie dimensies bewegen en is het plaatje nog veel complexer.



Dit wil zeggen dat indien een foton voldoende energie heeft om een elektron de bandgap te laten overwinnen, dat tegelijkertijd het elektron nog moet botsen met een ander elektron of met een kern om zijn impuls ($\vec{k}$) te kunnen wijzigen bij de overgang. De kans dat dit simultaan gebeurt is klein.

We onderscheiden twee soorten halfgeleiders:

directe Dit zijn halfgeleiders waarbij het minimum van de conductieband en het maximum van de valentieband optreden voor dezelfde elektronimpuls, zoals InAs, GaAs en GaN.

indirecte Dit zijn halfgeleiders waar dit niet het geval is, bv. Si en Ge.

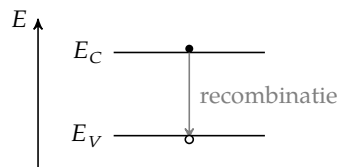
Opmerking

Ondanks dat we op basis van de uitleg hierboven weten dat het conductieband- en valentieband-energieniveau niet vlak en constant zijn in functie van de snelheid van het elektron, veronderstellen we in de hele halfgeleideranalyse toch dat E_V en E_C unieke waarden zijn die op een vaste afstand E_g van elkaar liggen.

⁸Een ander woord voor impuls is *hoeveelheid van beweging*.

Recombinatie

Indien het elektron op zijn weg een gat tegenkomt, kan het opnieuw tot in de valentieband 'vallen' (opnieuw onmiddellijk, zonder tussenliggende energetische reisweg!). Dat proces noemen we *recombinatie*. De energie die het daarbij moet verliezen, kan het kwijt aan het rooster (door te botsen met een atoomkern en die wat harder te laten trillen), door een ander elektron wat te versnellen, of door een foton uit te zenden (elektromagnetische straling). Het conceptuele beeld dat je in je hoofd moet prenten ziet er dan als volgt uit:



Bij de recombinatie is het feit of het om een directe of indirecte halfgeleider gaat ook van groot belang. De kans dat een elektron een foton kan uitzenden net op het moment dat het botst is klein. om die reden zullen voor LEDs en diode lasers enkel directe halfgeleidermaterialen gebruikt worden.

Recombinatie waarbij een foton wordt uitgezonden noemen we radiatieve recombinatie. Recombinatie waarbij de energie wordt doorgegeven aan andere elektronen noemen we Auger-recombinatie.

Elektronen- en gatendichtheid

Op basis van de Fermi-Dirac verdeling

De Fermi-Dirac verdeling laat toe om de elektronendichtheid n te berekenen (het aantal elektronen per volume-eenheid) in de conductieband. Deze elektronendichtheid moet gelijk zijn aan de gatendichtheid p in de valentieband). Het enige wat we moeten kennen is de dichtheid van de energietoestanden op elk energieniveau $Z(E)$. Op die manier:

$$n = \int_{E_C}^{+\infty} Z(E)f(E) dE$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} Z(E)(1 - f(E)) dE$$

Het theoretisch uitwerken van deze integraal zou ons te ver leiden. Wat we meestal doen is een benaderende formule gebruiken, waarbij we veronderstellen dat enkel de energietoestanden van de conductieband op het niveau E_C van belang zijn en enkel de energietoestanden van de valentieband vlakbij E_V van belang zijn (de Fermi-Dirac verdeling heeft immers een voorkeur voor deze energietoestanden). We noemen dit dan de effectieve toestandsdichtheden N_V en N_C , met voor silicium:

$$N_V = 1.16 \times 10^{19} / \text{cm}^3$$

$$N_C = 2.81 \times 10^{19} / \text{cm}^3$$

bij kamertemperatuur ($T = 300 \text{ K}$).

Deze benadering laat toe de elektron- en gatendichtheid eenvoudiger te berekenen:

$$n = N_C f(E_C) = N_C \frac{1}{e^{\frac{E_C - E_F}{kT}} + 1}$$

$$p = N_V (1 - f(E_V)) = N_V \left(1 - \frac{1}{e^{\frac{E_V - E_F}{kT}} + 1} \right)$$

Op basis van de Boltzmann-benadering

Voor zuiver silicium in realistische temperatuursomstandigheden ($T < 450$ K) kunnen we de Fermi-Dirac ter hoogte van de onderkant van de conductie-band benaderen met een Boltzmann-verdeling omdat $E_C - E_F \gg kT$ waardoor:

$$e^{\frac{E_C - E_F}{kT}} \gg 1$$

en dus:

$$f(E \geq E_C) = \frac{1}{e^{\frac{E_C - E_F}{kT}} + 1} \approx e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}}$$

Op gelijkaardige wijze kunnen we de bezetting ter hoogte van de valentieband ook met een Boltzmann-verdeling benaderen:

$$1 - f(E_V) = 1 - \frac{1}{e^{\frac{E_V - E_F}{kT}} + 1} = \frac{e^{\frac{E_V - E_F}{kT}}}{e^{\frac{E_V - E_F}{kT}} + 1} \approx e^{\frac{E_V - E_F}{kT}}$$

We noemen beide benaderingen de *Boltzmann-benadering*.

Hierdoor kunnen we het aantal vrije elektron/gat-paren met eenvoudige (en toch nauwkeurige) formules berekenen:

$$n = N_C e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}}$$

$$p = N_V e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}}$$

We gingen tot nu toe niet verder in op de waarde van E_F . We weten enkel dat het voor een perfect zuivere halfgeleider ongeveer halverwege de bandgap ligt. We noemen dit niveau E_i , het intrinsieke niveau. Met intrinsiek bedoelen we dan dat het halfgeleidermateriaal 100% zuiver is.

We kunnen deze formules m.b.v. dit intrinsieke niveau ook in een andere handige vorm schrijven door ze te combineren met:

$$n_i = N_C e^{-\frac{E_C - E_i}{kT}}$$

$$p_i = N_V e^{-\frac{E_i - E_V}{kT}}$$

wat opnieuw dezelfde formules zijn, maar waarin we E_F vervangen hebben door E_i en een subscript i hebben toegevoegd aan n en p .

We vergelijken ze nu door ze in een breuk te schrijven, wat leidt tot:

$$\frac{n}{n_i} = e^{\frac{E_F - E_i}{kT}}$$

$$\frac{p}{p_i} = e^{\frac{E_i - E_F}{kT}}$$

en bijgevolg:

$$n = n_i e^{\frac{E_F - E_i}{kT}} \quad (2.2)$$

$$p = n_i e^{\frac{E_i - E_F}{kT}} \quad (2.3)$$

waarbij de n_i in de laatste formule geen fout is, maar geldt omdat bij intrinsiek silicium $n_i = p_i$.

Deze formules zijn een handig alternatief om het aantal vrije elektronen en gaten te berekenen. We zullen ze later gebruiken.

2.2.5 Thermisch (on)evenwicht

Thermisch evenwicht

Thermisch evenwicht wil zeggen dat het uitwisselen van energie tussen elementen die de temperatuur bepalen (de roostertrillingen) en andere energievormen (potentiële energie en kinetische energie van elektronen) in regimetoestand is (stabiel).

Indien een kristal zich in een toestand van thermisch evenwicht bevindt, dan moet de snelheid waarmee elektronen-gatparen gegenereerd worden, gelijk zijn aan de snelheid waarmee ze re-combineren.

- De generatiesnelheid G is vanzelfsprekend functie van de temperatuur. We noteren dit als: $G_{th}(T)$.
- De recombinatiesnelheid R wordt bepaald door de kans dat een elektron en een gat elkaar tegenkomen. Zolang elektronen en gaten relatief zeldzaam zijn t.o.v. het aantal atomen in een kristal (wat bijna altijd het geval is) dan is die kans proportioneel met het aantal elektronen en gaten, m.a.w. $R = Cpn$ met C een constante, p het aantal gaten en n het aantal vrij elektronen.

Dat wil dus zeggen dat:

$$Cpn = G_{th}(T)$$

of anders gesteld:

$$pn = \frac{G_{th}(T)}{C}$$

Wat leren we hieruit? Dat bij thermisch evenwicht het product pn een constante is die enkel functie is van de temperatuur (de mate van thermische generatie), niet van bv. de zuiverheid van de halfgeleider.

Dit blijkt ook uit de formules (2.2) en (2.3). Indien we hiermee het product pn berekenen, krijgen we:

$$pn = n_i e^{\frac{E_i - E_F}{kT}} \cdot n_i e^{\frac{E_F - E_i}{kT}} = n_i^2(T)$$

We schreven $n_i^2(T)$ omdat we weten dat n_i temperatuursafhankelijk is, nl.

$$n_i^2 = N_V N_C e^{-\frac{E_C - E_V}{kT}} = N_V N_C e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

Voor silicium (met $E_g = 1.1$ eV) bij kamertemperatuur ($T = 300$ K), kan je zelf uitrekenen dat:

$$n_i(300 \text{ K}) \approx 1 \times 10^{10} / \text{cm}^3$$

Als je weet dat silicium bestaat uit ongeveer 5×10^{22} atomen per cubieke centimeter, dan wil dit zeggen dat een elektron-gat-paar heel zeldzaam is in intrinsiek silicium.

In Tabel 2.2 vind je de intrinsieke concentratie van enkele typische halfgeleidermaterialen.

Tabel 2.2: De intrinsieke ladingsdichtheid van enkele typische halfgeleidermaterialen

Materiaal	$n_i(300 \text{ K})$
	($1/\text{cm}^3$)
Si	1.0×10^{10}
Ge	2.4×10^{13}
GaAs	1.8×10^6
GaN	1.9×10^{-10}

Het bijzondere aan deze formule — we kunnen het niet genoeg herhalen — is dat ze blijft gelden, ook als we silicium gaan *doperen* met vreemde materialen. We noemen het feit dat het product van elektronen en gaten gelijk is aan een constante die enkel functie is van het materiaaltipe en de temperatuur, m.n.

$$pn = n_i^2(T)$$

bij thermisch evenwicht

de *massawerkingswet*. We komen hier later op terug.

Op basis van de bovenstaande formules lijkt de temperatuursafhankelijkheid van n_i zuiver te wijten aan de bandgap-energie, via

$$n_i^2 = N_V N_C e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

Het is echter zo dat ook N_C en N_V functie zijn van de temperatuur. We kunnen bij benadering stellen:

$$n_i^2 \approx BT^3 e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

met B een constante.

Thermisch onevenwicht

Thermisch onevenwicht treedt op indien de generatie of recombinatie op basis van temperatuur nog niet de tijd heeft gehad om tot een evenwicht kan komen. Deze situatie treedt op indien vanuit een situatie van thermisch evenwicht ladingsdragers (gaten en elektronen) als soldaten verplaatst worden “naar het slagveld” waar ze nog niet onmiddellijk de kans krijgen om te strijden en zo tot evenwicht te komen.⁹

⁹Hoe we tot een overtal aan strijders gaan komen, zal later duidelijk worden: we gaan halfgeleiders ‘doperen’.

Deze situatie kan ontstaan omdat de snelheid van de ladingsdragers vrij groot kan zijn in vergelijking met de relatieve tijd die een elektron-gat paar nodig heeft om gegenereerd te worden of een apart elektron en gat nodig heeft om elkaar te vinden en te recombineren. Typisch gebeurt dat laatste met een tijdconstante in de ordegrrootte van $1 \mu\text{s}$ (voor Si). Op $1 \mu\text{s}$ kan elektronen en gaten onder invloed van drift en diffusie (zie later) al een hele weg afgelegd hebben.

Invloed van het (on)evenwicht op de Fermi-Dirac-verdeling

De berekening van het aantal elektronen en gaten op basis van de Fermi-Dirac verdeling liet ons toe om het aantal elektronen en gaten te berekenen met de Boltzmann-benadering:

$$n = N_C e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}}$$

$$p = N_V e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}}$$

Deze formules lieten ons ook toe om de intrinsieke ladingsdichtheid te berekenen:

$$n_i^2(T) = pn = N_V N_C e^{-\frac{E_C - E_V}{kT}}$$

Deze vergelijking geldt enkel in thermisch evenwicht.

Om in een situatie van thermisch onevenwicht toch gelijkaardige formules te kunnen gebruiken, splitsen we het Fermi-niveau (dat uniek is voor elke ruimtelijk punt in een halfgeleider) op in twee *quasi-Fermi-niveaus*: E_{Fn} en E_{Fp} . Die laten toe om het onevenwicht correct te beschrijven:

$$n = N_C e^{-\frac{E_C - E_{Fn}}{kT}}$$

$$p = N_V e^{-\frac{E_{Fp} - E_V}{kT}}$$

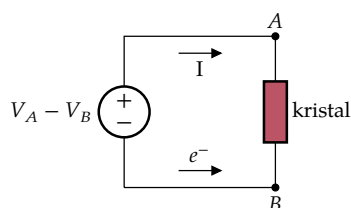
Hierdoor wordt:

$$pn = \underbrace{N_V N_C e^{-\frac{E_C - E_V}{kT}}}_{=n_i^2(T)} \cdot e^{\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT}} = n_i^2(T) \cdot e^{\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT}}$$

2.2.6 Macroscopische betekenis van het Fermi-niveau

Het Fermi-niveau heeft de volgende vrij abstracte betekenis: het is de gemiddelde chemische energie van een elektron in de buitenste orbitalen. D.w.z. als een elektron verwijderd wordt van het kristal zal dat een hoeveelheid energie wegnemen van het kristal ten belope van E_F . Een elektron toevoegen aan het kristal zal er een energie aan toevoegen van E_F .

Dit inzicht kunnen we gebruiken om een concrete en heldere betekenis te geven aan dit Fermi-niveau. Beschouw een elektrische keten die bestaat uit een spanningsbron aangesloten op een kristal. Laten we voor de eenvoud van het gedachtenexperiment veronderstellen dat de stroom maar uit één elektron bestaat. De bron is met ideale geleiders aangesloten op het kristal.



De conventionele stroom loopt in wijzerzin, de elektronen-stroom in tegenwijzerzin. Indien de bron met aan de positieve klem een potentiaal V_A en aan de negatieve klem een potentiaal V_B een stroom door het kristalrooster wil laten vloeien, dan moet ze het elektron aan de onderkant aan het kristal toevoegen, en aan de bovenkant van het kristal het elektron weer onttrekken. De energie die dit aan het kristal toevoegt (en die het kristal 'verbruikt') is:

$$E_{\text{verbruikt}} = E_{F,B} - E_{F,A}$$

met $E_{F,B}$ en $E_{F,A}$ de Fermi-energie op punten B en A . We veronderstellen hierbij dat de fermi-energie op beide punten niet dezelfde hoeft te zijn.

Deze energie moet door de bron terug aan het elektron worden toegevoegd wanneer het van A via de bron naar B reist. De geleiders tussen het kristal en de bron zijn perfect en dus energetisch neutraal. Het is enkel de bron die energie kan toevoegen. Die kan voor het ene elektron berekend worden als:

$$E_{\text{gegenereerd}} = q(V_A - V_B)$$

Aangezien dit energetisch in evenwicht moet zijn, geldt:

$$E_{F,B} - E_{F,A} = q(V_A - V_B)$$

Vermits enkel de potentiaalverschillen van belang zijn, mogen we voor de eenvoud steeds veronderstellen dat:

$$V_A = \frac{E_{F,A}}{-q} \equiv \phi_{F,A}$$

$$V_B = \frac{E_{F,B}}{-q} \equiv \phi_{F,B}$$

De redenering met gaten (positieve ladingsdragers) i.p.v. elektronen verloopt op dezelfde manier.

Oefeningen

Oefening 2.2.6-1:

Bereken voor (intrinsiek) silicium de concentratie aan vrij elektronen en gaten

- bij kamertemperatuur (300 K)
- bij 0 °C
- bij 100 °C

Vergelijk deze waarden met de dichtheid van de atomen in het kristalrooster.

Oefening 2.2.6-2:

Doe nu hetzelfde voor Germanium.

Oefening 2.2.6-3:

Doe nu hetzelfde voor Galliumarsenide.

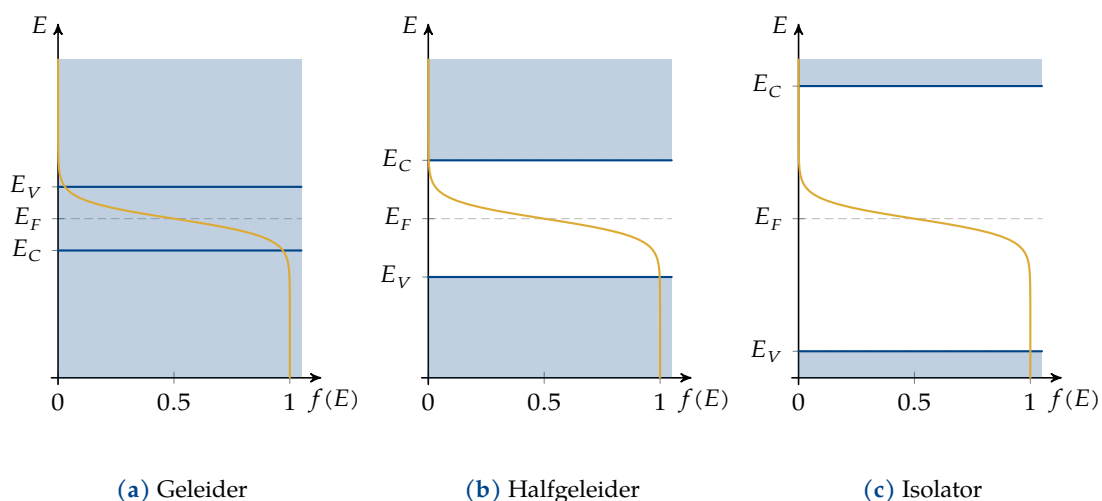
2.3 Geleiders, halfgeleiders en isolatoren

Het inzicht dat we hierboven opgebouwd hebben m.b.t. de bandenstructuur van de buitenste orbitaalniveaus, geeft ons het correcte inzicht in de drie categorieën materialen m.b.t. elektrische geleiding.

Geleider dit is een materiaal waarbij het Fermi-niveau midden in een elektronenband ligt (die vaak de samensmelting is van de valentie- en de conductieband, zodat het conductie-onder het valentiebandniveau ligt), zodat elektronen met weinig energie van energie-toestand kunnen wijzigen en zo doorheen het kristal reizen;

Halfgeleider dit is een materiaal waarbij het Fermi-niveau in de band-gap ligt en de bandgap voldoende klein is opdat elektronen onder invloed van extern toegevoerde energie de sprong van de valentie- naar de conductieband kunnen maken; als voorbeeld: voor silicium de meest courante halfgeleider bedraagt de bandgap 1.1 eV.

Isolator dit is een materiaal waarbij het Fermi-niveau midden in de band-gap ligt, maar de bandgap zo groot is, dat in normale omstandigheden de elektronen de sprong niet kunnen maken van valentie- naar conductieband; als voorbeeld: voor SiO_2 (glas, een isolator die dikwijls in de halfgeleiderindustrie gebruikt wordt) bedraagt de bandgap 9.3 eV.



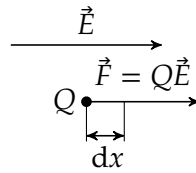
Figuur 2.5: Bandenstructuur en Fermi-niveau van de verschillende typische materialen m.b.t. elektrische geleidbaarheid

2.4 Lading, veld, kracht, potentiaal en energie

De basis van de elektrostatica draait om de lading Q in een elektrisch veld $\vec{E}$ dat een kracht $\vec{F}$ uitoefent op de lading. De krachtwerking kan beschreven worden als potentiaal V en als energie E van de lading.

Om halfgeleiders goed te begrijpen, loont het om deze basisbegrippen helder in het hoofd te hebben. Anders lijkt het alsof we ermee goochelen. We behandelen de eerste paragraaf dus in wat volgt iets minder cryptisch.

Beschouw een lading Q in een elektrisch veld $\vec{E}$. Op die lading zal het elektrisch veld een kracht $\vec{F} = Q \cdot \vec{E}$ uitoefenen:



Indien we de lading een afstand dx in de richting en zin van de kracht verplaatsen, dan zal de lading wat van haar potentiële energie E verloren hebben, nl. een hoeveelheid dE die we kunnen berekenen als de arbeid geleverd door de kracht $\vec{F}$:

$$dE = -\vec{F} \cdot d\vec{x} = -Q\vec{E} \cdot d\vec{x}$$

$$\Leftrightarrow \vec{E} = -\frac{1}{Q} \frac{dE}{dx}$$

In drie dimensies wordt dit:

$$\vec{E} = -\frac{1}{Q} \vec{\nabla} E$$

Merk op dat het symbool E in het linker en rechterlid twee totaal verschillende grootheden voorstellen: met vector-streepje is het een elektrisch veld, zonder vectorstreepje het energieniveau.¹⁰ We weten ook dat:

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} V$$

Waaruit we kunnen concluderen dat:

$$-\vec{\nabla} V = \vec{E} = -\frac{1}{Q} \vec{\nabla} E$$

Potentiaal, veld en energie

en dus impliciet ook:

$$\vec{\nabla} V = \frac{1}{Q} \vec{\nabla} E \quad \Leftrightarrow \quad V = \frac{E}{Q} + C$$

met C een constante.

Voor een elektron in de conductieband is dit energieniveau E_C , maar als E in een gradient voorkomt, kan je E ook vervangen door een waarde die daar met een constante van afwijkt, bv. E_V (niet zo nuttig) of E_i (heel nuttig).

Om die reden schrijven we voor het elektron:

$$V = -\frac{E_i}{q} + C$$

met q de positieve eenheidslading en C de obligate constante. Hieruit volgt voor het elektron ook:

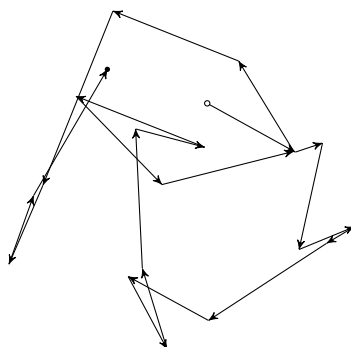
$$\vec{E} = \frac{1}{q} \vec{\nabla} E_i \quad (2.4)$$

¹⁰We spreken in deze tekst af dat een E met een vectorstreepje een elektrisch veld is, een E zonder vectorstreepje een energieniveau, tenzij die een subscript x , y of z heeft, dan is het de as -component van het elektrisch veld.

2.4.1 Beweging van ladingen — stroom

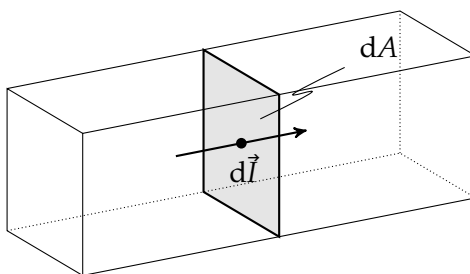
2.4.1.1 Beweging 'in rust'

De vrije elektronen en gaten zijn continu in beweging t.g.v. de interactie met het trillende kristalrooster (thermische energie). Ze wijzigen continu hun bewegingspatroon als gevolg van de interactie met het trillende rooster en de onregelmatigheden in het rooster (o.a. ten gevolge van de dopering die mogelijk in het rooster is aangebracht): ze bewegen kriskras door elkaar (doolgedrag). De netto stroom ten gevolge van die bewegende ladingen is nul. We zouden dit de beweging 'in rust' kunnen noemen. De snelheid waarmee ze bewegen bij kamertemperatuur bedraagt ongeveer 2.5×10^5 m/s, d.w.z. ca. 1000× trager dan de lichtsnelheid. De stroom die hiermee gepaard gaat, middelt zich uit tot nul (overheen alle ladingsdragers). Dit wordt geïllustreerd in Figuur 2.6.



Figuur 2.6: Illustratie van de beweging van de ladingsdragers in rust.

In de volgende paragrafen zullen we de twee mechanismen bekijken die aanleiding geven tot een stroom in het materiaal: elektrische velden en verschillen in ladingsconcentraties (we laten voorlopig magnetische velden buiten beschouwing). We bekijken hierbij stroomdichtheden, d.w.z. de stroom die (loodrecht) door een elementair klein oppervlak in het materiaal vloeit.



De stroomdichtheid is gedefinieerd als de stroom per oppervlakte-eenheid:

$$\vec{j} = \frac{d\vec{I}}{dA}$$

en heeft als eenheid A/m².

2.4.1.2 Driftstroom

Een elektrisch veld zal op de ladingen een kracht uitoefenen waardoor ze bovenop hun thermische beweging tussen elke botsing in versneld worden in een bepaalde richting. De botsingen zorgen ervoor dat de ladingen niet continu versneld worden, maar een netto snelheidscomponent krijgen bovenop de gemiddelde snelheid nul t.g.v. de thermische bewegingen. We noemen dit de *driftstroom*. De verhouding tussen de extra netto snelheid en het aangelegde elektrische veld noemen we de *mobiliteit*. De gemiddelde extra snelheid die toegevoegd wordt is:

$$\begin{aligned}\vec{v}_n &= -\mu_n \vec{E} \\ \vec{v}_p &= \mu_p \vec{E}\end{aligned}$$

met μ_n en μ_p respectievelijk de elektronen- en gatenmobiliteit. De elektronenmobiliteit is doorgaans hoger dan de gatenmobiliteit.

Indien we veronderstellen dat de concentratie aan elektronen en gaten respectievelijk n en p bedraagt, dan wordt de totale driftstroomdichtheid ten gevolge van elektronen en gaten:

$$\begin{aligned}\vec{J}_{\vec{E},n} &= -qn\vec{v}_n = qn\mu_n \vec{E} \\ \vec{J}_{\vec{E},p} &= qp\vec{v}_p = qp\mu_p \vec{E}\end{aligned}$$

De totale driftstroomdichtheid is vanzelfsprekend de som van beide componenten:

$$\vec{J}_{\vec{E}} = \vec{J}_{\vec{E},n} + \vec{J}_{\vec{E},p}$$

De specifieke geleidbaarheid σ van het materiaal kan dan eenvoudigweg berekend worden als:

$$\sigma = \frac{\|\vec{J}_{\vec{E}}\|}{\|\vec{E}\|} = q(n\mu_n + p\mu_p)$$

In Tabel 2.3 vind je de elektronen- en gaten-mobiliteit voor enkele typische halfgeleidermaterialen, en de bijhorende specifieke geleidbaarheden voor typische halfgeleiders, geleiders en isolatoren.

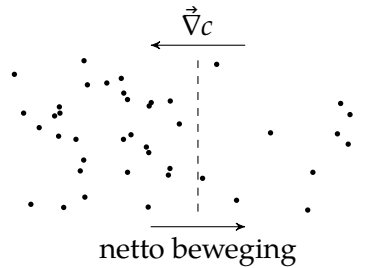
Omdat de trillingen van het rooster (ten gevolge van temperatuur) en de onzuiverheden (ten gevolge van dopering) de remmende factor zijn op de versnelling van elektronen en gaten, is het logisch dat de mobiliteit en de geleidbaarheid afneemt naarmate de temperatuur toeneemt en voor halfgeleiders ook naarmate de doperingsconcentratie toeneemt.

2.4.1.3 Diffusiestroom

Indien er zich op een plaats in het kristal meer ladingen l bevinden dan in een ander deel van het kristal, dan zal er een diffusiestroom ontstaan. Alle deeltjes bewegen zich immers willekeurig door elkaar (doolgedrag), en daardoor zullen er meer van het dichtbevolkte deel naar het minder dichtbevolkte delen dan omgekeerd. De stroom ontstaat in de richting tegengesteld aan de gradient van de ladingsconcentratie c . Dit wordt geïllustreerd in Figuur 2.7.

Tabel 2.3: Typische driftwaarden voor enkele typische halfgeleiders, geleiders en isolatoren. De mobiliteitswaarden en ladingsconcentraties voor de geleiders en de isolatoren werden niet opgenomen omdat er in de literatuur nog teveel discussie is over de waarden (de hamvraag is daarbij hoeveel elektronen echt vrij kunnen bewegen).

Materiaal	μ_n (cm ² /(V s))	μ_p (cm ² /(V s))	n_i (1/cm ³)	σ (S/cm)
Halfgeleiders				
Si	1 360	495	1×10^{10}	2.97×10^{-6}
Ge	3 900	1 900	2.4×10^{13}	21.37×10^{-3}
GaAs	8 500	400	1.8×10^6	3.42×10^{-9}
GaN	7 100	450	1.9×10^{-10}	2.30×10^{-25}
Geleiders				
Cu				5.96×10^5
Ag				6.30×10^5
Au				4.11×10^5
Al				3.77×10^5
Isolatoren / Diëlektrica				
SiO ₂				1×10^{-15}
Si ₃ N ₄				1×10^{-14}



Figuur 2.7: Illustratie van de beweging van de ladingsdragers ten gevolge van een gradient in de concentratie n .

De diffusiestroom kan beschreven worden met de volgende vergelijkingen:

$$\begin{aligned}\vec{J}_{\vec{\nabla}n} &= qD_n\vec{\nabla}n \\ \vec{J}_{\vec{\nabla}p} &= -qD_p\vec{\nabla}p\end{aligned}$$

Het verband tussen de diffusieconstanten D en de mobiliteiten μ werd afgeleid door Albert Einstein en blijkt verrassend eenvoudig te zijn:

$$\begin{aligned}D_n &= \frac{kT}{q}\mu_n \\ D_p &= \frac{kT}{q}\mu_p\end{aligned}$$

Opmerking

Waarom kennen we de diffusiestroom niet vanuit onze cursussen elektriciteit? Merk op dat we diffusiestromen enkel zullen tegenkomen in halfgeleiders en niet in de geleiders die de elementen/componenten met elkaar verbinden. De tweede voorwaarde om van de wetten van Maxwell te kunnen overgaan naar de wetten van Kirchoff (zie tweede hoofdstuk van het vorige boekdeel), was dat de hoeveelheid lading in de geleiders van het netwerk niet verandert:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} \approx 0$$

Een ladingsgradient zou diffusie veroorzaken en het ladingsniveau, waar het hoog is doen dalen, en waar het laag is doen stijgen. Dit kan enkel gepaard gaan met een wijziging van de hoeveelheid ladingen in de tijd.

In geleiders hebben we enkel driftstromen van negatieve ladingsdragers, nl. de elektronen van de geleider.

2.4.1.4 De totale stroom

Rechtdoorzee

De totale stroomdichtheid ten gevolge van diffusie en drift kan als volgt samengevat worden:

$$\begin{aligned}\vec{J} &= \vec{J}_n + \vec{J}_p \\ \vec{J}_n &= \underbrace{q\mu_n n \vec{E}}_{\text{drift}} + \underbrace{qD_n \vec{\nabla} n}_{\text{diffusie}} \\ \vec{J}_p &= \underbrace{q\mu_p p \vec{E}}_{\text{drift}} - \underbrace{qD_p \vec{\nabla} p}_{\text{diffusie}}\end{aligned}$$

Halfgeleiderstroom in 3D

of enkel in de x -dimensie:

$$\begin{aligned}J_x &= J_{x,n} + J_{x,p} \\ J_{x,n} &= \underbrace{q\mu_n n E_x}_{\text{drift}} + \underbrace{qD_n \frac{\partial n}{\partial x}}_{\text{diffusie}} \\ J_{x,p} &= \underbrace{q\mu_p p E_x}_{\text{drift}} - \underbrace{qD_p \frac{\partial p}{\partial x}}_{\text{diffusie}}\end{aligned}$$

Halfgeleiderstroom in 1D

met telkens:

$$D_{\bullet} = \frac{kT}{q} \mu_{\bullet}$$

Einstein's relatie

Met een andere blik

Hoewel de opsplitsing van driftstroom en diffusiestroom voor inzichtsdoeleinden prima werkt, hebben we soms nood aan een ander inzicht. We vertrekken terug van de totale stroom, bv. voor de elektronen:

$$\vec{J}_n = q\mu_n n \vec{E} + q \frac{kT}{q} \mu_n \vec{\nabla} n \quad (2.5)$$

waarbij we de diffusieconstante D_n al ineens vervangen hebben, waardoor we q kunnen schrappen. We weten echter ook dat in onze halfgeleider:

$$n = n_i e^{\frac{E_{Fn} - E_i}{kT}}$$

Merk op dat we hier het quasi-Fermi-niveau hebben gebruikt, zodat de formule ook geldt bij niet-thermisch evenwicht, een situatie die we wel kunnen verwachten als er stroom vloeit.

We berekenen van deze ladingsconcentratie de gradiënt zodat we die kunnen invullen in de stroomdichtheidsvergelijking.¹¹

$$\vec{\nabla} n = \vec{\nabla} \left(n_i e^{\frac{E_{Fn} - E_i}{kT}} \right) = n_i e^{\frac{E_{Fn} - E_i}{kT}} \frac{1}{kT} (\vec{\nabla} E_{Fn} - \vec{\nabla} E_i) = \frac{n}{kT} (\vec{\nabla} E_{Fn} - \vec{\nabla} E_i) \quad (2.6)$$

¹¹Houd in het achterhoofd dat een gradient eigenlijk een afgeleide is en zich wat afleiden betreft dus ook zo gedraagt (denk aan hoe je een e -macht afleidt).

Indien we nu (2.4) en (2.6) invullen in vergelijking (2.5), dan krijgen we:

$$\begin{aligned}\vec{J}_n &= q\mu_n n \vec{E} + kT \mu_n \frac{n}{kT} (\vec{\nabla} E_{Fn} - q \vec{E}) \\ &= q\mu_n n (\vec{E} - \vec{E}) + \mu_n n \vec{\nabla} E_{Fn} = \mu_n n \vec{\nabla} E_{Fn}\end{aligned}$$

Dit geldt vanzelfsprekend voor beide ladingstypes, dus:

$$\vec{J}_n = \mu_n n \vec{\nabla} E_{Fn} \quad (2.7)$$

$$\vec{J}_p = \mu_p p \vec{\nabla} E_{Fp} \quad (2.8)$$

Halfgeleiderstroom in 3D

De totale stroom voor één ladingstype is dus enkel functie van de gradient in het eigen quasi-Fermi-niveau. Doorgaans betekent dit dat in een deel van de halfgeleider waar de hoeveelheid ladingen groot is, en de stroom beperkt, de gradient van het quasi-Fermi-niveau klein is.

2.4.2 Positie van ladingen — spanning

Een specifieke configuratie van ladingen kunnen we beschrijven met ladingsdichtheden i.f.v. de positie in de halfgeleider.

Om te weten welk verband er bestaat tussen een ladingsverdeling en de spanning, moeten we teruggrijpen naar

- de wet van Gauß:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon}$$

- met ε de elektrische permittiviteit van de halfgeleider, en

- de definitie van potentiaal:

$$-\vec{\nabla} V = \vec{E}$$

Beide vergelijkingen kunnen samengenomen worden in de wet van Poisson:

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\varepsilon}$$

Wet van Poisson in 3D

Vaak hebben we enkel een idee nodig van de spanning langsheen één dimensie, bv. om het spanningsverloop doorheen een diode te beschrijven. We veronderstellen in dat geval dat de spanning en ook de ladingsverdeling constant is in de andere dimensies. In één dimensie (x) wordt het bovenstaande

$$\begin{cases} \frac{dE_x}{dx} = \frac{\rho}{\varepsilon} \\ -\frac{dV}{dx} = E_x \end{cases}$$

waarbij ρ varieert in de x -richting.

Deze vergelijkingen leiden tot de wet van Poisson in één dimensie:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon}$$

Wet van Poisson in 1D

Het oplossen van deze vergelijking i.f.v. ρ geeft ons het spanningsverloop in de halfgeleider.

2.5 Onze favoriete geleiders: koper en aluminium

De basiseigenschappen die belangrijk zijn voor geleiders zijn:

- Geleidbaarheid bij kamertemperatuur (S/cm)
- Temperatuursafhankelijkheid van de geleidbaarheid (%/K)
- Mechanische sterkte (MPa)
- Smeltpunt (K)
- Chemische stabiliteit (bv. corrosiegedrag)
- Dichtheid (kg/m^3)
- Kostprijs per massa-eenheid (USD/kg)
- Beschikbaarheid (fractie van aardkorstmassa)

Laten we op basis van deze criteria eens kijken wat goede geleiders zouden kunnen zijn voor onze toepassingen.

Een opmerking vooraf: omdat de waarden die je in de literatuur vindt, zo sterk uiteenlopen (ze hangen af van de zuiverheid van het onderzochte materiaal en de meetomstandigheden), geven we geen cijfers, maar enkel indicatieve grafieken. Ons doel is immers enkel ons een kwalitatief idee te kunnen vormen.

Figuur 2.8 toont enkele karakteristieken van een reeks materialen bestaand uit één element. Hoewel we soms ook legeringen gebruiken (om specifieke eigenschappen te creëren, bv. voor soldeermaterialen), geeft dit ons al een eerste inzicht.

Het valt meteen op dat er enkele hele goed geleiders zijn zoals palladium en platina. Helaas zijn die heel zeldzaam (beschikbaarheid) en mede daardoor ook extreem duur.

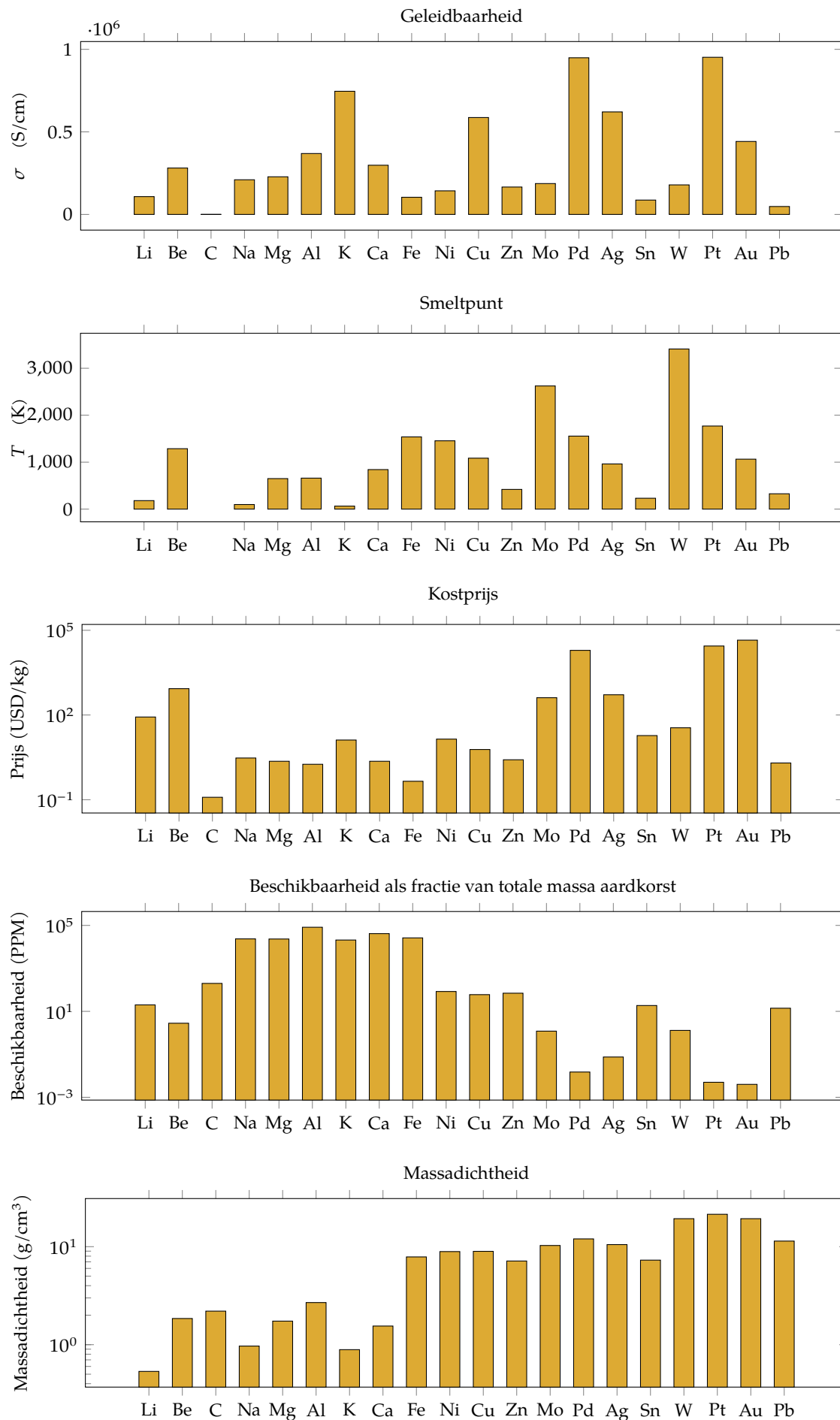
Enkele andere goede geleiders zoals kalium en natrium vallen af omwille van hun laag smeltpunt en hun ontoereikende mechanische sterkte. Bijkomend reageren ze extreem exotherm met water.

Goud en zilver vallen ook af omwille van prijs en beschikbaarheid.

De volgende kandidaten zijn koper en aluminium. Dit zijn onze favoriete geleiders!

We namen geen grafieken op wat betreft de temperatuurscoëfficiënten. Een goede eerste schatting is dat voor de meeste materialen de weerstand stijgt met de temperatuur a rato van 3-5 %/K. Een uitzondering is koolstof dat een negatieve temperatuurscoëfficiënt heeft. Sommige legeringen (zoals constantaan) worden speciaal ontwikkeld om wat betreft geleidbaarheid quasi onafhankelijk te zijn van de temperatuur.

Een laatste detail: voor koolstof werd geen smeltpunt weergegeven, omdat het materiaal niet smelt maar ineens verdampt bij ongeveer 4000 K.



Figuur 2.8: Enkele karakteristieken van materialen bestaand uit één enkel chemisch element

Vermogentoepassingen

Koper scoort best op geleidbaarheid, aluminium op geleidbaarheid per gewicht! In eerste instantie scoort aluminium dus beter voor vermogentoepassingen (bv. bovengrondse hoogspanningskabels) omdat het meer geleidbaarheid per gewicht biedt. In huishoudelijke installaties verkiest men echter koper omdat daar gewicht een minder belangrijke factor is en bij de lagere spanningen het energieverlies (en de spanningsval) meer doorweegt.

Het nadeel van aluminium is dat het Al_2O_3 dat ontstaat bij blootstelling aan lucht en water niet geleidend is. Bijkomend kan Al omwille van dit oxide niet rechtstreeks gesoldeerd worden en moet het daartoe eerst gecoat worden met tin, zilver of nikkel. Aluminium heeft dus wel wat extra aandacht nodig, een bijkomende reden waarom het niet courant is in huishoudelijke installaties.

Signaaltoepassingen

In een van de volgende hoofdstukken zullen we de courante technologiedragers bespreken. Dan zal duidelijk worden wat PCBs en ICs zijn. Voorlopig al dit:

PCBs

In PCBs wordt doorgaans nog koper gebruikt voor de interconnectielagen (omwille van de betere geleidbaarheid en de gemakkelijkere soldeerbaarheid).

Geïntegreerde schakelingen

Vroeger werden interconnecties op ICs gemaakt met aluminium, omdat het goed hecht op (gedopeerd) silicium. Naarmate de afmetingen van de technologie verkleinden (miniaturisatie), werd de geleidbaarheid van aluminium echter onvoldoende en is men overgeschakeld op koper.

Oefeningen

Oefening 2.5-1:

Typische koperdraaddoorsnedes die gebruikt worden in een huishoudelijke installatie zijn 1.5 mm^2 en 2.5 mm^2 . Kringen die uitgevoerd worden met deze draaddoorsnedes moeten afgezekerd worden met een automaat van respectievelijk 16 A en 20 A.

Bereken voor een stroomvoerende leiding van 20 m voor beide doorsnedes de

- de spanningsval over, en
- het vermogenverlies in

deze leiding bij kamertemperatuur indien de stroom 16 A bedraagt. Zoek zelf de specifieke weerstand van koper op.

Oefening 2.5-2:

Doe nu hetzelfde voor een leiding die uit aluminium bestaat. Zoek zelf de specifieke weerstand van aluminium op.

Oefening 2.5-3:

(*) Bereken de waarden van oefening 2.5-1 opnieuw voor koper indien de leiding parallel ligt aan een toevoerleiding van de centrale verwarming met $T = 60^\circ\text{C}$. Om de berekening te kunnen uitvoeren ga je sectie 4.2.1 moeten lezen.

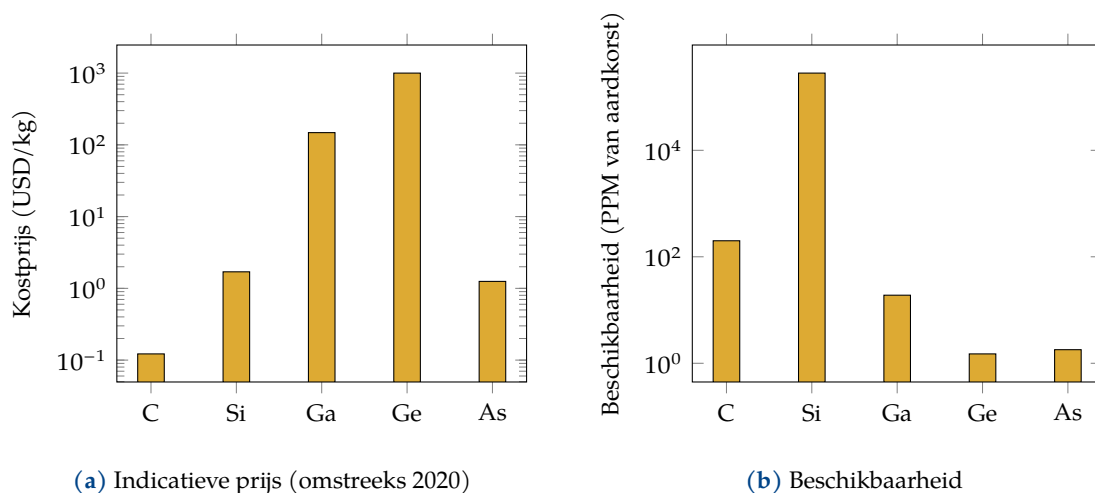
Oefening 2.5-4:

(*) Zou Calcium een goede vervanger zijn voor Aluminium voor toepassing in hoogspanningslijnen? Beargumenteer je antwoord!

Merk op dat dit antwoord niet zomaar in de cursus staat, maar dat je wel wat opzoekwerk moet doen om tot een conclusie te komen.

2.6 De halfgeleider bij uitstek: silicium

We beperken ons in deze sectie tot silicium. Waarom? Figuur 2.9, die silicium uitzet tegenover andere halfgeleiders wat betreft prijs en beschikbaarheid, is een voldoende argument. Germanium mag wat eigenschappen betreft dan wel niet onderdoen voor silicium, het is ongehoord duur en weinig beschikbaar. Koolstof (C) zal met de komst van nanotubes mogelijk in de toekomst een geduchte concurrent worden voor silicium.



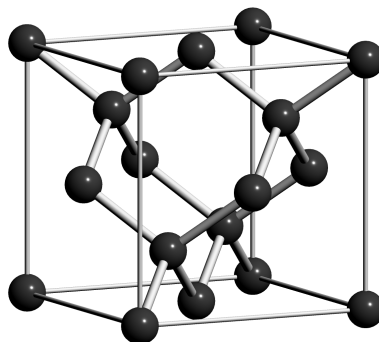
Figuur 2.9: Prijs en beschikbaarheid van enkele halfgeleidermaterialen

2.6.1 Ongedopeerd (intrinsiek)

Kristalstructuur

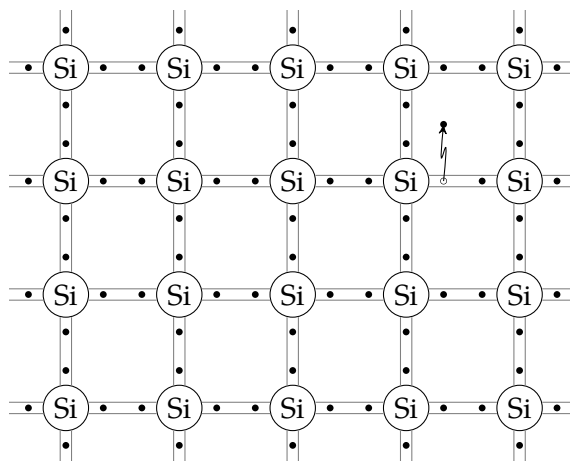
Silicium is het achtste meest voorkomende materiaal op aarde: zand, we hebben er woestijnen vol van. Het komt echter bijna nooit in zuivere vorm voor. We moeten het materiaal smelten, zuiveren en er dan een zuiver kristal uit 'trekken'.

Als zuiver kristal neemt silicium de kristalstructuur van diamant aan (zie Figuur 2.10). De atomen in het rooster ondergaan een covalente binding aan met hun 4 dichtste burens.



Figuur 2.10: De kristalstructuur van silicium. De donkere bollen stellen de atoomkernen voor (maar zijn vele malen te groot getekend). De grijze staven werden toegevoegd om de 3D-structuur van het rooster beter te kunnen zien. De korte, dikkere staven maken ook duidelijk dat elk atoom vier dichtste burenen heeft.

Omdat deze driedimensionale structuur moeilijk te tekenen is, stellen we het siliciumrooster conceptueel vaak als een vlakke structuur voor zoals getekend in Figuur 2.11.



Figuur 2.11: De kristalstructuur van silicium maar nu schematisch vlak voorgesteld. Elk atoom heeft weer vier dichtste burenen. De atomen stellen hun vier buitenste valentie-elektronen (weergegeven als zwarte stip) in een *covalente binding* (weergegeven met de dunne buisjes die de atoomkernen met elkaar verbinden) ter beschikking van de burenen. Deze valentie-elektronen zitten bij $T = 0$ allen in de valentieband, waar ze niet vrij kunnen bewegen.

Bij hogere temperaturen kan er een elektron zich vrijmaken tot in de conductieband, waarbij het een gat in de valentieband achterlaat. Dit werd aan de rechterbovenkant van de figuur geïllustreerd.

De geleidbaarheid van intrinsiek silicium

We zagen eerder dat de geleidbaarheid van een halfgeleidermateriaal afhangt van de mobiliteit en van de concentratie van de vrije gaten en elektronen:

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p)$$

Voor silicium konden we eerder de volgende waarden berekenen:

Materiaal	μ_n	μ_p	n_i	σ
	(cm ² /(V s))	(cm ² /(V s))	(1/cm ³)	(S/cm)
Si	1 360	495	1×10^{10}	2.97×10^{-6}

2.6.2 Gedopeerd

In een intrinsieke halfgeleider zijn er zonder toevoer van externe energie evenveel elektronen en gaten, en is de totale hoeveelheid ervan klein in vergelijking met het aantal atomen in het rooster (zie sectie 2.2.5).

We kunnen de natuur echter een handje helpen door de halfgeleider te *doperen*, wat wil zeggen dat we een fractie van de originele atomen vervangen door nevengelegene atomen in de tabel van Mendelejev (zodat ze een vergelijkbare grootte hebben) die een afwijkend aantal elektronen hebben in hun buitenste orbitaal.

Voor silicium kunnen we gebruiken:

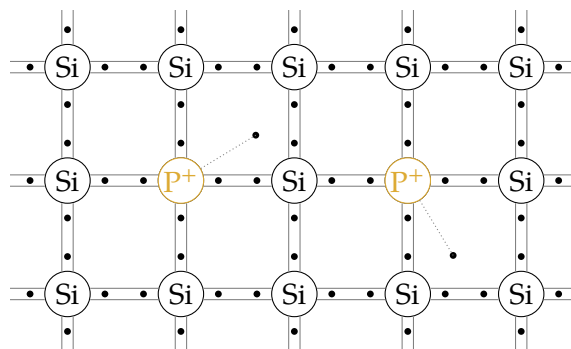
- donorelementen (met een extra elektron): P, As, Sb en Bi
- acceptorelementen (met een elektron minder): B, Al, Ga en In

Het doperen kan gebeuren door het materiaal te bombarderen met ionen die in een (mini) deeltjesversneller voldoende snelheid krijgen om diep in het te doperen materiaal in te dringen. Een ander meergebruikt alternatief is om eerst een laag van de doperstof te deponeren op het oppervlak en het daarna te laten diffunderen tot in de halfgeleider (door de temperatuur te verhogen).

Het doperen van de halfgeleider wijzigt op significante wijze de balans van gaten en elektronen.

Dopering met een donorelement

Beschouw als voorbeeld een donordopering van silicium met fosfor (P), wat resulteert in een concentratie van $N_D = 5 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ P atomen in het silicium. Vergelijk deze concentratie met de concentratie van silicium-atomen in het rooster van ca. $5 \times 10^{22}/\text{cm}^3$. Conclusie: we vervangen slechts een op 100 000 atomen! Onderstaande schematische voorstelling geeft aan wat er gebeurt. Merk op dat het aantal vervangen atomen sterk overdreven werd:



De P-atomen brengen elk een elektron teveel mee. Dit elektron wordt een vrij elektron in de conductieband. De stippellijn geeft enkel weer dat er een vrij elektron ontstaat per doperingsatoom. Zonder dat elektron wordt het P-atoom een positief geladen atoom. Het geheel moet natuurlijk elektrisch neutraal zijn, wat kan samengevat worden als:

$$N_D + p - n = 0 \quad (2.9)$$

waarbij N_D de concentratie positief geladen P-ionen weergeeft, en p en n opnieuw de concentratie aan vrije gaten en elektronen.

Deze ogenschijnlijk minuscule ingreep op het kristalrooster (1 op 100 000 wordt maar vervangen) heeft een drastisch effect op de elektron-gat balans. De dopering is voldoende laag opdat ze geen afbreuk doet aan de massa-werkingswet, nl.

$$pn = n_i^2(T)$$

We kunnen p oplossen uit (2.9) en invullen in bovenstaande vergelijking, wat leidt tot:

$$\begin{aligned} (n - N_D)n &= n_i^2 \\ \Leftrightarrow n^2 - N_D n - n_i^2 &= 0 \end{aligned}$$

Dit is een kwadratische vergelijking waaruit we n kunnen oplossen:

$$n = \frac{N_D \pm \sqrt{N_D^2 + 4n_i^2(T)}}{2}$$

waarvan enkel de oplossing met het plusteken fysisch zinvol is, m.a.w.

$$n = \frac{N_D + \sqrt{N_D^2 + 4n_i^2(T)}}{2} \approx N_D$$

De laatste benaderende overgang werd gemaakt op basis van het feit dat $N_D \gg 2n_i(T)$ voor gangbare temperaturen (herinner je: $n_i(300 \text{ K}) \approx 1 \times 10^{10} / \text{cm}^3$).

D.w.z. dat de concentratie aan vrije elektronen gelijk is aan de donordoperingsconcentratie. Als neveneffect wordt de gatenconcentratie ontielijke klein. Immers:

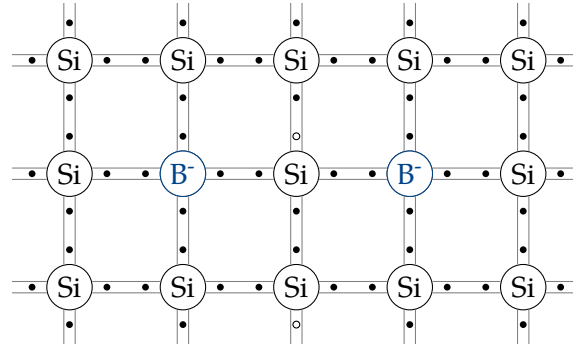
$$p = \frac{n_i^2(T)}{n} \approx \frac{n_i^2(T)}{N_D}$$

Waar de concentratie aan vrije elektronen in het voorbeeld gelijk is aan $N_D = 5 \times 10^{17} / \text{cm}^3$ daalt het aantal gaten tot $(1 \times 10^{10})^2 / 5 \times 10^{17} = 200 / \text{cm}^3$!

We noemen in dit geval de elektronen de *meerderheidsladingsdragers* en de gaten de *minderheidsladingsdragers*.

Dopering met een acceptorelement

Beschouw als voorbeeld een acceptordopering van silicium met boor (B), wat resulteert in een concentratie van $N_A = 1 \times 10^{19} / \text{cm}^3$ B atomen in het silicium. Vergelijk deze concentratie met de concentratie van silicium-atomen in het rooster van ca. $5 \times 10^{22} / \text{cm}^3$. Conclusie: we vervangen slechts een op 5 000 atomen! Onderstaande schematische voorstelling geeft aan wat er gebeurt. Merk op dat het aantal vervangen atomen sterk overdreven werd:



De B-atomen brengen elk een elektron te weinig mee. Dit leidt tot een een vrij gat in de valentieband (dat kan gaan reizen doorheen het kristal). Zonder dat gat wordt het B-atoom een negatief geladen atoom. Het geheel moet natuurlijk elektrisch neutraal zijn, wat kan samengevat worden als:

$$p - n - N_A = 0 \quad (2.10)$$

waarbij N_A de concentratie negatief geladen B-ionen weergeeft, en p en n opnieuw de concentratie aan vrije gaten en elektronen.

Deze ogenschijnlijk minuscule ingreep op het kristalrooster (1 op 5 000 wordt maar vervangen) heeft een drastisch effect op de elektron-gat balans. De dopering is voldoende laag opdat ze geen afbreuk doet aan de massa-werkingswet, nl.

$$pn = n_i^2(T)$$

We kunnen n oplossen uit (2.10) en invullen in bovenstaande vergelijking, wat leidt tot:

$$\begin{aligned} p(p - N_A) &= n_i^2 \\ \Leftrightarrow p^2 - N_A p - n_i^2 &= 0 \end{aligned}$$

Dit is structureel een identieke vergelijking als die van de donordopering, maar met $n \mapsto p$ en $N_D \mapsto N_A$. De conclusie is dus ook gelijkaardig (maak zelf de afleiding):

$$p \approx N_A$$

en

$$n \approx \frac{n_i^2(T)}{N_A}$$

Waar de concentratie aan vrije gaten in het voorbeeld gelijk is aan $N_A = 1 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ daalt het aantal vrije elektronen tot $(1 \times 10^{10})^2 / 1 \times 10^{19} = 10/\text{cm}^3$!

We noemen in dit geval de gaten de *meerderheidsladingsdragers* en de elektronen de *minderheidsladingsdragers*.

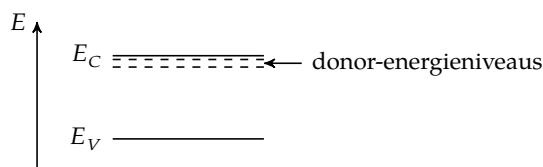
Dopering met donor- en acceptorelementen

We kunnen ook met beide elementen doperen. Het doperingselement dat dominant is in aantal, bepaalt dan de netto-eigenschappen. Een B-dopering met $N_A = 1 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ gevolgd door een P-dopering met $N_D = 5 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ zal zich netto gedragen als een $N_D - N_A = 4.9 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ donordopering.

Energieniveaus

Donordopering

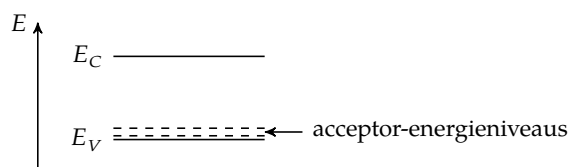
De energieniveaus van de elektronen van de geïmplanteerde donoratomen gaan wat lager liggen dan de conductieband omdat de atoomkernen meer positieve deeltjes tellen en de elektronen dus dichter tegen de kern gaan zitten (lager in energie):



Toch gaan we voor de eenvoud weer veronderstellen dat alle elektronen op hetzelfde energieniveau zitten (E_C) met een toestandsdichtheid N_C .

Acceptordopering

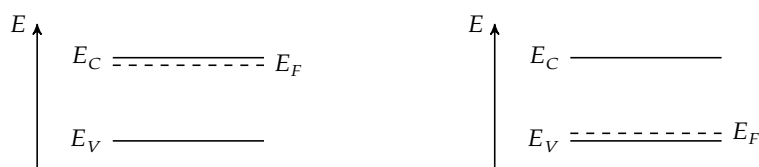
De energieniveaus van de elektronen van de geïmplanteerde acceptoratomen gaan wat hoger liggen dan de valentieband omdat de atoomkernen minder positieve deeltjes tellen en de elektronen dus minder dicht tegen de kern gaan zitten (hoger in energie):



Toch gaan we voor de eenvoud weer veronderstellen dat alle elektronen op hetzelfde energieniveau zitten (E_V) met een toestandsdichtheid N_V .

Het Boltzmann-model voor gedopeerde halfgeleiders

De veronderstelling dat alle conductieband energieniveaus zich op E_C bevinden en de valentieband energieniveaus op E_V , laat toe om de elektron- en gatenconcentratie opnieuw te berekenen m.b.v. de Boltzmann-verdeling. Het Fermi-niveau gaat dan wel niet meer ongeveer in het midden van de band-gap liggen, maar bij een donordopering dicht tegen de conductieband (onder links) en bij een acceptordopering dicht tegen de valantieband (onder rechts):



De vergelijkingen blijven nog steeds:

$$n = N_C e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}}$$

$$p = N_V e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}}$$

Omdat we bij normale temperaturen bij een donordopering mogen veronderstellen dat $N_D = n$, kunnen we dit Fermi-niveau berekenen voor de gedopeerde halfgeleider als:

$$E_F = E_C + kT \ln \frac{N_D}{N_C}$$

Voor een acceptordopering mogen we stellen $p = N_A$ en dus:

$$E_F = E_V - kT \ln \frac{N_A}{N_V}$$

Invloed van dopering op de geleidbaarheid

Indien we opnieuw de formule voor de geleidbaarheid beschouwen, nl.

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p) \quad (2.11)$$

dan is het vrij duidelijk dat de geleidbaarheid van gedopeerd silicium een boost krijgt door het toegenomen aantal vrije ladingsdragers (elektronen bij een donordopering en gaten bij een acceptordopering), terwijl de bijdrage van de minderheidsladingsdragers verwaarloosbaar klein zal worden.

Beschouw als voorbeeld silicium met een As-dopering van $N_D = 1 \times 10^{17} / \text{cm}^3$. Dit leidt tot:

$$\begin{aligned} n &\approx N_D = 1 \times 10^{17} / \text{cm}^3 \\ p &\approx \frac{n_i^2}{N_D} \approx 0 \end{aligned}$$

Dit zijn waarden die we vlot in vergelijking (2.11) kunnen invullen:

$$\sigma = qN_D\mu_n = 1.6022 \times 10^{-19} \text{ C} \cdot 1 \times 10^{17} / \text{cm}^3 \cdot 1360 \text{ cm}^2 / (\text{V s}) = 21.79 \text{ S/cm}$$

Hierbij veronderstelden we dat de mobiliteit ongewijzigd bleef in vergelijking met intrinsiek/on-gedopeerd silicium. Dit is niet correct. Naarmate de dopering stijgt, daalt de mobiliteit (de vrije ladingsdragers gaan immers meer gehinderd worden door de 'onzuivere' doperingsatomen. Vanaf een dopering van ca. $1 \times 10^{18} / \text{cm}^3$ wordt het effect significant en moet het in rekening gebracht worden. De volgende empirische formule (van Caughey en Thomas) kan dan gebruikt worden:

$$\mu = \mu_{\min} + \frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{N}{N_{\text{ref}}}\right)^\alpha}$$

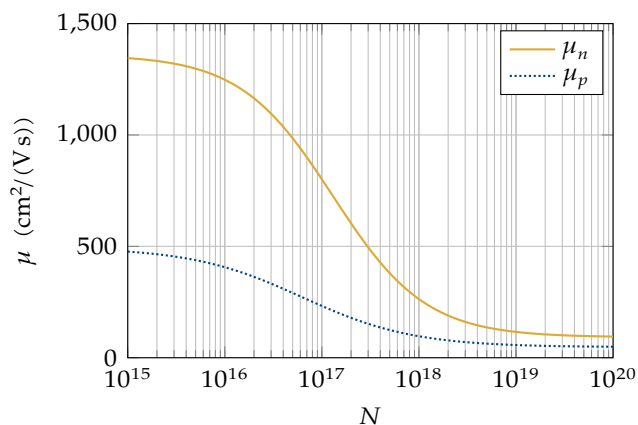
met de bijhorende waarden voor silicium in Tabel 2.4. Dit verband werd grafisch weergegeven in Figuur 2.12.

Indien we de invloed van de dopering op de mobiliteit in rekening brengen, dan moeten we onze bovenstaande berekening bijstellen tot:

$$\sigma = qN_D\mu_n = 1.6022 \times 10^{-19} \text{ C} \cdot 1 \times 10^{17} / \text{cm}^3 \cdot 801 \text{ cm}^2 / (\text{V s}) = 12.8 \text{ S/cm}$$

Tabel 2.4: Parameters horende bij de empirische formule van Caughey en Thomas

	$\mu_{\min}$	$\mu_{\max}$	N_{ref}	α
	(cm ² /(V s))	(cm ² /(V s))	(1/cm ³)	(-)
Elektronen	92	1 360	1.3×10^{17}	0.91
Gaten	47.7	495	6.3×10^{16}	0.76

**Figuur 2.12:** Invloed van de doping N op de mobiliteit van elektronen μ_n en gaten μ_p in silicium volgens het empirische model van Caughey en Thomas

De eerste indruk die kan ontstaan is dat een gepaste doping van een halfgeleider met specifieke afmetingen ons een willekeurige weerstand kan opleveren. We zullen echter zelden halfgeleiders gebruiken om weerstanden te maken.

Halfgeleidercomponenten bieden immers het voordeel dat we ze kunnen miniaturiseren en weerstanden nemen teveel plaats in (om bruikbare waarden op te leveren bij aanvaardbare dopingsniveaus).

We zullen echter veel creatiever met halfgeleiders moeten omgaan om er de zoete vruchten van te kunnen plukken: we zullen gebieden met verschillende dopingen met elkaar combineren om zo nieuwe effecten aan te boren, waar we met onze huidige kennis nog niet van kunnen dromen. Je leest er alles over in de hoofdstukken over de diode, de biplaire junctietransistor en de mosfet.

Oefeningen

Oefening 2.6.2-1:

Beschouw intrinsiek silicium bij kamertemperatuur.

- Bereken het aantal vrij elektronen en gaten in dit materiaal.
- Bereken de geleidbaarheid van dit materiaal en vergelijk dit met de geleidbaarheid van koper.

Oefening 2.6.2-2:

Beschouw silicium dat gedopeerd werd met $N_D = 1 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ aan P-atomen, bij kamertemperatuur.

- Bereken het Fermiverniveau E_F dat hoort bij dit materiaal.
- Bereken (in de veronderstelling van thermisch evenwicht) het aantal vrijelektronen en gaten in dit materiaal.
- Bereken de geleidbaarheid van dit materiaal en vergelijk dit met de geleidbaarheid van koper.

Oefening 2.6.2-3:

Beschouw silicium dat gedopeerd werd met $N_A = 1 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ aan B-atomen, bij kamertemperatuur.

- Bereken het Fermiverniveau E_F dat hoort bij dit materiaal.
- Bereken (in de veronderstelling van thermisch evenwicht) het aantal vrijelektronen en gaten in dit materiaal.
- Bereken de geleidbaarheid van dit materiaal en vergelijk dit met de geleidbaarheid van koper.

2.7 Goede isolatoren en diëlektrica: keramische materialen, glas en plastics

2.7.1 Isolatoren

Geen enkele isolator is perfect. Indien er immers voldoende energie is om een elektron van valentie-band naar conductieband te promoveren, of misschien zelfs voldoende energie is om het elektron volledig aan het rooster te onttrekken, dan zal er stroom vloeien. Die energie kan op verschillende manieren toegevoegd worden: warmte, elektromagnetische straling (bv. licht), maar ook eenvoudigweg een overmatig elektrisch veld. Het is op het laatste dat we ons in deze paragraaf concentreren.

Elke isolator (of halfgeleider) heeft een doorslagveldsterkte. Indien die overschreden wordt spreken we van *breakdown* (doorslag).

In Tabel 2.5 vind je de doorslagveldsterkte voor enkele typische materialen.

Merk op dat we courant (koolstofgebaseerde) plastics gebruiken. Indien je terugblijkt naar Figuur 2.8, dan zal je zien dat koolstof inderdaad een vrij lage geleidbaarheid heeft. Dat geldt ook voor koolstofgebaseerde polymeren (waaronder plastics).

2.7.2 Diëlektrica

We gebruiken isolatoren niet enkel om te beletten dat op welbepaalde plaatsen stroom tussen de geleiders gaat vloeien (bv. als isolator tussen twee *traces* op een PCB, of als omhulsel van een aanraakgevaarlijke spanningsvoerende geleider), maar ook als middenstof om condensatoren te maken.

We komen op het maken van condensatoren terug in Hoofdstuk 4. De parameter die dan cruciaal zal blijken is de *elektrische permittiviteit*. We specificeren permittiviteit doorgaans relatief t.o.v.

Tabel 2.5: Doorslagveldsterkte E_{bd} en relatieve elektrische permittiviteit ϵ_r voor enkele typische isolatoren. De tabel vermeldt zoveel mogelijk conservatieve (veilige) doorslagveldsterktes. De auteur is echter niet aansprakelijk voor ongevallen.

Materiaal	E_{bd} (V/cm)	ϵ_r (-)
Divers		
Vacuüm	10^{16}	1
Lucht (droog)	30×10^3	1
Papier	160×10^3	3.7
Water (gedestilleerd)	650×10^3	80.0
Plastics		
ABS	120×10^3	3
Bakelite	240×10^3	4.9
Mylar	800×10^3	3.2
Nylon	150×10^3	3.4
Neopreen (rubber)	120×10^3	6.7
PET	600×10^3	3.1
Polypropyleen	200×10^3	2.2
Polystyreen	150×10^3	2.6
Polyethyleen	150×10^3	2.25
Polyimide	800×10^3	3.4
PTFE/Teflon	600×10^3	2.1
PVC	100×10^3	3.4
Silicone (rubber)	210×10^3	2.9-4
Keramisch materiaal		
Mica	600×10^3	3-6
Porselein	120×10^3	6.0
Oxides		
Al_2O_3	5×10^6	9
SiO_2	10×10^6	3.9
Nb_2O_5 (amorf)	4×10^6	41
Si_3N_4	10×10^6	7-8
Ta_2O_5 (amorf)	6×10^6	27

de permittiviteit van vacuüm:

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\text{vacuüm}}}$$

met $\varepsilon_{\text{vacuüm}} = 8.854 \times 10^{-12} \text{ F/m}$. In elk geval is $\varepsilon_r \geq 1$.

Je vindt weer typische waarden in Tabel 2.5. Papier werd vroeger courante gebruikt, maar heeft recente aan succes ingeboet, omdat de isolerende eigenschappen van papier snel verdwijnen indien het niet droog kan gehouden worden.

2.7.3 Duurzaamheid

Naast de technische criteria doorslagsterkte en permittiviteit, zijn er vanzelfsprekend nog twee andere criteria relevant: de kostprijs (economie) en de duurzaamheid (ecologie).

Plastics

Aangezien vele plastics gemaakt worden op basis van fossiele aardolie worden we vreemd genoeg nog steeds geconfronteerd met de discrepantie tussen prijs (te laag) en de ecologische last (te hoog). De chemische sector werkt echter hard aan het meer circulair maken van de polymerindustrie door afvalstromen en te recupereren en niet-fossiele bronnen (bio-materiaal) te gebruiken.

Er is dus momenteel als elektronici weinig zinvol over te zeggen. Het is en blijft in het licht van duurzaamheid een aandachtspunt waarvoor we de hoop volledig bij onze chemici en de recyclage-industrie leggen.

Glas en keramische materialen

De grondstoffen voor glas (SiO_2) en keramische materialen (anorganische stoffen) zijn geen zeldzame materialen. De hoeveelheid energie nodig om ze te maken is wel een aandachtspunt.

Metalen met oxides van hoge kwaliteit

Deze metalen zijn nodig voor kleine elektrolytische condensatoren, bv. tantalium en niobium. Dit zijn zeldzame metalen waarvan de ontginning ernstige milieuschade veroorzaakt. Een doorgedreven inzet op recyclage en een overgang naar het minder kwalitatieve aluminium of het gebruik naar nieuwe elektrochemische technieken zullen op lange termijn onvermijdbaar zijn.

Oefeningen

Oefening 2.7.3-1:

Indien een zo klein mogelijke condensator van 100 nF wil maken, zou je dan eerder voor PP (polypropyleen) kiezen als diëlektricum, of eerder voor PET (poly-ethyleen-tereftalaat)?

Oefening 2.7.3-2:

Indien we de hoge relatieve permittiviteit van (zuiver) water beschouwen in combinatie met de relatief hoge doorslagspanning, zou het dan geen goed idee zijn om condensatoren op waterbasis te maken? Maak een overzicht van de pros en cons.

2.8 Slotbeschouwing

We zagen in dit hoofdstuk de basis van de materiaaltechnologie die ons toelaat elektronische schakelingen te bouwen. Met geleiders en bijhorende isolatoren kunnen we selectief verbindingen maken tussen componenten, die we maken met geleiders, halfgeleiders en diëlektrica.

Technologiedragers

Overzicht

3.1 Printed Circuit Boards	48
3.1.1 Substraat	48
3.1.2 Geleiders	49
3.1.3 Opbouw van de PCB	50
3.1.4 Standaardterminologie	50
3.1.5 Design rules	51
3.1.6 Baanbreedtes en -afstanden	51
3.2 Trough-hole Technology vs. Surface-mount Technology	56
3.3 Soldeerverbindingen	57
3.3.1 Materialen	57
3.3.2 Proces	58

Voor we ons kunnen storten op de studie van reële componenten, moeten we het eerst hebben over de geleiders die deze componenten zullen verbinden en het dragermateriaal (het substraat) waarop we de componenten zullen bevestigen. Die geleiders (en het dragermateriaal) zijn immers essentieel om netwerken te kunnen bouwen en zo de wetten van Kirchhoff tot leven te brengen.

We hebben daarbij twee mogelijkheden:

Printed Circuit Boards (PCBs) In dit geval gebruiken we discrete componenten op een isolerende drager.

Integrated Circuits (ICs) In dit geval integreren we de componenten in een halfgeleidermateriaal.

Deze twee opties vormen eigenlijk een hiërarchie, waarbij de geïntegreerde schakelingen nooit autonoom voorkomen, maar op hun beurt op een PCB worden geplaatst.

In dit hoofdstuk gaan we uit van het gebruik van discrete componenten op PCBs. Halfgeleiderfabricage valt buiten het bereik van deze cursus.

3.1 Printed Circuit Boards

Printed Circuit Boards (PCBs) zijn de dragers van onze componenten. Ze voorzien mechanische sterkte en ook de nodige elektrische geleiders om onze componenten in een netwerk te verbinden.

De maten en gewichten in PCB productie (en ook componenten) worden tegenwoordig standaard in SI-eenheden gespecificeerd, maar het blijkt moeilijk om de Angelsaksische oorsprong van de maten in *imperial units* helemaal uit de industrie te bannen. Je kan steeds de volgende omzettingstabel gebruiken:

Eenheid		Conversie	
Foot	1 ft	12 in	304.8 mm
Inch	1 in	1000 mil	25.4 mm
Mil	1 mil	0.001 in	25.4 μm
Ounce	1 oz		28.35 g

Merk hierbij op dat als een Brit over '*one mil*' spreekt, hij vermoedelijk 1 mm bedoelt, terwijl een Amerikaan het ongetwijfeld over 25.4 μm heeft. Britten staan verder in de de-imperialisering dan de overburen aan de andere kant van de Atlantische Oceaan.

Voor PCB ontwerp werden heel wat standaarden opgesteld. Deze standaarden moeten ervoor zorgen dat je met hetzelfde ontwerp, bij verschillende PCB-fabrikanten een werkende schakeling kan (laten) fabriceren. De centrale standaard is de IPC2220 met als centraal document om van te starten, IPC2221A [IPC03]. Hoewel deze standaard niet meteen nachtkastliteratuur is, bevat hij naast harde *requirements* ook heel wat *recommendations* die het document echt wel de moeite waard maakt om door te nemen voor je je eerste PCB maakt.

3.1.1 Substraat

Het substraat van moderne PCBs (*Printed Circuit Boards*) is meestal een glasvezel-versterkt epoxy-laminaat. Dat wil zeggen dat het bestaat uit laagjes van een epoxy-hars waarin glasvezels zorgen voor de treksterkte van de laagjes. De laagjes worden onder druk op elkaar geperst. Het epoxy-hars is daarbij zowel bindmateriaal voor de glasvezels als de lijm om de laagjes bij elkaar te houden.

Het meestgebruikte materiaal is FR4, waarbij FR staat voor *flame resistant*, wat duidt op de vlamvertragende eigenschappen van het gebruikte epoxy-hars.

De typische diktes van FR4-PCBs werden samengevat in de onderstaande tabel:

Omschrijving	Dikte	
Dun	31 mil	0.78 mm
Normaal	62 mil	1.57 mm
Dik	93 mil	2.36 mm

Componenten worden op dit substraat vastgemaakt, door:

- ze erop te verlijmen, ofwel
- ze zonder verlijming vast te solderen op een koperlaag die bovenaan of onderaan het substraat ligt.

Het plaatsen van componenten op een PCB noemen we *bestukken*.

De bovenkant van de PCB noemen we de *componentzijde*, de onderkant de *soldeerzijde*. Merk op dat je componenten wel degelijk aan beide zijden van het bord kan bevestigen (de naamgeving dateert uit een tijd dat PCBs enkelzijdig waren). Door de componenten maar aan één zijde te bevestigen kan de productiekost wel gedrukt worden.

Enkele nuttige getallen betreffende FR4 vind je ter consultatie in de tabel hieronder:

Parameter	Symbool	Waarde
Dichtheid	ρ	1.85 g/cm ³
Diëlektrische sterkte	$E_{\max}$	20 MV/m
Relatieve permittiviteit	ϵ_r	4.4
Thermische uitzettingscoëfficiënt	α	< 0.01 %/K

3.1.2 Geleiders

De geleiders worden gevormd door patronen te etsen in dunne koperfolies die op of tussen de laminaatlagen worden geplaatst. De dikte van deze koperfolie varieert doorgaans tussen 12 μm en 105 μm .

Een standaard koperlaag heeft een massa van 1 oz koper per ft². Dit komt overeen met een dikte van ongeveer 35 μm .

De courant gebruikte koperhoeveelheden zijn opgelijst in onderstaande tabel. De tabel vermeldt ook de resulterende dikte van de koperlaag en de bijbehorende vierkantsweerstand.

Hoeveelheid	Dikte		Vierkantsweerstand
	Imperial	SI	
$\frac{1}{3}$ oz/ft ²	0.47 mil	12 μm	1.50 m Ω /sq
1/2 oz/ft ²	0.69 mil	18 μm	1.00 m Ω /sq
1 oz/ft ²	1.37 mil	35 μm	0.50 m Ω /sq
2 oz/ft ²	2.74 mil	70 μm	0.25 m Ω /sq
3 oz/ft ²	4.11 mil	105 μm	0.33 m Ω /sq

De grootheden in de rechtse kolom hebben de dimensie Ohm per vierkant. D.w.z. dat je de lengte van de baan deelt door de breedte en op die manier het aantal vierkantjes telt dat je nodig hebt om de baan met vierkante tegeltjes ter breedte van de baan vol te leggen. Bv. een

baan van 2 cm met een breedte van 8 mil in een $1/2 \text{ oz/ft}^2$ -koper proces, telt $2 \text{ cm}/8 \text{ mil} \approx 98.4$ vierkantjes en heeft dus een weerstand van ongeveer $98.4 \text{ m}\Omega$.

3.1.3 Opbouw van de PCB

Een PCB bestaat uit meerdere lagen. We spreken van een *PCB-stack*.

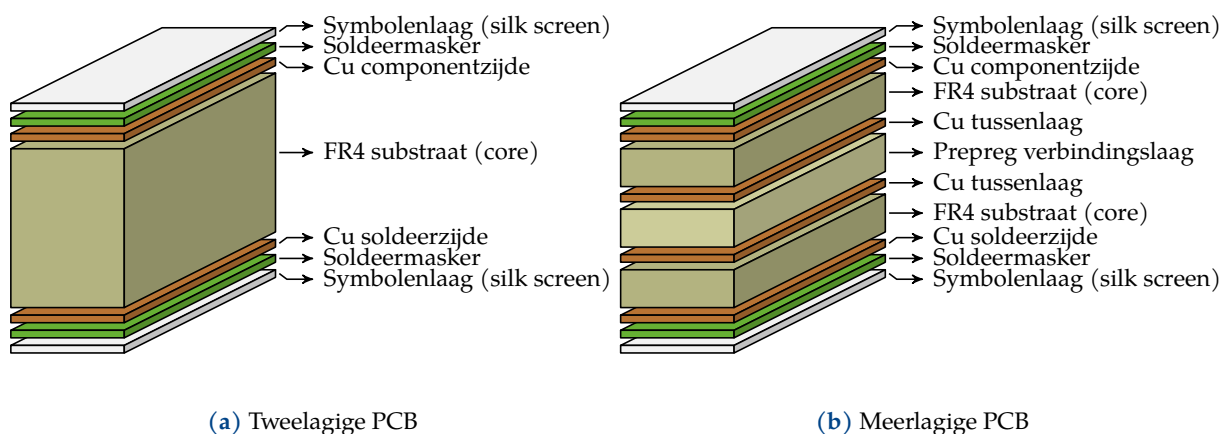
Tweelagige PCBs

Bij een tweelagige PCB worden beide oppervlakken van het substraat bekleed met een koperfolie, waarin de nodige verbindingspatronen kunnen geëtst worden. Bovenop de koperfolie komt een soldeermasker, die enkel de delen van het koper bloot laat waarop gesoldeerd moet worden. Het koper dat bloot ligt wordt courant vertind om oxidatie tegen te gaan. Oxidatie zal immers een goede soldeerverbinding in de weg staan. Daarbovenop kan je tekst drukken (in de symbolenlaag). Bespaar niet op je ontwerp door deze laag weg te laten. Gebruik ze om je ontwerp maximaal te documenteren. De onderhouds- en reparatietechnici zullen je dankbaar zijn! Ook bij het testen en debuggen van een PCB is deze tekstlaag goud waard.

Meerlagige PCBs

Bij meerlagige PCBs worden meerdere tweelagige PCBs met elkaar verbonden met *prepreg*. Dit is in essentie ook een glasvezelversterkt epoxymateriaal. Het verschil met het FR4-laminaat is dat het niet in laagjes wordt aangebracht en daardoor ook niet dezelfde sterkte heeft. De prepreg heeft naast het maken van een mechanische verbinding ook als doel de dikteverschillen t.g.v. de binnenste koperbanen op te vangen. Waar bij de tweelagige PCBs de koperbanen nog bereikbaar zijn, is dat voor de binnenste koperbanen van een meerlagige PCB niet meer het geval. Ook hier komt bovenop weer een soldeermasker en een symbolenlaag.

Figuur 3.1 geeft de ruwe opbouw van een PCB-stack weer.



Figuur 3.1: Opbouw van een PCB als *stack* van meerdere lagen

3.1.4 Standaardterminologie

Bekijk Figuur 3.2. Componenten worden op soldeereilanden (*pads*) gesoldeerd. Deze soldeereilanden zijn lokale verbredingen van de koperbaan (ook *track* genoemd) waarmee ze verbonden

zijn.

Een verbinding tussen de *tracks* op verschillende lagen van de PCB kan gemaakt worden door een geleidende huls in een gat aan te brengen. Dit noemen we een *via*. We onderscheiden verschillende soorten *via*'s:

through-hole via deze *via* loopt van de componentzijde van de PCB tot aan de soldeerzijde, m.a.w. volledig door het bord.

blind via deze *via* loopt van de component- of soldeerzijde tot op een van de binnenste koperlagen.

buried via deze *via* loopt tussen twee binnenste koperlagen (en is dus volledig begraven in het bord).

Indien we over de lagen van een PCB spreken, beperken we ons vaak tot de elektrische lagen. Het zou logisch geweest zijn om ze opeenvolgend te nummeren. Dat wordt echter zelden gedaan. Sommige lagen hebben een specifiek doel (bv. een laag om de voedingsspanning of de grond te distribueren), die krijgen dan ook een specifiek doel. Op Figuur 3.2 onderscheiden we als lagen: *top*, *power*, *signal1*, *signal2*, *ground* en *bottom*.

Bovenop de *top*-laag en de *bottom*-laag wordt normaal een soldeermasker aangebracht (*solder resist*) die enkel gaatjes bevat waar het soldeer contact mag maken met de koperbanen. Deze laag heeft een dubbele functie: enerzijds bepalen waar soldeer aan de PCB mag hechten en waar niet, en anderzijds ook het koper van de buitenste laag beschermen tegen corrosie.

Bovenop het soldeermasker wordt een symbolenlaag aangebracht, doorgaans bestaande uit witte niet-geleidende epoxy-inkt. Dit kunnen componentnummers, -waarden of -symbolen zijn, maar ook gewoon tekst die kan helpen bij de montage, het debuggen of het herstellen.

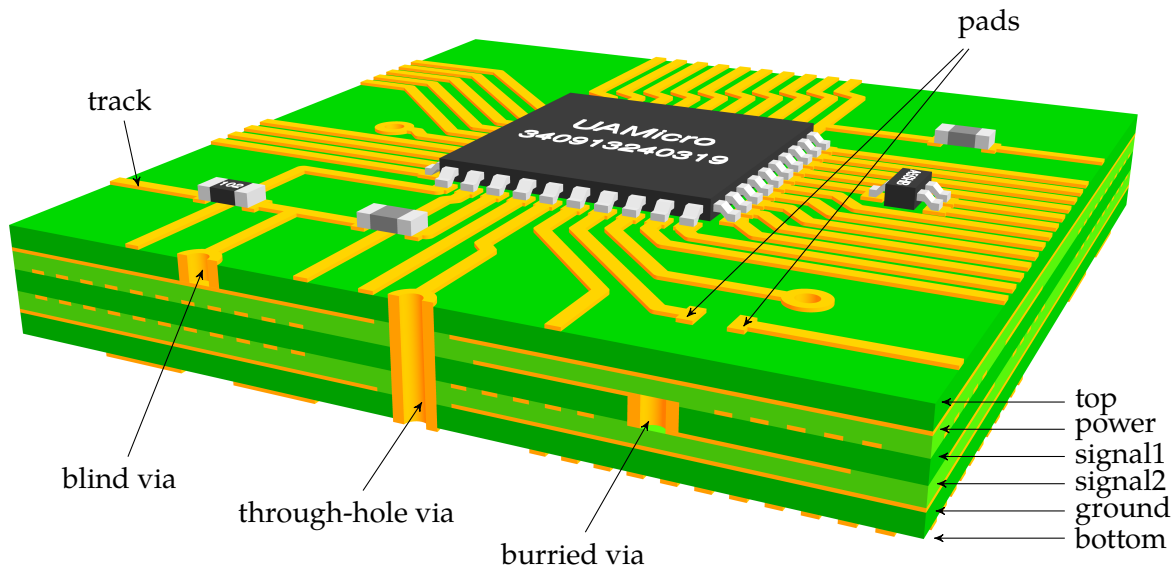
Soms wordt nadat de PCB bestukt en gesoldeerd is, nog een conforme coating aangebracht, die ervoor zorgt dat de doorslagspanning in lagedrukomstandigheden minder snel bereikt wordt. Daarover later meer.

3.1.5 Design rules

Om op een betrouwbare manier PCBs te kunnen maken moeten minimale breedtes (voor gegarandeerde signaalcontinuïteit en minimale tussenafstanden (voor gegarandeerde isolatie) gegarandeerd worden. Deze staan vervat in de *design rules* van het betrokken PCB-fabricageproces en worden aangeleverd door de PCB-fabrikant. PCB-ontwerpsoftware kan een dergelijke set *design rules* inladen en gebruiken om op het einde van het ontwerp een *design rule check* uit te voeren. Bij sommige PCB-pakketten kan je de controle ook continu laten uitvoeren, zodat je ontwerp *correct by construction* is.

3.1.6 Baanbreedtes en -afstanden

De breedte en tussenafstand van een verbinding op een PCB wordt enerzijds bepaald door de minimaal toegelaten breedte en tussenafstand opgelegd door de fabricagebeperkingen (de *design rules*), maar ook door de stromen en de potentialen die ze te verwerken krijgen:



Figuur 3.2: Uitsnede van een 6-laags PCB bestaande uit een sandwich van drie FR4 substraten met twee prepreg tussenlagen met daarop de gekijkte terminologie. Het soldeermasker (solder mask), de symbolenlaag (silkscreen) en de soldeerverbindingen werden niet getekend.

- de stroom bepaalt de minimale breedte,
- de potentiaal bepaalt de tussenafstand.

Stroom

De volgende formule werd empirisch bepaald. Ze laat toe de stroom te berekenen die je maximaal kan toelaten in een baan met dwarsdoorsnede A (in mil^2 , waarbij je een maximaal temperatuursverschil ΔT (in $^{\circ}\text{C}$) t.o.v. omgeving wil toelaten.

$$I = k \cdot (\Delta T)^{0.44} \cdot A^{0.725}$$

De constante k heeft een waarde i.f.v. de ligging van de baan:

$$k = \begin{cases} 0.048 & \text{aan de buitenzijde van de PCB-stack} \\ 0.024 & \text{aan de binnenzijde van de PCB-stack} \end{cases}$$

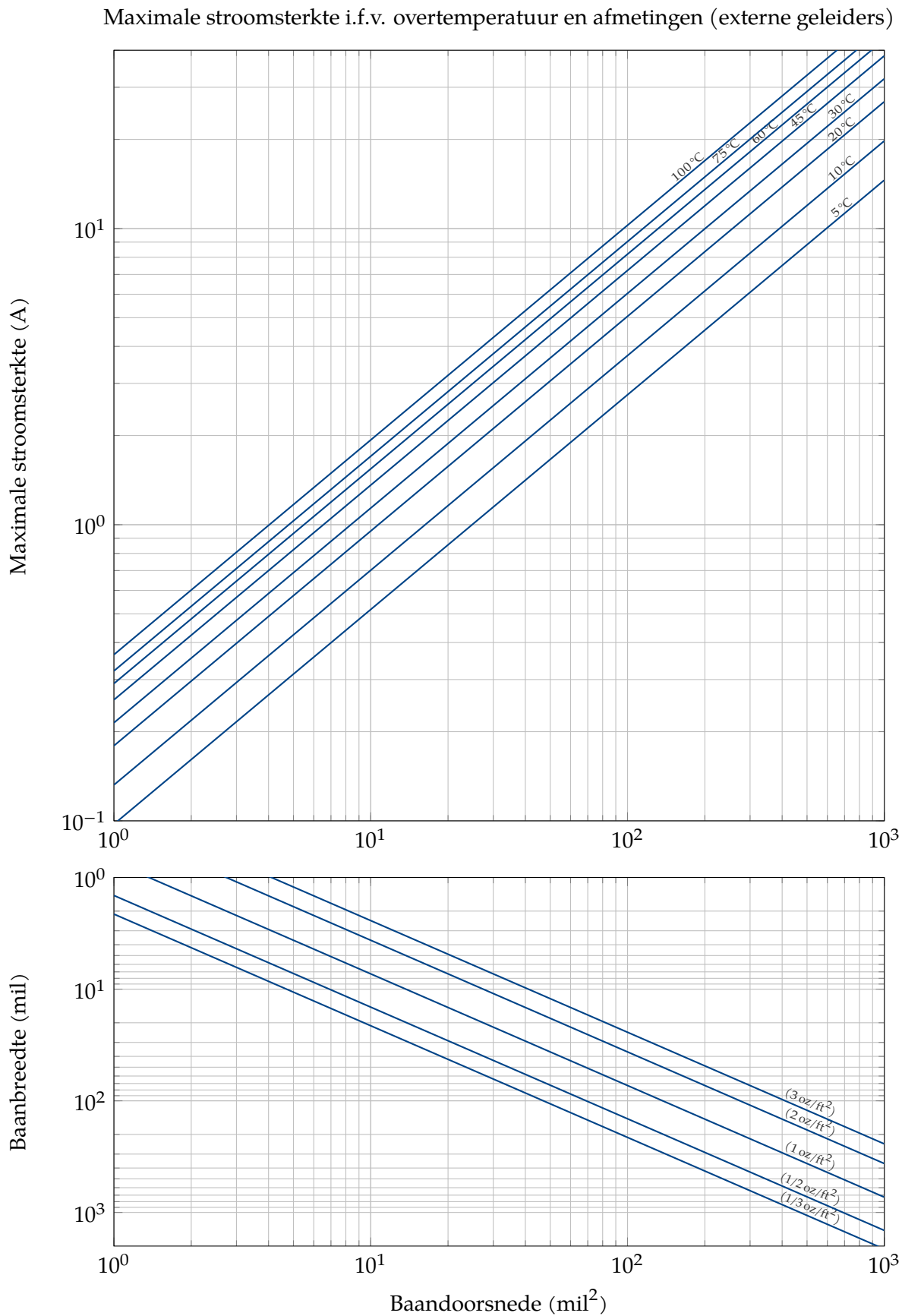
De eenheden van k zijn formeel $\text{A}/^{\circ}\text{C}^{0.44}/\text{mil}^{1.45}$, maar zijn zo nietszeggend dat vermoedelijk weinigen zich ooit afgevraagd hebben wat ze zouden zijn.

Deze vergelijking worden handig samengevat in Figuur 3.3 en Figuur 3.4. Deze figuren laten toe om gegeven een maximale stroom te bepalen wat de minimale baanbreedte dient te zijn, gegeven een koperlaagdikte en een maximaal gewenste opwarming van de baan.

Spanning

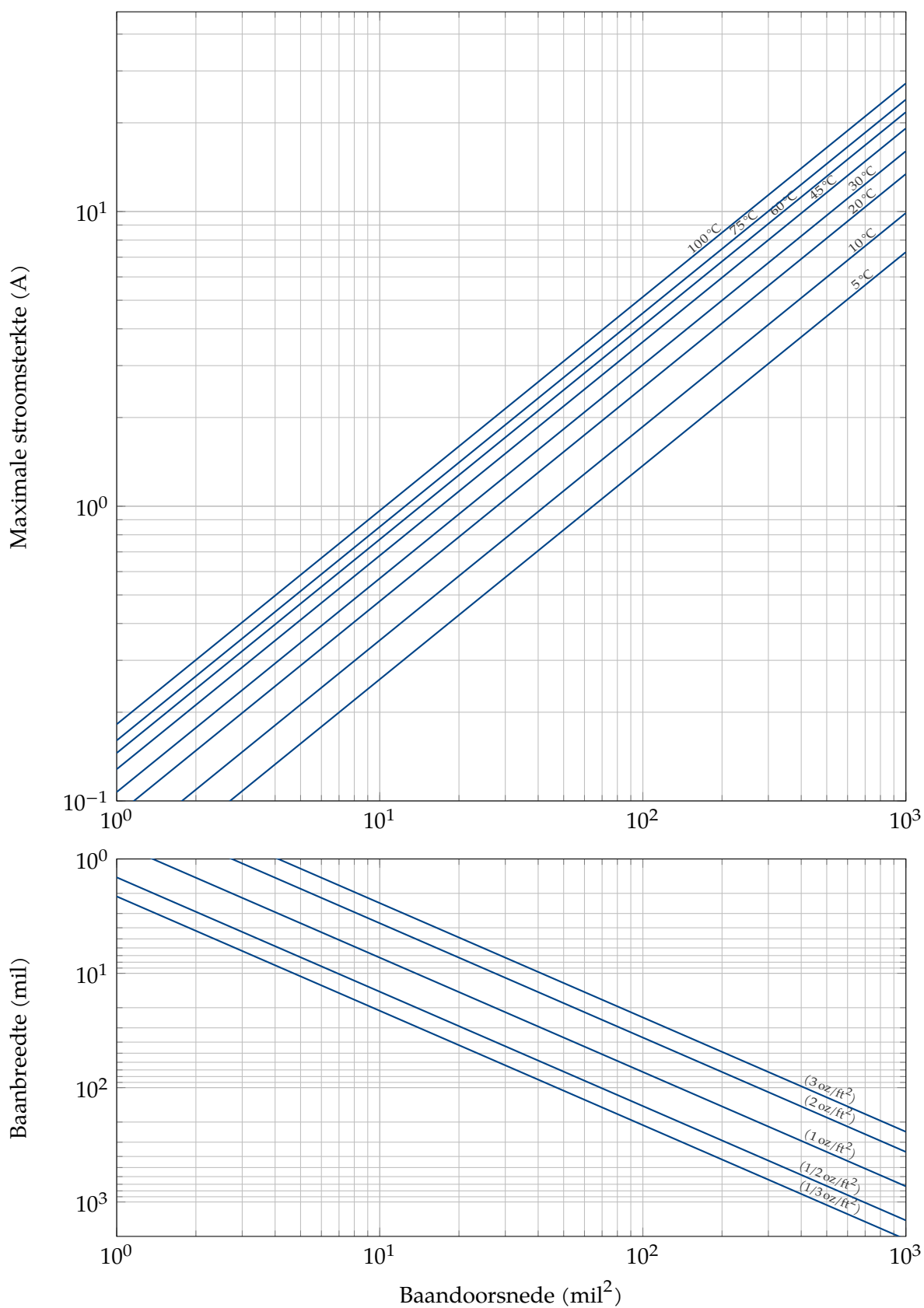
In functie van de spanning tussen twee geleiders op een PCB moeten we een bepaalde minimumafstand garanderen. Waar we bij de stroom een eenvoudige formule hebben waar iedereen mee werkt, bleek dat voor de spanning en bijhorende minimale afstand niet haalbaar. Een ongetwijfeld verhitte discussie in de IPC werkgroep die de standaard heeft opgesteld, leidde tot de chaos van Figuur 3.5.

We kunnen toch enkele conclusies formuleren:

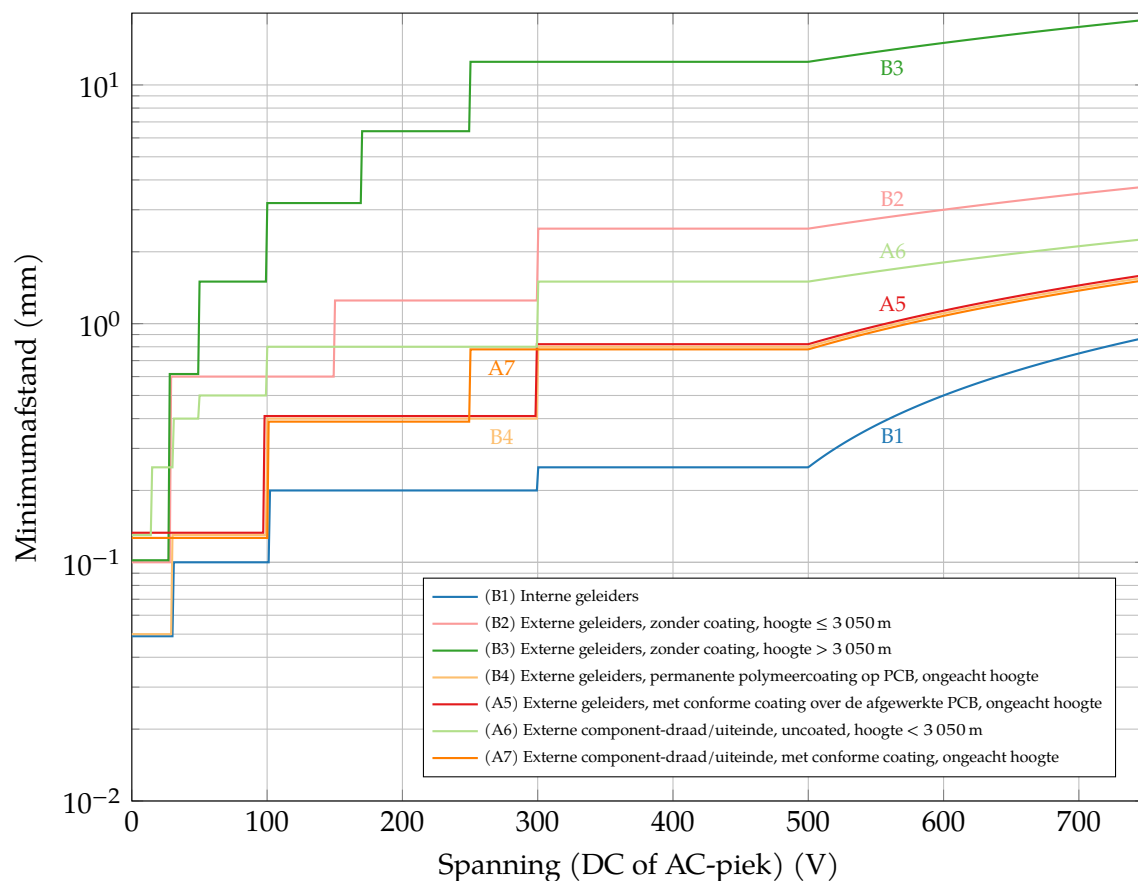


Figuur 3.3: Maximale stromen doorheen externe koperen geleiders op PCBs

Maximale stroomsterkte i.f.v. overtemperatuur en afmetingen (interne geleiders)



Figuur 3.4: Maximale stromen doorheen interne koperen geleiders in PCBs



Figuur 3.5: Minimale afstand tussen geleiders op een PCB i.f.v. spanning tussen de geleiders (gebaseerd op Tabel 6.1 uit [IPC03], op elkaar liggende lijnen werden voor de leesbaarheid uit elkaar getrokken, voor exacte gegevens consulteer de tabel). Codes (B1) t.e.m. (B4) hebben betrekking op het bord zelf, (A5) t.e.m. (A7) op het geassembleerde geheel van bord, componenten en aansluitingen.

- Indien de PCB ook op grote hoogte moet werken, kan je maar beter een polymeercoating voorzien om doorslag te vermijden.
- Voor signaalPCBs ($< 15\text{ V}$ zoals die doorgaans in kleine meet- en signaalverwerkings-systemen of *single board computers* voorzien worden, volstaat doorgaans een tussenafstand van 0.13 mm of (afgerond) 6 mil .
- Kijk ook de Europese conformiteitseisen na (i.f.v. het type product dat je wil ontwerpen en de bijhorende vereiste CE-markering). Mogelijk hebben zij ook een impact op de afscherming die moet voorzien worden m.b.t. spanningshoudende en stroomvoerende geleiders:

Oefeningen

Oefening 3.1.6-1:

Bereken voor een koperbaantje van 10 mil breed met lengte 10 cm op een PCB in een 'dubbelkoperproces':

- de weerstand
- de spanningsval

- het energieverlies

indien het baantje een stroom van 1 A voert.

Oefening 3.1.6-2:

Bepaal de temperatuursverhoging van een koperbaan van 8 mil breed in een enkelkoperproces. De koperbaan voert een stroom van 0.5 A (RMS). Doe dit zowel voor een baan die aan de buitenzijde van de PCB-stack ligt, als voor een interne baan.

Oefening 3.1.6-3:

Bepaal de minimale breedte van een koperbaan aan de binnenzijde van een PCB-stack in een enkelkoperproces indien de stroom maximaal 2 A bedraagt en we de temperatuursverhoging willen beperken tot 30 °C.

Oefening 3.1.6-4:

Indien ik bij het routeren van een 2-lagige PCB zonder conforme coating de koperbanen een minimale tussenafstand geef van 0.5mm, wat zijn dan de maximale spanningen die ik mag toelaten indien mijn PCB bedoeld is voor gebruik tijdens een beklimming van de Himalaya?

Oefening 3.1.6-5:

Welke minimale tussenafstand moet ik respecteren op een PCB met conforme coating, tussen twee banen die de netspanning tussen zich hebben (230 V RMS).

3.2 Trough-hole Technology vs. Surface-mount Technology

We hebben twee mogelijkheden om onze componenten op de PCB te bevestigen:

- *Through-hole* technologie (THT)
- *Surface-mount* technologie (SMT)

THT

In het eerste geval gebruiken we componenten met verbindingsdraden, die op de componentzijde geplaatst worden. De aansluitingsdraden lopen dan via gaten doorheen de PCB en worden langs de achterkant op een soldeerpad vastgesoldeerd. Het is deze opstelling die bij de oorspronkelijk eenlagige PCBs aanleiding gaf tot de benamingen *componentzijde* en *soldeerzijde*.

Deze technologie heeft als voordeel dat ze zonder gesofisticeerde apparatuur gemakkelijk te gebruiken is. Ze heeft als nadelen dat:

- de componenten met de aansluitdraden veel plaats in beslag nemen
- gaten in de PCB alle tussenlagen beïnvloeden en dus ook een obstakel vormen voor de verbindingen op die lagen
- gaten in de PCB boren tijd en geld kost
- het automatisch plaatsen van componenten op een PCB waarbij de draden door gaatjes moeten gemikt worden, een weinig robuust proces is (draden moeten dan kaarsrecht en exact voorgeplooid worden)

De SMT technologie werd ontwikkeld om daar een oplossing voor te bieden.

SMT

In dit geval gebruiken we componenten met soldeervlakjes (*caps*) die met een soldeerverbinding bevestigd worden op de soldeer pads.

Deze technologie is (zeker voor hele kleine componenten) minder toegankelijk voor hobbyisten. Ze heeft wel als voordelen dat:

- de componenten doorgaans kleiner zijn en minder ruimte in beslag nemen
- de tussenliggende lagen niet beïnvloed worden door de aansluitdraden van een component die helemaal door het bord moeten.
- bij het plaatsen de draden geen complicerende factor meer zijn.

3.3 Soldeerverbindingen

3.3.1 Materialen

Soldeertin

Soldeer pasta of -draad is een metaallegering die we gebruiken om de aansluitvlakken, -pinnen of draden van componenten met een soldeer pad (een aansluitpunt op een koperbaan dat niet bedekt is met het soldeermasker) te verbinden.

Het lijkt een onbelangrijk onderdeel in elektronische schakelingen, maar het is een cruciale technologie! Ondermaatse soldeerkwaliteit is een van de hoofdoorzaken van falende elektronische schakelingen. In het kader van duurzaamheid kan je hier maar beter geen compromissen sluiten.

De gebruikte legering moet aan vele eisen voldoen:

- ze moet een hoge elektrische geleidbaarheid hebben
- ze moet goed hechten aan de metaallegeringen en *coatings* van de aansluitvlakken, -pinnen of -draden van de componenten en aan de koperbanen en *coatings* op de PCB, dikwijls *wettability* genoemd
- ze moet voldoende elasticiteit hebben om niet te breken bij repetitieve belasting (bv bij vibraties of wisselende temperaturen)
- ze moeten een voldoende lage smelttemperatuur hebben

Tot 2006 was 63/37 tin-lood (SnPb) legering (soms met een kleine hoeveelheid zilver (Ag)) het materiaal bij uitstek dat deze eigenschappen combineert. Het lood zorgde in de verbinding voor de elasticiteit en de gelijkmatige uitvloeibaarheid (net zoals lood vroeger in benzine voor een zekere smering van de kleppen zorgde).

Met ingang van 2006 verbood de EU het gebruik van lood-houdende producten in de fabricage van PCBs en componenten. Dit gebeurde in het kader van de *Restriction on Hazardous Substances (RoHS)* directief (uit 2003) die een nieuwe omgang met gevaarlijke stoffen beoogde die veel ruimer gaat dan enkel de elektronica-industrie.

En zo kwam er een nieuwe eis bij voor de gezochte legeringen:

- ze moeten een minimale schade toebrengen aan mens en milieu

De overgang naar loodvrij soldeer ging niet zonder slag of stoot. De oude SnPb-verbinding had immers betere eigenschappen en was goedkoper om te produceren (met minder energie). De industrie bood dus heel wat weerstand (in de jaren voor 2006). De slotsom is echter dat de hele PCB- en componenten-industrie sindsdien geen lood meer gebruikt bij de productie. Het klassieke SnPb-soldeer werd vervangen door tin-zilver (SnAg) verbindingen met toevoeging van bismut (Bi), zink (Zn), koper (Cu) en mangaan (Mn).

Legering	Smeltpunt
SnPb 63/37	183 °C
SnAgCu 94/3/3	217 °C
SnAgCuZn 18/64/14/4	217-220 °C
SnAgCuMn 18/64/16/2	211-215 °C

Niet al deze legeringen zijn geschikt voor toepassing in automatische soldeerinstallaties (zoals *wave-soldering*). De fabricant weet ongetwijfeld welke de bruikbare legeringen zijn. Aangezien alle legeringen steeds een hoeveelheid tin bevatten, spreken we ook frequent van *soldeertin*.

Soldeerflux

Het maken van een soldeerverbinding kan minder vlot gaan door een vervuilde te verbinden oppervlakken of een onvoldoende vloeibaarheid van het soldeertin.

Soldeerflux kan in dat geval helpen. Het is een natuurlijk of synthetisch hars met twee functies:

- verwijderen van oxides van de te solderen oppervlakken,
- het afschermen van de soldeerverbinding van de lucht (zodat die niet oxideert tijdens het solderen),
- verlagen van de oppervlaktespanning van de soldeerlegering, waardoor die beter uitvloeit.

Flux is beschikbaar in vloeibare vorm of als pasta.

Soms voegt men ook flux toe aan soldeertin. Bij een soldeertin in draadvorm wordt de soldeerdraad in dat geval van een harskern voorzien. In het geval van soldeerpasta wordt het hars er onder gemengd.

3.3.2 Proces

Methodes

Soldeertin kan op vele manieren aangebracht worden:

- Via een *wave soldering* bandsysteem: hier wordt de PC via een transportbandsysteem over een opwaarts gestuwde soldeergolf gestuurd. Het soldeertin van de golf hecht zich aan de te metaaloppervlakken.
- Via een *reflow oven*: hier wordt via een zeefdrukproces (met een stencil) selectief soldeer pasta aangebracht op de gewenste plaatsen, waarna de componenten geplaatst worden; een passage door een oven op de juiste temperatuur doet de soldeer pasta smelten.
- Met een soldeerbout: hier verwarmen we de te solderen oppervlakken waarbij we soldeertin aanbrengen op de verwarmde oppervlakken.

Een korte zoektocht naar filmpjes op je favoriete video-platform levert je heel wat goed filmmateriaal op om een beeld te krijgen van de verschillende technieken.

In het labo ga je ongetwijfeld de kans hebben om met de soldeerbout aan de slag te gaan.

Temperatuur en tijd

De juiste temperatuur in combinatie met de gepaste verwarmingstijd om het soldeertin te laten vloeien, zonder het te verbranden is essentieel. We beperken ons hier tot solderen met de soldeerbout. Onderstaande tabel geeft geschikte temperaturen weer. Ze gaan uit van een niet-geoxideerde soldeerpunt.

Type soldeertin	Temperatuur soldeerbout (°C)
Loodhoudend soldeer	300-330
Loodvrij soldeer	320-350

De soldeertijd vraagt wat ervaring, met als vuistregel: niet langer dan nodig. Van zodra het soldeer mooi vloeit, stop je met verwarmen. Bij sommige componenten wordt in de datasheet een temperatuur-tijd combinatie gegeven waar je niet mag over gaan. Langer of met hogere temperatuur verwarming kan schade aan de component veroorzaken.

Passieve Componenten

Overzicht

4.1 Behuizingen / vorm	61
4.2 Weerstanden	63
4.2.1 Vaste weerstanden	63
4.2.2 Variabele weerstanden	71
4.3 Condensatoren	74
4.3.1 Vaste condensatoren	74
4.3.2 Variable condensatoren	87
4.4 Spoelen	88
4.4.1 Vaste spoelen	88
4.4.2 Variabele spoelen	94

In het vorige boekdeel bespraken we in het hoofdstuk *Elementen* de basisbouwstenen waarmee we netwerken kunnen bouwen. Enkele belangrijke elementen waren hierbij de passieve elementen weerstand, spoel en condensator. Indien je het onderscheid tussen elementen en componenten niet kent, lees dan terug de eerste secties van dat hoofdstuk.

In dit hoofdstuk gaan we opnieuw de basisbouwstenen weerstand, spoel, condensator en transformator bestuderen, maar nu vanuit hun fysische opbouw en rekening houdend met internationale afspraken die gemaakt werden m.b.t. hun nominale waarden, spreidingen en grenswaarden.

We hebben nu immers vanuit het vorige hoofdstuk de nodige materiaaltechnologische achtergrondkennis.

4.1 Behuizingen / vorm

Passieve componenten bestaan in twee uitvoeringen: *through-hole technology* (THT) en *surface mount technology* (SMT). Deze componenten zijn vaak langwerpig, dat kan cilindrisch zijn, maar ook balkvormig.

Zoals reeds eerder vermeld laat SMT technologie een verdere miniaturisatie toe. Frequent bevatten deze componenten ook minder spiraalvormige structuren en daardoor minder parasitaire inductantie. Het feit dat de technologie ook moderner is uit zich vaak in een verhoogde nauwkeurigheid.

THT

Binnen de THT versie bestaan twee grote groepen:

- componenten met *axiale* aansluitingen, d.w.z. aan weerszijden in het verlengde van de langste dimensie van de component (zie Figuur 4.1a),
- componenten met *radiale* aansluitingen, d.w.z. dwars op de langste dimensie, óf beide aansluitingen langs dezelfde zijde (zie Figuur 4.1b).

Bij axiale aansluitingen bepaalt de lengte van de component de afstand tussen de soldeereilanden (met gat) in de PCB. Bij de radiale aansluitingen bepaalt de afstand tussen de aansluitdraden de afstand tussen de soldeereilanden, die frequent een geheel veelvoud (of gehele fractie) is van 2.54 mm.



Figuur 4.1: Voorbeelden van de aansluitingsvormen voor passieve THT componenten

SMT

Ook hier bestaan twee groepen:

- componenten *zonder* pootjes (*legless*) vaak balkvormig, soms ook cilindrisch;
- componenten *met* pootjes (*legged*) vaak in een verpakking met twee rijen pootjes (*chip-style*).

Deze werden geïllustreerd in Figuur 4.2.



Figuur 4.2: Voorbeelden van de aansluitingsvormen voor passieve SMT componenten

Binnen de SMT varianten wordt de verpakking van balkvormige componenten vaak aangeduid met een dubbel tweecijferig getal dat de grootte aangeeft (lengte maal breedte in hondersten van een inch), maar merk op dat de waarden werden afgerond op een millimetergebaseerde grid. Dit is een duidelijke indicatie van de langzame overgang die de industrie maakt naar

SI-gebaseerde afmetingen. De mogelijkheden met bijhorende afmetingen staan opgelijst in de onderstaande tabel.

Verpakking	Afmetingen (mm)
2512	6.30×3.10
2010	5.00×2.60
1812	4.60×3.00
1210	3.20×2.60
1206	3.00×1.50
0805	2.00×1.30
0603	1.50×0.80
0402	1.00×0.50
0201	0.60×0.30

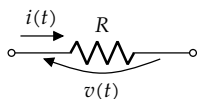
Het met de hand solderen van de kleinste componenten vraagt aardig wat ervaring en een goede fysiek (vrij van tremoren). Zeker 0603 en kleiner zijn niet voor de doorsnee amateur, of zelfs de ervaren professional op leeftijd.

4.2 Weerstanden

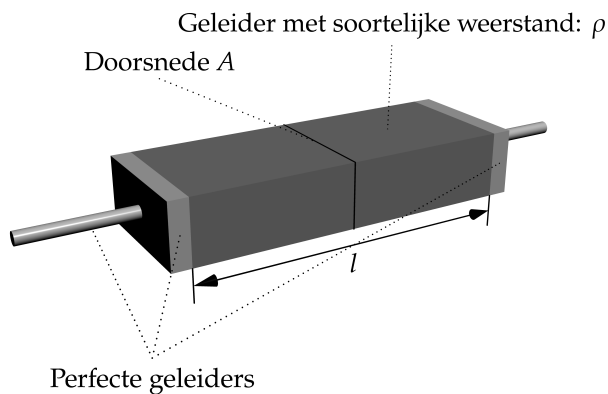
4.2.1 Vaste weerstanden

Principe

Een weerstand heeft als doel een evenredig verband te realiseren tussen de stroom door de weerstand (i) en de spanning over de weerstand (v).



Voor passieve weerstanden worden geleiders gebruikt met een specifieke soortelijke weerstand ρ ($\Omega \text{ m}$). Het meest eenvoudige model is datgene waarbij de geleider een gekende lengte l en een vaste doorsnede A heeft.



De weerstand wordt dan:

$$R = \rho \frac{l}{A}$$

Model

De perfecte weerstand heeft een exact gekende waarde. In werkelijkheid zit er een zekere variatie op de weerstandswaarde (tolerantie δ) en zijn weerstanden gevoelig aan de temperatuur (temperatuurscoëfficiënt α).

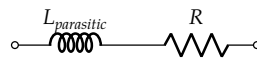
$$R = R_{ref} \cdot (1 \pm \delta) (1 + \alpha \cdot (T - T_{ref}))$$

waarbij R_{ref} de weerstandswaarde is bij de referentietemperatuur, doorgaans 25 °C.

De temperatuurscoëfficiënt α vind je in de datasheets als TCR (*Temperature Coefficient of Resistance*). Enkele courante waarden:

- 100 ppm/°C, 200 ppm/°C, 300 ppm/°C voor dikke filmtransistoren
- 25 ppm/°C, 50 ppm/°C, ..., 100 ppm/°C voor dunne filmtransistoren

Bijkomend hebben weerstanden ten gevolge van hun opbouw die niet lussenvrij is, vaak een significante zelfinductie. Het algemene model ziet er dan ook als volgt uit:



THT en SMT

Zoals quasi alle componenten, zijn weerstanden beschikbaar in THT versie en in SMT versie. In het eerste geval zijn het doorgaans cilindrische componenten met twee axiale aansluitdraden, zoals in Figuur 4.3a, in het tweede geval doorgaans balkvormige componenten met twee soldeercaps aan de uiteinden, zoals in Figuur 4.3b. Cilindrische weerstanden bestaan ook in SMT versie, maar zijn minder courant.



(a) THT-versie

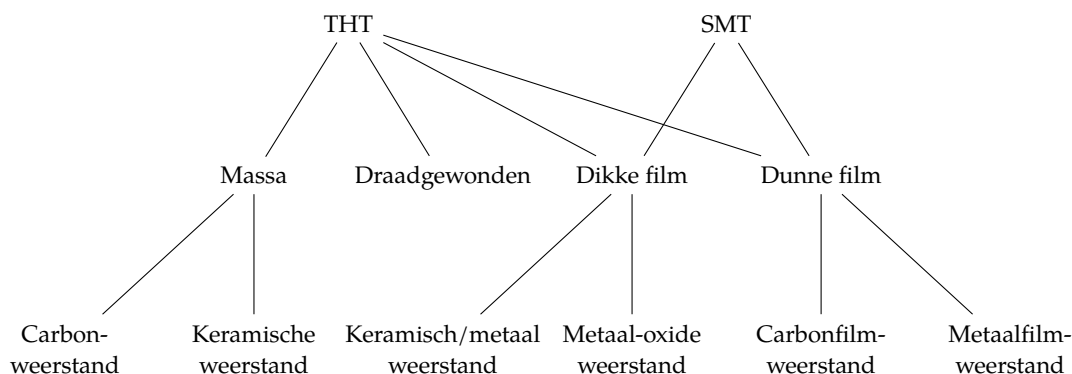


(b) SMT-versie

Figuur 4.3: Weerstanden

Types

Het diagram geeft een logische opbouw van de verschillende types weerstanden die op de markt beschikbaar zijn.



Een aantal typische technologieën met bijzondere kenmerkingen werden hieronder samengevat:

Massa Deze weerstand bestaat uit een homogene massa. Dit kan koolstof (carbon) zijn of een keramisch materiaal. Aangezien het afmeten van de nodige massa niet eenvoudig is, zijn dit vaak weerstanden met grote tolerantie.

Draadgewonden Deze weerstanden bestaan uit een geleidende draad met een isolerende laklaag die omheen een cilindrische koker gewikkeld wordt. De spiraalvormige draad die de weerstand uitmaakt zorgt ook voor een niet verwaarloosbare zelfinductie. Omdat geleidende draad mooi naast elkaar loopt is er een groot koelingsoppervlak (aan de binnenkant van de koker - als die open is - en aan de buitenkant. Deze weerstanden zijn hierdoor geschikt als vermogenweerstanden.

Dikke film Bij deze componenten wordt via een zeefdruk proces een pasta door een zeef gedrukt om zo op specifieke plaatsen selectief materiaal te plaatsen. De bekomen afmetingen kunnen op die manier door de gepaste zeef gerealiseerd worden. Deze pasta wordt dan in een oven uitgehard. Courante materialen voor de pasta zijn metaal-oxides en composieten van keramisch materiaal en metalen (cermet).

Dunne film Een dunne film wordt gemaakt door chemische depositie (opdamping) en de dikte ervan kan nauwkeurig gecontroleerd worden door de depositietijd te controleren.

Vaak worden zowel dikke als dunne filmweerstanden nog vaak met een laser getrimd om de waarde ervan exact in te stellen. Bij cilindrische weerstanden gebeurt dit courant door een spiraal te laseren in de film die omheen de mantel van de cilinder zit (zie linksonder). Bij een balkvormige weerstand wordt het oppervlak met meerdere lijnen dwars op de stroomrichting getrimd. Zo ontstaat een zig-zag patroon (zie rechtsonder). Het trimmen zorgt vaak ook voor een extra, niet te verwaarlozen zelf-inductie ($L_{parasitic}$ in het hoger vermelde model).



Sommige weerstand zijn als zekering te gebruiken, wat wil zeggen dat ze bij overschrijding van

de maximaal toelaatbare stroom snel en kort doorsmelten zonder brandgevaar. De bouw van de weerstand moet hierop voorzien zijn. Niet elke weerstand is dus een goede *fusible resistor*. Ze bestaan in dikke en in dunne film-technologie.

Waarden

Een typische ingenieursnotatie is om de iso suffix ter vervanging van het decimale punt te schrijven. Zo wordt $4700\ \Omega$ of $4.7\ \text{k}\Omega$ courant geschreven als 4K7 (zonder de vermelding van de eenheid Ω).

De waarden van weerstanden komen uit standaard E-reeksen, vastgelegd door de *Electronics Industries Association* (EIA). De E-n reeks wordt gevormd door waarden die met wat ruime afrondingen komen uit een geometrische rij met verhouding (of *rede*) $\sqrt[n]{10}$ in combinatie met een vermenigvuldiger (10^k).

Enkele courante E-reeksen vind je in Figuur 4.4. Een courante waarde uit de E24 reeks is bijvoorbeeld: $R = 3.3\ \text{k}\Omega(1 \pm 0.05)$.

Waarde-aanduiding

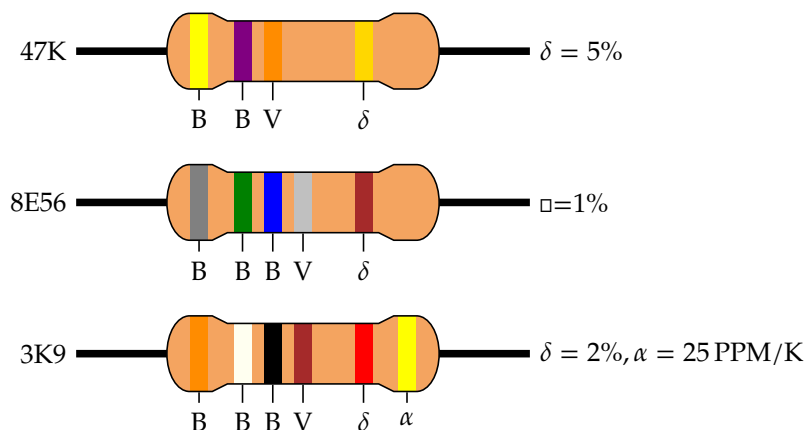
Op klassieke THT componenten wordt er gewerkt met kleurcodes. Deze werden gespecificeerd in de internationale (ondertussen teruggetrokken) standaard IEC 60062. Er werd gekozen voor kleuren omdat het opdrukken van tekst op het moment dat de weerstandstechnologie gestandaardiseerd werd nog onrealistisch dure technologie was.

We onderscheiden weerstanden met 3, 4 en 5 kleurbanden:

E24		E96			
E12		E48			
1.0	1.1	1.00	1.02	1.05	1.07
1.2	1.3	1.10	1.13	1.15	1.18
1.5	1.6	1.21	1.24	1.27	1.30
1.8	2.0	1.33	1.37	1.40	1.43
2.2	2.4	1.47	1.50	1.54	1.58
2.7	3.0	1.62	1.65	1.69	1.74
3.3	3.6	1.78	1.82	1.87	1.91
3.9	4.3	1.96	2.00	2.05	2.10
4.7	5.1	2.15	2.21	2.26	2.32
5.6	6.2	2.37	2.43	2.49	2.55
6.8	7.5	2.61	2.67	2.74	2.80
8.2	9.1	2.87	2.94	3.01	3.09
		3.16	3.24	3.32	3.40
		3.48	3.57	3.65	3.74
		3.83	3.92	4.02	4.12
		4.22	4.32	4.42	4.53
		4.64	4.75	4.87	4.99
		5.11	5.23	5.36	5.49
		5.62	5.76	5.90	6.04
		6.19	6.34	6.49	6.65
		6.81	6.98	7.15	7.32
		7.50	7.68	7.87	8.06
		8.25	8.45	8.66	8.87
		9.09	9.31	9.53	9.76

Reeks	Tolerantie δ
E12	10%
E24	5%
E48	2%
E96	1%

Figuur 4.4: E-reeksen die courant gebruikt worden voor componentwaarden. Bij deze reeksen horen ook courante toleranties, aangegeven in de tabel. Zoals uit de tabellen duidelijk blijkt: $E_{12} \subset E_{24} \subset E_{48} \subset E_{96}$.



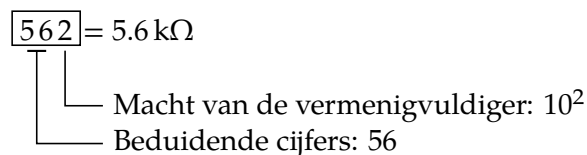
Kleur	Beduidend cijfer B	Vermenigvuldiger V	Tolerantie δ (%)	T-coëfficiënt α (PPM/K)
zwart	0	1		250
bruin	1	10	1	100
rood	2	100	2	50
oranje	3	1 000		15
geel	4	10 000		25
groen	5	100 000	0.5	20
blauw	6	1 000 000	0.25	10
paars	7	10 000 000	0.1	5
grijs	8	100 000 000	0.05	1
wit	9	1 000 000 000		
goud		0.1	5	
zilver		0.01	10	
geen			20	

Bij de introductie van de meer recente SMT technologie was de druktechnologie voldoende geavanceerd opdat men gemakkelijk tekst kon aanbrengen op de componenten.

E12 en E24

Voor weerstanden uit de E12 en E-24 reeksen worden expliciet de twee beduidende cijfers en de macht van de vermenigvuldiger op de component vermeld als driecijferige code.

Voorbeeld:



De letter R wordt gebruikt om een decimaal punt aan te geven. In dat geval wordt er geen vermenigvuldiger gedrukt. Voorbeeld:

$$\boxed{0R1} = 0.1 \Omega$$

└─ Beduidende cijfers: 0.1

E48 en E96

Voor weerstanden uit de E48 en E96 reeks drukt men in vele gevallen vier cijfers (drie beduidende cijfers en een macht). Voorbeeld:

$$\boxed{6492} = 64.9 \text{ k}\Omega$$

└─ Macht van de vermenigvuldiger: 10^2

└─ Beduidende cijfers: 649

Opnieuw gebruikt men de letter R voor het decimale punt.

In sommige gevallen is er onvoldoende plaats om een vier-cijferige waarde te drukken. In dat geval kiest men voor een EIA96 codering, waarbij de twee eerste cijfers een code zijn die overeenkomt met een specifieke weerstandswaarde en het derde symbool een letter is die de vermenigvuldiger aanduidt.

De code is het volgnummer van de waarde in de E96 tabel. Zo komt code 11 overeen met beduidende cijfers 127. De vermenigvuldiger komt uit de volgende tabel:

Letter	Vermenigvuldiger
Z	0.001
Y of R	0.01
X of S	0.1
A	1
B of H	10
C	100
D	1 000
E	10 000
F	100 000

Voorbeeld:

$$\boxed{73B} = 5.62 \text{ k}\Omega$$

└─ Vermenigvuldiger: 100

└─ Beduidende cijfers: code nr. 73 = waarde 562

Temperatuursafhankelijkheid

Doorgaans proberen we weerstanden te gebruiken die zo min mogelijk functie zijn van de temperatuur.

Voor SMT weerstanden zijn waarden lopende van 25 tot 100 ppm/K courant.

Echter, in sommige omstandigheden kunnen we de temperatuurscoëfficiënt α ook nuttig gebruiken om een temperatuur te meten. We onderscheiden weerstanden met een

- positieve temperatuurscoëfficiënt (PTC): de weerstandswaarde neemt toe met de temperatuur
- negatieve temperatuurscoëfficiënt (NTC): de weerstandswaarde neemt af met de temperatuur

Koolstof (carbon) heeft een negatieve temperatuurscoëfficiënt. Metalen hebben een positieve temperatuurscoëfficiënt.

Naast temperatuurmetingen (waarbij een constante stroom door de weerstand aanleiding geeft tot een spanning die verband houdt met de temperatuur, worden

- PTCs frequent gebruikt als automatische herstellende zekering (bij een te grote stroom, wordt de PTC te warm, verhoogt die zijn weerstand en beperkt op die manier de stroom).
- NTCs wel eens gebruikt als startstroombeperker. Initieel heeft die een hoge weerstand (waardoor de stroom beperkt blijft). Van zodra dat hij wat is opgewarmd, daalt de weerstand en kan de stroom geleidelijk aan toenemen.

Maximumwaarden

Een weerstand waar spanning over staat en stroom doorloopt, zet elektrisch vermogen om in warmte. Die warmte doet de temperatuur van de component toenemen. Indien de temperatuur te hoog wordt, dan riskeren we schade aan de component. Daarom specificeren we hoeveel vermogen mag gedissipeerd worden door de component, zonder dat schade optreedt.

Typisch vind je carbon-weerstand tot ongeveer 5 W, metaalfilmweerstand tot ongeveer 3 W. De absolute topper wat vermogen betreft, zijn draadgewonden weerstanden of keramische massa-weerstand met een stevig uit de kluiten gewassen koellichaam errond. Specificaties tot 500 W zijn geen uitzondering.

Het maximale vermogen dat de kleine SMT weerstanden kunnen dissiperen, wordt hieronder in de tabel vermeld. Kijk dit na voor je componenten selecteert!

Verpakking	Max. Vermogen (mW)
2512	500
2010	250
1812	250
1210	250
1206	125
0805	100
0603	62
0402	62
0201	50

Enkele belangrijk opmerkingen hierbij:

- Indien je een weerstand aan zijn volle vermogen laat werken, dan moet je er rekening mee houden dat die heet wordt. Een courante maximale werkingstemperatuur die hierbij gehaald wordt is 70 °C.
- De vermogenrating gaat uit van een open opstelling waarbij de weerstand zowel via straling als convectie zijn warmte kan wegwerken. Hou er rekening mee dat in ijle omstandigheden (hoogte, of vacuüm) er minder of geen convectie mogelijk is. Ook een omkasting kan de natuurlijke convectieve koeling in het gedrang brengen. Geforceerde koeling kan helpen de temperatuur laag te houden.
- Indien veel vermogendissiperende componenten vlak bij elkaar worden geplaatst, dan zal dit leiden tot een extra grote temperatuursverhoging. Hou hier rekening mee bij het plaatsen van componenten.
- Een component continu aan zijn maximale vermogenrating blootstellen zal de levensduur ervan gevoelig verkorten. Bij weerstanden is het soms verstandig om het vermogen op te delen door twee parallel of twee serie weerstanden te plaatsen. Zo kan de temperatuur beperkt worden.

4.2.2 Variabele weerstanden

Principe

Door op een vaste weerstand een verplaatsbaar aftakpunt aan te brengen, kan je een variabele weerstand maken. We onderscheiden draapotentimeters (zie Figuur 4.5a) en schuifpotentimeters (zie Figuur 4.5b).

Deze component wordt courant gebruikt om parameters van analoge elektronische schakelingen regelbaar te maken. Dit kunnen de versterking van een blok zijn, de kantelfrequenties van filters, of bijvoorbeeld referentiespanningen.



(a) Draaipotentiometer

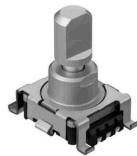


(b) Schuifpotentiometer

Figuur 4.5: Variabele weerstanden, ook wel bekend als potentiometers

Verder maken we een onderscheid tussen

- regelpotentiometers, bedoeld om frequent bij te regelen; deze worden doorgaans groot uitgevoerd zodat ze vlot met de hand te bedienen zijn (zie Figuur 4.6a);
- trimpotentiometers, bedoeld om bij gelegenheid (in dienststelling of onderhoud) een referentiewaarde bij te regelen; deze worden doorgaans klein uitgevoerd, zodat ze enkel met een schroevendraaier bij te regelen zijn (zie Figuur 4.6b); trimpotentiometers zijn vaak van het type 'multi-turn' (d.w.z. dat je meerdere toeren regelbereik hebt) om een fijne afstelling mogelijk te maken.



(a) Regelpotentiometer



(b) Trimpotentiometer

Figuur 4.6: Het onderscheid tussen regelpotentiometers en trimpotentiometers

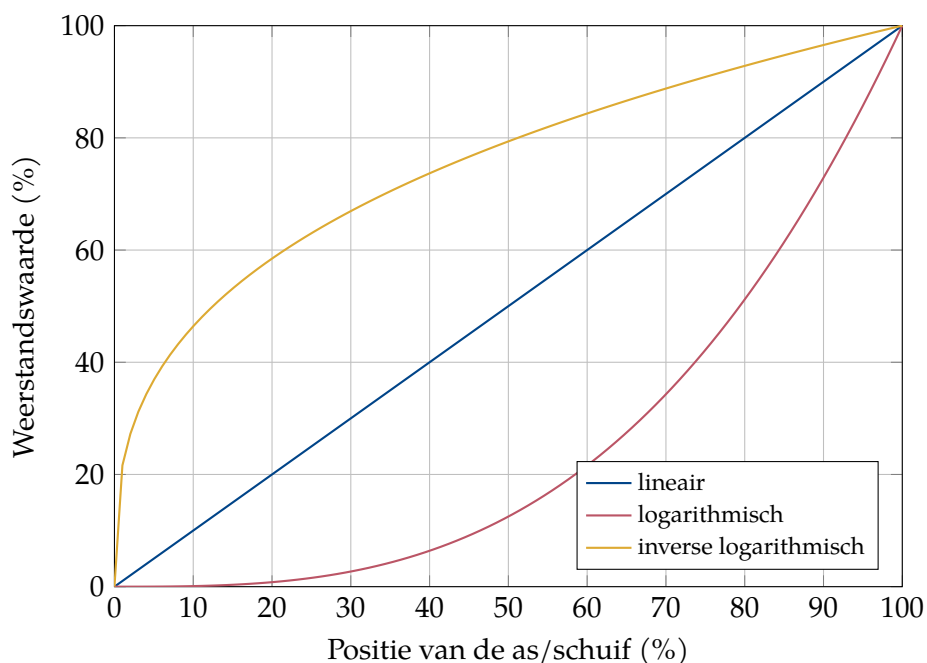
THT, SMT en Chassis-versie

Ook deze componenten heb je in THT en SMT versie, maar belangrijker nog, in chassis-versie, omdat ze frequent op een frontpaneel van een toestel gemonteerd worden. De bevestiging gebeurt in dat geval frequent met bouten of met een bevestigingsring met schroefdraad die op de potentiometer schroeft (zie Figuur 4.5).

Types

Het diagram van de vaste weerstanden is bijna identiek van toepassing op de potentiometers. Extra vermeldenswaard is dat carbonpotentiometers nog heel courant zijn (zelfs in SMT uitvoering) omwille van de goede smerende eigenschappen van koolstof. Voor high-end potentiometers worden soms koolstofpartikels gemengd in plastics, zodat een boterzachte regeling mogelijk wordt.

De oude draadgewonden potentiometers werden vroeger ook wel eens 'rheostaat' genoemd. Ze werden vaak ook gebruikt voor het regelen van grote vermogens (bv. podiumverlichting, motoren). Dit type van regelaar is echter in onbruik geraakt wegens niet efficiënt.



Figuur 4.7: Typische regelcurves voor potentiometers

Waarden

Nominale waarde

De beschikbare waarden zijn minder uitgebreid dan bij de vaste weerstanden. De beduidende cijfers komen doorgaans uit de reeks: 10, 20, 22, 25, 47, 50. Het waardenbereik gaat van $1\ \Omega$ tot $1\ \text{G}\Omega$. Deze waarde is dan de maximale weerstand van de potentiometer. Je kan hem regelen van $0\ \Omega$ (kortsluiting) tot de gespecificeerde waarde.

Regelcurve

We onderscheiden 3 types regelcurves die het verband weergeven tussen de positie van de potentiometer-as of -regelschuif en de weerstandswaarde (zie Figuur 4.7):

- lineair: de weerstandswaarde wijzigt lineair met de positie van de as of de regelschuif
- logaritmisch: zie figuur
- invers logaritmisch: zie figuur

De niet-lineaire curves kunnen gerealiseerd worden met een niet-uniforme weerstand (duur) of door een vaste weerstand tussen het aftakpunt en een van de klemmen te plaatsen (goedkoop).

Opmerkingen

- Tip: Indien de potentiometer gebruikt wordt als regelbare weerstand en niet als spanningsdeler, dan is het *good practice* om het aftakpunt met een van de klemmen van de potentiometer te verbinden. Zo wordt het ontstaan van een open keten vermeden moest het aftakpunt voorbij het eind van het regelbereik gaan (en zo contact verliezen met weerstand). Bijkomend vermijd je dat het loshangend stukje weerstand zich als antenne gaat gedragen.

- Digitale potentiometer: omdat het verschuiven van het aftakpunt op de vaste weerstand gepaard gaat met gekraak (herhaald tijdelijk en kortstondig contactverlies), maakt men meer en meer gebruik van digitale potentiometers waarbij de stand van de as of de regelschuif (optisch of magnetisch) gemeten wordt en op basis van die meting een MOSFET wordt ingesteld om een specifieke weerstandswaarde te genereren.

Oefeningen

Oefening 4.2.2-1:

Lees de waarde van de volgende weerstanden af:



Oefening 4.2.2-2:

Lees de waarde van de volgende weerstanden af:

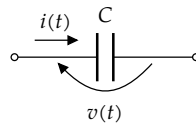


4.3 Condensatoren

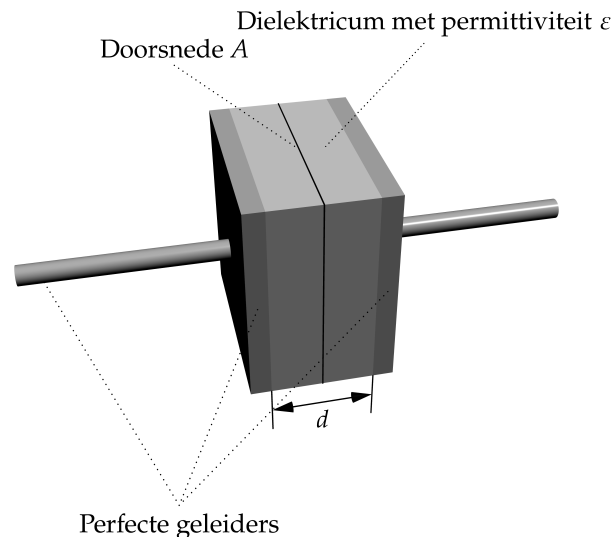
4.3.1 Vaste condensatoren

Principe

Een condensator heeft als doel lading (en op die manier energie onder de vorm van een elektrisch veld) op te slaan. Daarbij creëert de condensator een evenredig verband tussen de lading $q = \int i(t) dt$ en de spanning v :



De ladingen worden opgeslagen in geleiders aan weerszijden van een diëlektricum. Het elektrische veld 'leeft' in het diëlektricum. Het meest eenvoudige model is een condensator met vlakke platen en een diëlektricum van constante dikte, met permittiviteit ϵ zoals hieronder getekend.



De capaciteit van de condensator met diëlektricum met permittiviteit ϵ is (in het geval dat we het elektrisch veld dat zich niet strikt tussen de condensatorplaten bevindt verwaarlozen) gelijk aan:

$$C = \epsilon \frac{A}{d}$$

Op die manier realiseert deze component een verband tussen de stroom i door en de spanning v over de component gelijk aan:

$$i(t) = C \frac{dv(t)}{dt}$$

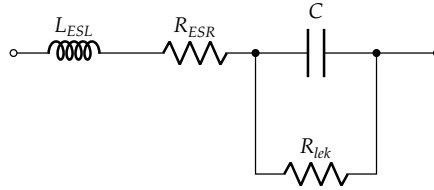
Model

De perfecte condensator heeft een exact gekende waarde. In werkelijkheid zit er een zekere variatie op de capaciteitswaarde (tolerantie δ) en zijn condensatoren gevoelig aan de temperatuur (temperatuurscoëfficiënt α) en sommige ook aan trillingen (omwille van het piezo-elektrisch effect).

$$C = C_{ref} \cdot (1 \pm \delta) \cdot (1 + \alpha \cdot (T - T_{ref}))$$

waarbij C_{ref} de capaciteitswaarde is bij de referentietemperatuur, doorgaans 25 °C.

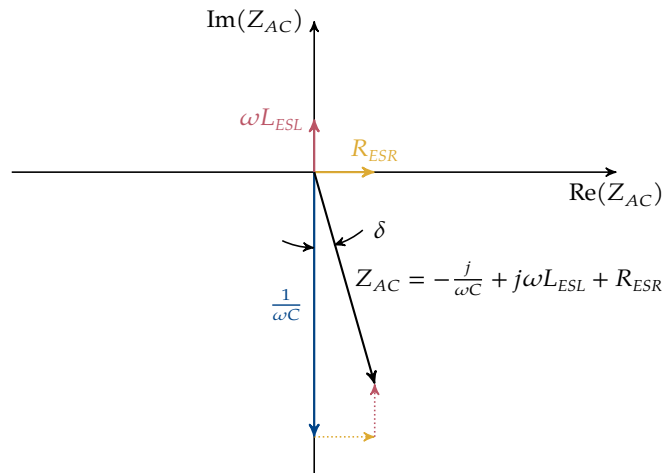
Bijkomend stellen we vast dat (1) het diëlektricum geen perfecte isolator is (waardoor de condensator lekt), en (2) dat de bouw van de condensator vaak een niet te verwaarlozen serie-zelf-inductie (ESL, equivalent series inductance) en serie-weerstand (ESR, equivalent series resistance) heeft.



De lekweerstand is belangrijk bij in DC condities. In AC wordt deze lekweerstand bij voldoende hoge frequentie verwaarloosbaar. In dat geval reduceert het model zich tot:



De AC-impedantie wordt voor dan frequent beschouwd in het complexe vlak bij een specifieke meetfrequentie.



De verhouding tussen R_{ESR} en $\frac{1}{\omega C} - \omega L_{ESL}$ wordt dan vaak opgegeven als

- **dissipatiefactor** $\tan \delta = \frac{R_{ESR}}{\frac{1}{\omega C} - \omega L_{ESL}}$
- **kwaliteitsfactor** $Q = 1 / \tan \delta$

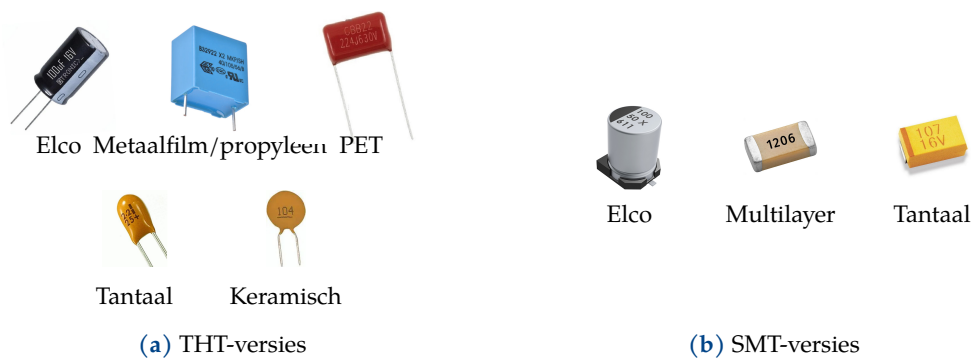
De gehanteerde meetfrequentie is functie van het toepassingsgebied van de condensator. Voor hoogfrequente toepassingen worden vaak kleine capaciteitswaarden gebruikt, voor laagfrequente toepassingen (zoals *ripple*-onderdrukking op een voedingsspanning afgeleid van de netspanning) vaak grote capaciteitswaarden. Daarom worden vaak de volgende meetfrequenties gebruikt:

Categorie	Meetfrequentie
Elco's en Keramische condensatoren klasse II	100/120 Hz
Keramische en filmcondensatoren van 1 nF tot 10 μ F	1/10 kHz
Keramische en filmcondensatoren kleiner dan 1 nF	0.1/1/10 MHz

Het is natuurlijk de concrete toepassing die bepaalt welke frequenties relevant zijn. Minimaal moet we ons ervan bewust zijn dat opgegeven waarden sterk kunnen verschillen i.f.v. de meetfrequentie!

THT en SMT

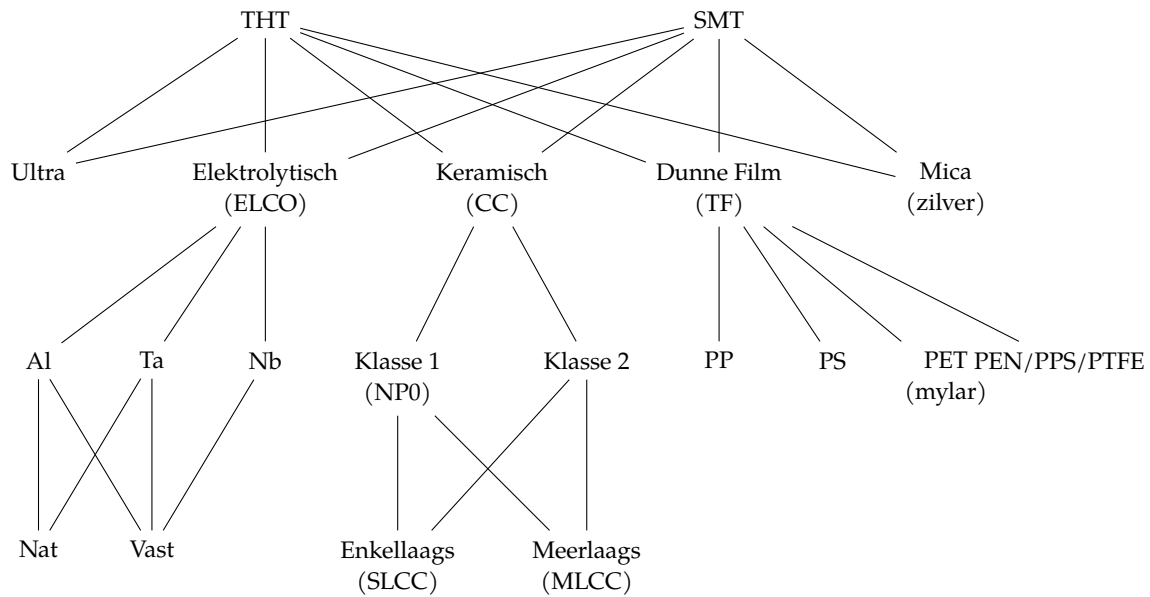
Zoals quasi alle componenten, zijn condensatoren beschikbaar in THT versie en in SMT versie. Er is geen lijn te trekken doorheen de vormen, buit het feit dat een natte elektrolytische condensator meestal cilindrisch is (ongeacht de technologie). Enkele voorbeelden van THT en SMT condensatoren vind je in Figuur 4.8.



Figuur 4.8: Condensatoren

Types

Het diagram geeft een logische opbouw van de verschillende types weerstanden die op de markt beschikbaar zijn.



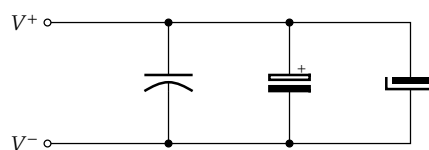
Keramische condensatoren in klasse 3 en 4 worden niet meer gebruikt. Alle condensatoren zijn beschikbaar in THT en SMT technologie, behalve de polystyreen dunne filmcondensatoren (PS) omdat deze de temperatuur van het solderen in een soldeer golfbad of een oven niet zouden overleven. Hele oude papierfilm condensatoren (waarbij papier het diëlektricum is) worden niet meer gebruikt. Ze zijn onvoldoende hermetisch afgesloten, waardoor het papier vocht opneemt uit de omgeving (hygroscopische effect). De capaciteitswaarde wordt daardoor onvoorspelbaar en indien het papier te vochtig geworden is, ontstaat er risico op doorslag en brand.

Een aantal typische technologieën met bijzondere kenmerkingen werden hieronder samengevat. Meer numerieke details vind je in Tabel 4.1.

Elektrolytische condensatoren

Elektrolytische condensatoren bestaan uit een eerste metalen elektrode waarop via anodisatie¹ een oxide wordt aangebracht. Deze oxidelaag is het diëlektricum. Het staat in contact met een elektrolyt (vast of vloeibaar) dat als geleider samen met een tweede metalen strip (de kathode) de tweede elektrode vormt. De spanning over deze condensator moet steeds dezelfde polariteit hebben (zie kaderstukje “Wat gebeurt er indien je een elco invers polariseert?”). We noemen deze condensator vaak kort een *elco*. Ze hebben een vrij goede temperatuurstabiliteit. Indien het elektrolyt vloeibaar is, bestaat het risico op uitdrogen van de condensator (in het bijzonder indien de condensator bij hoge temperaturen gebruikt wordt). Dit leidt tot een verhoging van de ESR.

Omdat de polarisatie van een elco (en dus de montagerichting) van belang is, gebruiken we doorgaans een van de onderstaande symbolen om hem aan te duiden:



¹Op sommige metalen kan je een oxidelaag aanbrengen door het metaal in een elektrolytisch bad onder te dompelen en een positieve spanning op het metaal te zetten (t.o.v. het bad). Dit noemen we anodiseren.

W

at gebeurt er indien je een elco invers polariseert?



In het elektrolyt bevinden zich waterstofionen die bijzonder zijn omwille van hun kleine afmetingen. Bij voorwaartse polarisatie worden deze kleine H^+ -ionen weggehouden van het oxide door het elektrisch veld in de condensator. Bij een inverse polarisatie dringen ze in het oxide door. Daar kunnen ze met behulp van elektronen van de anode combineren tot waterstofgas H_2 . Dit gas breekt het oxide af, waardoor het diëlektricum niet langer isoleert en er stroom gaat vloeien. De opwarming die daardoor ontstaat doet het waterstofgas expanderen, waardoor de elco uitzet tot hij explodeert. Op dat ogenblik onvlamt ook het waterstofgas, waardoor gemakkelijk brand kan ontstaan (in het bijzonder bij Tantaal-elco's). Wil je weten wat er gebeurt? Zoek op YouTube naar "Blowing up Capacitors at 187,000FPS" (de nevenstaande foto komt uit deze video). Plezier gegarandeerd!

Soms wordt bij het symbool ook een plusje geschreven bij de klem met de (normaal) hogere potentiaal (zoals bij het middelste symbool), maar vaak wordt het plusje ook weggelaten. Oefen jezelf de eerste jaren maar met het systematisch schrijven van het plusje. Het helpt om de correcte polariteit van het symbool te memoriseren.

Aluminium elco Bij een aluminium elco bestaat de anode uit aluminiumfolie dat geëtst wordt om het oppervlak te vergroten, waarna er via anodisatie een Al_2O_3 oxide op aangebracht wordt. Een papieren spacer doordrenkt met elektrolyt is een extra bescherming tegen kortsluitingen. De geoxideerde elektrode vormt de eerste plaat van den condensator, het elektrolyt vormt samen met de tweede aluminium elektrode de tweede plaat van de condensator. De tweede elektrode wordt ook geëtst om het contactoppervlak (en dus de serieweerstand te verkleinen). Noot: in theorie vormt de kathode samen met de oxidelaag ook een condensator, maar een die meer dan een orde-grootte groter is dan de anodecondensator, waardoor hij verwaarloosbaar wordt in het geheel. Om het oppervlak te vergroten binnen een compacte verpakking, wordt de condensator vaak opgerold. Hierdoor kunnen de anode en de kathode dubbelzijdig gebruikt worden. Er is wel een extra papieren spacer nodig. De anode wordt op die manier ook langs beide zijden gebruikt. Hierdoor zijn hoge capaciteitswaarden mogelijk. Het oprollen van de condensator zorgt er ook voor dat deze een significante zelfinductie heeft en zich bij hoge frequenties eerder als een spoel zal gedragen dan als een condensator.

Tantaal elco Bij een tantaal elco bestaat de anode uit een bolletje gesinterd tantaalpoeder waarop via anodisatie een Tantaaloxide (Ta_2O_5) wordt gegroeid. Omdat de permittiviteit van dit oxide ongeveer 3 maal groter is dan die van Al_2O_3 , is een hogere capaciteitswaarde per volume mogelijk. Een (vloeibaar of vast) elektrolyt vormt samen met een zilver-elektrode de kathode. In het geval van een nat elektrolyt, heeft de condensator ook een zekere mogelijkheid tot zelf-heling (d.w.z. herstel van het oxide na licht inverse polarisatie), waardoor het oxide minder dik hoeft te zijn wat weer bijdraagt tot hoge waarden. Omwille van deze hoge waarden worden deze condensatoren vaak gebruikt in *Sample&Hold* schakelingen of bij stabilisatie van voedingsspanningen (in parallel met een keramische condensator die dan voor een lage ESR zorgt). Omwille van zijn niet-lineariteit, wordt hij niet gebruikt in het signaalpad.

Niobium elco De Niobium elco is een directe concurrent voor de Tantaal elco. Op een bolletje gesinterd Niobiumpoeder dat de anode vormt, wordt via anodisatie Niobium-

oxide (Nb_2O_5) gegroeid. De permittiviteit van dit oxide is ongeveer 4 keer groter dan die van Al_2O_3 . Hij bestaat enkel met een vast elektrolyticum dat samen met een zilverelektrode de kathode vormt. Hij is vaak wat goedkoper, maar slaat door bij lagere spanningen dan een Tantaal elco.

Keramische condensatoren

Keramische condensatoren bestaan in een enkellaagse uitvoering (SLCC, voor lage waarden) en een meerlaagse uitvoering (MLCC, voor hogere waarden). In functie van het gebruikte diëlektricum onderscheiden we condensatoren van klasse 1 en klasse 2 (klasse 3 wordt niet meer gebruikt). Keramische condensatoren zijn in het algemeen bros en daardoor gevoelig aan schokken. Je kan ze best niet gebruiken in schakelingen die in een NVH²-omgeving moeten opereren.

Klasse 1 (NP0/C0G) Bij deze condensatoren is het diëlektricum een para-elektrisch materiaal (frequent TiO_2 met specifieke additieven om de condensators heel lineair te maken). Ze zijn heel stabiel en temperatuursonafhankelijk wat ze heel geschikt maakt om hoogfrequente schakelingen (in het signaalpad, of in oscillatoren) te gebruiken. NP0 slaat op de temperatuurscoëfficiënt die 'negatief/positief 0' is. Noot: Er bestaan ook andere types, bv. P100 die een temperatuurscoëfficiënt α heeft van $100 \times 10^{-6}/\text{K}$ of N75 met een α van $-75 \times 10^{-6}/\text{K}$. Para-elektrische materialen hebben beperkt last van het "batterij/geheugen"-effect, d.w.z. dat ze terug spanning ontwikkelen nadat ze volledig ontladen werden. Om deze redenen worden deze componenten niet gebruikt in *Sample&Hold* toepassingen.

Klasse 2 Bij deze condensatoren is het diëlektricum een ferro-elektrisch materiaal (frequent BaTiO_3 met additieven). Het voordeel van deze materialen is een significant hogere permittiviteit. Helaas zijn er veel nadelen: (1) de permittiviteit hangt af van de veldsterkte, waardoor de condensator sterk niet-lineair wordt; (2) de permittiviteit hangt sterk af van de temperatuur; (3) de condensatoren hebben last van een "batterij/geheugen"-effect (*soakage*), wat wil zeggen dat ze terug spanning ontwikkelen nadat ze volledig ontladen werden; (4) ten slotte gedraagt het materiaal zich piezo-elektrisch, d.w.z. dat het spanning opwekt onder invloed van druk of schokken. We noemen dergelijke condensatoren 'microfonisch' (als gebruikt worden in een audioketen, dan kan je elke schok die de condensator krijgt te verwerken horen, de condensator is als het ware een microfoon). Daarom gebruiken we deze componenten enkel om de DC-voedingsspanning te bufferen of een AC-voedingsspanning te ontstoren (RF/EMI-onderdrukking), soms ook als koppel/ontkoppelcondensator.

MLCC Beide classes bestaan ook in een multilaagsversie, waardoor hogere waarden mogelijk zijn.

Dunne film condensatoren

Bij deze condensatoren is het diëlektricum een plastic film die flinterdun uitgerokken wordt (hoe dunner, hoe hoger de capaciteitswaarde, maar hoe lager de doorslagspanning). De film wordt dan gecombineerd met een metaalfolie (oude manier), of men dampst er een metallische film op (nieuwe manier). Door de folie (voorzien van de geleidende laag) op te rollen, krijgt men een filmcondensator. De nieuwere manier van werken met de opdamping van een metallische film, zorgt ervoor dat de condensatoren *self-healing* worden. Indien er lokaal een doorslagboog ontstaat doorheen de plastic film (ten gevolge van een lokale onzuiverheid bij de fabricage, of ten gevolge van een korte, tijdelijke overspanning), dan verdampt op die plek

²Noise Vibration and Harshness

het elektrodemateriaal, waardoor het geleidende pad gestopt wordt. Voor verpakking worden de condensatoren in een siliconenolie gedrenkt, zodat er zeker geen vocht kan binnendringen (wat voor kortsluiting zou zorgen).

Polystyreen (PS) Deze condensatoren (ook gekend als *styroflex* (merknaam) condensatoren) kunnen slecht tegen hoge temperatuur. Ze zijn dan ook moeilijk te solderen zonder ze te beschadigen. Je vindt ze niet in SMT-uitvoering. De temperatuur van een golfsoldeerbad of een reflow-oven zou de condensator stuk maken. Hun enige echte voordeel is de prijs en het feit dat ze quasi temperatuursonafhankelijk zijn.

Polyester (PET) De volledige naam is *polyethyleen tereftalaat* (PET) condensator, maar normaal spreken we van *polyester* of *mylar* (merknaam) condensatoren. De relatief hoge permittiviteit laat toe om condensatoren te maken met relatieve hoge waarden. Als nadelen vallen op te merken de hoge temperatuursafhankelijkheid van de capaciteitswaarde en de dissipatiefactor. Bijkomend zijn deze condensatoren licht frequentieafhankelijk.

Polypropyleen (PP) Deze condensatoren zijn de meest gebruikte filmcondensatoren. Omwille van hun beperkte temperatuursbereik vind je ze quasi niet als SMT component. De temperatuur van een golfsoldeerbad of een reflow-oven zou de condensator stuk maken. Als voordelen gelden de goede temperatuurs- en frequentiestabiliteit. Ze zijn bijzonder goed wat betreft “batterij/geheugen” geheugen effect. Ze worden dan ook courant gebruikt in *Sample&Hold* schakelingen, maar ook in timing- en audio-schakelingen.

PEN/PPS/PTFE Deze condensatoren zijn varianten van de PP condensatoren met diëlektrica (polyethyleen-naftalaat, polyphenyleensuflide en polytetrafluorethyleen) die hogere temperaturen aankunnen. SMT condensatoren ga je doorgaans in deze categorie vinden.

Mica

Mica is de naam van het diëlektricum van deze condensatoren. De elektroden bestaan uit opgedampt zilver. Ze hebben een grote stabiliteit, precisie en betrouwbaarheid. Doorgaans worden ze gebruikt in RF vermogentoepassingen omdat ze een hoge kwaliteitsfactor hebben en stabiel zijn, ook bij hoge frequenties.

Waarden

Een typische ingenieursnotatie is om de iso suffix ter vervanging van het decimale punt te schrijven. Zo wordt 4.7 μF courant geschreven als 4u7 (zonder de vermelding van de eenheid F).

De waarden van condensatoren komen uit standaard E-reeksen, vastgelegd door de *Electronics Industries Association* (EIA). De E-n reeks wordt gevormd door waarden die met wat ruime afrondingen komen uit een geometrische rij met verhouding (of *rede*) $\sqrt[n]{10}$ in combinatie met een vermenigvuldiger (10^k).

Enkele courante E-reeksen vind je in Figuur 4.4. De reeksen E48 en E96 worden niet gebruikt voor condensatoren, zelfs de E24 reeks is al eerder een uitzondering. Een courante waarde uit de E12 reeks is bijvoorbeeld: $C = 3.3 \text{ nF}$.

³Elektrolytische condensatoren worden typisch gespecificeerd bij 100 Hz, de rest bij frequenties boven de 1 kHz. Dat geeft onmiddellijk ook het bedoelde gebruik van elektrolytische condensatoren aan.

Categorie	Type	C_{typ} ³	(Tolerantie)	(T-afhankelijkheid)	V_{max} (V)	ESL	ESR	Lekstroom	Beoogde gebruik / opmerkingen
Elco	Al	100 nF...2F	10...20%	hoog	2.5...700 V	hoog	hoog	medium	voedingsspanningsstabilisatie en koppelcondensator voor lage frequenties
	Ta	10 nF...100 mF	5...20%	hoog	2...500 V	medium	medium	laag	voedingsspanningsstabilisatie, koppelcondensator, S&H condensator, zeer gevoelig aan inverse polarisatie, niet lineair i.f.v spanning
	Nb	100 nF...10 mF	5...20%	hoog	10...20 V	medium	medium	medium	meer robuuste vervanger voor Ta met verlaagde kans op kortsluiting (bij gemiddelde temperaturen)
Keramisch	Klasse 1	0.1 pF...10 µF	0.5%	laag	2...50 kV	laag	laag	laag	Zeer nauwkeurig, hoge stabiliteit, zeer temperatuursonafhankelijk (in het bijzonder NP0), HF-toepassingen, resonatoren, oscillatoren
	Klasse 2	1 pF...100 µF	1%	hoog	2...50 kV	laag	medium	laag	niet-lineaire condensator, met vrij grote temperatuursafhankelijkheid, enkel te gebruiken als buffer- of koppel-, of ontstoorcondensator
	MLCC Klasse 1	1 pF...470 µF	5%	laag	2...50 kV	laag	laag	laag	zie enkellaags Klasse 1
Dunne film	MLCC Klasse 2	100 pF...470 µF	5%	hoog	2...50 kV	laag	medium	laag	zie enkellaags Klasse 2
	PET (Mylar)	1 nF...5.6 µF	10%	medium	50...630 V	laag	laag	laag	condensator met grote waarden, wel temperatuurs- en frequentieafhankelijk, bruikbaar indien stabiliteit niet cruciaal is
	PP	1 nF...5.6 µF	5%	laag	50...630 V	laag	laag	laag	hele goede condensator, enkel niet geschikt voor geautomatiseerd solderen, ruim inzetbaar (S&H, timing, audio)
Mica	PEN/PPS/PTFE	1 nF...6.8 µF	5%	laag	50...630 V	laag	laag	laag	betere versie van de PP-condensator (hogere temperatuursbestendigheid)
		20 pF...50 µF	5%	laag	0.1...10 kV	laag	laag	laag	hoge globale stabiliteit, laag verlies, hoog-vermogen RF schakelingen

Tabel 4.1: Overzicht van typische waarden van de verschillende types condensatoren

Waarde-aanduiding

Waar de waarde-aanduidingen op weerstanden nog vrij eenvoudig waren, is het land van de capaciteitswaarde-aanduidingen een kluwen.

De eerste vaststelling is dat op de keramische SMD-condensatoren geen enkele indicatie meer staat m.b.t. hun waarde. Oorzaak? Het materiaal waaruit ze gemaakt zijn is niet geschikt om op te printen. Om erop te kunnen printen, zou er een extra coating moeten worden aangebracht. Dit is een meerkost die doorgaans niet te verantwoorden is.

Indien een condensator een plastic behuizing heeft (zoals een SMD-tantaalcondensator) of een metalen behuizing (zoals een SMD-elco), dan wordt meestal wel een opdruk voorzien.

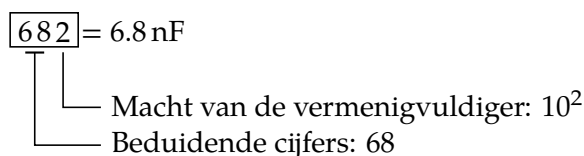
Op klassieke THT componenten wordt er soms gewerkt met kleurcodes maar frequenter met tekst (condensatoren waren groter dan weerstanden, waardoor er meer plaats was voor een opdruk).

Je zal het merken: het hele systeem is een zootje. Tenzij je professioneel inkoper of verkoper wordt van deze componenten, denk ik dat de kans onbestaande is dat je dit waarde-aanduidingskader ooit uit het hoofd kent. Dat is dus ook niet het doel van deze sectie. Ze dient louter ter referentie.

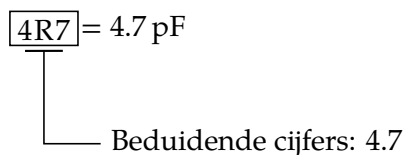
Opdruk

De opdruk bestaat uit 3 cijfers soms gevolgd door een tolerantieletter in combinatie met een spanningsaanduiding. Soms vind je ook een maximale spanningsopgave en een gebruikstemperatuursbereik.

De drie cijfers vormen alweer het klassieke trio van twee beduidende cijfers gevolgd door de exponent van de vermenigvuldiger, waarbij de basiseenheid picofarad is (pF), tenzij het om nat aluminium-elco's gaat, dan is de basiseenheid microfarad (μ F).



Binnen het trio van de beduidende cijfers wordt de letter R wordt gebruikt om een decimaal punt aan te geven. In dat geval wordt er geen vermenigvuldiger gedrukt. Voorbeeld:



De tolerantieletter komt uit de volgende tabel:

Letter	Tolerantie	Letter	Tolerantie
B	$\pm 0.1\%$	J	$\pm 5\%$
C	$\pm 0.25\%$	K	$\pm 10\%$
D	$\pm 0.5\%$	M	$\pm 20\%$
F	$\pm 1\%$	Z	+80% / -20%
G	$\pm 2\%$		

Voor condensatoren kleiner dan 10 pF moet je deze tolerantie absoluut beschouwen t.o.v. 10 pF.

De spanningsopgave wordt ofwel verbatim met een waarde in volt opgegeven, of

- aan de hand van de volgende aparte code:

Code	Spanning	Code	Spanning	Code	Spanning
0G	4.0 V	1J	63 V	2D	200 V
0L	5.5 V	0K	80 V	2P	220 V
0J	6.3 V	2A	100 V	2E	250 V
1A	10 V	2Q	110 V	2F	315 V
1C	16 V	2B	125 V	2V	350 V
1E	25 V	2C	160 V	2G	400 V
1H	50 V	2Z	180 V	2W	240 V

- aan de hand van een letter geplaatst voor of na de 3-cijferige waarde aanduiding:

Code	Spanning	Code	Spanning
J	6.3 V	E	25 V
A	10 V	V	35 V
C	16 V	H	50 V
D	20 V		

De laatste wordt ook frequent op moderne elco's gebruikt (vaak als eerste of laatste letter van een lettertrio).

Het gebruikstemperatuursbereik wordt opgegeven via een letter-cijfer-letter combinatie:

Letter		Cijfer		Letter	
X	10 °C	2	45 °C	A	±1.0 %
Y	−30 °C	4	65 °C	B	±1.5 %
Z	−55 °C	5	85 °C	C	±2.2 %
		6	105 °C	D	±3.3 %
		7	125 °C	E	±4.7 %
				F	±7.5 %
				P	±10.0 %
				R	±15.0 %
				S	±22.0 %
				T	+22.0 % / −33 %
				U	+22.0 % / −56 %
				V	+22.0 % / −82 %

Je ziet het: er kan heel wat op zo'n component gedrukt worden. De verwarring wordt pas compleet doordat vele fabricanten ook een datumcode en een batchnummer op de component drukken. Meestal volgt men hierin de (teruggetrokken) standaard IEC-60062. Samengevat: het is een kluwen waarin een kat haar jongen niet meer terugvindt.

Beschouw als voorbeeld de onderstaande condensatoren met opdruk en de betekenis ervan.

Ta-elco 220 μ F, 10 V

Keramisch 100 nF



PET 100 nF, 100 V, ±5%

Alu Elco 100 μ F, 50 V

Kleurcodes

De kleurcodes zijn gelijkaardig (maar niet 100% identiek) aan die van de weerstanden. Ze komen voor als banden of als stipjes. De kleurcode lees je in volgorde af, de stipjes in wijzerzin, startende in een hoek. Merk op dat de kleurcodes voor de toleranties afwijken van de weerstandskleurcodes voor toleranties.

We onderscheiden condensatoren met 3, 4, 5, 6 of 7 kleurbanden/-stippen. De kleurbanden hebben doorgaans de volgorde van de tabel, maar voor de stippen zijn meerdere volgordes in omloop: chaos!

T-coëfficiënt α ppm/K	Kleur	Beduidend cijfer B	Vermenigvuldiger V	Tolerantie δ (%)	Max. spanning $V_{\max}$ (V)
0	zwart	0	1	20	
-30	bruin	1	10	1	100
-80	rood	2	100	2	200
-150	oranje	3	1 000	3	300
-220	geel	4	10 000	4	400
-330	groen	5	100 000	5	500
-470	blauw	6	1 000 000	6	600
-750	paars	7	10 000 000	7	700
30	grijs	8	100 000 000	8	800
± 500	wit	9	1 000 000 000	9	900
	goud		0.1	5	1 000
	zilver		0.01	10	2 000
	geen			20	500

De eerste (temperatuurs)band komt niet zo vaak voor. Er volgen steeds twee of drie beduidende cijfers gevolgd door een vermenigvuldiger. Daarna komen de tolerantie en de *spanningsrating*.

Temperatuursafhankelijkheid

Doorgaans daalt de capaciteitswaarde met de temperatuur. In het bijzonder voor natte elektrolytische condensatoren is een verhoogde temperatuur op lange termijn nefast omdat het water in het elektrolyt verdampt, waardoor het zijn transportfunctie niet meer kan vervullen.

De temperatuurscoëfficiënt kan je decoderen a.d.h.v. de volgende tabel of aan de hand van een kleurcode.

EIA-code	Industrie-code	T-coëfficiënt (ppm/K)
C0G	NP0	0
S1G	N033	-33
U1G	N075	-75
P2G	N150	-150
S2H	N330	-330
U2J	N750	-750
P3K	N1500	-1500

Maximumwaarden

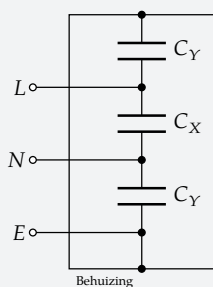
Bij een condensator zijn zowel de maximale spanning als de maximale piekstroom belangrijke parameters. Tabel 4.1 geeft een eerste beeld hierop.

Overschrijden van de maximale spanning kan leiden tot doorslag; overschrijden van de maximale stroom kan tot excessieve warmte-ontwikkeling leiden, beide met fatale afloop voor de component. Een verhoogde temperatuur is daarbij een negatieve factor op korte termijn, maar ook op lange termijn (vooral bij elektrolytische condensatoren met nat elektrolyt).

Indien condensatoren gebruikt worden om de netspanning te filteren (voor RF/EMI onderdrukking), dan is het belangrijk een condensator te selecteren die de juiste foutmode vertoont.

X

- en Y-condensatoren



Sommige condensatoren worden een open keten indien ze falen (Y-condensatoren) en sommige een kortsluiting (X-condensatoren). Voor het verwijderen van hoogfrequente signalen tussen twee voedingslijnen (L of N), gebruiken we een X-condensator. Bij falen wordt deze een kortsluiting waardoor de zekering springt en de gebruiker weet dat er een probleem is.

Voor het verwijderen van hoogfrequente signalen tussen een voedingslijn (L of N) en de aardpotentiala (E) (in contact met de behuizing van het toestel) gebruiken we een Y-condensator. Bij falen wordt deze een open keten, waardoor er geen gevaarlijke situatie ontstaat waarbij de netspanning op de behuizing komt te staan.

Indien je meer wil weten, lees dan het kaderstukje "X- en Y-condensatoren".

4.3.2 Variable condensatoren

Variabele condensatoren bestaan in draai- en trim-vorm. Het principe dat daarbij gehanteerd wordt is om het overlappend oppervlak van de platen die gescheiden worden door een diëlektricum (meestal lucht) te wijzigen door platen meer of minder in elkaar te draaien.



De variabele condensatoren zijn echter zo in onbruik geraakt dat we er weinig aandacht aan geven.

In toepassingen waar nog nood is aan een regelbare condensator wordt meestal gebruik gemaakt van elektronisch regelbare condensatoren (varicaps, MEMS-condensatoren) of het meer of minder in parallelschakelen van aparte condensatoren via een digitaal controlesignaal dat de schakelaars bedient die meer of minder condensatoren in parallel schakelen.

Oefeningen

Oefening 4.3.2-1:

Lees de waarde van de volgende condensatoren af:



Oefening 4.3.2-2:

Lees de waarde van de volgende condensatoren af:

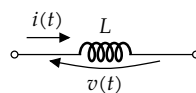


4.4 Spoelen

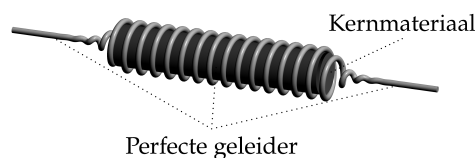
4.4.1 Vaste spoelen

Principe

Een spoel heeft als doel magnetische flux (en op die manier energie onder de vorm van een magnetisch veld) op te slaan. Hierbij creëert de spoel een evenredig verband tussen de magnetische flux $\phi = \int v(t) dt$ en de stroom i :



Er bestaan geen magnetische ladingen, dus de magnetische veldlijnen lopen rondom de geleiders van de spoel. Dat magnetische veld gaat door een mogelijk kernmateriaal (bv. ferriet) dat binnenin de spoel zit, maar ook gedeeltelijk door de vrije ruimte (vermoedelijk gevuld met lucht) nodig om een volledige contour te maken. Het meest eenvoudige model is een cilindrische kern met daarom een perfecte geleider gewikkeld.



Om te vermijden dat de opeenvolgende windingen van de geleider kortsluiting zouden maken met elkaar wordt de draad gelakt met een isolerende lak.

In tegenstelling tot de condensator is de inductantie (of zelfinductie) niet zo eenvoudig te schrijven, zelfs indien we het eenvoudige bovenstaande model gebruiken. We hebben een 'fit'-factor k nodig die functie is van de geometrie van de spoel, en kunnen zo schrijven:

$$L = n^2 A k \mu$$

met A de oppervlakte van een winding, n het aantal windingen en μ de permeabiliteit van de kern.

Op die manier realiseert deze component een verband tussen de stroom i door en de spanning v over de component gelijk aan:

$$v(t) = L \frac{di(t)}{dt}$$

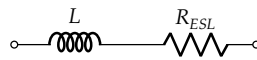
Model

De perfecte spoel heeft een exact gekende waarde, maar in werkelijkheid zit er een aanzienlijke variatie op de inductantie (tolerantie δ) en zijn ook spoelen gevoelig aan de temperatuur (temperatuurscoëfficiënt α).

$$L = L_{ref} \cdot (1 \pm \delta) \cdot (1 + \alpha \cdot (T - T_{ref}))$$

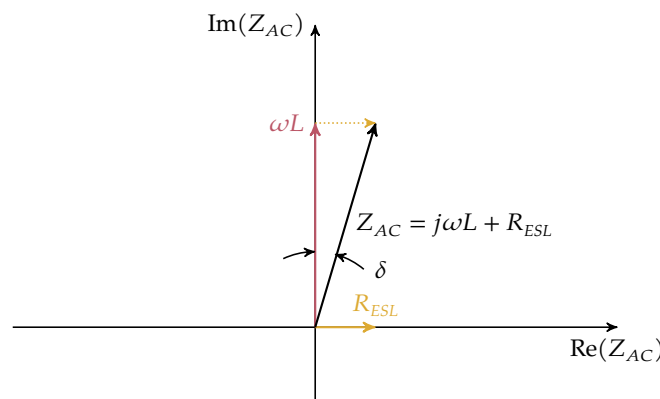
waarbij L_{ref} de inductantie is bij de referentietemperatuur, doorgaans 25 °C.

Bijkomend stellen we vat dat (1) de windingen t.o.v. elkaar een reeks parasitaire condensatoren vormen en (2) dat de gebruikte draad geen perfecte geleider heeft, maar een niet te verwaarlozen weerstand. Doorgaans is de parasitaire condensator te verwaarlozen. Zo komen we tot het volgende meer realistische model:



De parasitaire weerstand zorgt er ook voor dat de spoel warmte zal dissiperen en warm wordt.

De AC-impedantie wordt voor dan frequent beschouwd in het complexe vlak bij een specifieke meetfrequentie.



De verhouding tussen R_{ESL} en $j\omega L$ wordt dan vaak opgegeven als

- **dissipatiefactor** $\tan \delta = \frac{R_{ESL}}{\omega L}$
- **kwaliteitsfactor** $Q = 1 / \tan \delta$

Courante meetfrequenties variëren tussen 100 Hz en 10 kHz. Het opmeten van een spoel (voor je ze gebruikt) met een 4-klemmen LCR meter heeft zeker zin om niet voor verrassingen te komen te staan.

THT en SMT

Zoals quasi alle componenten, zijn ook spoelen beschikbaar in THT versie en in SMT versie. Enkele voorbeelden van THT en SMT condensatoren vind je in Figuur 4.9.



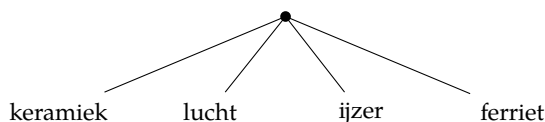
Figuur 4.9: Spoelen

Types

De indeling van alle mogelijke spoelen is logischer dan die van de condensatoren. Er zijn drie factoren die een rol spelen: materiaal, bouwvorm en afscherming.

Kernmateriaal

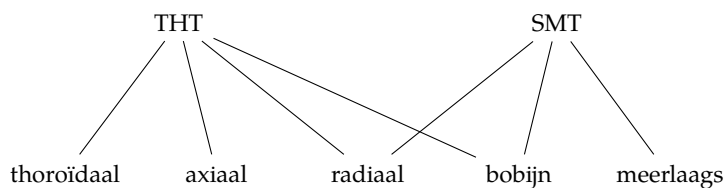
Er zijn drie mogelijke kernmaterialen die zowel binnen de SMT als de THT versies voorkomen:



Voor hoogfrequente toepassingen en lineariteit is lucht de beste middenstof. Je hebt vrij weinig energieverlies in de lucht. Helaas kan je zo enkel kleine inductanties maken zonder dat de spoelen overmatig groot worden. Bijkomend is het moeilijk om (zonder afscherming) de magnetische veldlijnen in hun baan te beperken, waardoor overspraak een reëel probleem kan worden.

Indien je hogere inductantiewaarden nodig hebt, moet je een middenstof gebruiken. Het nadeel is dat deze middenstof verzadigt en hysteresis vertoont (waardoor energieverlies optreedt). Voor dezelfde stroom zal ijzer minder snel verzadigen dan ferriet. Het weegt wel meer en de bijhorende spoelen gaan groter zijn dan ferrietspoelen.

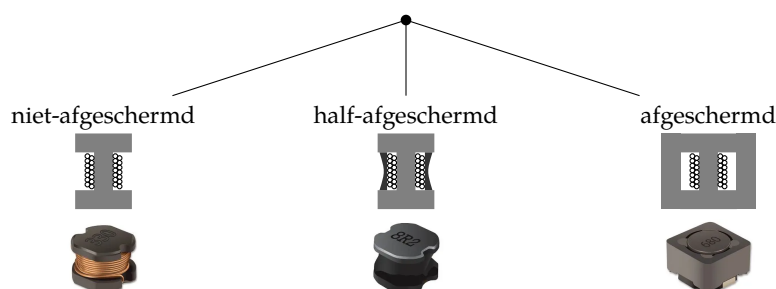
Bouwvorm



De thoroïdale spoel is gewikkeld rond een ring (waardoor de veldlijnen goed gebundeld worden en de afscherming (zie verder) bijna zo goed is als die van een half-afgeschermd spoel). Bij de axiale, radiale en bobijn-bouwvorm is de spoel gewikkeld rond een cilinder. Bij de axiale zijn de aansluitdraden in het verlengde van de cilinder, bij de radiale staan ze dwars op de cilinder en bij de bobijnbouwvorm staan ze axiaal maar aan dezelfde kant van de cilinder. De meerlaagscondensator is een SMT component in de klassieke balkvorm. De windingen worden in laagjes op elkaar aangebracht van onder naar boven. Dit gebeurt door zilver te printen op dunne laagjes keramiek of ferriet.

Afscherming

Hier zijn drie varianten mogelijk:



De tekeningen onder elke variant geven de dwarsdoorsnede van een spoel in bobijnstijl weer. Het kernmateriaal werd donkergrijs getekend. Bij een niet-afgeschermd spoel (unshielded) sluiten de magnetische veldlijnen zich doorheen de lucht omheen de spoel. Bij een half-afgeschermd spoel wordt er om de windingen een magnetische epoxy-hars aangebracht die toelaaten dat de meeste magnetische veldlijnen zich sluiten doorheen die harslaag. Bij een volledig afgeschermd spoel wordt het kernmateriaal doorgetrokken zodat het de wikkeling volledig omcirkelt, waardoor quasi alle veldlijnen zich zullen sluiten doorheen die kern.

De foto's eronder illustreren hoe de component er in SMT-versie werkelijk uitziet.⁴

Waarden

De waarden van spoelen komen standaard uit de E24-reeks, vastgelegd door de *Electronics Industries Association (EIA)* (zie sectie 4.2.1). Courante waarden lopen van van 1 nH tot 10 mH.

Een typische ingenieursnotatie is om de iso suffix ter vervanging van het decimale punt te schrijven. Zo wordt 4.7 μ H courant geschreven als 4 μ 7 (zonder de vermelding van de eenheid H).

Waarde-aanduiding

Opdruk

Op de meeste spoelen wordt een opdruk voorzien. Die bestaat uit 3 cijfers, soms gevolgd door een tolerantieletter.

De drie cijfers vormen alweer het klassieke trio van twee beduidende cijfers gevolgd door de exponent van de vermenigvuldiger, waarbij de basiseenheid microhenry is (μ H).

⁴Bron: Bourns, Inc.

$$\boxed{271} = 270 \mu\text{H}$$

— Macht van de vermenigvuldiger: 10^1
 — Beduidende cijfers: 27

Binnen het trio van de beduidende cijfers wordt de letter R wordt gebruikt om een decimaal punt aan te geven. In dat geval wordt er geen vermenigvuldiger gedrukt. Voorbeeld:

$$\boxed{R12} = 120 \text{ nH}$$

— Beduidende cijfers: 12

En er is nog een buitenbeentje. Voor het nano-bereik gebruikt men ook de letter N om het decimale punt weer te geven. In dat geval is de basiseenheid nH. Voorbeeld:

$$\boxed{2N4} = 2.4 \text{ nH}$$

— Beduidende cijfers: 24

De tolerantieletter komt uit de volgende tabel:

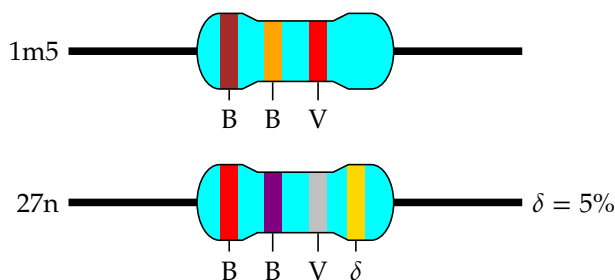
Letter	Tolerantie	Letter	Tolerantie
B	$\pm 0.1\%$	J	$\pm 5\%$
C	$\pm 0.25\%$	K	$\pm 10\%$
D	$\pm 0.5\%$	M	$\pm 20\%$
F	$\pm 1\%$	G	$\pm 2\%$

Dit is dezelfde tabel als bij de condensatoren.

Kleurcodes

Op klassieke axiale THT spoelen wordt er gewerkt met kleurcodes. Deze werden gespecificeerd in de internationale (ondertussen teruggetrokken) standaard IEC 60062. Er werd gekozen voor kleuren omdat het opdrukken van tekst op het moment dat de spoelentechnologie gestandaardiseerd werd nog onrealistisch dure technologie was.

We onderscheiden spoelen met 3 of 4 kleurbanden:



Kleur	Beduidend cijfer B	Vermenigvuldiger V	Tolerantie δ (%)
zwart	0	1	
bruin	1	10	1
rood	2	100	2
oranje	3	1 000	
geel	4	10 000	
groen	5	100 000	0.5
blauw	6	1 000 000	0.25
paars	7	10 000 000	0.1
grijs	8	100 000 000	0.05
wit	9	1 000 000 000	
goud		0.1	5
zilver		0.01	10

Temperatuursafhankelijkheid

De temperatuursafhankelijkheid van spoelen wordt zelden opgegeven. Enerzijds omdat de nominale tolerantie doorgaans al groot is (typisch 10% of 20%) en anderzijds omdat het verband ofwel zeer zwak is (voor luchtspoelen) of sterk niet-lineair en zelfs niet-monotoon is (voor ijzer en ferrietspoelen). In de meeste databladen is wel een minimum aan informatie voorzien (bv. “10% daling over het temperatuursbereik”).

Maximumwaarden

Een belangrijke waarde is de maximale DC- of maximale RMS-stroom. Die lees je af in het datablad van de spoel. Deze wordt immers beperkt doordat die stroom de spoel opwarmt door het weerstandsverlies van de geleider waarmee de spoel gewikkeld is. Indien je deze stroom overschrijdt, smelt de spoel door.

Een tweede beperkende parameter is de saturatiestroom. Dit is de stroom waarbij het kernmateriaal in saturatie gaat, waardoor de spoel niet langer een magnetisch veld kan opbouwen evenredig met de fluxdichtheid. De spoel verliest dan haar ‘inductiviteit’ (spoelwerking). De waarde I_{sat} wordt doorgaans vastgelegd als de stroom waarbij de spoel 30% van haar waarde al verloren is. Een goed ontwerp zorgt er dus voor dat die maximale saturatiestroom nooit bereikt wordt.

Enkele opdrachten:

- Zoek op de sites van de spoelfabrikanten het datablad van een spoel en zoek de saturatiestroom op.

- Waarom vind je een datablad van een luchtspoel geen saturatiestroom?
- Orden de volgende spoelen van gevoelig aan saturatie naar minder gevoelig aan saturatie: een ijzerkernspoel, een luchtkernspoel, een grafietkernspoel

4.4.2 Variabele spoelen

De opbouw van een spoel wijzigen kan door de middenstof waarrond de spoel gewikkeld is te wijzigen. Doorgaans is dat een ferrietkern die minder of meer in de spoel wordt geschoven. Indien deze ferrietkern dieper in de spoel wordt gebracht, dan neemt de gemiddelde permeabiliteit toe, waardoor ook de inductantie van de spoel stijgt.



De variabele spoelen waren vroeger heel courant in radio-ontvangers en -zenders. Vaak werden ze maar eenmaal afgesteld op een vaste waarde, waarna men ze afsloot met een waslaag, zodat ze hun waarde zouden behouden. Modernere ontvangers gebruiken echter geen regelbare spoelen meer. Ze zijn stilaan in onbruik geraakt. Vandaar dat we er verder geen aandacht aan besteden.

Oefeningen

Oefening 4.4.2-1:

Lees de waarde van de volgende spoelen af en zeg iets over de bouwvorm of het type.



De halfgeleiderdiode

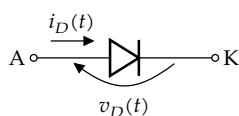
Overzicht

5.1	Opbouw en kwalitatieve beschrijving	96
5.2	Beschrijving op basis van energiebandendiagram	99
5.3	Afleiding van de stroom-spanningskarakteristiek	103
5.4	Breedte van het depletiegebied op basis van doperingsprofiel	110
5.5	Junctiecapaciteit	113
5.6	Breakdown	115
5.7	Kleinsignaalmodel	118
5.8	Grootsignaalmodel	120
5.8.1	Voor handberekeningen	120
5.8.2	Voor computerberekeningen	121
5.9	De diode als discrete component	122
5.9.1	Verpakkingen	122
5.9.2	Type-aanduiding	123
5.10	Speciale diodes	124
5.10.1	Fotodetectoren : de fotodiode en de zonnecel	125
5.10.2	Fotogeneratoren: LEDs en Laserdiodes	137
5.10.3	De Schottky diode en Ohmse contacten	141
5.11	Overzicht van de symbolen	144

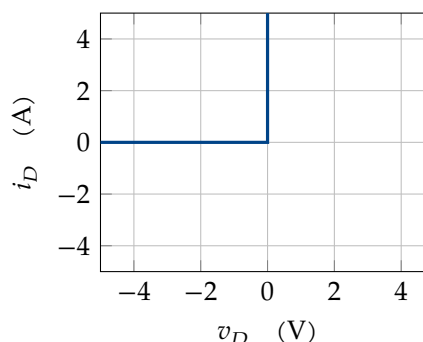
We kennen de diode als element uit het vorige boekdeel. Indien de overgang van anode naar kathode voorwaarts gepolariseerd wordt, dan geleidt de diode stroom. Indien ze invers gepolariseerd wordt, dan spert ze. Figuur 5.1 toont het symbool en de bijhorende stroom-spanningskarakteristiek.

Diodes worden courant gebruikt in gelijkrichters, als beveiligingselement voor de ingangspinnen van geïntegreerde schakelingen (ICs) te beschermen tegen overspanningen, maar ook als niet-lineair element in zenders en ontvangers. Op zich is dat al voldoende reden om ze grondig te bestuderen.

Halfgeleiderdiodes zijn in feite meer algemeen *PN-juncties*, d.w.z. een p-gedopeerd gebied in verbinding met een n-gedopeerd gebied. Deze PN-juncties zijn de basis van quasi alle actieve



(a) Symbool



(b) Stroom-spanningskarakteristiek

Figuur 5.1: De ideale diode

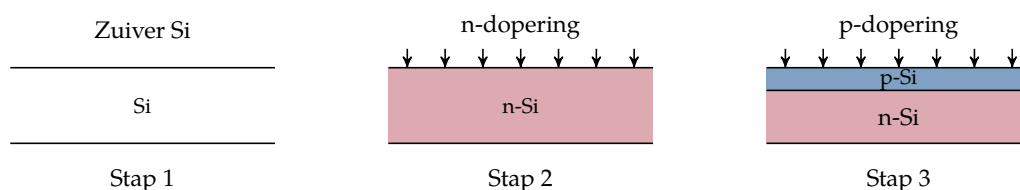
halfgeleiderelementen die gebaseerd zijn op ladingsinjectie (zoals bv. de bipolaire junctietransistor) en maken een deel uit van de opbouw van mosfets. Redenen genoeg om ons eerste halfgeleiderelement ineens goed te doorgronden.

Opmerking

Dit hoofdstuk bevat oefeningen, waarvan het enige doel is om jezelf te testen of je het nodige inzicht hebt verworven. We gaan als industrieel ingenieur zelden of nooit technologieberekeningen uitvoeren om diodes met specifieke karakteristieken te maken. Het is dus ook niet de bedoeling dat je dat numerieke aspect leert beheersen. Inzicht in de werking van de diode en de fotodetector/zonnecel is ons enige doel. Vandaar dat er voor deze oefeningen ook weinig of geen oplossingen in de oplossingsbundel staan, buiten een weinig concrete formulering “zoek zelf het antwoord in de cursus”.

5.1 Opbouw en kwalitatieve beschrijving

We maken een PN-junctie door eerst een stuk silicium n- te doperen en dan vervolgens een deel ervan terug p- te doperen (met een hogere concentratie die de eerdere n-doping compenseert). Dit werd geïllustreerd in Figuur 5.2. Het kan vanzelfsprekend ook omgekeerd, eerst p, dan n.

**Figuur 5.2:** Het tweestapsproces om een PN-junctie te maken

Om praktische redenen tekenen we de PN-junctie in wat volgt horizontaal.

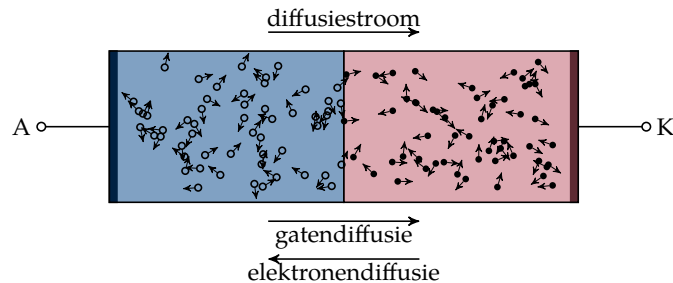
We onderscheiden nu drie situaties:

- we leggen geen spanning aan, m.a.w. de *situatie in rust*,
- we leggen een inverse spanning aan, dit noemen we *inverse polarisatie*,
- we leggen een voorwaartse spanning aan, dit noemen we *voorwaartse polarisatie*.

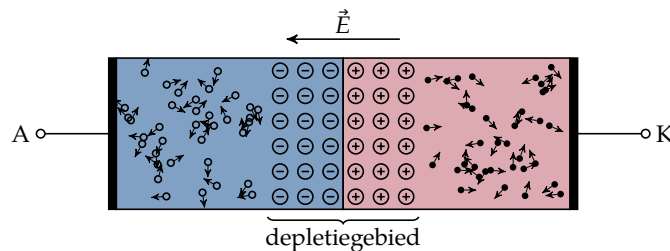
Situatie in rust

Laten we eerst kijken naar de situatie zonder spanning:

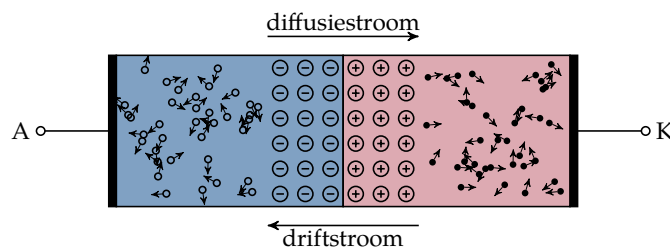
1. We starten met een p- en een n-gedopeerd gebied. Het P-gebied zit tsjokvol gaten, het N-gebied tsjokvol vrije elektronen.



- Als gevolg hiervan ontstaat een diffusiestroom van gaten naar rechts (naar het N-gebied) en elektronen naar links (naar het P-gebied). Netto is dit een (conventionele) diffusiestroom van het P-gebied naar het N-gebied.
- 2. Op hun diffusietocht komen de vrije elektronen en de gaten elkaar tegen, en ze heffen elkaar op (via recombinatie). Het gevolg is dat de kernen van het P-gebied te veel elektronen hebben om neutraal te zijn, en de kernen van het N-gebied te weinig elektronen hebben om neutraal te zijn, m.a.w. ze ioniseren in een gebied omheen te junctie. We noemen dit gebied het *depletiegebied* (ook wel *ruimteladings(dubbel)laag*).



- Als gevolg ontstaat een elektrisch veld in de richting van het P-gebied.
- 3. Het elektrische veld zorgt voor een extra driftstroomcomponent die de diffusiecomponent volledig compenseert, m.a.w. de totale stroomdichtheid langs de as van anode naar kathode wordt nul!

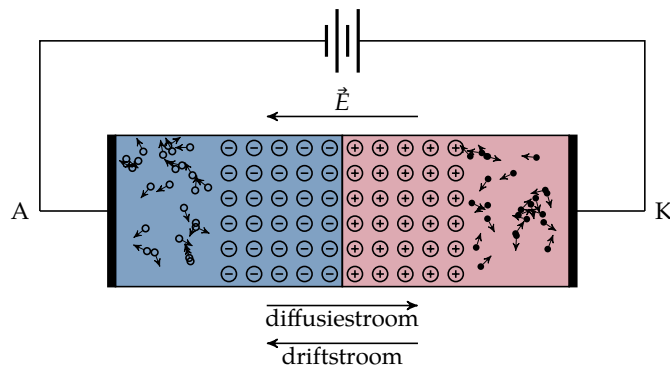


- Dit is perfect logisch, aangezien de totale stroom gelijk moet zijn aan nul, d.w.z. de driftstroom houdt de diffusiestroom in evenwicht.

Inverse polarisatie

Laten we vervolgens kijken wat er gebeurt indien we de anodepotentiaal negatief maken t.o.v. de kathode.

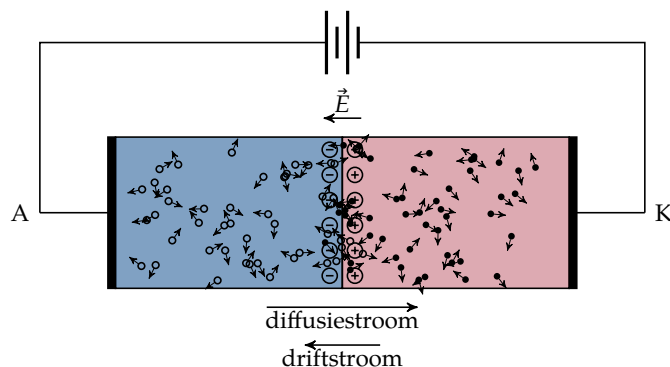
We vertrekken van de laatste situatie die hierboven *in rust* wordt beschreven. Het enige verschil is dat de aangelegde spanning het elektrische veld dat ontstaat in de depletielaag nog zal vergroten. De depletielaag wordt daardoor iets breder. Het vergrote veld zal ook elektron-gat-paren die door thermische generatie in de depletielaag ontstaan onmiddellijk afvoeren, waardoor een kleine (inverse) lekstroom ontstaat van kathode naar anode.



Indien je je afvraagt waarom de driftstroom niet toeneemt (aangezien het elektrische veld toeneemt, kijk dan even terug naar de formule voor de driftstroom, die bestaat uit het product van de mobiliteit, het aantal beschikbare vrije ladingdragers en de elektrische veldsterkte. Buiten de ladingdragers die thermisch gegenereerd worden, zijn er geen vrije ladingen en dus ook geen significant toenemende driftstroom.

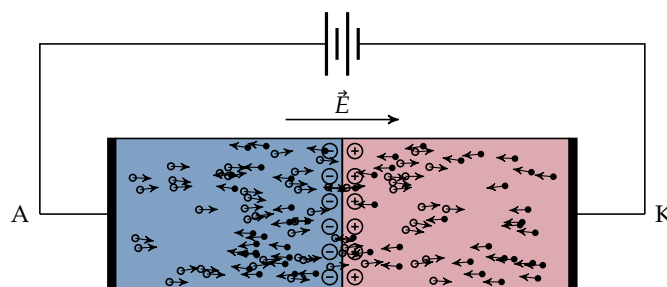
Voorwaartse polarisatie

Laten we nu een (beperkte) voorwaartse spanning aanleggen. De depletielaag wordt kleiner.



Het elektrische veld dat ontstaat omwille van de depletie wordt nu onvoldoende om te beletten dat gaten vanuit het P-gebied doordringen tot het N-gebied en elektronen vanuit het N-gebied doordringen in het P-gebied. Op die manier wint de diffusiestroom het van de driftstroom. Er ontstaat een netto voorwaartse stroomcomponent.¹ De gaten dringen nu door tot in het N-gebied, waar ze zullen recombineren en de elektronen dringen door tot in het P-gebied waar ze eveneens zullen recombineren. Deze situatie werd hieronder overdreven getekend (door te veronderstellen dat de diffusiestroom dominant is op de thermische bewegingen, 'in rust').

¹Indien de spanning zo groot wordt dat ook het interne elektrische veld omkeert, dan gaan diffusie en driftstroom elkaar ondersteunen. Deze overgang is niet abrupt maar is een continue overgang.



Oefeningen

Oefening 5.1-1:

Teken een dwarsdoorsnede van een diode. Duid daarop de verschillende doperingsgebieden aan en leg uit wat er gebeurt indien de diode in rust is (d.w.z. de klemmen zijn niet aangesloten). Duid de stromen en het elektrisch veld aan die ontstaan in de diode.

Oefening 5.1-2:

We beschouwen nu de situatie waarbij de diode invers gepolariseerd is. Teken een netwerk bestaande uit een (DC) spanningsbron en een diode dat de diode invers polariseert. Teken vervolgens een dwarsdoorsnede van een diode. Duidt daarop de verschillende doperingsgebieden aan en leg uit wat er gebeurt indien de diode invers gepolariseerd is. Duid de stromen en het elektrisch veld aan die ontstaan in de diode.

Oefening 5.1-3:

We beschouwen nu de situatie waarbij de diode voorwaarts gepolariseerd is. Teken een netwerk bestaande uit een (DC) spanningsbron en een diode dat de diode voorwaarts polariseert. Teken vervolgens een dwarsdoorsnede van een diode. Duidt daarop de verschillende doperingsgebieden aan en leg uit wat er gebeurt indien de diode invers gepolariseerd is. Duid de stromen en het elektrisch veld aan die ontstaan in de diode.

Oefening 5.1-4:

Leg uit hoe in een diode een depletielaag ontstaat. Zijn er situaties waarin de depletielaag helemaal verdwijnt?

5.2 Beschrijving op basis van energiebandendiagram

Vermits we de halfgeleiderdioden bestuderen, heeft het zin om eens te kijken naar wat er gebeurt met de energiebanden van de halfgeleider langsheen de as van anode naar kathode. Dit is ook het opstapje om het concrete gedrag van de diode te kunnen berekenen.

We behandelen opnieuw de aparte gevallen: rust, inverse en voorwaartse polarisatie.

Situatie in rust

Wat gebeurt er nu in het materiaal? We veronderstellen een donordopering in het N-gebied met concentratie N_D en een acceptordopering in het P-gebied met concentratie N_A . Omdat de halfgeleider in thermisch evenwicht moet zijn (er kan immers geen stroom vloeien), kunnen we de volgende formules gebruiken om de ladingsconcentraties te berekenen:

- het P-gebied bevat een meerderheid aan gaten en quasi geen elektronen:

$$p = n_i e^{\frac{E_i - E_F}{kT}} \approx N_A \quad n = \frac{n_i^2}{N_A}$$

- het N-gebied bevat een meerderheid aan elektronen en quasi geen gaten:

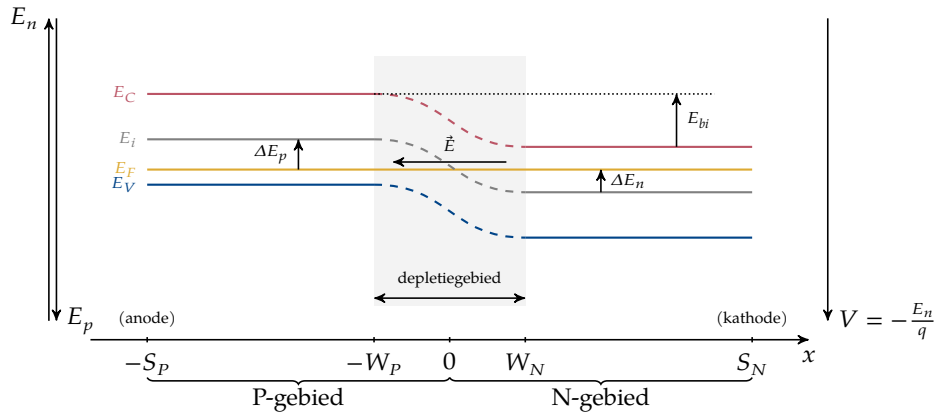
$$n = n_i e^{\frac{E_F - E_i}{kT}} \approx N_D \quad p = \frac{n_i^2}{N_D}$$

Anders gesteld: we kennen de afstanden van de Fermi-niveaus tot het intrinsieke niveau in beide gebieden:

$$\text{P-gebied: } E_i - E_F = kT \ln \frac{N_A}{n_i} \equiv \Delta E_p \quad (5.1)$$

$$\text{N-gebied: } E_F - E_i = kT \ln \frac{N_D}{n_i} \equiv \Delta E_n \quad (5.2)$$

Beide Δ 's zullen positief zijn (want $N_A, N_D > n_i$). We weten dat de stroomdichtheid van elektronen en gaten nul moet zijn (er kan immers geen stroom vloeien), bijgevolg is er één Fermi-niveau, waarvan de gradient (in één dimensie, de afgeleide) nul moet zijn volgens (2.7) en (2.8). Voor het P-gebied zal het Fermi-niveau dicht tegen E_V liggen, voor het N-gebied dicht tegen E_C : Dit leidt tot een eerste schets in de x -dimensie:



Merk op dat we de stippellijn als intuïtief logische verbinding tussen de twee gebieden hebben aangevuld, maar dat we het exacte verloop niet kennen. We zien — gaande van het P- naar het N-gebied — een potentiaalberg waar de gaten niet op kunnen rollen en waar de elektronen niet af kunnen rollen. Deze potentiaalberg komt overeen met een elektrisch veld $\vec{E}$ (dat de ladingen tegenhoudt) dat wijst van hoge naar lage potentiaal. We zullen het exacte verloop van deze potentiaalberg later berekenen. Maar, we kunnen uit dit diagram al wel de totale hoogte van deze berg, de “ingebouwde” (*built-in*) spanning, V_{bi} berekenen:

$$V_{bi} = \left| -\frac{E_{bi}}{q} \right| = \frac{\Delta E_p + \Delta E_n}{q}$$

Gegeven (5.1) en (5.2) kunnen we hieruit afleiden:

$$V_{bi} = V_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$$

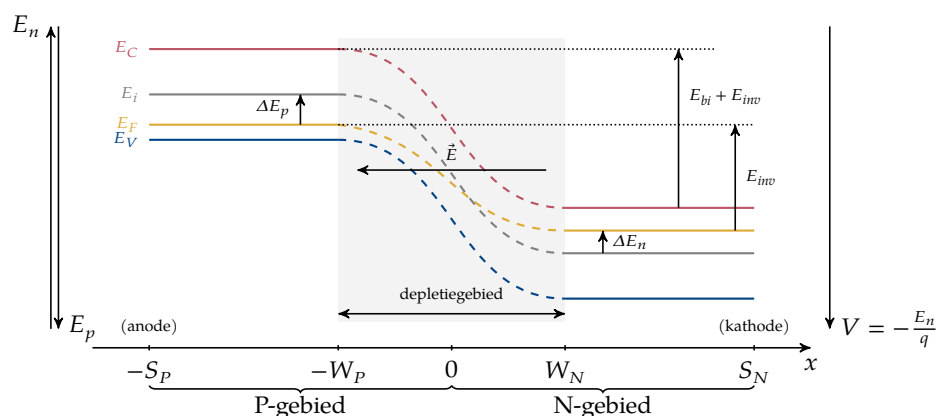
met $V_T = kT/q$ de *thermische spanning* die voor Si bij kamertemperatuur ongeveer 25 mV bedraagt.

Voor $N_A \approx N_D \approx 1 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ levert dit een (typische) waarde voor Si van ongeveer $V_{bi} = 0.9 \text{ V}$. Merk op dat deze uitdrukking geldig is ongeacht het dopingsprofiel!

Hoewel deze potentiaalberg aan de klemmen van de diode niet voelbaar is, is ze intern in de diode voor de gaten en elektronen in de diode levensecht! Deze vrije ladersdragers hebben onvoldoende energie om de berg te overwinnen.

Inverse polarisatie

We maken de anode nu negatiever in potentiaal dan de kathode. Er zal nog steeds geen stroom vloeien, waardoor de geleider ruim de tijd heeft om tot thermisch evenwicht te komen. Het Fermi-niveau wordt nu ook gebogen waardoor het bandendiagram nog meer vervormt:

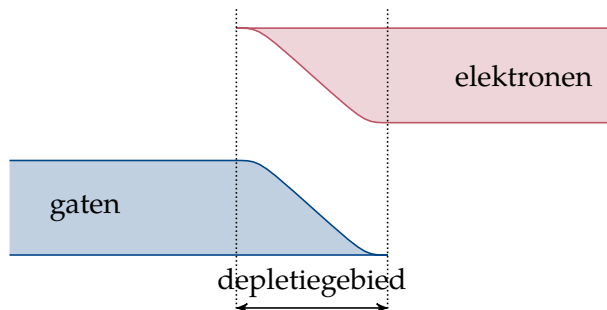


De ladingen moeten nu een nog grotere potentiaalberg overwinnen (wat ze niet kunnen). Een lekstroom zal ontstaan door elektron-gatparen die in de (nu bredere) depletielaag ontstaan door thermische generatie: zij worden meteen uit het depletiegebied uitgesleurd door het elektrische veld $\vec{E}$.

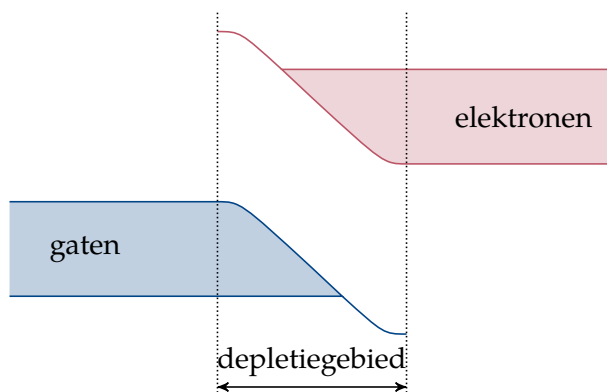
Voorwaartse polarisatie

Laten we tot slot de anode een (beperkte) positievere potentiaal geven dan de kathode. Het gevolg hiervan is dat de de elektronen en gaten hun respectieve energieberg gaan kunnen overwinnen: er vloeit stroom! In Figuur 5.3 worden deze *deeltjesstromen* schematisch weergegeven (elektronen in rood, gaten in blauw). Een deel van de elektronen die vloeien zullen vanuit het N-gebied door de depletielaag geraken en in het P-gebied recombineren (aangeduid als ®) met een deel van de gaten. Omgekeerd zullen een deel van de gaten vanuit het P-gebied door de depletielaag geraken en in het N-gebied recombineren met een deel van de elektronen.

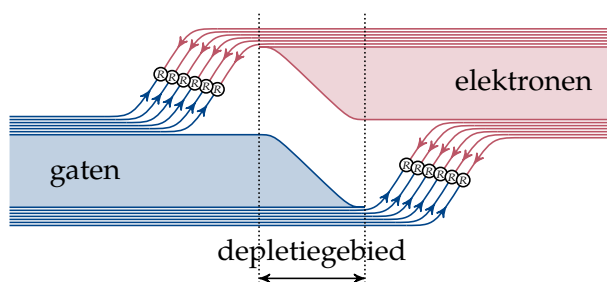
Aangezien er nu stroom vloeit, werken we met quasi-Fermi-niveaus. Als we veronderstellen dat de stroom beperkt is en de ladingsconcentratie van gaten in het P-gebied en elektronen in het N-gebied groot is, dan wil dit conform (2.7) en (2.8) zeggen dat de gradienten van de quasi-Fermi-niveaus elk in hun eigen gebied klein gaan zijn. We veronderstellen de gradienten quasi nul (en tekenen ze ook zo: ze zijn constant).



(a) Geen polarisatie: de deeltjes geraken net de potentiaalberg niet over



(b) Inverse polarisatie: de deeltjes geraken zelfs de potentiaalberg niet op tot boven.

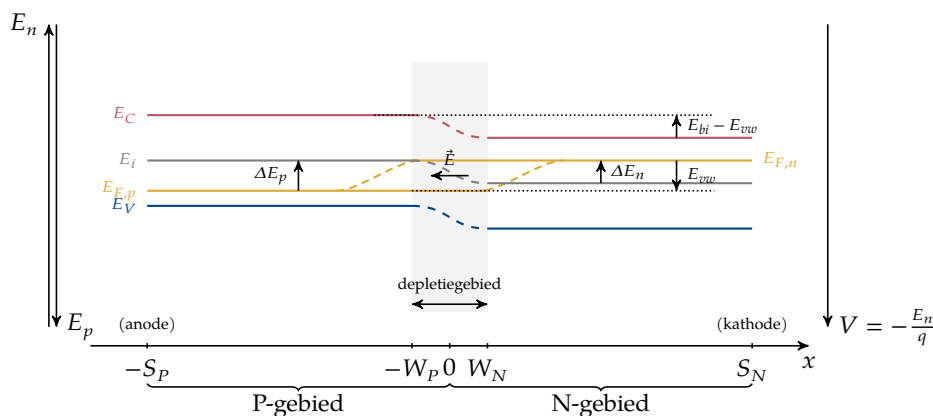


(c) Voorwaartse polarisatie: de deeltjes stromen nu vlot over de potentiaalberg. en recombineren met hun tegenhangers buiten het depletiegebied.

Figuur 5.3: Principeschema's voor de deeltjesstromen in een diode bij de verschillende polarisaties.

Omdat de depletielaag dun geworden is, veronderstellen we ook dat in die laag de recombinatie (richting thermisch evenwicht) relatief klein is (we tekenden het eerder ook al zo in het (deeltjes)stroomschema). Bijgevolg zijn de quasi-Fermi-niveaus ook daar bijna constant. Pas in het P-gebied zal het elektronen-niveau dalen en in het N-gebied het gaten-niveau dalen ten gevolge van recombinatie, zodat na een zekere afstand de halfgeleider terug in thermisch evenwicht is.

Deze situatie is hieronder getekend:



Oefeningen

Oefening 5.2-1:

Teken een bandendiagram van een diode in rust. Duid daarop de verschillende doperingsgebieden aan en de verschillende energieniveaus. Start met de Fermi-energie. Teken daarna de andere energieniveaus (conductiebandniveau, valentiebandniveau en het intrinsieke niveau). Teken het depletiegebied. Duid de stromen en het elektrisch veld aan die ontstaan in de diode. Duid de ingebouwde spanning aan.

Oefening 5.2-2:

Doe hetzelfde voor een invers gepolariseerde diode.

Oefening 5.2-3:

Doe hetzelfde voor een voorwaarts gepolariseerde diode.

5.3 Afleiding van de stroom-spanningskarakteristiek

Het inzicht in deze bandenstructuren laat ons toe om uitdrukkingen te schrijven voor de meerderheids- en minderheidsladingsdragers op enkele cruciale posities (x -waarden) in de diode. We hante- ren hierbij de volgende symbolen:

Vrije elektronen per cm ³		(Vrije) gaten per cm ³	
Meerderheidsladingsdragers			
n_N	in het N-gebied	p_P	in het P-gebied
Minderheidsladingsdragers			
$n_{P,0}$	in het P-gebied bij thermisch evenwicht	$p_{N,0}$	in het N-gebied bij thermisch evenwicht
n_P	in het P-gebied	p_N	in het N-gebied
$n_{P,e}$	overtal-ladingsconcentratie in het P-gebied	$p_{N,e}$	overtal-ladingsconcentratie in het N-gebied

Logischerwijs:

$$n_{P,e} = n_P - n_{P,0}$$

$$p_{N,e} = p_N - p_{N,0}$$

We kijken nu achtereenvolgens naar de posities bij de anode, $-W_P$, W_N en de kathode.

Bij de anode

De halfgeleider is hier in thermisch evenwicht, bijgevolg:

$$n = n_{P,0} = n_i e^{\frac{E_{F,p} - E_i}{kT}} \approx \frac{n_i^2}{N_A}$$

$$p = p_P = n_i e^{\frac{E_i - E_{F,p}}{kT}} \approx N_A$$

Bij $x = -W_P$

De halfgeleider is ter hoogte van de P-grens van de depletielaag niet in thermisch evenwicht. Er is een ladingsinjectie van elektronen vanuit het N-gebied. We veronderstellen wel dat die niet van die orde is dat de concentratie aan gaten significant verandert. We spreken van een *laag-niveau* injectie van minderheidsladingsdragers.

$$n = n_P = n_i e^{\frac{E_{F,n} - E_i}{kT}} = n_i e^{\frac{E_{F,n} - E_{F,p} + E_{F,p} - E_i}{kT}} = \underbrace{n_i e^{\frac{+E_{F,p} - E_i}{kT}}}_{= \frac{n_i^2}{N_A}} \cdot \underbrace{e^{\frac{E_{F,n} - E_{F,p}}{kT}}}_{= e^{\frac{V_{vw}}{V_T}}} = \frac{n_i^2}{N_A} \cdot e^{\frac{V_{vw}}{V_T}}$$

$$p = p_P = n_i e^{\frac{E_i - E_{F,p}}{kT}} \approx N_A$$

Samengevat: de normale minderheidsladingsdragersconcentratie bij thermisch evenwicht (n_i^2/N_A) wordt ter hoogte van de grens van de depletielaag verhoogd met een exponentiële factor i.f.v. de voorwaartse spanning.

Bij $x = W_N$

De halfgeleider is ter hoogte van de N-grens van de depletielaag opnieuw niet in thermisch evenwicht. Er is deze maal een ladingsinjectie van gaten vanuit het P-gebied. We veronderstellen wel dat die niet van die orde is dat de concentratie aan elektronen significant verandert. We spreken opnieuw van een *laag-niveau* injectie van minderheidsladingsdragers.

$$n = n_N = n_i e^{\frac{E_{F,n} - E_i}{kT}} \approx N_D$$

$$p = p_N = n_i e^{\frac{E_i - E_{F,p}}{kT}} = n_i e^{\frac{E_i - E_{F,n} + E_{F,n} - E_{F,p}}{kT}} = \underbrace{n_i e^{\frac{E_i - E_{F,n}}{kT}}}_{= \frac{n_i^2}{N_D}} \cdot \underbrace{e^{\frac{E_{F,n} - E_{F,p}}{kT}}}_{= e^{\frac{V_{vw}}{V_T}}} = \frac{n_i^2}{N_D} \cdot e^{\frac{V_{vw}}{V_T}}$$

Samengevat: de normale minderheidsladingsdragersconcentratie bij thermisch evenwicht (n_i^2/N_D) wordt ter hoogte van de grens van de depletielaag verhoogd met een exponentiële factor i.f.v. de voorwaartse spanning.

Bij de kathode

De halfgeleider is hier opnieuw in thermisch evenwicht, bijgevolg:

$$n = n_N = n_i e^{\frac{E_{F,n} - E_i}{kT}} \approx N_D$$

$$p = p_{N,0} = n_i e^{\frac{E_i - E_{F,n}}{kT}} \approx \frac{n_i^2}{N_D}$$

We vatten deze waarden samen in de onderstaande tabel:

	x			
	$-S_P$	$-W_P$	W_N	S_N
n	$\frac{n_i^2}{N_A}$	$\frac{n_i^2}{N_A} \cdot e^{\frac{V_{vw}}{V_T}}$	N_D	N_D
p	N_A	N_A	$\frac{n_i^2}{N_D} \cdot e^{\frac{V_{vw}}{V_T}}$	$\frac{n_i^2}{N_D}$

Merk op dat deze uitdrukkingen gelden in alle werkingsgebieden!

Een belangrijke conclusie is wel dat aan de rand van het depletiegebied, er een minderheidsladingsconcentratie ontstaat gelijk aan:

$$n = \frac{n_i^2}{N_A} e^{\frac{v_D}{V_T}}$$

$$p = \frac{n_i^2}{N_D} e^{\frac{v_D}{V_T}}$$

Anders gesteld: er is een netto minderheidsladingsdragers-injectie gelijk aan:

$$n_{P,e} = \frac{n_i^2}{N_A} \left(e^{\frac{v_D}{V_T}} - 1 \right)$$

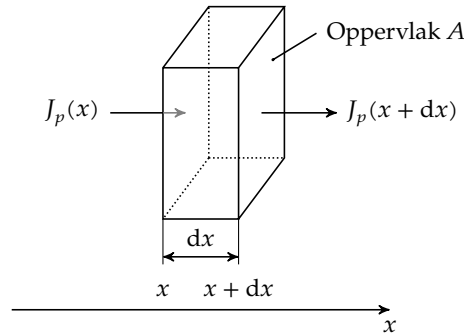
$$p_{N,e} = \frac{n_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{v_D}{V_T}} - 1 \right)$$

Netto ladingsinjectie

We noemen deze laatste vergelijkingen de netto-ladingsinjectievergelijkingen. Merk op dat ze gelden ongeacht of de junctie voorwaarts of invers gepolariseerd is!

We volgen nu verder de tocht van de minderheidsladingsdragers vanop het grensvlak van het depletiegebied. Die minderheidsladingsdragers zijn een vogel voor de kat: een legertje aan tegengestelde kamikaze-meerderheidsladingsdragers staat immers klaar om met hen te recombineren om zo elkaar op te heffen. Het gevolg is een ware genocide: geen enkele minderheidsladingsdrager overleeft!

Om dit proces te begrijpen, onderzoeken we wat er gebeurt in een infinitesimaal dun laagje in het neutrale gebied dwars op de x -as met oppervlak A en dikte dx . Voor het gemak bekijken we de gatenstroom in het neutrale N-gebied:



We veronderstellen dat de stroom enkel in de x -richting vloeit. Door het oppervlak A bij x vloeit een gatenstroom $A \cdot J_p(x)$. Bij de $x + dx$ vloeit er (ten gevolge van een netto recombinatie) een gewijzigde gatenstroom $A \cdot J_p(x + dx)$. In het laagje vindt ook een netto-recombinatie plaats evenredig met het overschot aan minderheidsladingsdragers ($p_{N,e} = p_N - p_{N,0}$). We nemen aan dat een gat een gemiddelde levensduur heeft van τ_p . We kunnen dus het volgende model vooropstellen:

$$A \cdot J_p(x) - A \cdot J_p(x + dx) - A \cdot dx \cdot q \cdot \frac{p_N - p_{N,0}}{\tau_p} = 0$$

Omwerken levert:

$$\begin{aligned} \frac{J_p(x) - J_p(x + dx)}{dx} &= q \frac{p_N - p_{N,0}}{\tau_p} \\ \Leftrightarrow \frac{\partial J_p}{\partial x} &= -q \frac{p_N - p_{N,0}}{\tau_p} \end{aligned} \quad (5.3)$$

Aangezien we veronderstellen dat het elektrisch veld in het neutrale gebied quasi nul is, weten we dat de gatenstroom enkel het gevolg kan zijn van diffusie, m.a.w.:

$$J_p(x) = \underbrace{q\mu_p p E_x}_{\text{drift}} - \underbrace{qD_p \frac{\partial p}{\partial x}}_{\text{diffusie}}$$

Indien we deze uitdrukking voor $J_p(x)$ invullen in (5.3), dan krijgen we:

$$\begin{aligned} qD_p \frac{\partial^2 p_N}{\partial x^2} - q \frac{p_N - p_{N,0}}{\tau_p} &= 0 \\ \Leftrightarrow \frac{\partial^2 p_N}{\partial x^2} - \frac{p_N - p_{N,0}}{D_p \tau_p} &= 0 \\ \Leftrightarrow \frac{\partial^2 (p_N - p_{N,0})}{\partial x^2} - \frac{p_N - p_{N,0}}{D_p \tau_p} &= 0 \\ \Leftrightarrow \frac{\partial^2 p_{N,e}}{\partial x^2} - \frac{p_{N,e}}{D_p \tau_p} &= 0 \end{aligned}$$

Dit is een lineaire, homogene (partiële) differentiaalvergelijking van de tweede orde. Het product $D_p \tau_p$ heeft als eenheid lengte-kwadraat. We stellen het vaak voor als L_p^2 , met L_p de *diffusielen* van de gaten in het N-gebied.

De differentiaalvergelijking heeft als algemene oplossing:

$$p_{N,e} = C_1 e^{-\frac{x}{L_p}} + C_2 e^{\frac{x}{L_p}} \quad (5.4)$$

We kunnen de constanten C_1 en C_2 bepalen door de randvoorwaarden in rekening te brengen:

$$\begin{aligned} x = W_N &\Rightarrow p_{N,e} = \frac{n_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{V_{vw}}{V_T}} - 1 \right) \\ x = S_N &\Rightarrow p_{N,e} = 0 \end{aligned}$$

Hieruit blijkt:

$$\begin{aligned} C_2 &= 0 \\ C_1 &= \frac{n_i^2}{N_D} e^{\frac{W_N}{L_p}} \left(e^{\frac{V_{vw}}{V_T}} - 1 \right) \end{aligned}$$

Invullen in (6.7) levert:

$$p_{N,e} = \frac{n_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{V_{vw}}{V_T}} - 1 \right) e^{-\frac{x-W_N}{L_p}} \quad (5.5)$$

Merk op dat deze vergelijking enkel geldt in het neutrale N-gebied, m.a.w. als $x \geq W_N$.

Een gelijkaardige afleiding in het P-gebied, leert ons dat:

$$n_{P,e} = \frac{n_i^2}{N_A} \left(e^{\frac{V_{vw}}{V_T}} - 1 \right) e^{\frac{x+W_P}{L_n}} \quad (5.6)$$

met L_n de diffusielenkte van de elektronen in het P-gebied, alweer enkel geldig als $x \leq -W_P$.

Vergelijkingen (5.5) en (5.6) laten ons toe om de bijhorende gaten en elektronenstroom te berekenen, door de profielen in te vullen de diffusiestroomvergelijkingen.

$$\begin{aligned} J_p(x) &= -qD_p \frac{\partial p_N}{\partial x} = -qD_p \frac{\partial(p_N - p_{N,0})}{\partial x} = -qD_p \frac{\partial p_{N,e}}{\partial x} = qD_p \frac{n_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{V_{vw}}{V_T}} - 1 \right) e^{-\frac{x-W_N}{L_p}} \cdot \frac{1}{L_p} \\ J_n(x) &= qD_n \frac{\partial n_P}{\partial x} = qD_n \frac{\partial(n_P - n_{P,0})}{\partial x} = qD_n \frac{\partial n_{P,e}}{\partial x} = qD_n \frac{n_i^2}{N_A} \left(e^{\frac{V_{vw}}{V_T}} - 1 \right) e^{\frac{x+W_P}{L_n}} \cdot \frac{1}{L_n} \end{aligned}$$

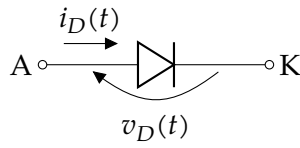
We bekijken nu $J_p(x)$ bij $x = W_N$ en $J_n(x)$ bij $x = -W_P$:

$$\begin{aligned} J_p(W_N) &= q \frac{n_i^2}{N_D} \frac{D_p}{L_p} \left(e^{\frac{V_{vw}}{V_T}} - 1 \right) \\ J_n(-W_P) &= q \frac{n_i^2}{N_A} \frac{D_n}{L_n} \left(e^{\frac{V_{vw}}{V_T}} - 1 \right) \end{aligned}$$

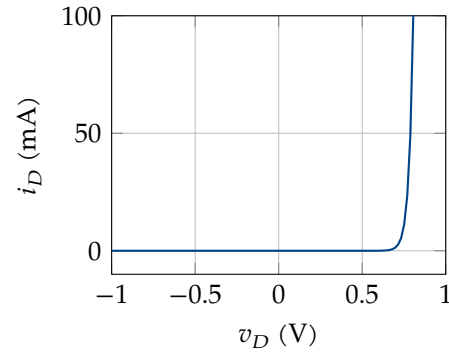
Vermits er geen recombinatie optreedt in het depletiegebied, gelden deze uitdrukkingen eigenlijk voor het hele depletiegebied. Aangezien alle stroom door het depletiegebied moet stromen, bekomen we zo gemakkelijk een uitdrukking voor de totale diodestroom bij voorwaartse polarisatie:

$$J = J_p(W_N) + J_n(-W_P) = qn_i^2 \left(\frac{D_p}{N_D L_p} + \frac{D_n}{N_A L_n} \right) \left(e^{\frac{V_{vw}}{V_T}} - 1 \right) \quad (5.7)$$

Deze vergelijking werd oorspronkelijk opgesteld door William Shockley, die kan beschouwd worden als de geestelijke vader van de halfgeleiderdiode. Hierbij wordt duidelijk dat de stroom deels ten gevolge is van gatendiffusie en deels van elektronendiffusie. Het geheel noemen we *ambipolaire diffusie*.



(a) Symbool



(b) Stroom-spanningskarakteristiek

Figuur 5.4: De Shockley diode

Indien we de stroomdichtheid integreren over het hele diode-oppervlak, dan krijgen we:

$$I = I_S \left(e^{\frac{V_{vw}}{V_T}} - 1 \right) \quad (5.8)$$

Shockley's diodevergelijking

met

$$I_S = qAn_i^2 \left(\frac{D_p}{N_D L_p} + \frac{D_n}{N_A L_n} \right) \quad (5.9)$$

We noemen I_S de (*inverse*) *saturatiestroom*. Hoe kleiner deze stroom, hoe minder de diode lekt indien je ze invers polariseert.

Vergelijking (5.8) beschrijft de typische diode-karakteristiek zoals getekend in Figuur 5.4.

De veronderstelling dat er geen recombinatie optreedt in de depletelaag blijkt echter niet zo waarheidsgetrouw. We kunnen deze recombinatie in de vergelijking brengen met een 'foefelfactor' n die tussen 1 en 2 ligt:

$$I = I_S \left(e^{\frac{V_{vw}}{nV_T}} - 1 \right) \quad (5.10)$$

Algemene diodevergelijking

met dezelfde uitdrukking voor de saturatiestroom I_S . Hoe universeel bruikbaar is deze diodevergelijking nu? Wel, we moeten beseffen dat deze de stroom in regime modelleert. Effecten als ruis, *breakdown* bij inverse polarisatie en het transiënt gedrag zitten niet in dit model.

We komen hier later op terug.

Temperatuursafhankelijkheid

In de diodevergelijkingen (5.8) en (5.10) is V_T overduidelijk temperatuursafhankelijk. Immers:

$$V_T = \frac{kT}{q}$$

Dit levert als vuistregel op:

$$V_T = 25 \text{ mV}$$

met een toename van $k/q = 86 \mu\text{V/K}$.

Maar dat is niet de enige temperatuursafhankelijkheid: ook de *saturatiestroom* is behoorlijk temperatuursafhankelijk. We weten dat:

$$I_S = qAn_i^2 \left(\frac{D_p}{N_D L_p} + \frac{D_n}{N_A L_n} \right)$$

De grootste temperatuursafhankelijkheid zit hem in n_i , waarvan we eerder zagen:

$$n_i^2 = BT^3 e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

Dus:

$$I_S \approx CT^\gamma e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

waarbij we alle constanten uit (5.9) inclusief B in C hebben gestoken en de exponent 3 door een waarde γ te vervangen die een (hele kleine) temperatuursafhankelijkheid van deze constanten modelleert. Want het blijkt dat $\gamma \approx 3$.

Als vuistregel kunnen we stellen dat voor silicium bij kamertemperatuur de saturatiestroom verdubbelt per 10 K temperatuurstoename.

Oefeningen

Oefening 5.3-1:

Herbruik één van de energiediagrammen die je bij de vorige reeks oefeningen hebt getekend. Noteer op het energiediagram de concentraties van de meerderheidsladingsdragers en de minderheidsladingsdragers op de volgende plaatsen van de doorsnede: bij de uiteinden van het p en het n-gebied, en aan de randen van de depletelaag. Ga hierbij uit van een dopering N_D voor het n-gebied en N_A van het p-gebied.

Oefening 5.3-2:

Zoek op je formularium de formule van het Shockley-model voor de diodestroom. In deze formule staat de saturatiestroom I_S als factor. Willen we deze factor, graag groot of klein maken? Denk na hoe deze evolueert indien de doperingen wijzigen, de diffusiелengtes wijzigen, de diffusieconstanten wijzigen.

Oefening 5.3-3:

Beredeneer hoe de saturatiestroom evolueert indien de doperingen wijzigen, de diffusiелengtes wijzigen, de diffusieconstanten wijzigen.

Oefening 5.3-4:

Maak een grafiek van de saturatiestroom in functie van de temperatuur (je vindt de formule op je formularium) waarbij je voor C een vast getal kiest en $\gamma = 3$ stelt. Kan je de vuistregel herkennen?

Oefening 5.3-5:

Niet enkel de saturatiestroom is functie van de temperatuur. Ook de injectieterm bevat V_T en dus de temperatuur. Plot de grafiek van de diodestroom voor verschillende (realistische) temperaturen om te ervaren hoe de grafiek wijzigt i.f.v. de temperatuur. Veronderstel weer C een vast getal en $\gamma = 3$. Neem voor het gemak $n = 1$.

5.4 Breedte van het depletiegebied op basis van doperingsprofiel

We gebruiken in de illustraties hieronder voor de eenvoud een abrupte PN-junctie met doperingen $N_A = 1 \times 10^{17} / \text{cm}^3$ en $N_D = 2 \times 10^{17} / \text{cm}^3$. Indien de dopering niet abrupt is, dan kan men de hieronder uiteengezette rekenprincipes eenvoudig toepassen op de nieuwe situatie. De bekomen uitdrukkingen gaan wat anders zijn, maar het fundamentele inzicht blijft overeind.

Situatie in rust

In deze situatie kan geen stroom vloeien. Intern komt een diffusiestroom op gang van de gaten uit het P-gebied naar het N-gebied en vice versa voor de vrije elektronen. Hierdoor ontstaat een depletie laag, waarin alle doperingsatomen geïoniseerd zijn. De acceptor-atomen in het P-gebied hebben een elektron teveel en zijn daardoor negatief geladen. De donor-atomen in het N-gebied hebben een elektron te weinig en zijn daardoor positief geladen. Dit reflecteert zich in het ruimteladingsprofiel ρ zoals weergegeven in Figuur 5.5b. Omwille van elektrische neutraliteit moet de integraal van de hele curve ρ gelijk zijn aan nul. De exacte waarden van W_N en W_P berekenen we later. We weten al wel omwille van de elektrische neutraliteit dat:

$$qN_A W_P = qN_D W_N$$

Op basis van dit ruimteladingsprofiel, kunnen we het elektrische veld berekenen dat ontstaat. In één dimensie geldt immers

$$\frac{dE_x}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon_{Si}}$$

Ma.w.

$$E_x(x) - \underbrace{E_x(-W_P)}_{=0} = \int_{-W_P}^x \frac{\rho(u)}{\epsilon_{Si}} du$$

We kunnen $E_x(0)$ dus gemakkelijk berekenen als de oppervlakte van de blauwe rechthoek onder het ladingsprofiel in het P-gebied, of min de oppervlakte van de rode rechthoek onder het ladingsprofiel in het N-gebied, telkens gedeeld door ϵ_{Si} :

$$\begin{aligned} E_x(0) &= -W_P \cdot \frac{qN_A}{\epsilon_{Si}} \\ &= -W_N \cdot \frac{qN_D}{\epsilon_{Si}} \\ &= -\frac{q}{\epsilon_{Si}} \sqrt{N_D N_A} \sqrt{W_P W_N} \end{aligned}$$

waarbij we de laatste op een wat gekke manier hebben geschreven opdat het product $W_P W_N$ erin zou verschijnen.

Het veldsterkteverloop werd geschetst in Figuur 5.5b. Op basis van dit verloop kunnen we ook het potentiaalverloop berekenen. Immers:

$$\frac{dV}{dx} = -E_x$$

en dus

$$V(x) - V(-W_P) = - \int_{-W_P}^x E_x(u) du$$

Gezien het integraalverband, geldt weer dat de oppervlakte van de blauwe driehoek gelijk is aan V_P , die van de rode driehoek gelijk aan V_N en de som van beide gelijk aan V_{bi} .

We kunnen nu de totale breedte van de depletielaag ($W_P + W_N$) berekenen. Toegegeven: het heeft wel wat voeten in de aarde. We starten met:

$$\begin{cases} V_{bi} = \frac{-E_x(0) \cdot W_P}{V_P} - \frac{E_x(0) \cdot W_N}{V_N} = \frac{qN_d}{2\epsilon_{Si}} W_P W_N + \frac{qN_A}{2\epsilon_{Si}} W_P W_N = \left(\frac{qN_d}{2\epsilon_{Si}} + \frac{qN_A}{2\epsilon_{Si}} \right) W_P W_N \\ V_{bi} = -E_x(0) \cdot (W_P + W_N) = \frac{q}{\epsilon_{Si}} \sqrt{N_D N_A} \sqrt{W_P W_N} (W_P + W_N) \end{cases} \quad (5.13)$$

$$(5.14)$$

Merkop dat we hierbij de drie varianten om $E_x(0)$ te schrijven hebben gebruikt! Het doel hierbij was om kwadraten van W_P of W_N te vermijden. Uit (5.13) lossen we $W_P W_N$ op en uit (5.14) lossen we $W_P + W_N$ op:

$$\begin{cases} W_P W_N = \frac{2\epsilon_{Si} V_{bi}}{q} \frac{1}{N_A + N_D} \\ W_P + W_N = \frac{\epsilon_{Si} V_{bi}}{q} \frac{1}{\sqrt{N_D N_A}} \frac{1}{\sqrt{W_P W_N}} \end{cases} \quad (5.15)$$

$$(5.16)$$

We substitueren nu (5.15) in (5.16), wat leidt tot:

$$W_P + W_N = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}}{q} V_{bi} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}}$$

Een fout die we in de bovenstaande redenering maakten is het negeren van de aanwezige gaten in het P-gebied en de aanwezige vrije elektronen in het N-gebied. Die in rekening brengen leidt tot een nauwkeurigere formule, m.n.

$$W_P + W_N = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}}{q} \left(V_{bi} - 2 \frac{kT}{q} \right) \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}}$$

Totale breedte v/d depletielaag voor een abrupte junctie in rust

Inverse polarisatie

Deze situatie is gelijkaardig aan de situatie in rust. Er zal nog steeds geen stroom vloeien, waardoor de halfgeleider in thermisch evenwicht is. De extern aangelegde spanning zal zich echter nu bij V_{bi} voegen, waardoor de depletielaag groter zal worden (zie Figuur 5.5c). Een gelijkaardige formule kan ook nu op dezelfde manier afgeleid worden:

$$W_P + W_N = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}}{q} \left(V_{bi} - \frac{2kT}{q} + V_{inv} \right) \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}}$$

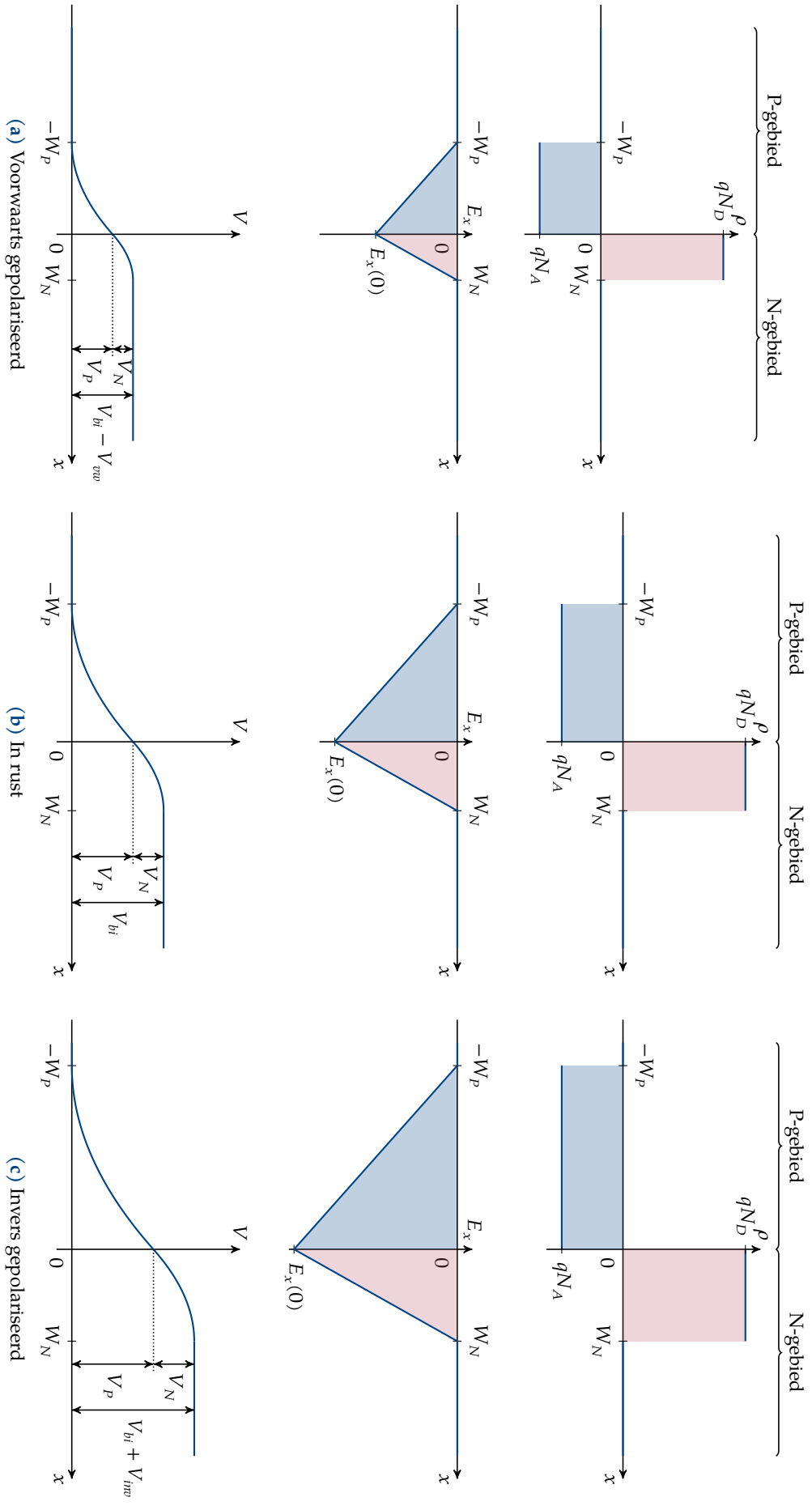
Totale breedte v/d depletielaag voor een invers gepolariseerde abrupte junctie

Voorwaartse polarisatie

Ook hier kunnen we hetzelfde model gebruiken. Bij een beperkte voorwaartse spanning zal er immers nog steeds een depletielaag blijven bestaan:

$$W_P + W_N = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}}{q} \left(V_{bi} - \frac{2kT}{q} - V_{vw} \right) \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}}$$

Totale breedte v/d depletielaag voor een invers gepolariseerde abrupte junctie



Figuur 5.5: Ruimteladingsprofiel, elektrisch veld en potentiaalverloop in halfgeleiderdiodes

De berekeningen in deze sectie gingen uit van een abrupt doperingsprofiel. Dat hoeft niet zo te zijn. Het doperingsprofiel kan een afwijkend verloop hebben (bv. lineair). Van zodra we het kennen, kunnen we de bovenstaande berekeningen echter herhalen, startend van dit actuele profiel, waarbij indien nodig numerieke integratietechnieken kunnen gebruikt worden.

Oefeningen

Oefening 5.4-1:

Wanneer is het depletiegebied het grootste? In rusttoestand, bij voorwaartse of bij inverse polarisatie?

Oefening 5.4-2:

Kan je het depletiegebied volledig doen verdwijnen? Zo ja, hoe? Indien neen, waarom niet?

5.5 Junctiecapaciteit

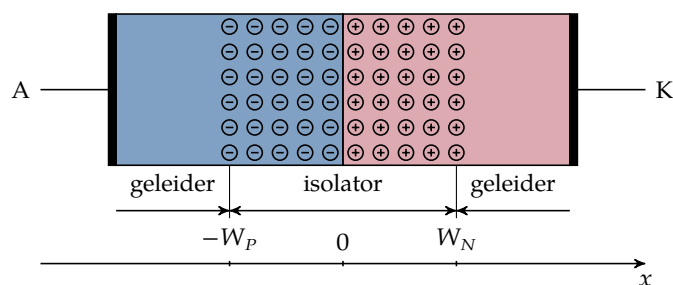
De junctiecapaciteit wordt bepaald door twee fenomenen:

- de depletielaag die kan groeien en afnemen, waardoor er ook meer of minder lading in wordt opgeslagen;
- de ladingsinjectie die in de neutrale gebieden plaatsvindt bij voorwaartse polarisatie.

De eerste geeft aanleiding tot het begrip *depletiecapaciteit*, de tweede tot *diffusiecapaciteit*.

Depletiecapaciteit

Het feit dat er extra ladingen worden opgeslagen of afgegeven aan de rand van het depletiegebied bij het wijzigen van de diodespanning, zorgt ervoor dat de diode zich als een vlakke-plaat-condensator zal gedragen.



De capaciteitswaarde is eenvoudig te berekenen als²

$$C_s = \frac{\epsilon_{Si} A}{W_P + W_N}$$

depletiecapaciteit

²We gebruiken een subscript s voor de depletiecapaciteit omdat het gaat om 'statische ladingen'; dit in contrast met de diffusiecapaciteit die het gevolg is van een ladingsflow, waarvoor we het subscript f gebruiken.

Merk wel op dat deze capaciteitswaarde wijzigt als de spanning over de diode wijzigt. Deze depletiecapaciteit is dominant bij inverse polarisatie. We kunnen dit effect goed gebruiken om een regelbare condensator te maken. We noemen dergelijke diodes *varactors* of *varicaps*.³

Diffusiecapaciteit

Bij het afleiden van de stroom-spanningskarakteristiek zagen we dat in de neutrale gebieden er een netto overtal-ladingsconcentratie was (*excess charge*) ten belope van:

$$p_{N,e} = \frac{n_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{V_{vw}}{V_T}} - 1 \right) e^{-\frac{x-W_N}{L_p}}$$

$$n_{P,e} = \frac{n_i^2}{N_A} \left(e^{\frac{V_{vw}}{V_T}} - 1 \right) e^{\frac{x+W_P}{L_n}}$$

We kunnen deze m.b.v. (5.8) herschrijven als:

$$p_{N,e} = \frac{n_i^2}{N_D} \frac{J_p}{q \frac{n_i^2 D_p}{L_p}} e^{-\frac{x-W_N}{L_p}} = \frac{J_p L_p}{q D_p} e^{-\frac{x-W_N}{L_p}}$$

$$n_{P,e} = \frac{n_i^2}{N_A} \frac{J_n}{q \frac{n_i^2 D_n}{L_n}} e^{\frac{x+W_P}{L_n}} = \frac{J_n L_n}{q D_n} e^{\frac{x+W_P}{L_n}}$$

waarbij J_p en J_n de stroomdichtheden in de depletielaag voorstellen. De totale opgeslagen lading kunnen we berekenen door deze profielen te integreren:

$$Q_{N,e} = qA \int_{W_N}^{L_N} \frac{J_p L_p}{q D_p} e^{-\frac{x-W_N}{L_p}} dx = AJ_p \frac{L_p}{D_p} \int_{W_N}^{L_N} e^{-\frac{x-W_N}{L_p}} dx = AJ_p \frac{L_p^2}{D_p}$$

$$Q_{P,e} = -qA \int_{-S_P}^{-W_P} \frac{J_n L_n}{q D_n} e^{\frac{x+W_P}{L_n}} dx = -AJ_n \frac{L_n}{D_n} \int_{-S_P}^{-W_P} e^{\frac{x+W_P}{L_n}} dx = AJ_n \frac{L_n^2}{D_n}$$

waarbij A de doorsnee-oppervlakte van de diode is en we veronderstelden dat $S_P \gg W_P$ en $S_N \gg W_N$ (een lange diode). Vermits $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ en $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$, kunnen we de totale positieve lading schrijven als:

$$Q = A (J_p \tau_p + J_n \tau_n) \quad (5.17)$$

Uit (5.7) weten we dat:

$$J_p = \frac{N_A L_n D_p}{N_A L_n D_p + N_D L_p D_n} J$$

$$J_n = \frac{N_D L_p D_n}{N_A L_n D_p + N_D L_p D_n} J$$

Hierdoor kunnen we (5.17) herschrijven als:

$$Q = I \underbrace{\frac{N_A L_n D_p \tau_p + N_D L_p D_n \tau_n}{N_A L_n D_p + N_D L_p D_n}}_{\tau_a} = I \tau_a \quad (5.18)$$

met τ_a de ambipolaire levensduur van de minderheidsladingsdragers.

³De generische naam is varactor, maar de merknaam varicap is courant geworden omdat die beschermd werd door een patent en daardoor jarenlang geen concurrentie had.

Met een toenemende spanning zal de stroom toenemen en dus ook de opgeslagen lading. Dit is in essentie de werking van een condensator. De diffusiecapaciteit is echter sterk niet-lineair:

$$C_f = \frac{Q}{V_{vw}} = \frac{I\tau_a}{V_{vw}}$$

diffusiecapaciteit

Oefeningen

Oefening 5.5-1:

Welke twee types junctiecapaciteit bestaan er?

Oefening 5.5-2:

Leg het begrip depletiecapaciteit uit. In welke werkingsmodus is het dominant?

Oefening 5.5-3:

Leg het begrip diffusiecapaciteit uit. In welke werkingsmodus is het dominant?

5.6 Breakdown

Het Shockley diodemodel stelt bij inverse polarisatie een quasi constante lekstroom voorop. Deze lekstroom is het gevolg van de spontane thermische generatie van elektron-gatparen in de depletielaag. Dit model geldt echter enkel zolang het elektrische veld, dat maximaal is centraal in de depletielaag, beneden een kritische waarde blijft. Van zodra een zekere kritische waarde overschreden wordt, treden twee doorslag- of (breakdown) effecten op:

- Tunneling-doorslag of *Zener breakdown*
- Lawine-doorslag of *Avalanche breakdown*

Van zodra deze maximale veldsterkte groter wordt dan de kritische waarde E_{crit} horende bij het Tunneling-effect en het Lawine-effect, treedt breakdown op. Dat klinkt slecht, maar zolang de stroom binnen de perken blijft, is dit gewoon een perfect normaal, niet-destructief effect. Het is er eentje dat we nuttig kunnen gebruiken om Zener-diodes te maken. In Zener-diodes treden (in tegenstelling tot wat de naam doet vermoeden) de twee types doorslag op.

Afhankelijk van het halfgeleidermateriaal (d.w.z. de bijhorende ϵ) en de doperingen van het P- en N-gebied zal het Tunneling-effect voor een lagere kritische veldsterkte optreden dan het Lawine-effect of vice versa.

Maximale spanning

Het verband tussen spanning en maximaal elektrisch veld kunnen we voor een abrupte junctie gemakkelijk afleiden uit Figuur 5.5c. We weten uit die figuur dat: de oppervlakte onder de

veldsterkte grafiek gelijk is aan $V_{bi} + V_{inv}$, m.a.w.

$$\frac{(W_P + W_N)|E_{\max}|}{2} = V_{bi} + V_{inv}$$

$$\Leftrightarrow |E_{\max}| = \frac{2(V_{bi} + V_{inv})}{W_P + W_N} \approx \sqrt{\frac{2q}{\epsilon_{Si}} (V_{bi} + V_{inv}) \frac{N_A N_D}{N_A + N_D}}$$

De kritische waarde wordt bereikt bij inverse *breakdown* spanning V_{bd} :

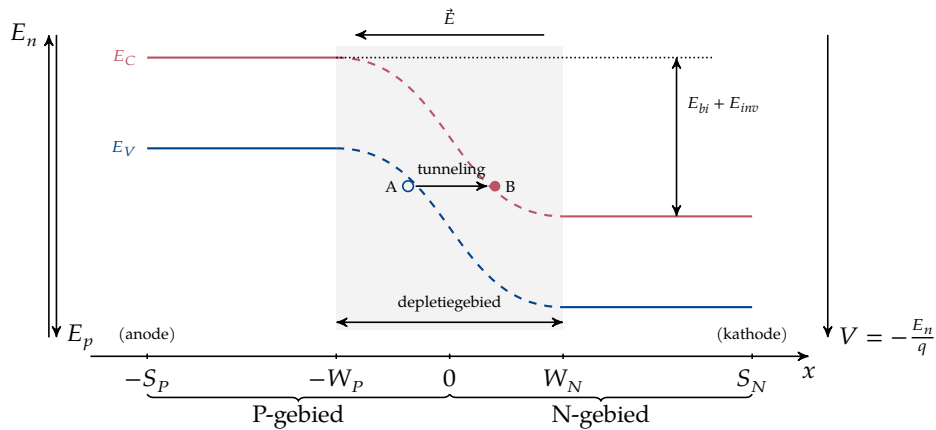
$$E_{crit} = \sqrt{\frac{2q}{\epsilon_{Si}} (V_{bi} + V_{bd}) \frac{N_A N_D}{N_A + N_D}}$$

$$\Leftrightarrow V_{bd} = E_{crit}^2 \frac{\epsilon_{Si}}{2q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} - V_{bi}$$

Tunneling (Zener) breakdown

Indien een junctie sterk invers gepolariseerd is, dan bevinden elektronen in de valentieband aan de P-zijde zich op hetzelfde energieniveau als elektronen in de conductieband aan de N-zijde.

Indien de golffunctie $\psi(x)$ van het elektron in de valentie-band aan de P-zijde⁴ zich uitstrekt tot in de conductieband aan de N-zijde, dan kan het elektron 'tunnelen' tot in de conductieband zonder dat het daarvoor extra energie nodig heeft. Dit tunnelen is geen reis van A naar B, maar het verdwijnen in A en het op hetzelfde ogenblik verschijnen in B. Harry Potter is klein bier in vergelijking met de kwantummechanica!

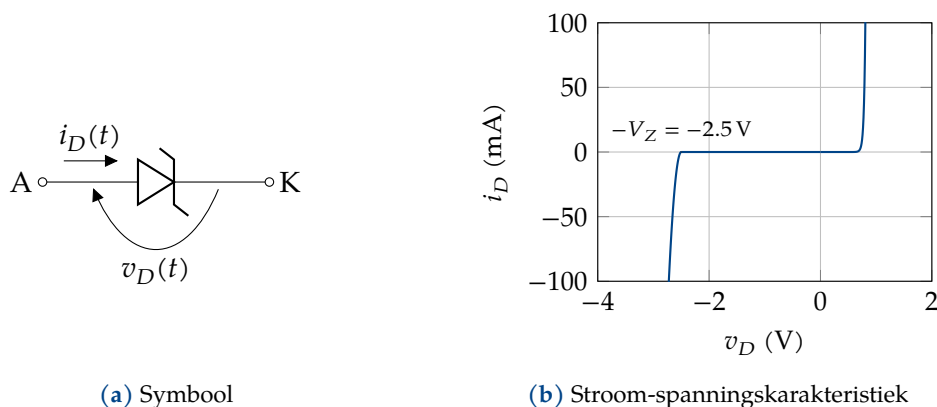


Merk op dat naarmate de inverse polarisatie groter wordt, de plaats-afstand van een valentiepositie naar een conductiepositie kleiner wordt!

In dit proces laat het elektron een gat in de valentieband na. Het sterke elektrische veld $\vec{E}$ in het depletiegebied sleurt het elektron richting kathode en het gat richting anode en draagt op die manier bij tot de lekstroom.

Het resultaat van dit Zener-effect is de typische curve in de stroom-spanningskarakteristiek van de Zener-diode, zoals weergegeven in Figuur 5.6. Merk op dat de Zener-spanning positief wordt weergegeven ($V_Z = 2.5$ V in het voorbeeld).

⁴Herinner je dat $|\psi(x)|^2$ de waarschijnlijkheid weergeeft dat het elektron zich op plaats x bevindt.

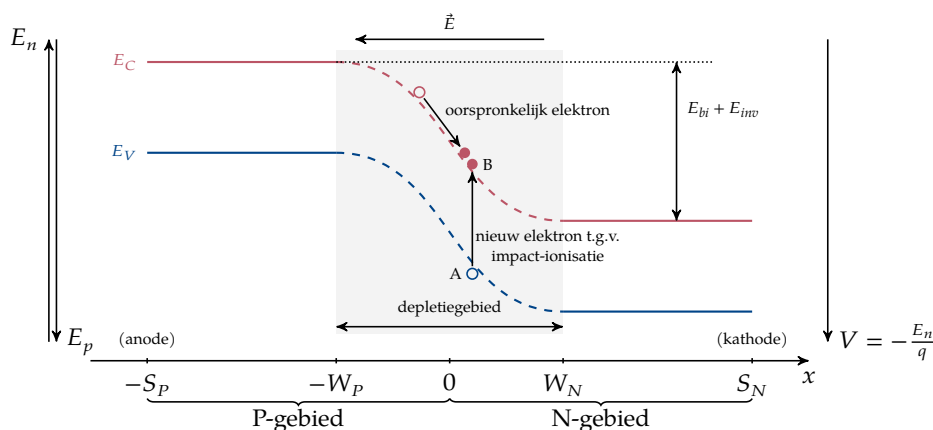


Figuur 5.6: De Zener diode

De Zenerspanning wordt bepaald door het type halfgeleidermateriaal (via de permittiviteit) en de doperingsniveaus. In Zenerdiodes met een Zenerspanning kleiner dan ca. 5 tot 6 V is het Zener-effect dominant t.o.v. het lawine-effect. De Zenerspanning t.g.v. het Zener-effect heeft een negatieve temperatuurscoëfficiënt, d.w.z. ze neemt af bij toenemende temperaturen.

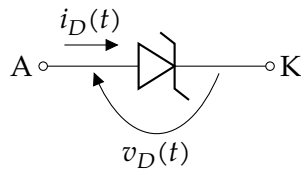
Lawine breakdown

Van zodra elektron-gatparen in de depletielaag ontstaan zal het elektrische veld ten gevolge van de ingebouwde spanning in combinatie met de aangelegde inverse spanning het gat naar de anode en het elektron naar de kathode 'sleuren'. Het elektron wordt daarbij echter zodanig sterk versneld, dat een botsing met een elektron in de valentieband als resultaat zal hebben dat er een elektron-gat-paar ontstaat ten gevolge van *impact-ionisatie*, waarbij de snelheidsenergie wordt gebruikt om het elektron-gat-paar te vormen.

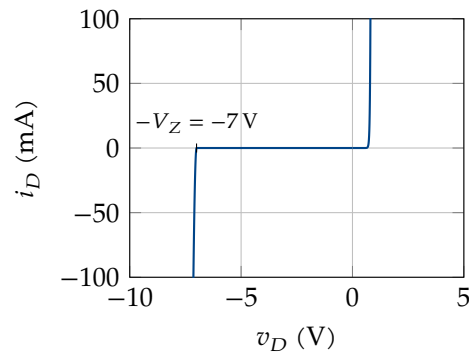


En ook dat (secundair) elektron kan versneld worden, waardoor het op zijn beurt weer een elektron-gatpaar ioniseert. We kennen dit effect als een *lawine*. Vermits het lawine-effect een ketting-reactie is, loopt de typische curve van de stroom-spannings-karakteristiek van een lawinediode steiler dan die van de klassieke Zener-diode. Dit werd weergegeven in Figuur 5.7. Om de verwarring compleet te maken noemen we de lawinediode ook een *Zener-diode* en spreken we ook van de *Zener-spanning* van de lawine-diode.

De Zenerspanning van een lawine-diode wordt bepaald door het type halfgeleidermateriaal (via de permittiviteit) en de doperingsniveaus. In Zenerdiodes met een Zenerspanning groter



(a) Symbool



(b) Stroom-spanningskarakteristiek

Figuur 5.7: De (lawine) Zener-diode

dan ca. 5 tot 6 V is het lawine-effect dominant t.o.v. het Zener-effect. De Zenerspanning t.g.v. het lawine-effect heeft een positieve temperatuurscoëfficiënt, d.w.z. ze neemt toe bij toenemende temperaturen.

Voor Zenerdiodes van 5 a 6 V zijn zowel het Zener-als het lawine-effect actief, met als gevolg dat ze vrij onafhankelijk zijn van de temperatuur.

Oefeningen

Oefening 5.6-1:

Welke twee types doorslag kunnen er optreden in een diode?

Oefening 5.6-2:

Leg het begrip zenerdoorslag uit aan de hand van een energiebandendiagram.

Dit effect is dominant voor diodes met een typis bereik aan doorslagspanningen. Welk bereik?

Neemt de doorslagspanning van deze diodes toe of af met de temperatuur?

Oefening 5.6-3:

Leg het begrip lawinedoorslag uit aan de hand van een energiebandendiagram.

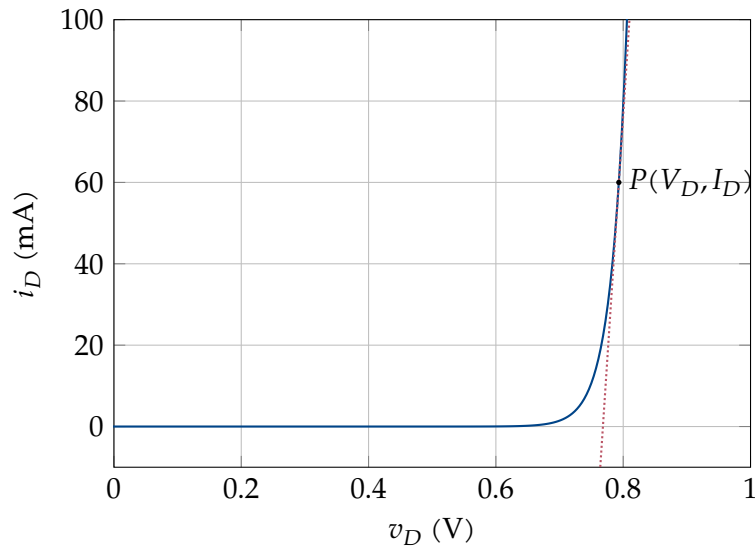
Dit effect is dominant voor diodes met een typis bereik aan doorslagspanningen. Welk bereik?

Neemt de doorslagspanning van deze diodes toe of af met de temperatuur?

5.7 Kleinsignaalmodel

Voorwaartse polarisatie

Indien we een diode gebruiken in een lineaire schakeling, dan kan het handig zijn om de diode te vervangen door een lineair model. Anders gezegd: we kunnen diode lineariseren rond het werkpunt P . Dit werd geïllustreerd in de onderstaande stroom-spanningskarakteristiek. De blauwe curve is de originele diodekarakteristiek. De gestipte groene curve de lineaire benadering.



Indien we dus vertrekken van de diodekarakteristiek

$$i_D = I_S \left(e^{\frac{v_D}{V_T}} - 1 \right)$$

dan kunnen we de helling G van de benadering berekenen als de afgeleide:

$$\begin{aligned} G \equiv \frac{di_D}{dv_D} &= \frac{I_S e^{\frac{v_D}{V_T}}}{V_T} \\ &= \frac{I_S \left(e^{\frac{v_D}{V_T}} - 1 \right) + I_S}{V_T} = \frac{i_D + I_S}{V_T} \end{aligned}$$

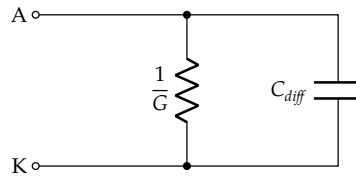
In het werkingpunt wordt dit:

$$G = \frac{I_D + I_S}{V_T}$$

Als extra kunnen we nog de niet-lineaire diffusiecapaciteit van de diode lineariseren om ze in het model op te nemen. We weten uit (5.18) dat:

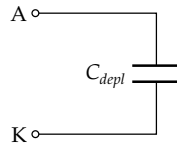
$$\begin{aligned} Q &= I_D \tau_a \\ \Leftrightarrow Q &= I_S \left(e^{\frac{v_D}{V_T}} - 1 \right) \tau_a \\ \Leftrightarrow C_{diff} &= \frac{dQ}{dv_D} = \frac{I_D + I_S}{V_T} \tau_a \\ \Leftrightarrow &\approx \frac{I_D}{V_T} \tau_a = G \tau_a \end{aligned}$$

Indien we ons dan nog realiseren dat de diode bij voorwaartse polarisatie een dominante diffusiecapaciteit heeft, ook een zekere junctiecapaciteit heeft, dan krijgen we het meest eenvoudige diodemodel, dat vanzelfsprekend enkel geldig is in de buurt van het werkingpunt:



Inverse polarisatie

Bij inverse polarisatie wordt het nog eenvoudiger, want dan is de geleidbaarheid van de diode quasi nul (de stroomcurve loopt horizontaal voor negatieve spanningen). Het is enkel de depletiecapaciteit die dan van tel is:



met

$$C_{depl} = A \sqrt{\frac{q\epsilon_{Si}}{2} \frac{1}{V_{bi} - 2V_T - V_D} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D}}$$

Oefeningen

Oefening 5.7-1:

Leid het kleinsignaalmodel voor een voorwaarts gepolariseerde diode af, startende van de diodekarakteristiek (die je in het formularium vindt) en je kennis over de junctiecapaciteit.

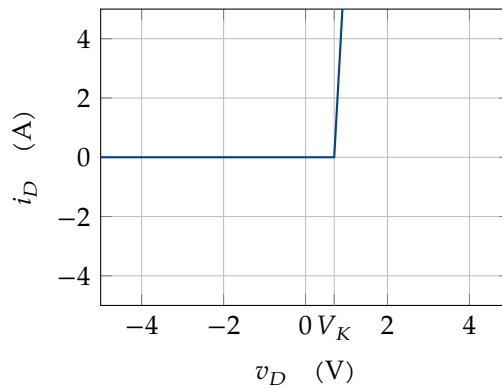
Oefening 5.7-2:

Leid het kleinsignaalmodel voor een invers gepolariseerde diode af, startende van de diodekarakteristiek (die je in het formularium vindt) en je kennis over de junctiecapaciteit.

5.8 Grootsignaalmodel

5.8.1 Voor handberekeningen

Indien een diode als schakelelement gebruikt wordt (bv. in vermogensconvertoren), dan kunnen we het volgende model gebruiken, i.f.v. het werkingsgebied. We benaderen de diodekarakteristiek a.d.h.v. twee rechten: de horizontale zolang $v_D \leq V_K$ en een sterk stijgende rechte van zodra $v_D \geq V_K$, waarbij de *kniespanning* V_K ongeveer gelijk is aan 0.7 V voor een klassieke silicium-halfgeleiderdiode.



Voorwaartse polarisatie

Indien $v_D > V_K$, dan kunnen we de schakeling vervangen door:



met $R_D \approx nV_T/I_D$ waarbij we voor I_D een gemiddelde waarde (d.w.z. een courante waarde voor de toepassing) nemen en n alweer de 'foefelfactor' is voor niet-ideale diodes.

Inverse polarisatie

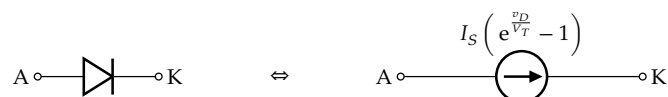
Indien $v_D < V_K$, dan kunnen we de schakeling vervangen door een open keten of indien we de lekstroom willen modelleren:



Hoe zou je dit model aanpassen om ook breakdown correct weer te geven?

5.8.2 Voor computerberekeningen

De Shockley-vergelijking is prima als grootsignaalmodel.



Oefeningen

Oefening 5.8.2-1:

Leid het grootsignaal voor een voorwaarts gepolariseerde diode af, startende van de diodekarakteristiek.

Oefening 5.8.2-2:

Leid het grootsignaal voor een invers gepolariseerde diode af, startende van de diodekarakteristiek.

5.9 De diode als discrete component

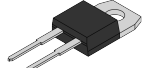
5.9.1 Verpakkingen

Diodes komen veelvuldig voor in geïntegreerde schakelingen (ICs) maar worden ook als discrete component geregeld gebruikt. Ze zijn beschikbaar in *Through Hole Technology* (THT) variant en in *Surface Mount Technology* (SMT) variant. Aangezien het belangrijk is welke aansluiting de anode is, en welke de kathode, wordt op diodes bijna altijd een streep gezet in de buurt van de kathode-aansluiting.

THT

Vermogendiodes komen nog vaak voor als THT componenten. De tabel hieronder geeft enkele typische verpakkingsvormen weer. De afkorting DO staat voor *diode outline* en TO voor *transistor outline*.

Tabel 5.1: Enkele THT verpakkingen voor diodes

Benaming	$L \times D \times \pi$ (mm ³)	Afbeelding
DO-204	5.08×1.27 tot 7.62×3.55	
	(glasvariant)	
Benaming	$L \times B \times H$ (mm ³)	Afbeelding
TO-220	$10.2 \times 15.1 \times 4.5$	

SMT

Binnen de SMT-varianten zien we een evolutie van versies met pinnetjes die uitsteken naar versies met soldeerverbindingen onder de component. Deze laatste maken het nameten van een schakeling er niet eenvoudiger op. De tabel hieronder geeft enkele typische verpakkingsvormen weer. De afkorting SOD staat voor *small outline diode*. De afkorting DSN staat voor *dual silicon no leads*.

Tabel 5.2: Enkele SMT verpakkingen voor diodes (afbeeldingen bron: Nexperia.com)

Benaming	$L \times B \times H$ (mm ³)	Afbeelding
SOD123	$2.68 \times 1.6 \times 1.1$	
SOD323	$1.7 \times 1.25 \times 0.95$	
SOD523	$1.2 \times 0.8 \times 0.6$	
DSN1006-2	$1.0 \times 0.6 \times 0.5$	
DSN0603-2	$0.6 \times 0.3 \times 0.27$	
DSN0402-2	$0.4 \times 0.2 \times 0.12$	
Benaming	$L \times D \times \pi$ (mm ³)	Afbeelding
SOD087	3.5×2.1	

De consequentie van deze evolutie is dat *Design for Testability* nog crucialer wordt: tijdens het ontwerp moet goed nagedacht worden waar meetpunten voorzien worden. De moderne componentverpakkingen laten immers vaak niet meer toe om rechtstreeks op de component te meten.

5.9.2 Type-aanduiding

Er zijn drie courante type-aanduidingen voor diodes:

EIA/JEDEC dit is het (oudste) Amerikaanse systeem waarbij de type-aanduiding start met '1X' gevolgd door een onderdeelcode (*part number*), waarbij de 1 het aantal PN-juncties aanduidt en de X een van de letter is uit de onderstaande tabel:

X	Variant
C	chip-variant
N	verpakte variant

JIS het Japanse systeem, waarbij de type-aanduiding start met '1SX' gevolgd door een onderdeelcode (*part number*). De 1 duidt het aantal PN-juncties aan (in het geval van een diode is dit 1), de S is letterlijk te nemen en de X is een van de letters uit de onderstaande tabel:

X	Type
E	Diode
Q	LED
S	Signaaldiode
T	Lawinediode
V	Varactor/Varicap
Z	Zenerdiode

Pro Electron het Europese systeem waarbij de typeaanduiding start met met twee letters MT gevolgd door een onderdeelcode (*part number*). De betekenis voor de twee letters vind je in der onderstaande tabel:

M	Materiaal	T	Type
A	Germanium	A	Signaaldiode
B	Silicium	B	Varicap
C	Galliumarsenide	Y	Gelijkrichterdiode
D	Legeringen	Z	Zenerdiode

Oefeningen

Oefening 5.9.2-1:

Ik heb twee componenten, een met als opschrift 2N2222 en een andere met als opschrift '1N4001'. Welke van de twee is een diode?

Oefening 5.9.2-2:

Ik vind in een kapot toestel een diode met opschrift BY133. Wat leert deze aanduiding mij over de diode?

Oefening 5.9.2-3:

In het labo vond ik op mijn werktafel een component met als opschrift BZY88C5V1. Wat kan je me vertellen over deze diode?

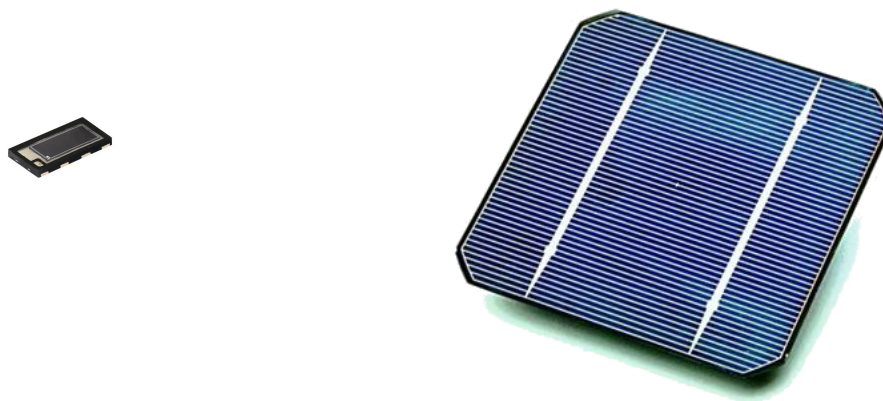
5.10 Speciale diodes

In deze sectie gaan we enkele speciale diodes bestuderen. Een eerste categorie zijn diodes waar licht een belangrijk rol speelt:

- de fotodiode
- de zonnecel
- de LED
- de laserdiode

Een tweede categorie zijn diodes waarbij een overgang wordt gemaakt van een metaal naar een gedopeerde halfgeleider (P of N). Op die manier ontstaat

- een Schottky diode



(a) Een fotodiode (VISHAY VEMD8080, afmetingen $4.8 \times 2.5 \times 0.48 \text{ mm}^3$)

(b) Een generische zonnecel (afmetingen $100 \times 100 \times 3 \text{ mm}^3$)

Figuur 5.8: Lichtgevoelige diodes

- een Ohms contact

Die laatste is geen diode, maar zal heel belangrijk blijken om een goed contact (d.w.z. met hele lage weerstand) te kunnen maken bij een verbinding tussen een metaalbaan op een chip en het halfgeleider materiaal eronder.

5.10.1 Fotodetectoren : de fotodiode en de zonnecel

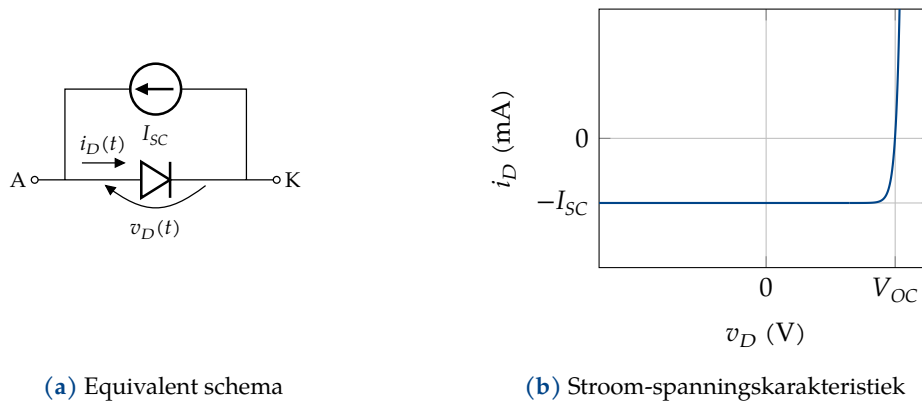
Een fotodiode is niets meer dan een diode waarin één van de contacten lichtdoorlatend gemaakt is (transparant, of met fysieke openingen in, zie Figuur 5.8a), zodat licht de halfgeleider kan binnendringen. Dezelfde structuur wordt ook gebruikt voor een fotovoltatische zonnecel (zie Figuur 5.8b). Ze wordt enkel in andere omstandigheden gebruikt. We komen hier later op terug.

Het symbool dat we gebruiken voor een fotodiode is dat van een gewone diode met twee pijltjes die het invallende licht symboliseren:

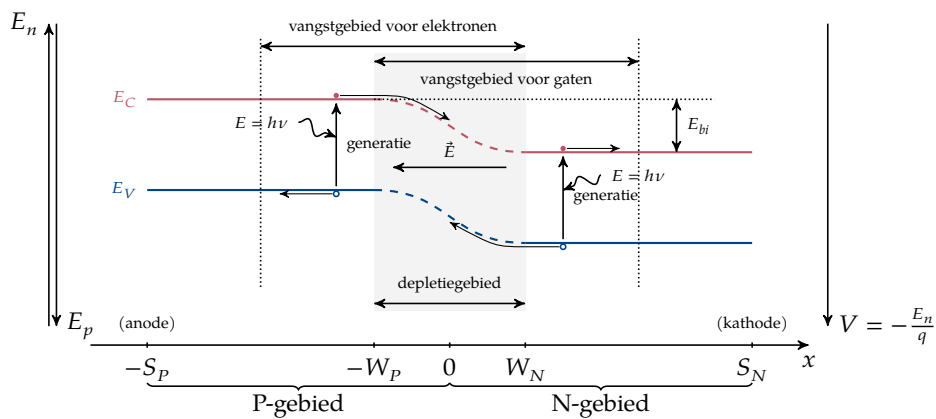


5.10.1.1 Kwalitatieve beschrijving

De fotonen van dit licht kunnen voor extra elektron-gat-paar-generatie zorgen in de halfgeleider indien de energie van het foton groter is dan de bandgap energie: $E \geq E_g$. Een elektron dat op die manier tot in de conductieband geraakt en binnen ca. één diffusielengte van junctie bevindt heeft een reële kans om te prooi te vallen aan het elektrische veld in de depletielaag. Dit veld sleurt het elektron naar het N-gebied waar het verder kan diffunderen tot aan de kathode. Hetzelfde gebeurt met gaten die meegezogen worden tot in het P-gebied, waar ze kunnen ontsnappen via de anode.



Figuur 5.9: Equivalent schema en stroom-spanningskarakteristiek van een fotodiode/zonnecel



Indien de diode kortgesloten is, dan zorgt dit fenomeen voor een extra stroom tegengesteld aan de conventionele diodestroom, bovenop de gewone mechanismen in de diode, m.a.w.

$$i_D = I_S \left(e^{\frac{v_D}{V_T}} - 1 \right) - I_{SC}$$

met I_{SC} de kortsluitstroom die gegenereert wordt t.g.v. de belichting van de diode. Dit komt overeen met het equivalente schema en de bijhorende stroom-spanningskarakteristiek van Figuur 5.9.

De openklemspanning van de fotodiode/zonnecel kan berekend worden door in de bovenstaande vergelijking $i_D = 0$ te stellen op te lossen naar v_D , met als resultaat:

$$V_{OC} \approx V_T \ln \left(\frac{I_{SC}}{I_S} \right)$$

waarbij we de constante -1 hebben verwaarloosd. De fout is zo klein dat dit quasi een exacte bandering is.

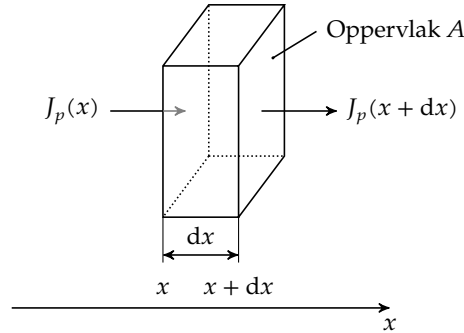
5.10.1.2 Afleiding van de stroom-spanningskarakteristiek

Een eerste belangrijke opmerking is dat we in de afleiding hieronder de elektron-gat-paren die in de depletielaag worden gegenereerd onder invloed van het invallend licht zullen verwaarlozen.

Dit gaat uit van de veronderstelling dat de depletielaag dun is en de extra hoeveelheid elektron-gat-paren die gegenereerd worden in de depletielaag klein is in vergelijking met de elektron-gat-paren die ontstaan in de neutrale gebieden.

De stroom spanningskarakteristiek kan op een gelijkaardige manier afgeleid worden als voor een gewone diode. Het startpunt is opnieuw het beschouwen van een infinitesimaal laagje in het neutrale gebied.

Voor het gemak leiden we terug af wat in het N-gebied gebeurt. De afleiding voor het P-gebied is analoog:



We veronderstellen opnieuw dat de stroom enkel in de x-richting vloeit en schrijven opnieuw de instroom en uitstroom van elektronen ter hoogte van x en $x + dx$, maar brengen — naast de recombinatieterm t.g.v. het overschot aan minderheidsladingsdragers — nu ook een tegen-gestelde term in rekening die aangeeft dat er omwille van de lichtinval G gaten per kubieke centimeter en seconde worden gegenereerd in het N-gebied:

$$A \cdot J_p(x) - A \cdot J_p(x + dx) - A \cdot dx \cdot \frac{p_N - p_{N,0}}{\tau_p} + A \cdot dx \cdot G = 0$$

Een gelijkaardige afleiding als op pagina 106 levert ons de volgende differentiaalvergelijking op waaruit we het profiel van het overschot aan minderheidsladingsdragers in het N-gebied kunnen berekenen:

$$\frac{\partial^2 p_{N,e}}{\partial x^2} - \frac{p_{N,e}}{D_p \tau_p} + \frac{G}{D_p} = 0$$

Dit is een lineaire, niet-homogene (partiële) differentiaalvergelijking van de tweede orde. De algemene oplossing van het geassocieerde homogene differentiaalvergelijking is nog steeds dezelfde:

$$p_{N,e} = C_1 e^{-\frac{x}{L_p}} + C_2 e^{\frac{x}{L_p}}$$

waarbij opnieuw $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$. Een particuliere oplossing van deze differentiaalvergelijking is:

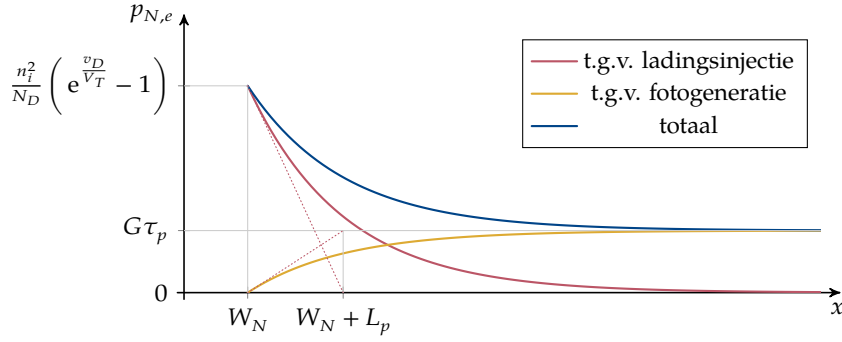
$$p_{N,e} = G \tau_p$$

De algemene oplossing wordt dus:

$$p_{N,e} = C_1 e^{-\frac{x}{L_p}} + C_2 e^{\frac{x}{L_p}} + G \tau_p$$

Indien we veronderstellen dat het neutrale gebied lang is, dan hebben we de volgende randvoorwaarden:

$$\begin{aligned} x = W_N &\Rightarrow p_{N,e} = \frac{n_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{v_D}{V_T}} - 1 \right) \\ x = S_N &\Rightarrow p_{N,e} = \tau_p G \end{aligned}$$



Figuur 5.10: Diffusieprofiel van een fotodiode/zonnecel in het neutrale N-gebied

Hieruit volgt:

$$C_1 = e^{W_N L_p} \left(\frac{n_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{v_D}{V_T}} - 1 \right) - G\tau_p \right)$$

$$C_2 = 0$$

en daardoor:

$$p_{N,e} = \frac{n_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{v_D}{V_T}} - 1 \right) e^{-\frac{x-W_N}{L_p}} + G\tau_p \left(1 - e^{-\frac{x-W_N}{L_p}} \right)$$

Een schets van dit overtalconcentratieprofiel vind je in Figuur 5.10 in blauw. Het is de som van het diffusiepatroon dat ontstaat omwille van de ladingsinjectie t.g.v. een voorwaartse spanning (in groen, dit is de normale diodewerking) en een omgekeerd diffusiepatroon dat ontstaat omwille van de fotogeneratie van elektron-gat-paren (in oranje). Het ladingsinjectieprofiel veroorzaakt een diffusiestroom naar rechts (richting kathode), fotogenerate veroorzaakt een diffusiestroom naar links (richting anode).

Op dezelfde manier kunnen we het overtalprofiel voor de minderheidselektronen in het P-gebied afleiden:

$$n_{P,e} = \frac{n_i^2}{N_A} \left(e^{\frac{v_D}{V_T}} - 1 \right) e^{\frac{x+W_P}{L_n}} + G\tau_n \left(1 - e^{\frac{x+W_P}{L_n}} \right)$$

Hieruit volgen de bijhorende (diffusie)stroomdichtheden aan de grenzen tussen de depletie-laag en de neutrale gebieden:

$$J_p(W_N) = q \frac{n_i^2}{N_D} \frac{D_p}{L_p} \left(e^{\frac{v_D}{V_T}} - 1 \right) - qGL_p$$

$$J_n(-W_P) = q \frac{n_i^2}{N_A} \frac{D_n}{L_n} \left(e^{\frac{v_D}{V_T}} - 1 \right) - qGL_n$$

en dus de totale stroomdichtheid:

$$J = J_p(W_N) + J_n(-W_P) = qn_i^2 \left(\frac{D_p}{N_D L_p} + \frac{D_n}{N_A L_n} \right) \left(e^{\frac{v_D}{V_T}} - 1 \right) - qG(L_p + L_n)$$

Hieruit blijkt opnieuw dat de fotodiode/zonnecel zich gedraagt als een doodgewone diode met daaraan (anti-)parallel een stroombron met als grootte:

$$I_{SC} = qGA(L_p + L_n)$$

met A de doorsnee-oppervlakte van de diode. Merk op dat een hoge diffusielengte goed is voor de hoeveelheid stroom die de diode genereert. De reden is evident, hoe hoger de diffusielengte,

hoe dikker de laag is waarin elektron-gat-paren kunnen ontstaan die via diffusie tot bij de depletielaag geraken, waar ze afgevoerd worden door het elektrische veld van de depletielaag.

5.10.1.3 De invloed van het gebruikte halfgeleidermateriaal

Het gebruikte halfgeleidermateriaal bepaalt de gegenereerde stroom van de fotodiode/zonnecel via meerdere parameters:

- de diffusielengte
- de grootte van de bandgap
- de penetratiediepte van het licht

Diffusielengte

Vermits $I_{SC} = qGA(L_p + L_n)$ hebben we baat bij hoge diffusielengtes. Anders gesteld (vermits $L = \sqrt{D\tau}$) hebben we nood aan materialen met een hoge diffusieconstante en een lange gemiddelde levensduur voor recombinatie optreedt.

Grootte van de bandgap

De fotonen kunnen maar elektron-gat-paren genereren indien hun energie E voldoet aan:

$$E = h\nu = h\frac{c}{\lambda} > E_g$$

met E_g de bandgap-energie van de halfgeleider. Anders gesteld:

$$\lambda < \frac{hc}{E_g}$$

Voor silicium weten we dat $E_g = 1.1 \text{ eV}$, wat will zeggen dat:

$$\lambda < \lambda_{crit} = \frac{6.63 \times 10^{-34} \text{ m}^2\text{kg/second} \cdot 3 \times 10^8 \text{ m/s}}{1.1 \text{ eV} \cdot 1.6 \times 10^{-19} \text{ joule/eV}} = 1.12 \mu\text{m}$$

Dit is fantastisch nieuws, want er zit voor die golflengtes aardig wat energie in het zonlicht. In onze streken, levert de middagzon op een niet-bewolkte dag zo'n 1000 W/m^2 stralingsenergie.

Penetratiediepte

De essentiële vraag hier is: hoe ver dringt het zonlicht de halfgeleider binnen?

De bepalende factor voor de penetratiediepte is de specifieke vorm van de bandenstructuur van belang. In het hoofdstuk over materiaaltechnologie hebben we het onderscheid gezien dus directe halfgeleiders (bv. GaAs) en indirecte halfgeleiders (bv. Si). De laatste vragen bij de overgang van een elektron van het maximum van de valentieband naar het minimum van de conductieband ook een wijziging in impuls van het elektron. Die kan enkel gerealiseerd worden via interactie met het trillende rooster. De kans dat er tegelijk een foton beschikbaar is en er een juiste impulswijziging gebeurt is klein, vandaar dat fotonen in indirect halfgeleiders

ver kunnen binnendringen eer ze een elektron-gat-paar kunnen genereren. Voor silicium is dat ongeveer 50 μm , voor galliumarsenide is dat maar 1 μm .

Anders gesteld: we hebben dikke laag indirect halfgeleidermateriaal nodig om de fotonen voldoende kans te geven een elektron-gat-paar te genereren. De logische keuze voor fotodiodes/zonnecellen zou dus een materiaal als GaAs zijn.

Toch blijkt Silicium het meest-gebruikte materiaal te zijn, omwille van het feit dat het zo goedkoop is en in massa beschikbaar (zie pagina 34).

Monokristallijn, polykristallijn, amorph: rendement, prijs en temperatuursgevoeligheid

Een zuiver monokristallijne zonnecel heeft het hoogste rendement (15-20%), gevolgd door een polykristallijne zonnecel (12-15%). Een amorphe zonnecel sluit het rijtje (6-8%).

Monokristallijne zonnecellen zijn duur om te produceren, polykristallijne zijn wat goedkoper. De amorphe zonnecel is veruit het goedkoopst.

Wat temperatuur betreft, moeten we vaststellen dat een monokristallijne zonnecel minder goed presteert bij hoge temperaturen. De polykristallijne versie doet het iets beter en behoudt beter zijn rendement bij hoge temperaturen. De amorphe heeft het minste last van een hoge temperatuur.

5.10.1.4 Responsiviteit en quantumefficiëntie

Zowel voor een fotodiode als voor een zonnecel is het conversierendement van invallend licht naar stroom belangrijk: voor de zonnecel om een goed rendement te halen en voor de fotodiode om een goede gevoeligheid te garanderen.

We drukken dit conversierendement uit m.b.v. de responsiviteit R . We bekijken daartoe de conversie van een foton in stroom.

Een foton met frequentie f heeft als energie:

$$E = hf$$

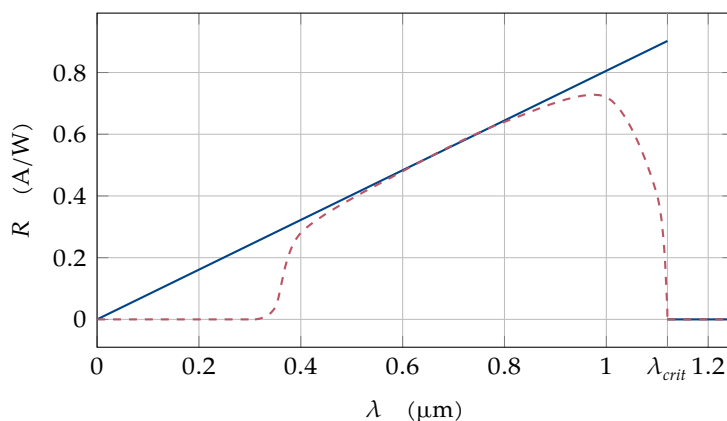
met h de constante van Planck ($6.626 \times 10^{-34} \text{ J/Hz}$).

Dat foton heeft een zekere kans om een elektron-gat-paar te maken. Die kans wordt beïnvloed door vele factoren: de energie van het foton moet groter zijn dan de bandgap-energie, het foton moet tot in de halfgeleider doordringen (en niet al in de glazen afscherming geabsorbeerd worden), ...Er zijn tal van redenen waarom de omzetting kan misgaan. De kans dat de omzetting succesvol is noemen we η , de *quantumefficiëntie*.

Bijgevolg is de totale hoeveelheid lading die gemiddeld per foton gegenereerd wordt gelijk aan:

$$Q = \eta q$$

Indien er nu een lichtbundel met vermogen P op de fotodiode/zonnecel invalt, dan komt dit overeen met P/hf fotonen per seconde. Dit zal resulteren in de volgende hoeveelheid lading per



Figuur 5.11: Responsiviteit i.f.v. de golflengte voor silicium voor een ideale detector (blauwe volle lijn) en voor een reële detector (groene gestreepte lijn)

seconde (= stroom):

$$I = \eta \frac{q}{hf} P$$

$$= \eta \frac{q\lambda}{hc} P$$

De responsiviteit R definiëren we als:

$$R = \frac{I}{P} = \eta \frac{q\lambda}{hc}$$

en heeft als eenheid A/W.

Het verband tussen R en de golflengte wordt weergegeven in Figuur 5.11: blauw voor een ideale detector, groen voor een reële detector. De curve valt plots op nul van zodra de energie van het foton te klein is om de bandgap te overwinnen (bij $\lambda \geq hc/E_g$). Het verschil tussen de reële curve en de ideale is

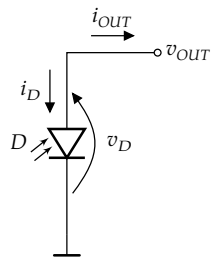
- voor kleine golflengtes te wijten aan het feit dat deze fotonen (UV-licht) vaak al gebaseerd worden in de glasplaat,
- voor grote golflengtes aan het feit dat de kans op een elektron-gat-paar afneemt omdat silicium geen directe halfgeleider is.

5.10.1.5 Het werkingspunt

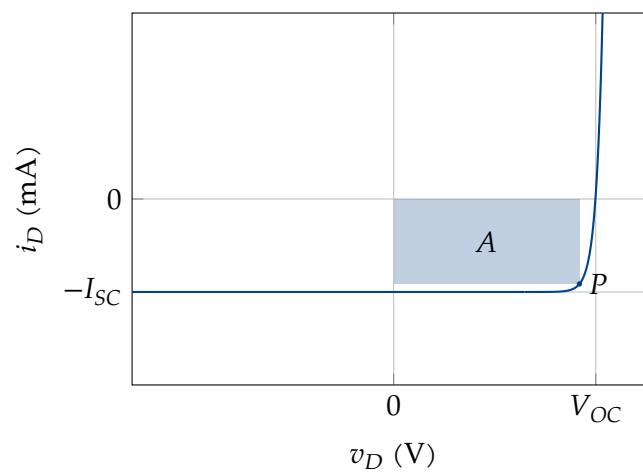
Voor een zonnecel

Het doel van een zonnecel is elektrisch vermogen opwekken. Dat wil zeggen dat we de cel moeten gebruiken in kwadrant II of IV van de stroom-spanningskarakteristiek. Aangezien de karakteristiek niet door kwadrant II loopt, schiet enkele kwadrant IV over. Figuur 5.12 illustreert dit.

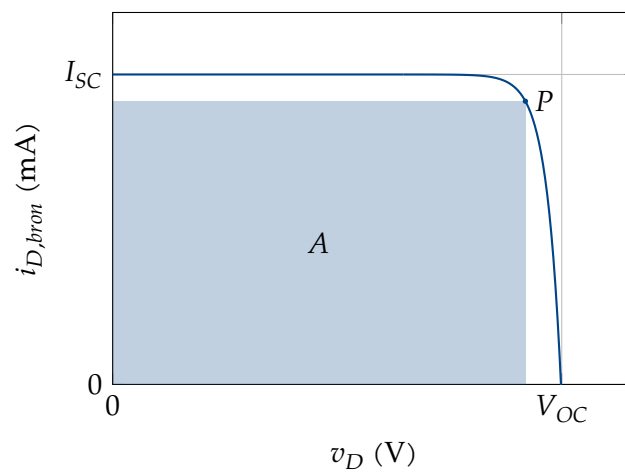
We willen natuurlijk zoveel mogelijk vermogen leveren. Het vermogen dat de cel levert is gelijk aan het oppervlak A van de rechthoek die gevormd wordt in de stroom-spanningsgrafiek tussen de oorsprong en het werkingspunt P (zie Figuur 5.12b).



(a) De zonnecel als bron



(b) Stroom-spanningsgrafiek met de rechthoek die het gegenereerde vermogen weergeeft



(c) Dezelfde stroom-spanningsgrafiek maar deze maal in bronconventie en beperkt tot het vermogenopwekkende kwadrant

Figuur 5.12: De zonnecel en haar werking

Om aan te geven hoe goed het werkingpunt gekozen is, gebruiken we doorgaans de *fill factor* FF , d.i:

$$FF = \frac{A}{V_{OC}I_{SC}}$$

Logischerwijze geldt: $0 \leq FF < 1$.

Merk op dat het werkingpunt niet *at design time* kan vastgelegd worden. Het moet zich dynamisch aanpassen om het maximale vermogen op te leveren. Meer of minder zonne-instraling gaat immers zorgen voor een zich wijzigende kortsluitstroom I_{SC} (d.w.z. het omhoog en omlaag schuiven van de zonnecelkarakteristiek). Bijkomend: in sectie 5.10.1.6 zullen we zien dat ook de openklemspanning V_{OC} zich verplaatst naarmate de temperatuur wijzigt. De hele curve is dus dynamisch.

De elektronica die daarvoor zorgt, noemen we een *tracker*.

Voor een fotodiode

Het doel van de fotodiode is de belichtingstoestand ervan meten (is het licht of donker?). Dat kunnen we best in kwadrant III, want daar is de relatie tussen de hoeveelheid gegenereerde elektron-gat-paren en de gegenereerde stroom heel eenvoudig:

$$I_{SC} \propto G$$

We schakelen de fotodiode dan in serie met een weerstand (zie Figuur 5.13a) waarachter wat versterking kan volgen, of in een stroom-spanningsconvector (zie Figuur 5.13b).

5.10.1.6 De invloed van de temperatuur

Indien de temperatuur wijzigt, dan heeft dat een niet te verwaarlozen effect op de parameters van de zonnecel (of de fotodiode). Concreet:

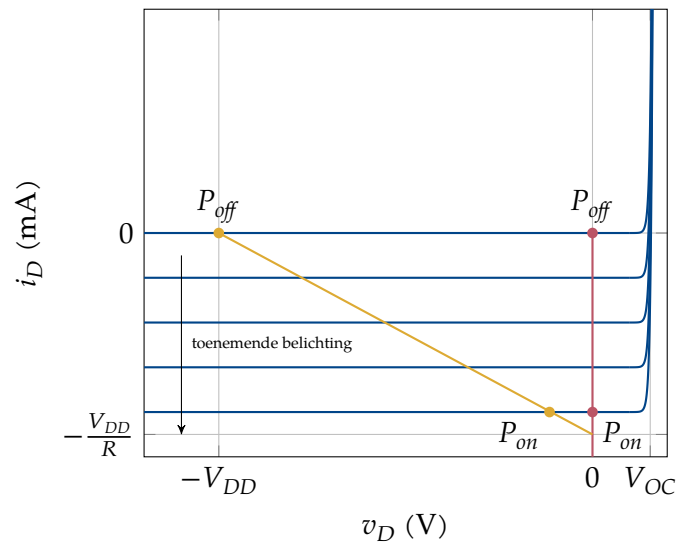
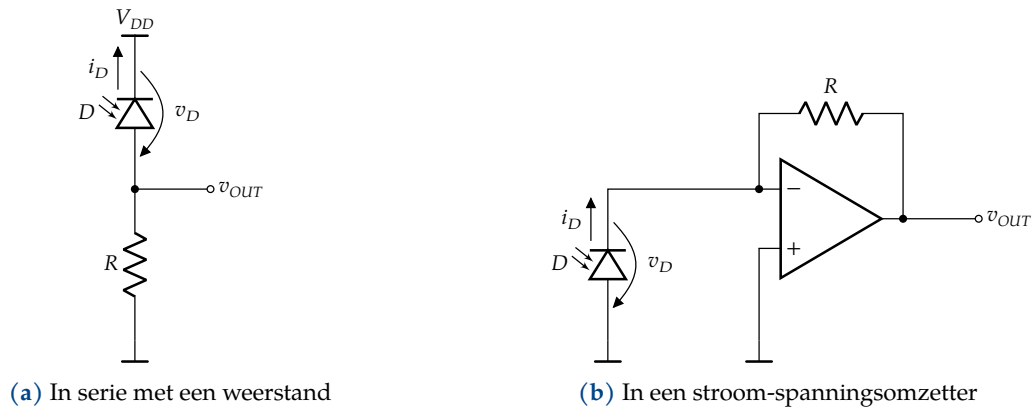
De *opgewekte kortsluitstroom* I_{SC} wijzigt quasi niet. De stroom is afhankelijk van het invallende lichtvermogen en de bandgap die de elektronen moeten overwinnen. Enkel deze laatste neemt lichtjes af met stijgende temperatuur. Hierdoor kan ook licht van een wat grotere golflengte elektronen genereren. Het blijkt dat de kortsluitstroom voor silicium zonnecellen bij een invallend zonlicht ongeveer met 0.06% stijgt per graad temperatuursverhoging. Dat is een verwaarloosbaar klein effect.

De *saturatiestroom* is wel behoorlijk temperatuursafhankelijk. We weten uit sectie 5.3,

$$I_S \approx CT^\gamma e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

Het gevolg hiervan is dat ook de *openklemspanning* V_{OC} afhangt van de temperatuur. Immers:

$$V_{OC} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_{SC}}{I_S} \right) = \frac{kT}{q} (\ln I_{SC} - \ln I_S) = \frac{kT}{q} \left(\ln I_{SC} - \ln C + \gamma \ln T - \frac{E_g}{kT} \right)$$



(c) Stroom-spanningsgrafiek van de fotodiode (in blauw, voor diverse belichtingsomstandigheden), met de belastingslijn en bijhorende werkingpunten bij gebruik met een serieweerstand in geel en bij gebruik met een stroom-spanningsconverteer in rood.

Figuur 5.13: Typische fotodiode-schakelingen en hun werking

We kunnen nu de afgeleide naar de temperatuur bepalen:

$$\frac{dV_{OC}}{dT} = \dots = \frac{V_{OC} - V_g}{T} - \gamma \frac{k}{q}$$

met $V_g = E_g/q$. Indien we enkele typische waarden invullen, nl. $V_{OC} = 600 \text{ mV}$, $V_g = 1.1 \text{ V}$, $T = 300 \text{ K}$ en $k/q = 86 \mu\text{V/K}$, dan krijgen we:

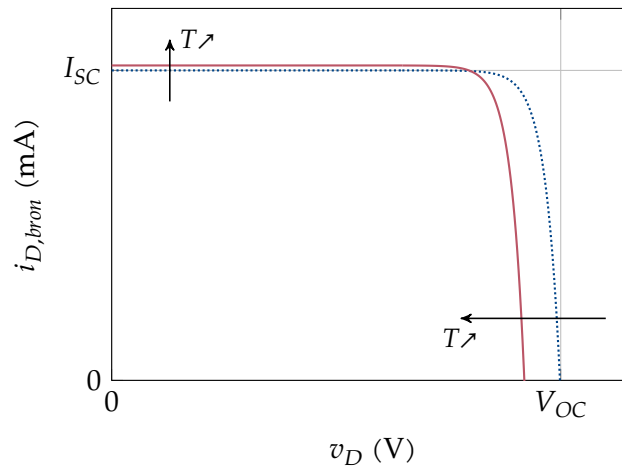
$$\frac{dV_{OC}}{dT} \approx -2 \text{ mV/K}$$

Dit leidt tot een wijziging in de stroom-spanningskarakteristiek van de zonnecel, zoals aangegeven in Figuur 5.14.

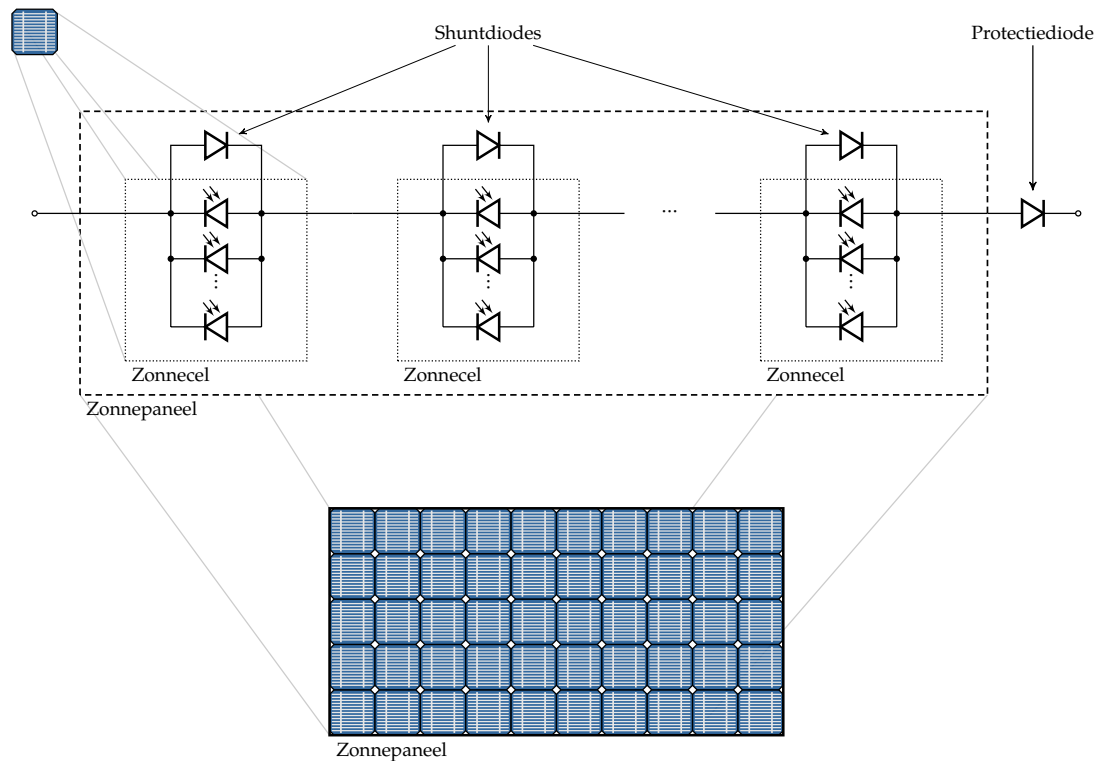
5.10.1.7 Serie- en parallelschakelingen van zonnecellen

Om voldoende vermogen te kunnen opwekken hebben we veel zonnecellen nodig. Om te vermijden dat we voor elke zonnecel een dradenpaar naar de omvormer moeten leiden, schakelen we meerdere zonnecellen (doorgaans in serie), zie Figuur 5.15. Dit vermijdt ook dat we teveel weerstandsverlies hebben in de draden die naar de omvormer leiden.

Zonnecellen worden op die manier gebundeld in een zonnepaneel.



Figuur 5.14: Stroom-spanningscurve van een zonnecel bij nominale temperatuur (blauw, gepunt) en bij verhoogde temperatuur (rood, doorlopend)



Figuur 5.15: Serieschakeling van zonnecellen in een paneel met shunt diodes per cel en een protectiediode per paneel

Om theoretisch optimaal te werken zouden we echter het werkingpunt van elke zonnecel apart moeten instellen. Dat is omwille van het serieschakelen van de cellen en het serie en parallelschakelen van de panelen niet haalbaar. De omvormer kan enkel het werkingpunt kiezen van een heel paneel of van een ketting van panelen.

Helaas kan daar een probleem ontstaan. Indien een van de cellen in de serieschakeling een schaduw over zich heeft, dan zal de stroom door die cel quasi nul worden, waardoor de serieschakeling geen stroom meer zal leveren en dus ook geen vermogen.

We kunnen dit oplossen door shunt-diodes aan te brengen, parallel aan elke cel (zie Figuur 5.15). Om kostredenen wordt er vaak voor gekozen om niet één shunt-diode per cel te voorzien, maar enkel per 3 of 4 cellen, of in een nog slechter geval, één per paneel. De laatste optie is de goedkoopste, maar dan verliezen we natuurlijk de totale opbrengst van het paneel als één cel niet belicht is.

Verder moeten we nog beletten dat de stroom door een ketting panelen in de verkeerde zin gaat stromen. Dit zou kunnen gebeuren indien een sterke kring parallel geschakeld wordt aan een zwakke kring (met bijvoorbeeld een deels beschadwd paneel of een of meerdere kapotte cellen). Die zwakke kring zou dan een belasting kunnen worden voor de sterke kring en als verbruiker gaan optreden. We lossen dit op door een protectiediode te plaatsen in serie met de ketting.

Protectiediodes worden gemakshalve vaak al in de panelen ingebouwd. Als diodes worden frequent Schottkey-diodes gebruikt (zie verder), omwille van hun geringe voorwaartse kniespanning. Een kleinere voorwaartse spanning betekent minder vermogenverlies in de diode.

Merk ook op dat shunt-diodes gunstig zijn in het geval één van de cellen kapot gaat.

Oefeningen

Oefening 5.10.1.7-1:

Teken het energiebandendiagram van een fotodiode. Leg aan de hand van het diagram uit hoe een fotodiode werkt. Duid het vangstgebied voor elektronen en het vangstgebied voor gaten aan. Wat bepaalt de grootte van dit vangstgebied?

Oefening 5.10.1.7-2:

De aard van het halfgeleidermateriaal speelt een belangrijke rol bij de effectiviteit van een fotodetector. Wat zijn de drie belangrijke factoren en beschrijf elk van hen.

Oefening 5.10.1.7-3:

Definieer het begrip quantumefficiëntie. Noem deze parameter η . Leid de formule voor de responsiviteit af, gegeven η en een lichtvermogen P (met eenheid W). Schets de grafiek van de responsiviteit in functie van de golflengte voor silicium.

Oefening 5.10.1.7-4:

Definieer het begrip *fill factor* a.d.h.v. de stroom-spanningsgrafiek van een zonnecel.

Oefening 5.10.1.7-5:

Hoe kunnen we met één weerstand de belichtingstoestand van een fotodiode omzetten in een spanning? Hoe kunnen we dat doen als we ook een opamp ter beschikking hebben. Licht de schakelingen toe a.d.h.v. de stroom-spanningsgrafiek van een fotodiode.

Oefening 5.10.1.7-6:

Schets in een stroom-spanningsgrafiek van een zonnecel hoe de karakteristiek zich wijzigt indien de temperatuur toeneemt. Welke invloed heeft dit op de opbrengst van de zonnepanelen?

Oefening 5.10.1.7-7:

Teken de opbouw van een zonnepaneel als serie-parallelschakeling. Breng de nodige diodes aan om het paneel en de cellen te beschermen. Benoem deze diodes en leg uit onder welke omstandigheden ze nodig zijn.

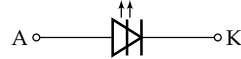
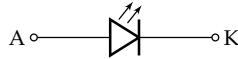
5.10.2 Fotogeneratoren: LEDs en Laserdiodes

Principe en symbool

De basis voor fotogeneratoren is het recombineren van een elektron en een gat. Elektronen vallen terug van de conductieband naar de valentieband en moeten daarbij energie verliezen. Ze kunnen dat doen door:

- te botsen met het kristalrooster (ze warmen het materiaal op die manier op) — dit is het dominante effect in een niet-directe halfgeleider,
- een foton uit te sturen (ze produceren licht) — dit is het dominante effect in een directe halfgeleider.

We gebruiken als symbool een diode met twee pijltjes die het gegenereerde licht weergeven (hieronder links). We vermelden ook het symbool van een laserdiode (hieronder rechts, die monochromatisch, coherent licht genereert), maar we gaan hier niet verder op in. We concentreren ons op de gewone *light emitting diode* of *LED*.



Om voldoende fotonen te produceren, gaan we dus een directe halfgeleider gebruiken en deze voorwaarts polariseren, zodat er als gevolg van de ambipolaire diffusie voldoende recombinatie optreedt in de neutrale gebieden.

Het licht dat geproduceerd wordt heeft een golflengte met een bijhorende energie (hc/λ) die in de buurt van de bandgap-energie ligt:

$$\lambda \approx \frac{hc}{E_g}$$

Verpakking

LEDs bestaan zowel in THT versie, als in SMT versies. Enkele voorbeelden vind je in Figuur 5.16. Sommige LEDs worden zelfs voorzien van een plastic lens om het licht te concentreren in een beperkte bundelgrootte. De gegevens over de bundelhoek en de lichtopbrengst vind je in het datablad van de component. In je cursus beeldverwerking ga je alles leren over stralingspatronen, lichtfluxen en lichtintensiteiten. Dat ga je ook kunnen toepassen op LEDs.

Bij de THT componenten is het beentje van de anode langer dan dat van de kathode. Bij de ronde THT componenten is de kant van de kathode afgeplat. Het plastic van de behuizing wordt soms gekleurd, maar dat hoeft niet. Een LED met transparante plastic behuizing kan ook gekleurd licht genereren. Soms wordt de LED chip ook zonder behuizing rechtstreeks op een substraat (het bord) bevestigd. We spreken dan van een *chip-on-board* (COB) LED.

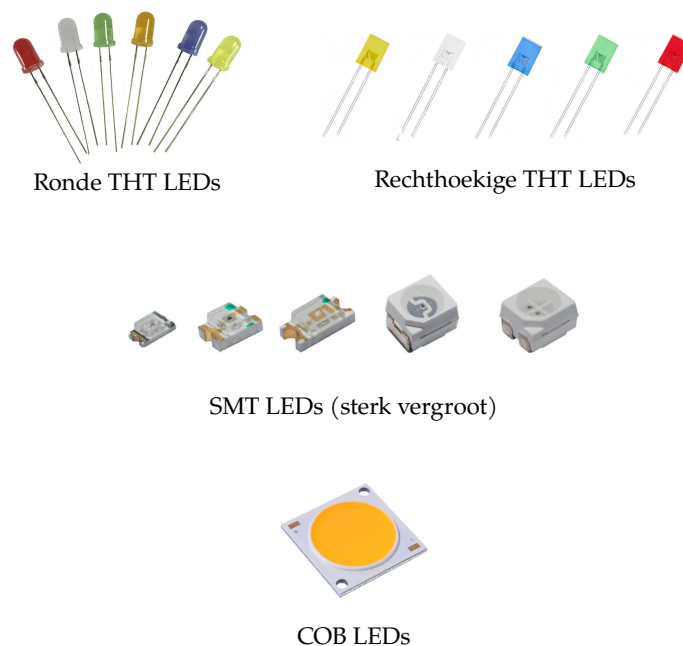
Kleuren

Verschillende halfgeleidermaterialen hebben een verschillende bandgap-energie. Op die manier kunnen we verschillende kleuren maken die zelfs ruimer gaan dan het zichtbare spectrum. De keuze is echter beperkt.

De andere kleuren worden gemaakt door legeringen van twee of drie binaire halfgeleiders als epitaxiaallaag te groeien op een substraat (een binaire halfgeleider). Het rendement van een dergelijke halfgeleider wordt in grote mate bepaald door

- de transparantie van het substraat bij de gewenste golflengte (dat wil zeggen dat er weinig fotonen verloren gaan door absorptie in het substraat)
- de compatibiliteit van de roosterafmeting van de legering met de roosterafmeting van het substraat; afwijkende afmetingen zorgen immers voor een rendements- en betrouwbaarheidsdaling (er gaat energie verloren in warmte).

Indien het gebruik van legeringen nog geen afdoende resultaat oplevert (wat kleur en rendement betreft), dan kan ook nog altijd een fosforlaag aangebracht worden op de LED. Deze fosforlaag kan dan een deel van de gegenereerde fotonen omzetten in fotonen van een andere



Figuur 5.16: Diverse LED behuizingen

golflengte. Witte leds worden op die manier gemaakt uit blauwe leds (door een deel van de fotonen om te zetten in gele fotonen).

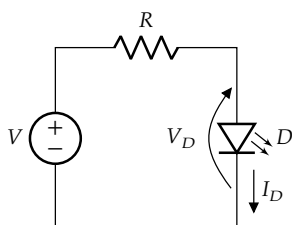
Een andere optie is om meerdere leds te combineren en zo kleuren additief te mengen.

Tot slot zijn er nog OLEDs, dat zijn organische LEDs waarbij organische materialen met halfgeleidereigenschappen gecombineerd worden om lichtgevende diodes te maken, soms gecombineerd met fosfor voor kleurconversie.

Schakeling

Het doel van een LED is om een bepaalde hoeveelheid licht uit te stralen. Die is evenredig met de stroom die we door de LED sturen. Daarom zullen we LEDs steeds voorzien van een vaste stroom. In functie daarvan zal de LED een zekere spanning ontwikkelen (gerelateerd aan de bandgap van het halfgeleidermateriaal).

De meest eenvoudige manier om de stroom door de LED vast te leggen, is m.b.v. een seriële weerstand:



zodat

$$i_D = \frac{V - V_D}{R}$$

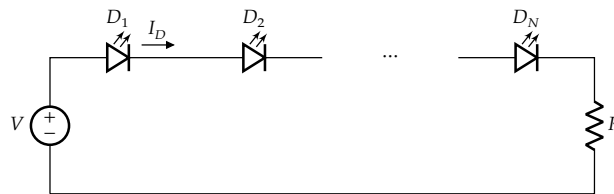
waarbij voor V_D de typische waarde uit een datasheet kan genomen worden (zie ook Tabel 5.3).

Tabel 5.3: Typische spanningsval over een LED bij $I_D = 20 \text{ mA}$

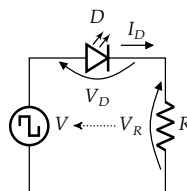
Technologie	Kleur	Spanningsval (V)
GaAs	Infra-rood	1.2
GaAlAs	Rood	1.6
GaAsP	Oranje	1.8
GaAsP	Geel	2.0
GaP	Groen	2.1
InGaN	Blauw	2.5-3.7
InGaN	Violet	2.8-4.0
InGaN	Wit	4.0
AlGaInP	Ultra-violet	3.1-4.4

Omdat die weerstand een deel van het toegevoerde vermogen opstoot in warmte, zullen we proberen deze weerstand zo klein mogelijk te maken. Dit kan op verschillende manier:

- meerdere LEDs in serie plaatsen, zodat de fractie van de spanning die licht genereert groot is in vergelijking met de spanning over de weerstand. Dit is een goede oplossing indien het lichtrendement de enige zorg is.



- door de LEDs te moduleren met een blokgolf, zodat de gemiddelde stroom niet boven de gewenste waarde uitkomt. Door de *duty cycle* van de blokgolf te regelen, kunnen we ook de lichtintensiteit regelen. Een nadeel is wel dat de LED zal flikkeren. Als de frequentie echter hoog genoeg is, zullen we dit als mens niet merken. Dit is een goede oplossing indien het vermogenbudget beperkt is.



▸ Indien de LED gevoed wordt met wisselspanning, dan is *fase-aansnijding* ook een optie.

Oefeningen

Oefening 5.10.2-1:

Leg uit hoe een fotodiode werkt. Op welke manieren kan je een specifieke kleur van fotodiode maken? Beschrijf er drie.

Oefening 5.10.2-2:

We willen een groene GaP fotodiode aansturen vanuit een microcontroller die werkt op een voedingsspanning van 3.3 V. Bepaal de weerstand die je nodig hebt om een diodestroom van 10 mA te realiseren. Veronderstel dat de uitgangspin van de microcontroller voldoende stroom kan leveren.

Oefening 5.10.2-3:

(los deze oefening op na het doornemen van de hoofdstukken over BJT en FET)

We willen een rode GaAlAs fotodiode aansturen vanuit een microcontroller die werkt op een voedingsspanning van 3.3 V. Bepaal de weerstand die je nodig hebt om een diodestroom van 10 mA te realiseren. Veronderstel dat de uitgangspin van de microcontroller *onvoldoende* stroom kan leveren en dat je een transistor nodig hebt als buffer.

5.10.3 De Schottky diode en Ohmse contacten

Schottky diode

Indien we een metaal in contact brengen met een gedopeerd halfgeleidermateriaal, dan krijgen we ook een diode. We noemen een dergelijke metaal-halfgeleiderdiode een *Schottky diode*. We kunnen een versie maken met een p-type halfgeleider en een versie met een n-type halfgeleider. Het symbool dat we gebruiken voor een Schottky diode is heel herkenbaar:

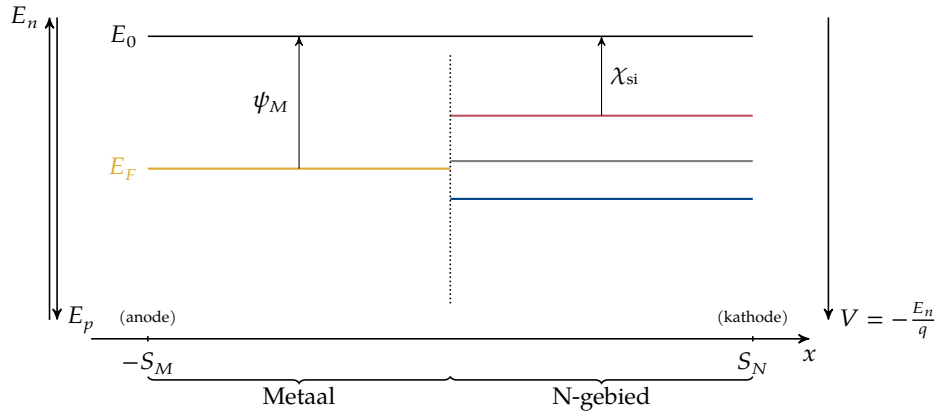


We beschrijven de werking ineens a.d.h.v. het energiebandendiagram. Indien we een metaal in contact brengen met een n-type halfgeleider, dan zal er een diffusiestroom ontstaan van elektronen uit de conductieband van het N-gebied naar het metaal (omdat de elektronen daar op een lager niveau zitten. We leggen eerst uit waarom.

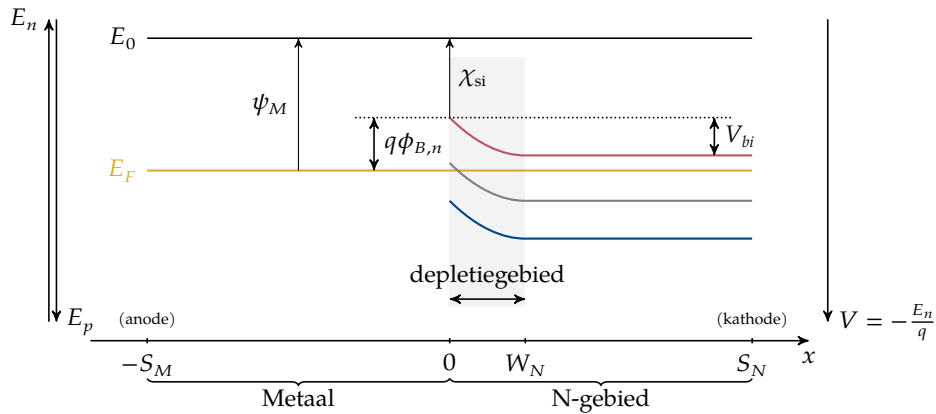
Herinner je immers dat *bij een halfgeleider* de *bandgap* ervoor zorgt dat er enkel elektronen op het valentieband- en het conductiebandniveau zitten. Normaal zitten ze allemaal in de valentieband, maar ten gevolge van thermische generatie en dopering heb je een (relatief beperkte) hoeveelheid elektronen in de conductieband. De vulling van de conductieband wordt bepaald door het Fermi-energieniveau en de Fermi-Dirac verdeling.

Bij een metaal is er geen bandgap. De bezetting van de (continue) energietoestanden wordt eveneens beschreven met een Fermi-Dirac verdeling. Het Fermi-niveau geeft de vulling van de band weer, en ook de energie van de elektronen in het metaal met de hoogste energie.

De ophijning van de twee energie-banden gebeurt a.d.h.v. de *werkfunctie* ψ_M van het metaal (dit is de energie die nodig is om een elektron uit het metaal te verwijderen) en de *elektron-affiniteit* χ_{Si} van het silicium, dat is de energie die nodig is om een elektron uit de conductieband van het silicium weg te halen. Het energieniveau waarnaar het elektron moet gebracht worden (E_0) is uniek op elke punt in de ruimte, dus ook aan het grensvlak. Hieronder werd de situatie getekend die ontstaat op het moment dat we de twee materialen in contact met elkaar brengen.



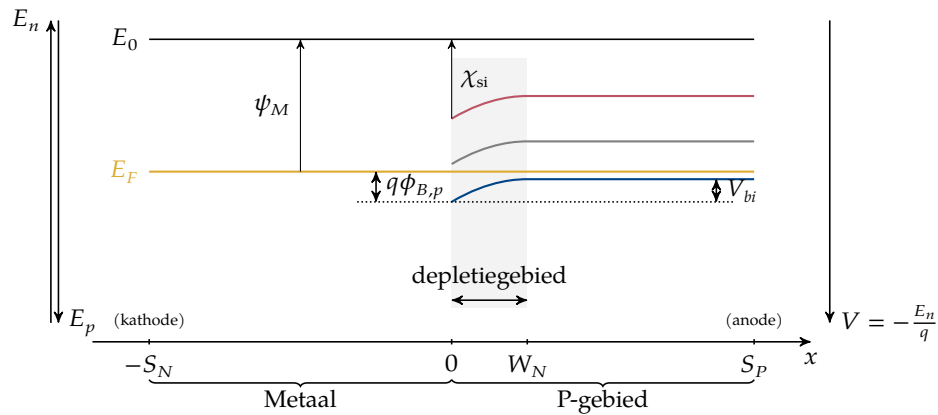
In het halfgeleidermateriaal en in het metaal voeren de elektronen een constante random diffusiebeweging uit (ze hebben een zekere snelheidsenergie). De elektronen in het metaal kunnen niet naar de halfgeleider omdat ze te weinig energie hebben, maar die van de halfgeleider kunnen van de klif met barrièrehoogte $q\phi_{B,n}$ naar beneden springen. Er ontsnappen dus heel wat elektronen naar het metaal. De doperingsatomen vlak bij het grensvlak worden daardoor positief geladen. Zo ontstaat een elektrisch veld dat de diffusie tegengaat. Er kan immers geen blijvende diffusiestroom vloeien. Het veld compenseert de diffusie en zo ontstaat opnieuw een depletiegebied en een ingebouwde potentiaalberg. De situatie ziet er dus al gauw zo uit:



We kunnen de ingebouwde spanning berekenen als:

$$\begin{aligned}
 V_{bi} &= \frac{1}{q} (q\phi_{B,n} - (E_c - E_F)) \\
 &= \frac{1}{q} (q\phi_{B,n} - (E_C - E_i) + (E_F - E_i)) \\
 &= \frac{1}{q} \left(q\phi_{B,n} - \frac{E_g}{2} + kT \ln \frac{N_D}{n_i} \right)
 \end{aligned}$$

Indien we een p-type materiaal in contact brengen met een halfgeleider, krijgen we een gelijkwaardig energiebandenprofiel, deze maal met barrièrehoogte $q\phi_{B,p}$:



met als ingebouwde spanning:

$$V_{bi} = \frac{1}{q} \left(q\phi_{B,p} + \frac{E_g}{2} - kT \ln \frac{N_A}{n_i} \right)$$

De barrièrehogtes voor metaal-siliciumverbindingen zijn in de praktijk licht anders dan het verschil tussen de werkfunctie van het metaal en elektronaffiniteit van het silicium omwille van interface-effecten (waardoor ze ook licht functie zijn van de dopering van het halfgeleidendemateriaal).

De essentie is echter dat ze toelaten om diodes te maken met een kleinere ingebouwde spanning dan een gewone PN-diode.

Verder is de werking van een Schottky-diode volledig gelijkaardig aan die van een gewone diode. De drie belangrijkste verschillen zijn:

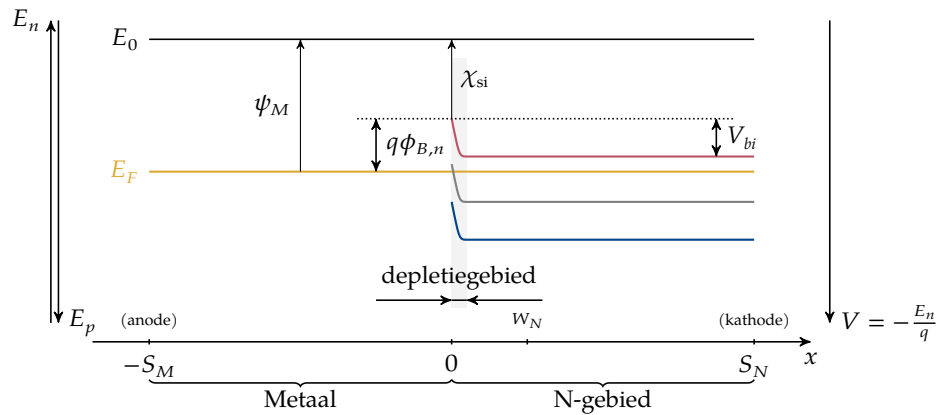
- een kleinere *kniespanning*,
- een grotere *lekstroom* (omwille van de generatie van extra elektron-gatparen die gegenereerd worden aan het interface-oppervlak),
- een kleinere *breakdownspanning* omwille van het feit dat de tunnelingbarrière kleiner is.

Het gebruik van Schottky diodes situeert zich dan ook vaak in applicaties waarbij de kleinere kniespanning het vermogenverlies in voorwaartse werking kan verminderen (bv. als shunt-diode in zonnepanelen of als diode bij een schakelende voeding).

Ohmse contacten

Indien we in een Schottky diode de halfgeleider zeer sterk doperen, dan wordt de depletielaag heel dun, waardoor de potentiaalbarrière onvoldoende wordt om tunneling tegen te houden.

Dit werd hieronder getekend:



Dit heeft twee effecten:

- bij kleine voorwaartse spanningen gaat de diode al stroom geleiden door tunneling
- de diode kan niet meer sperren in inverse werking, eveneens door tunneling

We krijgen m.a.w. een contact tussen het metaal en de halfgeleider die zich gedraagt als een weerstand. we noemen dit een *Ohms contact*. Ons doel is met deze component niet om een diode te maken. We weten echter op basis van dit inzicht dat als we een metaal in contact brengen met een hooggedopeerde halfgeleider, dat we een goed elektrisch contact realiseren. We gebruiken dit bv. in een MOSFET.

We zullen deze techniek standaard gebruiken bij *bipolaire junctietransistoren* (BJTs) en *veldeffect-transistoren* (FETs) om een goede verbinding te maken tussen de metalen interconnectielagen en de gedopeerde halfgeleidergebieden.

Oefeningen

Oefening 5.10.3-1:

Leg de werking van een Schottky diode uit op basis van het energiebandendiagram.

Oefening 5.10.3-2:

Welke voordeel bieden Schottky diodes tegenover gewone diodes? Wat boeten we hiervoor in?

Oefening 5.10.3-3:

Leg de werking van een Ohms contact uit op basis van het energiebandendiagram.

5.11 Overzicht van de symbolen

Aangezien er vele types diodes bestaan, loont het de moeite om een overzicht te maken van alle courante symbolen die je kan tegenkomen in een schakeling. Dit is een lijstje dat je eigenlijk wel van buiten zou moeten kennen:

Naam	Symbool
Gewone diode	A  K
Schottky diode	A  K
Zener diode	A  K
Fotodiode	A  K
LED	A  K
Varicap	A  K
Laserdiode	A  K

Bipolaire Junctietransistoren (BJTs)

Overzicht

6.1	Opbouw	150
6.2	Kwalitatieve beschrijving	150
6.3	Beschrijving op basis van energiebandendiagram	153
6.4	Afleiding van de karakteristieken	155
6.5	Basisconfiguraties en versterkingsfactoren	165
6.6	Breakdown / Absolute maximumwaarden	167
6.7	Modellen en parameters	169
6.7.1	Grootsignaalmodellen	169
6.7.2	Kleinsignaalmodel	171
6.7.3	Enkele cruciale parameters	174
6.8	De BJT als discrete component	176
6.8.1	Behuizingen	176
6.8.2	Type-aanduiding	179
6.8.3	Kleinsignaalparameters	179
6.9	Basisschakelingen	181
6.9.1	De transistor als schakelaar	181
6.9.2	De transistor als buffer/levelshifter (emittervolger)	183
6.9.3	De transistor als kleinsignaalversterker	184
6.9.4	De transistor als vermogenversterker	190
6.10	Speciale bipolaire transistoren	193
6.11	Overzicht van de symbolen	194

Symbol De *bipolaire junctietransistor (BJT)* is een component met drie klemmen, die we collector (C), basis (B) en emitter (E) noemen. We onderscheiden twee versies, een NPN-transistor en een PNP-transistor, elk met hun eigen symbool (zie Figuur 6.1). We *labelen* een bipolaire junctietransistor vaak met het symbool *Q* gevolgd door een volgnummer.



Figuur 6.1: Netwerksymbolen van de bipolaire junctietransistor

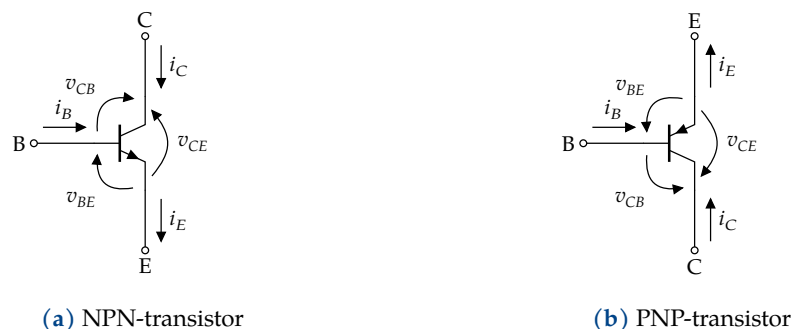
Opbouw De bipolaire junctietransistor bestaat uit drie lagen halfgeleidermateriaal, alternerende gedopeerd, zoals aangegeven in Figuur 6.2. De emitter wordt heel sterk gedopeerd, de basis en collector worden normaal gedopeerd. Het zal later blijken dat de stroomversterking van de transistor ruwweg evenredig is met de doperingsverhouding.



Figuur 6.2: Opbouw van de bipolaire junctietransistor

Het pijltje wijst van basis naar emitter (in de normale conventionele stroomrichting van de emitterstroom). Het wijst net zoals bij de diode van een P-gebied naar een N-gebied.

Conventies We gebruiken standaard de volgende conventies voor stromen en spanningen:



Figuur 6.3: Stroom- en spanningsconventies voor de bipolaire junctietransistor

Voor de PNP-transistor is dit een vreemde keuze. Het had logischer geweest moesten de stromen en spanningen van de PNP-transistor omgekeerd gekozen zijn (om een overtal aan mintekens in de vergelijkingen die we zullen afleiden te vermijden). Helaas is de situatie van Figuur 6.3b de meestgebruikte, o.a. in *datasheets*.¹

¹Meer nog: in sommige datasheets vind je geen symbool meer van de transistor en geen vermelding of het nu om een PNP- of NPN-transistor gaat. Je moet zelf weten, op basis van de tekens voor de gespecificeerde stromen en spanningen, om welk type transistor het gaat.



Figuur 6.4: John Bardeen, William Shockley en Walter Brattain (van links naar rechts) op een geënsceeneerde foto in het lab.

Merk op dat door deze conventies, steeds geldt:

$$i_E = i_B + i_C$$

Het zal later ook blijken dat de emitter-stroom bestaat uit twee fysiek gescheiden onderdelen, die aanleiding geven tot de basisstroom enerzijds en de collectorstroom anderzijds.

Naamgeving De naam van deze component bestaat uit verschillende delen: *bipolair* slaat op het feit dat de stroom door beide types ladingsdragers (zowel elektronen als gaten) wordt verzorgd; *junctie* slaat op het feit dat er twee PN-overgangen (juncties) in de component aanwezig zijn; *transistor* is een samentrekking van *transconductantie* en *varistor*. De eerste term slaat op het feit dat een spanning aan een poort een stroom zal genereren in een andere poort. De tweede op het feit dat aan deze tweede poort eigenlijk een regelbare weerstand ontstaat die controleerbaar is met de spanning op (of de stroom in) de eerste poort. De naam transistor heeft het gewonnen van een andere mogelijke naam de *halfgeleidertriode*. Deze naam onstond omdat de werking van de BJT gelijkaardig is aan die van een vacuumbuistriode, maar dan gerealiseerd met halfgeleidermateriaal. Nu goed, deze naam wordt niet meer gebruikt. Leve de *transistor*.

Geschiedenis Na de halfgeleiderdiode is de bipolaire transistor de tweede halfgeleidercomponent die ontwikkeld werd. Na een eerste *proof-of-principle* demonstratie van de puntcontact-transistor door Walter Brattain, John Bardeen en William Shockley, zette deze laatste dit idee in 1948 om in het principe van de bipolaire junctietransistor. Hoewel dit een mooie en vruchtbare samenwerking lijkt tussen een praktijkgerichte fysicus, Brattain, een theoretische ingenieur, Bardeen, en een wetenschapper, Shockley, kan je het adjectief 'mooi' beter weglaten. De drie maakten ruzie van het begin tot het einde: over welke technische opties ze moesten nemen, over wie nu eigenlijk de uitvinder was en bij gevolg ook over de patentrechten.

Gebruik De transistor is het werkpaard van de halfgeleiderwereld. Je kan hem inschakelen als versterker, buffer en als schakelaar. Er zijn ook andere type transistoren naast de bipolaire junctietransistor. Zo bijvoorbeeld de MOSFET die we in een volgend hoofdstuk zullen behandelen. Het zal dan blijken dat de MOSFET op vele vlakken beter is dan de BJT. Enkel in hoogfrequente, hoogperformante, hogesnelheids- of lage-ruis-toepassingen worden frequent nog BJTs gebruikt.

De BJT is echter ook de basis voor de werking van de *Insulated Gate Bipolar Transistor* (IGBT) en de *thyristor* en *triac*, courante componenten in de vermogenelektronica. Hoewel we ze niet zullen behandelen, helpt kennis van de BJT wel om de werking van deze componenten te begrijpen.

6.1 Opbouw

Een moderne BJT wordt opgebouwd zoals getekend in Figuur 6.5. Daarbij werden de metaal-interconnectielagen weggelaten.

De loopgraven (*trenches*) worden in het silicium geëtsd met een anisotroop etsmiddel, waarna de ruimte terug opgevuld wordt met SiO_2 met een techniek die *Chemical Vapour Deposition* (CVD) wordt genoemd.

De subcollector zorgt voor een lage collectorweerstand. De basis wordt klein gehouden om de parasitaire basisweerstand zo laag mogelijk te houden. De emitter en de basis worden voorzien van een hooggedopeerde ('gedoteerde') polysiliciumlaag. Met een volgende temperatuursstap diffundeert de doperingsstof tot in het substraat. Dit zorgt voor minder oppervlaktedefecten dan een gedopeerde laag voorzien van een metaalcontact. Bijkomend zorgt deze techniek ervoor dat deze uitvoering zelfallignerend is (net als bij een MOS-transistor), zodat de extreem fijne allignatie van de maskersets geen bottleneck vormt.

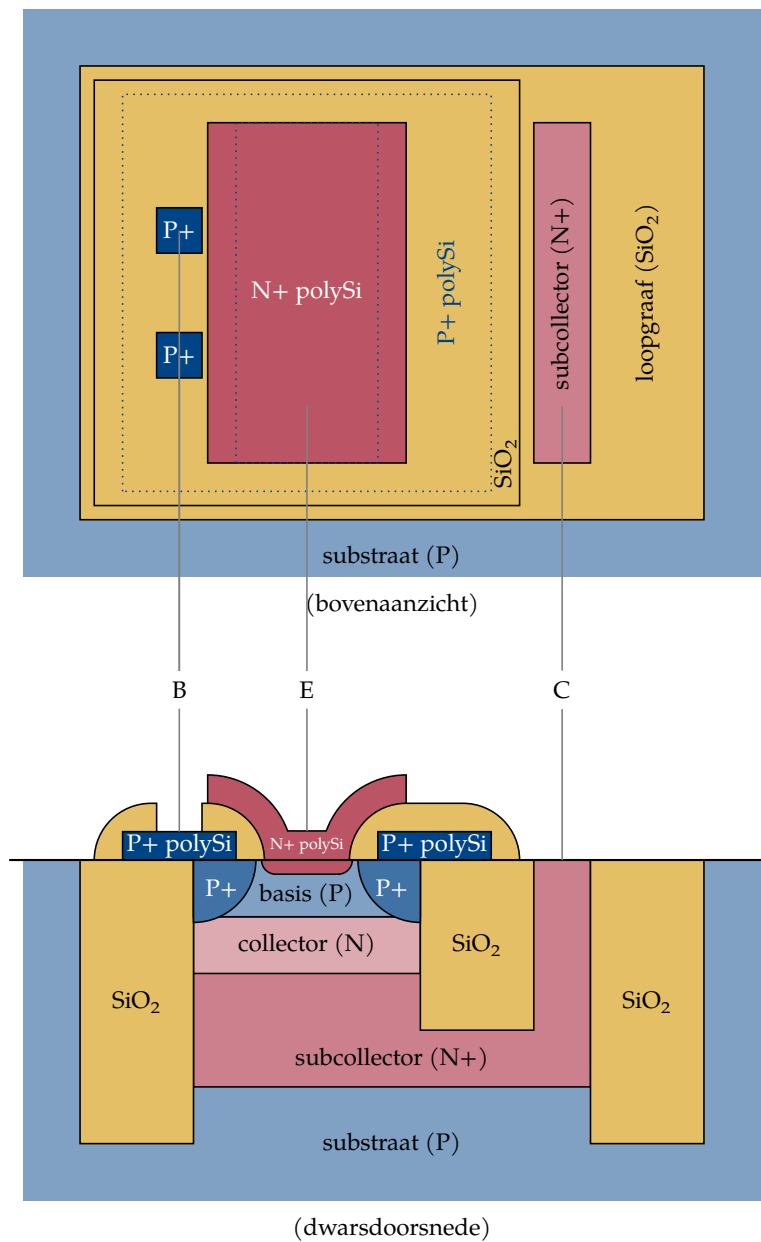
6.2 Kwalitatieve beschrijving

We beschrijven de werking van de BJT a.d.h.v. de de NPN-transistor. De (gelijkaardige) werking van de PNP-transistor laten we over aan de lezer. We gebruiken de basis en emitterklem om de basis-emitter (BE) junctie licht voorwaarts te polariseren, zodat er een zekere (conventionele) stroom gaat vloeien van de basis naar de emitter.

De basis-collector (BC) junctie gaan we sterk invers polariseren.

Deze combinatie heeft een heel bijzonder effect. De stroom in de BE-junctie bestaat deels uit een elektronenstroom (van emitter naar basis) en deels uit een gatenstroom (van basis naar emitter). Laten we even beredeneren wat er met deze stromen gebeurt.

elektronen een elektron dat vanuit de emitter naar de basis reist, geraakt (zoals bij de diode) ongestoord door de depletielaag tot in de basis, waar het als het ware de keuze heeft: enerzijds ziet het de mogelijkheid om langs het basiscontact naar buiten te ontsnappen, anderzijds ziet het voor zich ook de afgrond van de potentiaalput t.g.v. de invers gepolariseerde BC junctie. Het blijkt dat die invers gepolariseerde junctie bijna alle elektronen uit de basis wegsleurt (als een zwart gat waarin alle massa verdwijnt)



Figuur 6.5: Dwarsdoorsnede en bovenaanzicht van een moderne bipolaire junctietransistor (de metaalinterconnectielagen werden niet getekend)

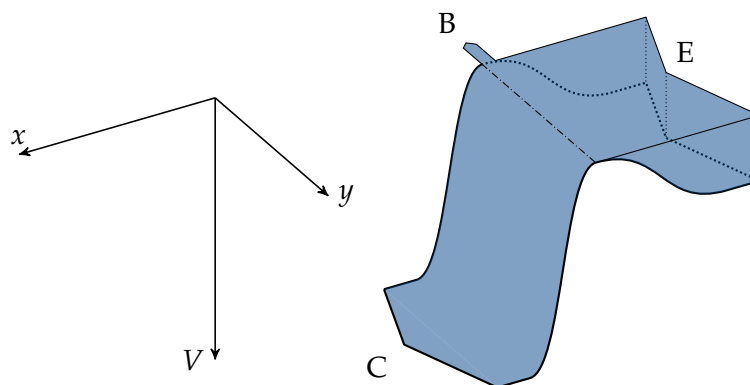
en dat slechts een verwaarloosbaar aantal elektronen via het basis-contact verdwijnt. We gaan dat aantal dus ook gelijk aan nul veronderstellen.

gaten Een gat dat vanuit de basis naar de emitter wil gaan, is in feit een elektron dat in de valentieband de omgekeerde beweging maakt. Je zou dus logischerwijs veronderstellen dat hier hetzelfde verhaal geldt. Fout! De BC-junctie genereert maar een heel beperkt aantal gaten (door thermische generatie in de depletielaag). Het gros van de gaten moet dus uit het basiscontact komen. Voor de eenvoud veronderstellen we dat alle gaten uit het basiscontact komen.

Samengevat: de essentie is dat je met een spanning die je tussen de basis en de emitter aanlegt een diodestroom kan instellen beschreven door de diodevergelijking van Shockley, maar dat het elektronendeel uit de BC-junctie komt en het gatendeel uit het basiscontact.

De naam van de contacten krijgt nu ook een logische betekenis: door een gepaste spanning aan te leggen aan de BE-junctie gaat de emitter elektronen *uitzenden* ("to emit") richting basis, waar ze *ingezameld* ("to collect") worden door de invers gepolariseerde BC-junctie.

Het kan ook helpen om je de emitter voor te stellen als een elektronen-zwembadje met een regelbare rand (de basis). Dit wordt geïllustreerd in de onderstaande figuur. Door de basis-emitter-spanning wat te verhogen, kan je de regelbare rand (de streep-punt-lijn) verlagen, waardoor het water over de rand stroomt, recht de afvoer in (de collector).



Er zullen veel meer elektronen in de BC-junctie worden gezogen, dan er via het basiscontact kunnen ontsnappen.

Oefeningen

Oefening 6.2-1:

Leg het verschil uit tussen een NPN en een PNP transistor.

Oefening 6.2-2:

Teken de symbolen van een NPN- en PNP-transistor. Duid hierop de standaard stroomzin en spanningspijlen aan.

Oefening 6.2-3:

Teken de dwarsdoorsnede van een NPN transistor. Benoem alle gebieden, en duid hun dopering aan.

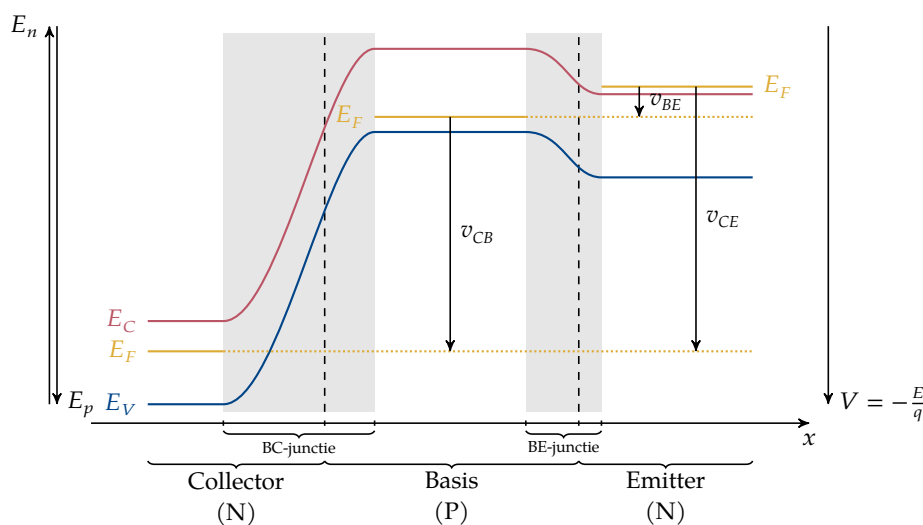
Welke spanningen brengen we aan om de transistor in geleiding te brengen?

Beschrijf hoe de ladingen hun weg vinden doorheen de transistor (en neen, het antwoord is niet “met een GPS”).

Van zodra je dit goed beheerst: doe hetzelfde voor een PMOSFET!

6.3 Beschrijving op basis van energiebandendiagram

Het kwalitatieve beeld dat we hierboven geschetst hebben kan ook exacter uitgedrukt worden in een energiebandendiagram. Hieronder tekenden we het diagram langsheen de as parallel aan de (elektronen) stroomvector van collector naar emitter doorheen de NPN transistor.



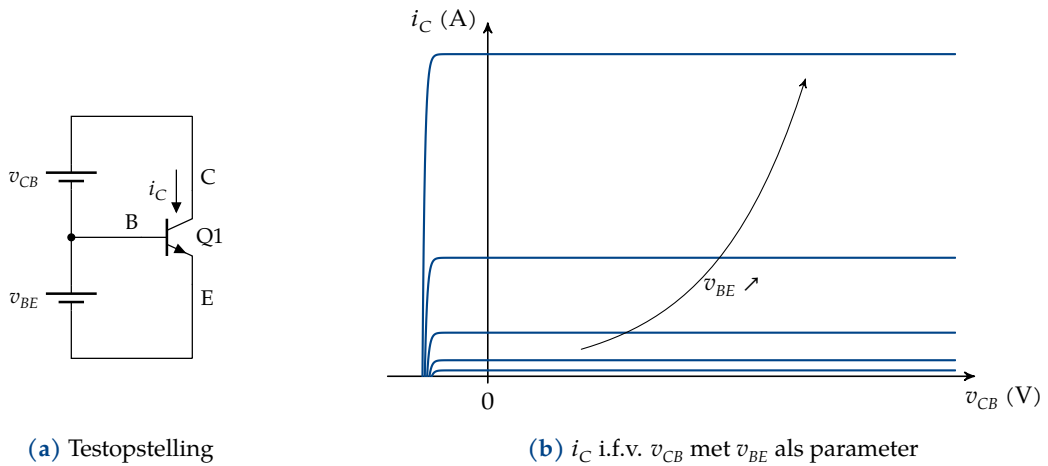
Er zijn nu drie mogelijkheden m.b.t. de transistorjuncties:

De BE-junctie is invers gepolariseerd Er zullen geen elektronen en gaten doorheen de BE-junctie stromen. Enkel de inverse lekstroom van de BE-junctie zal vloeien. Bij een te hoge inverse spanning slaat de junctie door en begint ze te geleiden. Je herkent de sperwerking van de diode.

De BE-junctie is voorwaarts gepolariseerd en de BC-junctie invers Er zullen elektronen en gaten doorheen de BE-junctie diffunderen en hoofdzakelijk door de CE junctie afgevoerd worden.

De BE-junctie is voorwaarts gepolariseerd, en de BC-junctie voorwaarts Er zullen elektronen en gaten doorheen de BE-junctie diffunderen, maar ze verlaten de basis meer en meer langs het basis-contact naarmate de BC-junctie voorwaarts gepolariseerd wordt. Deze laatste zal immers minder en minder 'stofzuiger' spelen voor deze elektronen.

Dit laat ons toe om een eerste kwalitatieve grafiek te maken (zie Figuur 6.6) die de werking van de BJT beschrijft. Die is gebaseerd op de veronderstelling dat alle stroom door de collector wordt



Figuur 6.6: Eerste kwalitatieve beschrijving van de werking van de BJT: indien $v_{CB} > 0$ dan is de collectorstroom enkel (exponentieel) afhankelijk van v_{BE} ; van zodra $v_{CB} < 0$, dan wordt de CB-diode voorwaarts gepolariseerd en wordt die (voorwaartse diode-)stroom bijgeteld bij de geïnjecteerde BE-stroom.

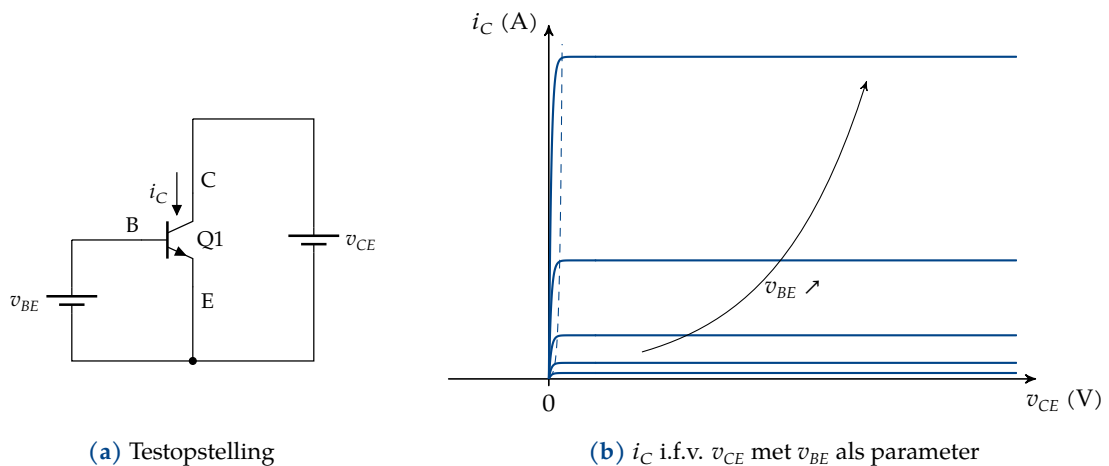
opgepikt en dat die stroom enkel functie is van de BE-spanning en niet van de CB-spanning, zolang die invers gepolariseerd is. Wanneer dat niet meer het geval is, dan zakt de collectorstroom i_C als een pudding ineen.

We weten ook dat:

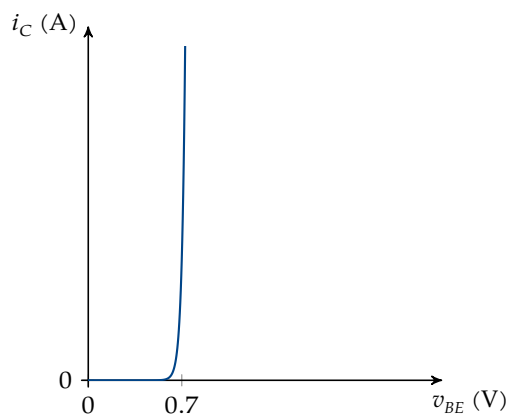
$$v_{CE} = v_{CB} + v_{BE}$$

Dit laat ons toe een tweede kwalitatieve grafiek te maken (zie Figuur 6.7) die de collectorstroom weergeeft i.f.v. de collector-emitter-spanning met v_{BE} als parameter. Deze grafiek noemen we de uitgangskarakteristiek van de BJT.

Indien v_{CE} groot genoeg is (zodat we in het horizontale stuk van de uitgangsstroomcurves zitten), dan geldt er een exponentieel verband tussen v_{BE} en i_C . We zullen dat ook bewijzen in de volgende sectie. Het verband tussen de twee noemen we de *transconductantiekarakteristiek*. Je vindt hem ter illustratie in Figuur 6.8.



Figuur 6.7: Tweede kwalitatieve beschrijving van de werking van de BJT: wetende dat $v_{CE} = v_{CB} + v_{BE}$, krijgen we een gelijkaardige grafiek als Figuur 6.6, enkel opgeschoven over v_{BE} waardoor de grafieken starten vanuit de oorsprong.



Figuur 6.8: De transconductantiekarakteristiek van de BJT

Oefeningen

Oefening 6.3-1:

Teken het energiebandendiagram van een NPN transistor.

Beschrijf wat er gebeurt voor de drie mogelijke situaties:

- De BE-junctie is invers gepolariseerd.
- De BE-junctie is voorwaarts gepolariseerd en de BC-junctie invers.
- Zowel de BE-junctie als de BC-junctie zijn voorwaarts gepolariseerd.

Beschrijf in elke van deze gevallen ook welke spanningen je moet aanleggen.

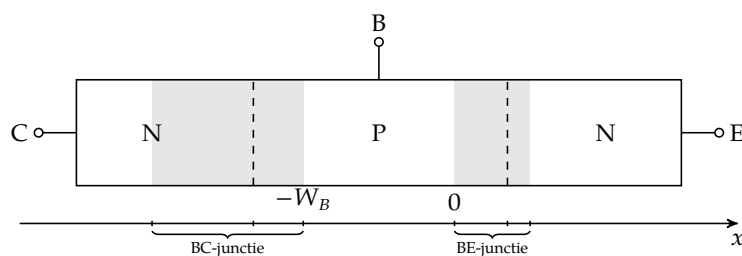
Oefening 6.3-2:

Doe nu hetzelfde voor een PNP-transistor.

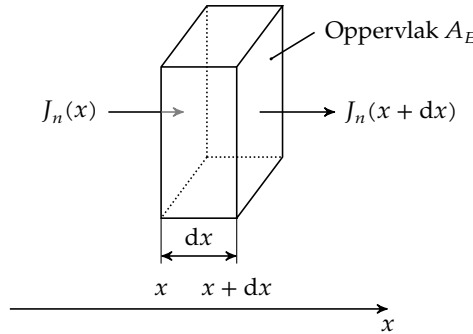
6.4 Afleiding van de karakteristieken

Laten we terug proberen om de kwalitatieve verbanden die we hierboven hebben afgeleid om te zetten in kwantitatieve vergelijkingen.

Collectorstroom We concentreren ons op het basisgebied en maken een x-as vast zoals aangegeven in de onderstaande figuur:



We beschouwen een infinitesimaal dun laagje in de basis, dwars op de x -as met oppervlak A_E en dikte dx :²



We veronderstellen dat de stroom enkel in de x -richting vloeit. Door het oppervlak A_E bij x vloeit een conventionele stroom $A \cdot J_n(x)$ (ten gevolge van de elektronen). Bij de $x + dx$ vloeit er (ten gevolge van een netto recombinatie) een gewijzigde stroom $A \cdot J_n(x + dx)$. Merk op dat de elektronen in de omgekeerde richting stromen!

In het laagje vindt ook een netto-recombinatie plaats evenredig met het overschot aan minderheidsladingsdragers ($n_{P,e} = n_P - n_{P,0}$). We nemen aan dat een elektron een gemiddelde levensduur heeft van τ_n . We kunnen dus het volgend model vooropstellen:

$$-A \cdot J_n(x) + A \cdot J_n(x + dx) - A \cdot dx \cdot \frac{n_P - n_{P,0}}{\tau_n} = 0$$

waarbij de eerste term het debiet aan elektronen beschrijft die langs links uit het volume verdwijnen, de tweede het debiet aan elektronen dat er langs rechts invloei en de derde term de recombinatie beschrijft. Omwerken levert:

$$\begin{aligned} \frac{J_n(x) - J_n(x + dx)}{dx} &= -q \frac{n_P - n_{P,0}}{\tau_n} \\ \Leftrightarrow \frac{\partial J_n}{\partial x} &= q \frac{n_P - n_{P,0}}{\tau_n} \end{aligned} \quad (6.4)$$

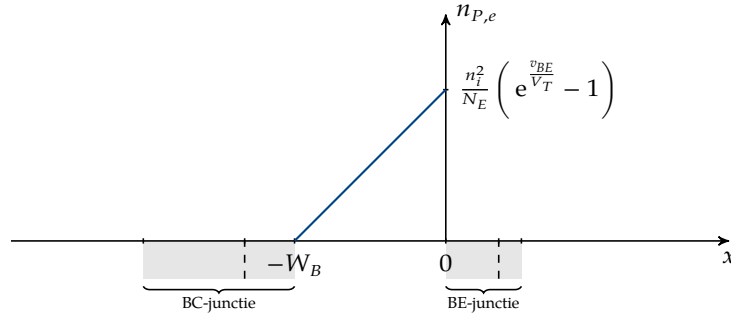
Indien we opnieuw veronderstellen dat het elektrische veld in het P-gebied van de basis nul is, zal de elektronenstroom enkel uit diffusiestroom bestaan:

$$J_n = q\mu_n \overline{E_x} + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} \quad (6.5)$$

Indien we deze uitdrukking voor $J_n(x)$ invullen in (6.4), dan krijgen we:

$$\begin{aligned} qD_n \frac{\partial^2 n_P}{\partial x^2} - q \frac{n_P - n_{P,0}}{\tau_n} &= 0 \\ \frac{\partial^2 n_P}{\partial x^2} - \frac{n_P - n_{P,0}}{D_n \tau_n} &= 0 \\ \frac{\partial^2 (n_P - n_{P,0})}{\partial x^2} - \frac{n_P - n_{P,0}}{D_n \tau_n} &= 0 \\ \frac{\partial^2 n_{P,e}}{\partial x^2} - \frac{n_{P,e}}{D_n \tau_n} &= 0 \end{aligned}$$

²De aandachtige lezer zal opnieuw de afleiding van pagina 106 herkennen.



Figuur 6.9: Overladingconcentratieprofiel in de basis van de transistor

Dit is een lineaire, homogene (partiële) differentiaalvergelijking van de tweede orde. Het product $D_n \tau_n$ heeft als eenheid lengte-kwadraat. We stellen dit product vaak voor als L_n^2 , met L_n de *diffusielengte* van de elektronen in het P-basisgebied.

De differentiaalvergelijking heeft als algemene oplossing:

$$n_{P,e} = C_1 e^{-\frac{x}{L_n}} + C_2 e^{\frac{x}{L_n}} \quad (6.6)$$

Op basis van de netto ladingsinjectie aan de rand van de depletelagen kunnen we de volgende randvoorwaarden noteren:

$$\begin{aligned} x = -W_B &\Rightarrow n_{P,e} = \frac{n_i^2}{N_B} \left(e^{\frac{v_{BC}}{V_T}} - 1 \right) \approx 0 \\ x = 0 &\Rightarrow n_{P,e} = \frac{n_i^2}{N_B} \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \end{aligned}$$

met N_B de acceptorbasisdopering en in de veronderstellingen dat $v_{BC} \ll 0$.

Op basis van deze randvoorwaarden kunnen we de constanten C_1 en C_2 bepalen en komen zo tot de volgende oplossing voor het minderheidsladingsdragersprofiel in de basis:

$$n_{P,e} = \frac{n_i^2}{N_B} \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \cdot \frac{\sinh \frac{x+W_B}{L_n}}{\sinh \frac{W_B}{L_n}}$$

Tegenwoordig kunnen we de transistoren zo miniaturiseren dat $W_B \ll L_n$, m.a.w. de argumenten van de sinh-functies zijn klein. We weten voor kleine x dat $\sinh x \approx x$. Bijgevolg:

$$n_{P,e} \approx \frac{n_i^2}{N_B} \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \cdot \frac{\frac{x+W_B}{L_n}}{\frac{W_B}{L_n}} = \frac{n_i^2}{N_B} \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \cdot \left(1 + \frac{x}{W_B} \right)$$

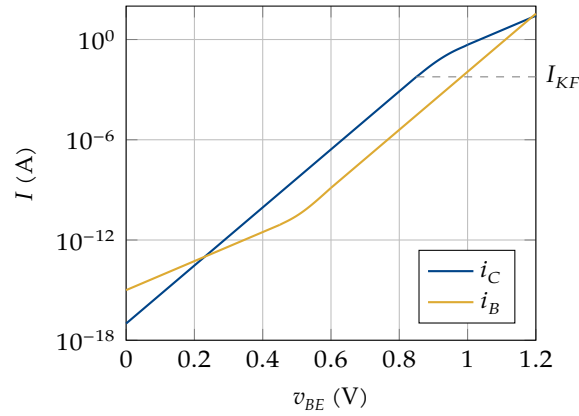
Deze situatie werd geschetst in Figuur 6.9.

We keren nu terug naar (6.5) en kunnen dus schrijven:

$$J_n = qD_n \frac{\partial n}{\partial x} = \frac{qD_n n_i^2}{N_B W_B} \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$

Indien we de stroomdichtheid uniform veronderstellen overheen het BE-junctie-oppervlak A_E , krijgen we een uitdrukking voor de collectorstroom:

$$i_C = A_E q D_n \frac{\partial n}{\partial x} = \frac{q A_E D_n n_i^2}{N_B W_B} \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$



Figuur 6.10: Gummel-grafieken van de bipolaire NPN-junctietransistor: in blauw de collectorstroom en in groen de basisstroom. De grafieken vertonen centraal een reciproke helling van 60 mV/dec. Bij de collectorstroom treedt voor hoge waarden van v_{BE} hoge-injectie op, waardoor de helling afneemt (reciproc wordt dit 120 mV/dec). Gezien de hoge dopering van de emitter, treedt hoge injectie niet op voor de basisstroom. De spontane generatie van elektron-gat-paren in de BE-junctie zorgt bij lage stroomwaarden wel voor een significante bijdrage in de gaten-stroom, waardoor ook daar de helling daalt voor kleine waarden van v_{BE} .

Deze uitdrukking kan veralgemeend worden voor niet-uniform gedopeerde juncties als:

$$i_C = I_S \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$

NPN Collectorstroomvergelijking

met

$$I_S = A_E \frac{qn_i^2}{G_B}$$

$$G_B = \int_{-W_B}^0 \frac{p}{D_n} dx$$

Bijhorende constanten

met G_B het *Gummelgetal van de basis*, p de meerderheidsladingsdragersconcentratie in de basis (i.f.v. x) en D_n de diffusieconstante van de minderheidsladingsdragers in de basis. Het Gummelgetal van de basis is een gewogen gemiddelde van de totale lading die in de basis zit. Het geeft weer hoe goed de junctie in staat is om minderheidsladingsdragers in de basis te injecteren en daar te laten diffunderen. Hoe lager het getal hoe beter.

Op gelijkaardige manier kunnen we voor de PNP-transistor afleiden:

$$i_C = -I_S \left(e^{-\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$

PNP Collectorstroomvergelijking

met

$$I_S = A_E \frac{qn_i^2}{G_B}$$

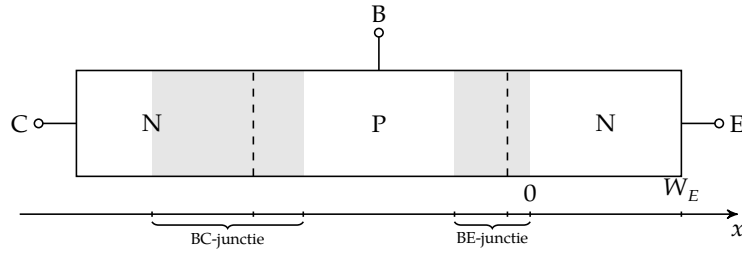
$$G_B = \int_{-W_B}^0 \frac{n}{D_p} dx$$

Bijhorende constanten

Merk het overtal aan mintekens op in de formule voor de PNP-transistor. Dat is een gevolg van de vreemde conventiekeuze eerder.

De uitdrukking voor i_C die hierboven werd afgeleid, werd op logaritmische schaal getekend in Figuur 6.10. We noemen ze de *Gummel-grafieken*. De uitdrukking voor i_C geldt enkel in het geval van laag-niveau injectie. Bij sterk voorwaartse v_{BE} -spanning, komen we in hoog-niveau injectiecondities en zal de (inverse) logaritmische helling dalen van ca. 60 mV/dec tot 120 mV/dec. Bijkomend zal de spanningsval over de interne basisweerstand aanzienlijk beginnen worden, waardoor de helling verder afneemt.

Basisstroom We concentreren ons nu op het emittergebied en maken een x-as vast zoals aangegeven in de onderstaande figuur:



De analyse via een infinitesimaal dun laagje in de emitter, dwars op de x-as met oppervlak A_E en dikte dx leidt opnieuw tot de gekende diffusievergelijking:

$$\frac{\partial^2 p_{N,e}}{\partial x^2} - \frac{p_{N,e}}{L_p} = 0$$

met opnieuw $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, de *diffusielengte* van de gaten in het N-emittergebied.

De algemene oplossing is ondertussen genoegzaam bekend:

$$p_{N,e} = C_1 e^{-\frac{x}{L_p}} + C_2 e^{\frac{x}{L_p}} \quad (6.7)$$

alsook de bijhorende randvoorwaarden:

$$\begin{aligned} x = 0 &\Rightarrow p_{N,e} = \frac{n_i^2}{N_E} \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \\ x = W_E &\Rightarrow p_{N,e} \approx 0 \end{aligned}$$

waarbij de laatste geldt omdat het contact tussen de halfgeleider en het metaal van het emittercontact weer zorgt voor een perfecte recombinatie, waardoor de emitter daar in thermisch evenwicht is.

Dit leidt tot het volgende minderheidsladingsdragersprofiel in de emitter:

$$p = \frac{n_i^2}{N_E} \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \cdot \frac{\sinh \frac{x-W_E}{L_p}}{\sinh \frac{W_E}{L_p}}$$

waaruit een diffusiestroomdichtheid ontstaat gelijk aan:

$$J_p = qD_p \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{qD_p n_i^2}{N_E L_p \sinh \frac{W_E}{L_p}} \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$

We kunnen het geheel weer integreren over het junctie-oppervlak A_E en met dank aan Hermann Gummel (zie Figuur 6.11a) veralgemenen tot:

$$i_B = I_{S,B} \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$

NPN Basisstroomvergelijking

met

$$\begin{aligned} I_{S,B} &= A_E \frac{qn_i^2}{G_E} \\ G_E &= \int_0^{W_E} \frac{n}{D_p} dx \end{aligned}$$

Bijhorende constanten



(a) Hermann K. Gummel (*1923–†2022)



(b) James M. Early (*1922–†2004)

Figuur 6.11: Twee belangrijke figuren voor het beschrijven van de werking van een bipolaire junctietransistor.

met G_E het *Gummelgetal van de emitter*, n de meerderheidsladingsdragersconcentratie in de emitter (i.f.v. x) en D_p de diffusieconstante van de minderheidsladingsdragers in de emitter. Het Gummelgetal van de emitter is een gewogen gemiddelde van de hoeveelheid ladingen die er in de emitter zit en geeft weer hoe groot de (ongewenste) injectie van minderheidsladingsdragers in de emitter wordt en hoe gemakkelijk ze daar diffunderen. Hoe hoger het getal hoe beter.

Merk op dat aangezien $N_E \gg N_B$, ook zal gelden $G_E \gg G_B$, waardoor de collectorstroom vele malen groter zal zijn dan de basisstroom.

Het feit dat de collectorstroom vele malen groter is dan de basisstroom is de fundamentele eigenschap van de BJT: het is van nature uit een *stroomversterker*. Om deze eigenschap te maximaliseren, lijkt het evident om de emitter heel zwaar te doperen (we spreken soms van *doteren*) en de basis heel licht te doperen. Met dat laatste moeten we oppassen omdat een lichte dopering te veel basisweerstand zal introduceren, waardoor de stroomversterking weer achteruitgaat, want zo komt v_{BE} maar deels over de junctie te staan, en verliezen we een deel aan spanningsval over de basisweerstand.

Opnieuw kunnen we op analoge manier voor de PNP-transistor afleiden dat:

$$i_B = -I_{S,B} \left(e^{-\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \quad \text{met} \quad \begin{aligned} I_{S,B} &= A_E \frac{qn_i^2}{G_B} \\ G_E &= \int_0^{W_E} \frac{p}{D_n} dx \end{aligned}$$

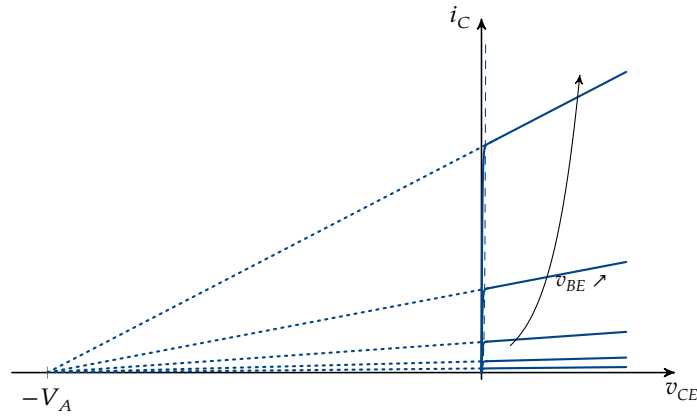
PNP Basisstroomvergelijking Bijhorende constanten

Uitgangsweerstand De afleiding die we maakten voor de collectorstroom, leert ons dat:

$$i_C = I_S \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$

Dit suggereert dat de collectorstroom niet afhangt van de collector-emitterspanning (zoals we eerder tekenden in Figuur 6.7). In de praktijk blijkt dit toch niet het geval te zijn en is de collectorstroom wel degelijk functie van de v_{CE} , zoals hieronder aangegeven in Figuur 6.12. We noemen dit het Early effect, naar Jim Early (zie Figuur 6.12) die het vinden van zijn verklaring van de uitgangsweerstand van de transistor toeschreef aan een combinatie van goed ingenieurschap, wiskundige modelleerexpertise en *een saaie vergadering*.

De verklaring van de afhankelijkheid van i_C op v_{CE} is eenvoudig: een wijzigende spanning over



Figuur 6.12: i_C i.f.v. v_{CE} met v_{BE} als parameter voor de NPN-transistor, rekening houdend met het Early effect

de BC-junctie zal de breedte van het niet-gedepleteerde basisgebied wijzigen (de parameter W_B). Concreet: een toenemende v_{CE} (wat bij constante v_{BE} overeenkomt met een toenemende v_{CB}) zal leiden tot een uitbreiding van het depletiegebied van de BC-junctie, waardoor W_B afneemt en i_C toeneemt. Dit effect zit eigenlijk vervat in de vergelijking van de saturatiestroom I_S en het Gummelgetal G_B .

Maar, om de afhankelijkheid van i_C op V_{CE} meer expliciet te maken, heeft men ervoor gekozen om voor I_S een vaste waarde te nemen en voor de afhankelijkheid een extra factor op te nemen in de formule.

Zo komen we tot de volgende gewijzigde collectorstroomvergelijking:

$$i_C = I_S \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \left(1 + \frac{v_{CE}}{V_A} \right)$$

NPN Collectorstroomvergelijking met Early effect

waarbij V_A de Early-spanning genoemd wordt en I_S niet langer functie is van W_B . De Early-spanning is in de uitgangskarakteristiek af te lezen als de absolute waarde van het snijpunt van de stipellijnen met de v_{CE} -as.

De helling die op die manier in de uitgangskarakteristiek ontstaat komt overeen met een uitgangsimpedantie van de transistor die niet oneindig is. Ze zal een beperking opleggen aan de spanningsversterking die we met de transistor kunnen bereiken.

Het beperken van de helling van deze lijnen is overigens een tweede reden om de basis niet te licht te doperen. Een zwaardere basisdopering zal immers de relatieve invloed van de BC-junctie-depletielaag op W_B beperken.

Voor de PNP-transistor komen we tot de volgende vergelijking:

$$i_C = -I_S \left(e^{-\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \left(1 - \frac{v_{CE}}{V_A} \right)$$

PNP Collectorstroomvergelijking met Early effect

Ladingsopslag, transittijd en capaciteiten Moesten we het verhaal hier stoppen en de formule voor de collectorstroom als absoluut geldend aanvaarden, dan zou de transistor oneindig snel zijn en tot en met frequentie 'oneindig' versterking kunnen leveren. Helaas is dat niet het geval.

Er worden immers (tijdelijk) in de BJT ook ladingen opgeslagen, en wie spreekt van ladingsopslag, spreekt over condensatoren en dus frequentie-beperking. Lading verplaatsen (d.w.z. de condensator opladen en ontladen) kan immers niet oneindig snel. Voor de eenvoud gebruiken we hier het NPN-transistormodel met een uniforme dopering, d.w.z. dat de Gummelgetallen zich reduceren tot:

$$G_B = \frac{N_B W_B}{D_n} \qquad G_E = \frac{N_E W_E}{D_p}$$

Ladingsopslag en transittijd in de basis Het startpunt van deze analyse is het feit dat de collectorstroom bepaald wordt door de netto overtalladingsconcentratie (*excess charge*) in het basisgebied, meer bepaald door het driehoekig ladingsconcentratieprofiel, dat een diffusiestroom op gang houdt (zie Figuur 6.9).

Indien we de stroom van een vaste waarde op nul willen krijgen, dan moeten we alle overtalladingen evacueren. Hoe? Met de collectorstroom.

Indien we de totale overtallading in de basis $Q_{F,B}$ noemen (*total excess carrier charge*) en de collectorstroom horende bij dat ladingsprofiel is gelijk aan i_C , dan duurt het gemiddeld

$$\tau_{F,B} = \frac{Q_{F,B}}{i_C}$$

voordat deze ladingen volledig ververst zijn. Je kan $\tau_{F,B}$ beschouwen als de gemiddelde tijd die een lading doorbrengt in het basisgebied (zonder de depletielagen). We noemen $\tau_{F,B}$ de *gemiddelde transittijd in de basis*.

De totale overtallading kan berekend worden op basis van het driehoekje van Figuur 6.9 als:

$$Q_{F,B} = q \frac{A_E W_B}{2} \frac{n_i^2}{N_B} \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$

De collectorstroom bedraagt:

$$i_C = I_S \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$

waardoor:

$$\begin{aligned} \tau_{F,B} = \frac{Q_{F,B}}{i_C} &= q \frac{A_E W_B}{2} \frac{n_i^2}{I_S N_B} \\ &\downarrow I_S = A_E \frac{q n_i^2 D_p}{N_B W_B} \\ &= \frac{W_B^2}{2 D_n} \end{aligned}$$

waaruit blijkt dat dit een constante is die enkel afhangt van de ontwerpparameters van de transistor (en niet van de collectorstroom). Bijkomend stellen we vast we W_B moeten klein maken om een snelle transistor te bekomen (met een kleine $\tau_{F,B}$). Er is dus een trade-off tussen versterking en snelheid. Wil je meer van het ene, dan heb je minder van het andere en vice versa.

Totale ladingsopslag en transittijd De basis is niet de enige plek waar overtalladingen zijn opgeslagen. Er zitten ook overtalladingen in de emitter, in de depletielagen en in de collector. We zouden deze kunnen berekenen, maar gezien de complexe vorm die de BJT vaak heeft, is het

berekenen ervan niet zo eenvoudig, daardoor minder accuraat en ook minder relevant. Het volstaat te weten dat al deze ladingen (inclusief die van het overtal in de basis) moeten afgevoerd worden met de collectorstroom. Dit vraagt gemiddeld gezien weer een vaste tijd, die we de totale transitietijd τ_F van de transistor noemen:

$$\tau_F = \frac{Q_F}{i_C}$$

met vanzelfsprekend $\tau_F > \tau_{F,B}$.

Capaciteiten Het feit dat we ladingen opslaan in de transistor, duidt op het feit dat de transistor een zekere capacatieve werking heeft.

Vanuit onze studie van de PN-junctie in het hoofdstuk van de diode, weten we dat zowel de BE, als de BC-junctie een zekere (niet-lineaire) depletiecapaciteit vertoont:

$$C_{s,BE} = \frac{\epsilon_{Si} A_E}{W_{BE}}$$

$$C_{s,BC} = \frac{\epsilon_{Si} A_C}{W_{BC}}$$

met A_E en A_C de respectieve junctieoppervlaktes, en W_{BE} en W_{BC} de dikte van de respectieve depletielagen. Merk op dat deze laatste waarden spanningsafhankelijk zijn. De depletiecapaciteiten zijn dus niet-lineair.

Bijkomend is er de diffusiecapaciteit die significant wordt indien een junctie voorwaarts gepolariseerd is. Een eenvoudige redenering laat ons toe om de grootte van die capaciteit in te schatten. We baseren ons weer op een NPN-transistor:

1. v_{BE} bepaalt het (driehoekig) elektronendiffusieprofiel in de basis (zie ook Figuur 6.9), nl.

$$n_{P,e} \approx \frac{n_i^2}{N_B} \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \cdot \left(1 + \frac{x}{W_B} \right)$$

2. dit betekent een totale hoeveelheid lading (t.g.v. de extra elektronen in de basis), gelijk aan:

$$Q_{F,B} = \frac{q A_E W_B n_{P,e}(0)}{2} = \frac{q A_E W_B n_i^2 \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)}{2 N_B}$$

met A_E het oppervlak van de basis-emitter-junctie

3. de hoeveelheid ladingen (in steady state) in de emitter is veel kleiner omdat er veel meer recombinatie optreedt, t.g.v. de hoge emitterdoping.

D.w.z. dat tussen basis en emitter een incrementele condensator hangt ter grootte van:

$$C_{f,BE} \approx \frac{dQ_{F,B}}{dv_{BE}} = \frac{q A_E W_B n_i^2 e^{\frac{v_{BE}}{V_T}}}{2 N_B V_T}$$

Dit is duidelijk weer een niet-lineaire, spanningsafhankelijke condensator. Indien de junctie niet voorwaarts gepolariseerd is, wordt de exponentiële factor extreem klein en is deze diffusiecapaciteit verwaarloosbaar.

Een zelfde redenering kan gemaakt worden voor de BC-junctie, wat leidt tot:

$$C_{f,BC} = \frac{dQ_{R,B}}{dv_{BC}} = \frac{qA_C W_B n_i^2 e^{\frac{v_{BC}}{V_T}}}{2N_B V_T}$$

Merk ook op dat voor een invers gepolariseerde junctie, deze diffusiecapaciteit verwaarloosbaar is.

Deze formules maken opnieuw duidelijk hoe een snelle transistor (met kleine interne capaciteiten) er moet uitzien: W_B zo klein mogelijk en N_B niet te klein!

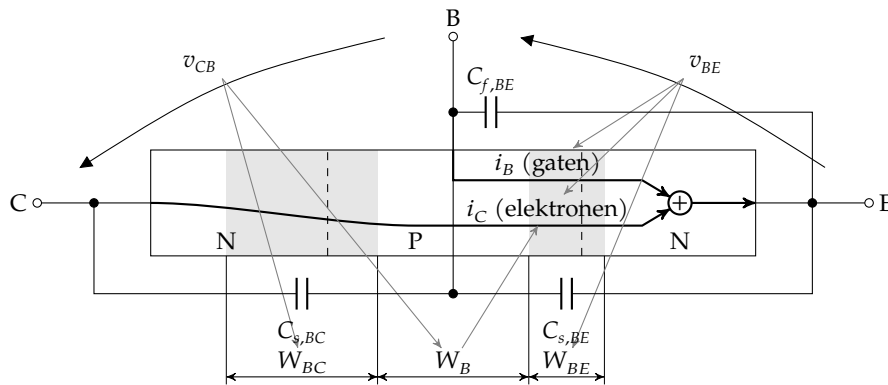
Omdat we de parameters die nodig zijn voor het berekenen van deze capaciteiten moeilijk op te meten zijn voor discrete transistoren (en er een grote variantie opzit), vinden we deze quasi zelden of nooit in een *datasheet*. De waarde van de depletiecapaciteiten wordt meestal wel vermeld, maar voor de waarde van de diffusiecapaciteit, helpt het om de bovenstaande afleiding te maken voor de basis-emitter diffusiecapaciteit, vertrekkende van:

$$Q_{F,B} = \tau_{F,B} \cdot i_C$$

Waaruit we kunnen afleiden:

$$C_{f,BE} = \frac{dQ_{F,B}}{dV_{BE}} \approx \tau_{F,B} \frac{i_C}{V_T}$$

Het totaalbeeld We komen op die manier bij het totaalbeeld van een transistor met $v_{BE} \geq 0$ en $v_{CB} \leq 0$, dat een plaats in je parate kennis verdient. De (bipolaire) emitterstroom is de som van de basisstroom (op basis van de minderheidsladingsdragers in de emitter) en de collectorstroom (op basis van de minderheidsladingsdragers in de basis). Hieronder werd deze situatie weergegeven voor een NPN-transistor. De grijze pijlen geven de invloedsfactoren weer op de gaten- en de elektronenstroom. Probeer zelf eens een schets te maken van de situatie voor een PNP-transistor!



Figuur 6.13: Totaalbeeld van de NPN-transistor, waarop alle spanningen en stromen en ladingsopslag werden aangeduid, waarbij we er vanuit gaan dat de basis-collector junctie invers gepolariseerd en de basis-emitter junctie voorwaarts gepolariseerd zijn.

Oefeningen

Opmerking vooraf: de onderstaande berekeningen zal je vermoedelijk maar éénmaal in je leven uitvoeren. Waarom? De meeste parameters die gebruikt worden, zijn immers niet terug te vinden in *datasheets*.

Ze zijn niet zo gemakkelijk experimenteel te bepalen en er zit ook een vrij grote variantie op voor discrete transistoren.³ Parameters als Gummelgetallen, saturatiestromen, oppervlaktes en breedtes, worden wel gebruikt bij het ontwerp en de modellering van bipolaire transistors maar je hun waarden nooit in een *datasheet*. Deze berekeningen hebben dus als doel om je te laten kennis maken met de grootte-orde van deze parameters. Laat deze berekeningen dus ook niet meer zijn dan een kennismaking. De belangrijke (ontwerp)parameters zoals stroomversterking, f_T , g_m , r_o , ... leren we later in het hoofdstuk kennen. Een goed totaalbeeld hebben van de BJT is wel belangrijk!

Oefening 6.4-1:

Teken (uit je hoofd) het totaalbeeld van een silicium NPN transistor (zie Figuur 6.13), waarbij je alle stromen en spanning aanduidt. Neem je formularium bij de hand en schrijf bij elke stroom en capaciteitswaarde de juiste formule.

Probeer de onderstaande vragen te beantwoorden. Teken indien nodig een grafiek waarbij je uitgaat van de volgende waarden:

$G_B = 4 \times 10^{11} \text{ s/cm}^4$	$G_E = 8 \times 10^{13} \text{ s/cm}^4$	$A_E = 0.05 \text{ mm}^2$	$A_C = 0.5 \text{ mm}^2$
$N_B = 1 \times 10^{17} / \text{cm}^3$	$V_A = 100 \text{ V}$	$W_{BE} = 121.4 \text{ nm}$	$W_{BC} = 1.4 \text{ } \mu\text{m}$
$W_B = 4 \text{ } \mu\text{m}$	$V_{BE} = 0.68 \text{ V}$	$V_{CE} = 5 \text{ V}$	$T = 300 \text{ K}$

- Benoem elk van de bovenstaande waarden en probeer uit te leggen wat ze betekenen.
- Bereken de collectorstroom I_C en de basisstroom I_B voor $V_{BE} = 0.6 \text{ V}$. Welk type ladingen nemen deel verzorgen deze stromen in de verschillende transistorgebieden?
- Bereken de stroomversterking, nl. de verhouding I_C/I_B . In welk bereik van V_{BE} is deze waarde geldig?
- Waarom is $W_{BE} \ll W_{BC}$?
- Bereken de diffusie- en depletiecapaciteiten en denk na over waar de ladingen zitten die deze condensatoren stockeren.

Oefening 6.4-2:

Doe nu hetzelfde voor een silicium PNP transistor in gelijkaardige condities. Gebruik dezelfde waarden. Je hoeft dus niets opnieuw uit te rekenen, enkel na te denken over de oriëntatie van de stromen en spanningen en over het type ladingen en waar die ladingen zitten.

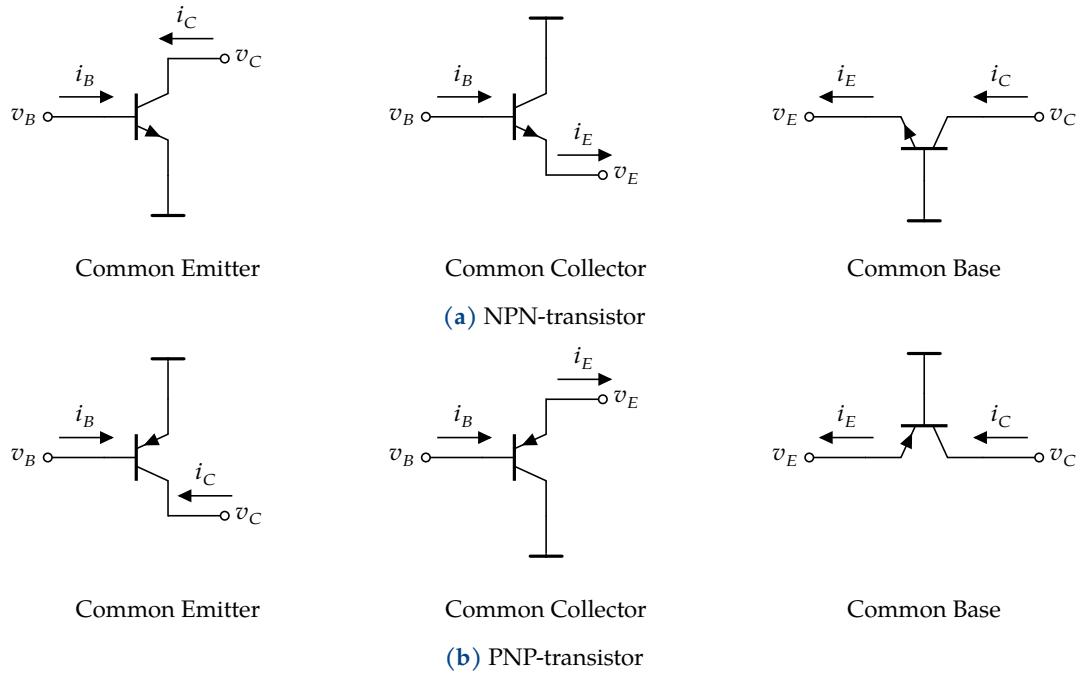
6.5 Basisconfiguraties en versterkingsfactoren

We kunnen de BJT op verschillende manier schakelen. De essentie is dat we telkens een van de klemmen aan een 'vaste potentiaal' hangen.⁴ De basisconfiguraties werden getekend in Figuur 6.14a voor een NPN- en Figuur 6.14b voor een PNP-transistor. De ingangsknoop staat telkens links, de uitgangsknoop rechts. De horizontale strepen duiden op een vaste potentiaal.

Versterking en efficiëntie Uit de afleiding van de basiskarakteristieken weten we dat de uitdrukkingen voor i_B en i_C zeer gelijkaardig zijn. Daardoor wordt hun verhouding heel eenvoudig. We definiëren de *voorwaartse common-emitter stroomversterking* β_F als:

³Dit is overigens niet zo voor transistoren die samen op één plakje silicium zitten als onderdeel van een grotere geïntegreerde schakeling.

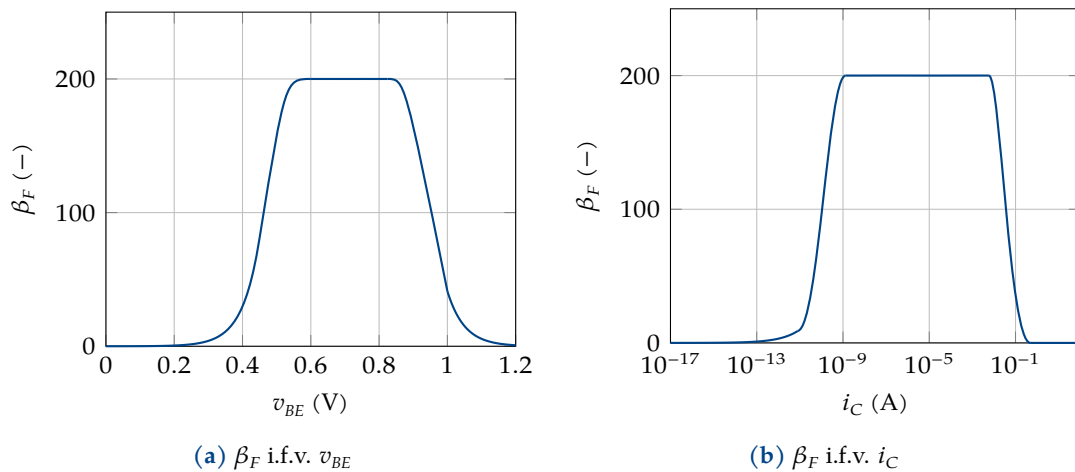
⁴Die potentiaal moet niet over het hele frequentiebereik vast zijn. Het kan ook dat hij enkel vast is in een bepaald frequentiebereik.



Figuur 6.14: Basisconfiguraties voor bipolaire junctietransistoren

$$\beta_F \equiv \frac{i_C}{i_B} = \frac{I_S \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)}{I_{S,B} \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)} = \frac{I_S}{I_{S,B}} = \frac{G_E}{G_B}$$

Gegeven de Gummelgrafieken, komen we tot het volgende verloop van β_F als functie van de stroom:



Figuur 6.15: De common-emitter stroomversterking β_F is geen constante.

Op gelijkaardige manier definiëren we de *voorwaartse common-base stroomversterking* α_F als:

$$\alpha_F \equiv \frac{i_C}{i_E} = \frac{1}{1 + \frac{G_B}{G_E}}$$

De relatie tussen β_F en α_F is eenvoudig:

$$\alpha_F = \frac{\beta_F}{1 + \beta_F} \qquad \beta_F = \frac{\alpha_F}{1 - \alpha_F}$$

Deze uitdrukkingen voor β_F en α_F gelden zowel voor de NPN- als voor de PNP-transistor. In de datasheet van de transistor vind je de waarden van β_F doorgaans vermeld als h_{FE} (i.f.v. de collectorstroom i_C).

Oefeningen

Oefening 6.5-1:

Zoek in de datasheet van de volgende transistoren de grootste minimale common-emitter stroomversterking op. Je vindt de common-emitter stroomversterking in de datasheet als h_{FE} in de datasheet. Met die waarde kan je ook eenvoudig $\alpha_F = \beta_F / (1 + \beta_F)$ berekenen.

- 2N2222
- BC557
- TIP121

Kan je verklaren waarom de common-emitter stroomversterking van de laatste transistor zo groot is?

Oefening 6.5-2:

Zoek in de datasheet van een BC846 de grafieken die h_{FE} beschrijven i.f.v. de collectorstroom en de temperatuur. Stijgt de stroomversterking met de temperatuur, of daalt ze?

Vergelijk de stroomversterking voor de A, B, en C variant van deze transistor. Wat is je conclusie?

6.6 Breakdown / Absolute maximumwaarden

Spanning Aangezien de bipolaire transistor bestaat uit PN-juncties, wil dit ook zeggen dat doorslag kan optreden. De spanning waarbij dit gebeurt, worden in de datasheet van de transistor opgegeven. De datasheet geeft deze waarden als *absolute maximum ratings*, d.w.z. dat de levensduur van de component omlaag gaat indien de waarden licht overschreden worden en vermoedelijk onmiddellijk stuk zal gaan indien deze waarden sterk overschreden worden.

Parameter	Betekenis	Typische waarde
V_{CBO}	Maximale v_{CB} met open emitter	enkele 10-tallen V
V_{CEO}	Maximale v_{CE} met open basis	$< V_{CB}[O]$ (!)
V_{EBO}	Maximale (inverse) v_{BE} met open collector	ca. 5 V

Merk op dat $V_{CEO} < V_{CBO}$, wat op het eerste zicht tegenintuïtief lijkt, aangezien er tussen de collector en de basis maar een junctie zit en tussen collector en emitter twee juncties. Het is echter zo dat met een open emitter de transistor nooit aan kan gaan (de BE-junctie wordt nooit voorwaarts gepolariseerd), terwijl met open-basis de lekstroom in de CB-junctie onmiddellijk

ook de basisstroom wordt die de transistor kan aanschakelen, waardoor de parasitaire lekstroom versterkt wordt met factor β_F , waardoor de transistor sneller stukgaat.

In de praktijk wil dit zeggen je meestal geen rekening hoeft te houden met V_{CBO} , zolang je de grens van V_{CEO} maar respecteert.

Stroom De datasheet specificeert ook maximale waarden voor de collector en de basisstroom. Dit gebeurt aan de hand van twee waarden:

- een maximale continue stroom: meestal wordt die enkel opgegeven voor i_C (omdat men dan ook garandeert dat $i_B = i_C/\beta_F$ een veilige waarde is),
- een maximale piekstroom voor de basis I_{BM} en de collector I_{CM} . Deze worden apart opgegeven omdat de relatie $i_B = i_C/\beta_F$ enkel geldt in regimetoestand, ten gevolge van een tijdelijk onevenwicht in de ladingstoestand van de transistor.

Vermogen Het maximale vermogen P dat de transistor mag dissiperen wordt doorgaans gespecificeerd in functie van de omgevings- of de *case*-temperatuur. Soms wordt ook een coëfficiënt opgegeven die de afhankelijkheid van de temperatuur weergeeft.

Temperatuur Ook de temperatuur is van belang, zowel tijdens de opslag van de transistor (d.w.z. als de schakeling niet in werking is), als tijdens het gebruik.

Parameter	Betekenis
T_{stg}	Minimale en Maximale opslagtemperatuur
T_j	Maximale junctietemperatuur (in werking)
T_{amb}	Minimale en maximale omgevingstemperatuur (in werking)

Merk op dat T_j moeilijk te meten is. Deze waarde kan wel gebruikt worden om een voldoende groot koellichaam te kiezen zodat de junctietemperatuur niet overschreden wordt.

Merk ook op dat je in de meeste datasheets van discrete componenten ook een maximale soldeertemperatuur en -tijd vindt.

Oefeningen

Oefening 6.6-1:

Zoek op het internet een vijftal datasheets van bipolaire junctietransistoren en stel een tabelletje op voor de volgende *maximum ratings*:

- V_{CEO} , V_{CBO} , V_{EBO}
- I_{CM} , I_{BM}
- P_{MAX}
- temperaturen

6.7 Modellen en parameters

Bij het opstellen van de modellen, beperken we ons weer tot de NPN-transistoren. De PNP-transistoren laten we aan de lezer.

6.7.1 Grootsignaalmodellen

Het eenvoudige voorwaartse model Het meest eenvoudige model (wat enkel geldt indien de BC-junctie invers gepolariseerd is), bestaat uit een diode en een stroomafhankelijke stroombron (zie Figuur 6.16a). Merk op dat de diode een saturatiestroom heeft (aangegeven naast het symbool) gelijk aan:

$$i_{S,E} = I_S \left(1 + \frac{1}{\beta_F} \right)$$

Dit equivalente schema komt (op het Early effect na) perfect overeen met de vergelijkingen die we eerder afgeleid hebben. Merk op dat de derde vergelijking redundant is.

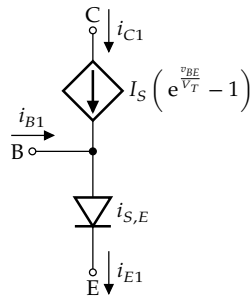
Het eenvoudige inverse model Het bovenstaande model geldt natuurlijk enkel zolang $v_{BC} < 0$. Wat indien $v_{BC} > 0$? De oplossing ligt voor de hand: we wisselen de rol van emitter en collector gewoon om, dan kunnen we hetzelfde model gebruiken. Dat omwisselen kan zonder problemen, de structuur is immers symmetrisch. Het enige wat verschilt zijn de doperingsniveaus en daardoor ook de stroomversterking die veel lager zal zijn. We noemen die β_R . Het resultaat vind je in Figuur 6.16b. Merk op dat de diode een saturatiestroom heeft (aangegeven naast het symbool) gelijk aan:

$$i_{S,C} = I_S \left(1 + \frac{1}{\beta_R} \right)$$

Dit equivalente schema komt opnieuw (op het Early effect na) perfect overeen met de vergelijkingen die we eerder afgeleid hebben. Merk op dat de derde vergelijking opnieuw redundant is.

Het Ebers-Moll model Dit model, opgesteld door Ebers en Moll (zie Figuur 6.18), doet niets meer dan de stromen van het voorwaartse en het inverse model samentellen! Het resultaat vind je in Figuur 6.17. Opnieuw is de derde vergelijking redundant.

Het Ebers-Moll model komt wonderwel overeen met de werkelijkheid indien de spanningen en stromen niet te snel variëren. Indien dat wel het geval is, dan is het Gummel-Poon model het gepaste model.



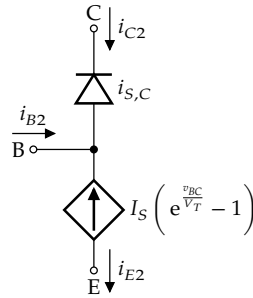
waardoor

$$i_{C1} = I_S \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$i_{B1} = I_S \frac{1}{\beta_F} \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$i_{E1} = \underbrace{I_S \left(1 + \frac{1}{\beta_F} \right)}_{\equiv i_{S,E}} \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$

(a) Eenvoudig voorwaarts model



waardoor

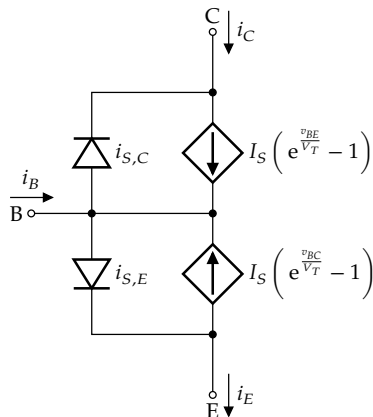
$$i_{E2} = -I_S \left(e^{\frac{v_{BC}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$i_{B2} = I_S \frac{1}{\beta_R} \left(e^{\frac{v_{BC}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$i_{C2} = -\underbrace{I_S \left(1 + \frac{1}{\beta_R} \right)}_{\equiv i_{S,C}} \left(e^{\frac{v_{BC}}{V_T}} - 1 \right)$$

(b) Eenvoudig invers model

Figuur 6.16: Eenvoudige modellen, gebaseerd op de afgeleide karakteristieken



$$i_C = i_{C1} + i_{C2}$$

$$= I_S \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) - \left(1 + \frac{1}{\beta_R} \right) I_S \left(e^{\frac{v_{BC}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$i_B = i_{B1} + i_{B2}$$

$$= I_S \frac{1}{\beta_F} \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) + I_S \frac{1}{\beta_R} \left(e^{\frac{v_{BC}}{V_T}} - 1 \right)$$

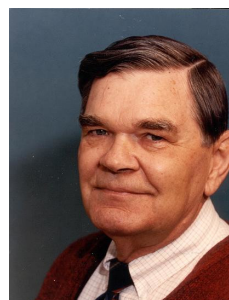
$$i_E = i_{E1} + i_{E2}$$

$$= I_S \left(1 + \frac{1}{\beta_F} \right) \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) - I_S \left(e^{\frac{v_{BC}}{V_T}} - 1 \right)$$

Figuur 6.17: Het Ebers-Moll model



(a) Jewell J. Ebers (*1921–†1959)



(b) John L. Moll (*1921–†2011)

Figuur 6.18: De grondleggers van het eerste grootsignaal transistormodel

Het Gummel-Poon en VBIC model Dit model bouwt verder op het Ebers-model model, maar bekijkt de zaken consequent vanuit de extra lading die in de transistor wordt opgebouwd.

Gummel (zie Figuur 6.11a) en Poon (waarvan quasi geen gegevens meer te vinden zijn) ontwikkelden het model samen in Bell labs. Ze voegden aan het Ebers-Moll model twee zaken toe:

- Een grondige analyse (door Gummel) van het verband tussen hoge injectie, ruimte-ladingsrecombinatie (de oorzaak van de knikken in Figuur 6.10) en de hoeveelheid lading in de basis, leidt tot een heel accuraat ladingscontrolemodel,
- Extra klemweerstand en zijn in staat om het Early effect en complexe weerstandseffecten in de basis (zoals *current crowding*) te modelleren.

Het model telt wel meer dan 40 parameters en is daarom enkel geschikt voor computersimulatie (en niet meer voor handberekeningen).

Recenter nog, ontwikkelde een consortium van bedrijven samen het *vertical bipolar inter-company model*, dat moderne transistoren voor geïntegreerde schakelingen nauwkeurig modelleert. Het bevat bijna 100 parameters!

Als je echter nog simulaties uitvoert voor discrete transistoren, dan is het Gummel-Poon model meer dan goed genoeg en is het VBIC-model *overkill*.

Deze modellen zijn allemaal ter beschikking in moderne circuitsimulators. Modellen voor BJTs vind je ofwel in bibliotheken aangeleverd door de ontwikkelaar van de simulator, ofwel door grote fabrikanten (zoals NXP, AD, TI, OnSemi, ...). Voor geïntegreerde schakelingen zitten ze vervat in de *design kit* die de siliciumbakker (zoals TSMC, UMC, Infineon, ...) aanlevert.

Indien je ooit zelf een *modelcard* wil maken voor een transistor die je zelf wil modelleren, dan lees je best de handleiding van de modellenmaker om te weten welke parameters je moet instellen.

6.7.2 Kleinsignaalmodel

Indien we versterkers willen bouwen met transistoren, dan zullen we doorgaans het transistormodel lineariseren rond het werkingpunt. Dat wil ook zeggen dat we de spannings- en

stroomgrootheden schrijven als vaste grootheden (het werkingpunt) plus een afwijking:

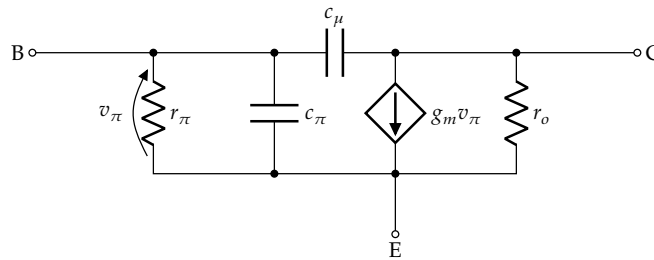
$$\begin{aligned} i_C &= I_C + i_c & v_{BE} &= V_{BE} + v_{be} \\ i_B &= I_B + i_b & v_{CE} &= V_{CE} + v_{ce} \\ i_E &= I_E + i_e & v_{BC} &= V_{BC} + v_{bc} \end{aligned}$$

De grootheden van het werkingpunt schrijven we met enkel hoofdletters, de grootheden van de afwijking met enkel kleine letters. We korten het werkingpunt vaak af als OP (operating point).

We behandelen twee *AC-modellen*, eentje voor handberekeningen en eentje voor computerberekeningen:

Het eenvoudige hybride- π model voor handberekeningen Het model dat we hier afleiden geldt enkel bij voorwaarts gebruik, d.w.z. $v_{BE} > 0$ en $v_{BC} < 0$. Bijkomend veronderstellen we dat V_{BE} groot genoeg is, zodat we de term '-1' in de uitdrukking voor de collectorstroom kunnen verwaarlozen t.o.v. $e^{\frac{v_{BE}}{V_T}}$.

We noemen dit een pi-model omwille van de topologische vorm (twee verticale takken met een horizontale tak ertussen, wat lijkt op de Griekse letter π). Omdat we h-parameters gebruiken, noemen we het een hybride- π model.



In sommige gevallen kan c_μ verwaarloosd worden, wat het rekenwerk bij het gebruik van het model sterk vereenvoudigt.

De spanningsafhankelijke stroombron geeft de incrementele collectorstroom i_C weer die gegenereerd wordt bij een kleine toename van v_{BE} in het werkingpunt:

$$g_m = \left. \frac{\partial i_C}{\partial v_{BE}} \right|_{\text{OP}}$$

We berekenen eerst:

$$\frac{\partial i_C}{\partial v_{BE}} = \frac{\partial}{\partial v_{BE}} \left(I_S \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \left(1 + \frac{v_{CE}}{V_A} \right) \right) = I_S \left(1 + \frac{v_{CE}}{V_A} \right) e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} \frac{1}{V_T} \approx \frac{i_C}{V_T}$$

waaruit volgt: $g_m = I_C / V_T$.

De uitgangsweerstand geeft het Early-effect weer:

$$r_o = \left. \frac{\partial v_{CE}}{\partial i_C} \right|_{\text{OP}}$$

We berekenen eerst:

$$\begin{aligned}\frac{\partial i_C}{\partial v_{CE}} &= \frac{\partial}{\partial v_{CE}} \left(I_S \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \left(1 + \frac{v_{CE}}{V_A} \right) \right) = I_S \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \frac{1}{V_A} \\ &= I_S \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \frac{1 + \frac{v_{CE}}{V_A}}{1 + \frac{v_{CE}}{V_A}} \frac{1}{V_A} \\ &= \frac{i_C}{V_A + v_{CE}}\end{aligned}$$

waaruit volgt:

$$r_o = \frac{V_A + V_{CE}}{I_C}$$

De basisweerstand bepaalt de incrementele basisstroom die gaat vloeien bij een toename van v_{BE} :

$$r_\pi = \left. \frac{\partial v_{BE}}{\partial i_B} \right|_{OP}$$

We berekenen eerst:

$$\frac{\partial v_{BE}}{\partial i_B} = \frac{1}{\frac{\partial i_B}{\partial v_{BE}}} = \frac{1}{\frac{1}{\beta_F} \frac{\partial i_C}{\partial v_{BE}}}$$

waaruit volgt:

$$r_\pi = \frac{1}{\frac{g_m}{\beta_F}} = \frac{\beta_F}{g_m}$$

De basis-emittercapaciteit modelleert de diffusie- en depletiecapaciteit van de BE-junctie:

$$c_\pi = (C_{s,BE} + C_{f,BE})_{OP}$$

We berekenen eerst:

$$\begin{aligned}C_{s,BE} + C_{f,BE} &= C_{s,BE} + \frac{\partial Q_F}{\partial v_{BE}} \\ &= C_{s,BE} + \frac{\partial i_C \tau_F}{\partial v_{BE}} = C_{s,BE} + \tau_F \frac{\partial i_C}{\partial v_{BE}}\end{aligned}$$

Dus:

$$c_\pi = C_{s,BE}|_{V_{BE}} + \tau_F g_m \quad (6.63)$$

De basis-collectorcapaciteit modelleert de depletiecapaciteit van de BC-junctie:

$$c_\mu = C_{s,BC}|_{V_{BC}} \quad (6.64)$$

Samengevat:

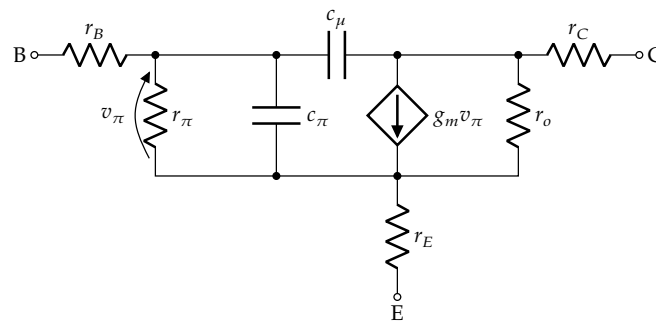
$$\begin{array}{lll}g_m = \frac{|I_C|}{V_T} & r_\pi = \frac{\beta_F}{g_m} & r_o = \frac{V_A + V_{CE}}{I_C} \\ c_\mu = C_{s,BC} & c_\pi = C_{s,BE} + C_{f,BE} & \end{array}$$

waarbij de absolute waardetekens toegevoegd werden zodat de formules ook gelden voor een PNP transistor.

Waar vind je nu deze parameters? De waarde van g_m is dezelfde voor alle transistoren. De waarde van r_o zal je dikwijls niet vinden in een datasheet.⁵ Waarden voor V_A van boven de 100 V zijn echter geen uitzondering. Uit de uitgangskarakteristieken die je in het datablad vindt, kan je doorgaans wel een schatting maken. Gegevens over de capaciteiten vind je doorgaans wel vlot in de databladen.

Het volledige hybride- π model voor computerberekeningen Aangezien AC-berekeningen voor een computer geen uitdaging meer zijn, is het eenvoudig om ook de parastaire klemweerstand in rekening te brengen. Die zijn het gevolg van het feit dat materialen (poly-silicium, silicium en metalen) geen oneindige geleidbaarheid hebben.

Het model ziet er dan als volgt uit. De parasitaire weerstanden r_B , r_E en r_C kunnen uit de layout van de transistor worden geëxtraheerd met een *parasitics extraction tool*. Die leest de layoutgeometrie in en berekent automatisch de nodige weerstandswaarden.



Parameters voor een dergelijk model vind je voor vele transistortypen als een SPICE `.model`-beschrijving op het internet of in de bibliotheek van bekende componentproducenten of EDA-softwareleveranciers. Je favoriete simulator zal ook automatisch het bovenstaande model gebruiken indien de nodige parameters ter beschikking zijn.

6.7.3 Enkele cruciale parameters

De bovenstaande kleinsignaalmodellen laten ons ook toe om enkele cruciale parameters te berekenen die de maximale performantie van een BJT weergeven. Zo is er:

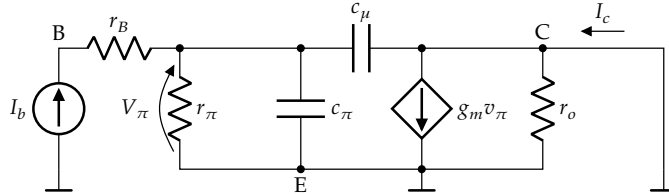
- f_T de maximale stroomversterkingsfrequentie
- $f_{\max}$ de maximale vermogenversterkingsfrequentie

De maximale stroomversterkingsfrequentie f_T Let op: dit is niet de frequentie waarbij de stroomversterking maximaal is, maar de maximale frequentie waarbij je stroom versterking gedaald is tot 1. Dat wil zeggen dat voor $f < f_T$ de transistor nog stroomversterking levert, en

⁵Enkel de goede datasheets vermelden een waarde voor h_{oe} , de omgekeerde waarde van r_o .

erboven niet meer. De testomstandigheden waarbij we f_T meten is de common-emitter opstelling, waarbij we de transistor aansturen met een stroombron en de uitgang (in AC) kortsluiten. In de praktijk zullen we de transistor nooit zo gebruiken, maar het geeft de bovengrens weer aan de stroomversterking. We veronderstellen dat $r_E = r_C = 0$. Om een overdaad aan factoren 2π te vermijden, rekenen we met de hoekfrequentie ω i.p.v. met de telfrequentie f .

De situatie is dus als volgt:



In deze omstandigheden kan je uitrekenen dat:

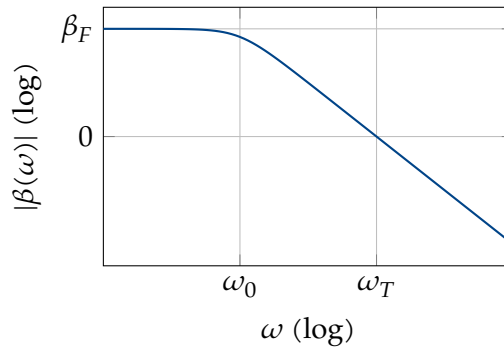
$$I_c = g_m V_\pi$$

$$V_\pi = \frac{I_b}{\frac{1}{r_\pi} + j\omega(c_\mu + c_\pi)}$$

Bijgevolg geldt (door eliminatie van V_π) de volgende uitdrukking voor de stroomversterking:

$$\beta(\omega) = \frac{I_c}{I_b} = \frac{g_m r_\pi}{1 + j\omega r_\pi(c_\pi + c_\mu)} = \frac{\beta_F}{1 + j\omega r_\pi(c_\pi + c_\mu)}$$

Deze uitdrukking staat al in normaalvorm om er een (Bode-)magnitudediagram van te tekenen. We vinden:



waarbij $\omega_0 = 1/(r_\pi(c_\pi + c_\mu))$.

De grafiek gaat door 1 als:

$$\omega_T \approx \beta_F \omega_0 = \frac{g_m r_\pi}{r_\pi(c_\pi + c_\mu)} = \frac{g_m}{c_\pi + c_\mu}$$

Als we dit combineren met vergelijkingen (6.7.2) en (6.64), krijgen we:

$$\begin{aligned}\omega_T &\approx \frac{g_m}{\tau_F g_m + C_{s,BE} + C_{s,BC}} \\ &\approx \frac{1}{\tau_F + \frac{C_{s,BE} + C_{s,BC}}{g_m}} \\ &\approx \frac{1}{\tau_F + \frac{V_T}{I_C} (C_{s,BE} + C_{s,BC})}\end{aligned}$$

waaruit blijkt dat ω_T toeneemt naarmate de collectorstroom stijgt. Bij hele hoge stromen treedt echter het Kirk-effect op, waardoor de transitstijd τ_F geweldig toeneemt. We gaan hier niet dieper op in.

De maximale vermogenversterkingsfrequentie $f_{\max}$ In de praktijk zijn we doorgaans meer geïnteresseerd in vermogenversterking, dan in zuiver stroom of spanningsversterking. Deze parameter is bijvoorbeeld belangrijk indien we een BJT willen gebruiken in een oscillator. De vraag is dan tot welke frequentie de transistor in staat is om het beetje energieverlies dat een 'meting' van de oscillatietoestand van een LC-tank veroorzaakt, weer bij te vullen. Dat kan enkel indien de transistor een positieve vermogenversterking heeft. De afleiding die hiermee samenhangt is te ingewikkeld voor deze cursus. We stellen daarom zonder onderbouwing dat deze maximale frequentie berekend kan worden als:

$$\omega_{\max} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\omega_T}{r_B C_{s,BC}}}$$

Hierbij werkten we weer met de hoekfrequentie ω i.p.v. met de telfrequentie f om de factor 2π die anders overal opduikt, te vermijden. Omrekenen kan eenvoudigweg met $\omega = 2\pi f$.

Oefeningen

Oefening 6.7.3-1:

Zoek de datasheets op van een 2N2222A en een BC547. Zoek de grafiek die f_T weergeeft als functie van I_C . Maak voor deze transistor op basis van deze grafiek een schatting voor τ_F .

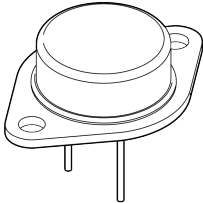
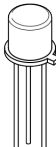
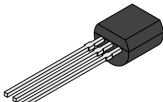
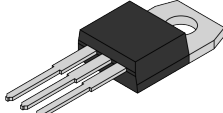
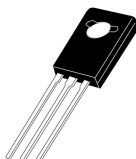
6.8 De BJT als discrete component

6.8.1 Behuizingen

Bipolaire transistoren komen veelvuldig voor in geïntegreerde schakelingen (ICs) maar worden ook als discrete component geregeld gebruikt. Ze zijn beschikbaar in een *Through Hole Technology* (THT) variant en in een *Surface Mount Technology* (SMT) variant.

Raadpleeg steeds de datasheet om de pinbelegging van een transistor te kennen!

Tabel 6.1: Enkele THT verpakkingen voor BJTs

Benaming	$H \times D \times \pi$ (mm ³)	Afbeelding
TO-3	9.65×22.22	
TO-18	5.33×4.95	
TO-92	5.2×5.33	
Benaming	$L \times B \times H$ (mm ³)	Afbeelding
TO-220	$10.54 \times 4.70 \times 15.49$	
TO-225	$7.80 \times 3.00 \times 11.10$	

THT Vermogentransistoren komen nog geregeld voor als THT componenten. Tabel 6.1 geeft enkele typische verpakkingsvormen weer. De afkorting TO staat voor *transistor outline*. De vermogentransistoren hebben doorgaans een of meerdere gaten in de behuizing die toelaten de transistor met een bout op een koelvin te bevestigen. De behuizing TO-92 (louter voorzien voor signaaltransistoren) was vroeger heel courant, maar is nu volledig *obsolete* in een modern ontwerp. Je kan er immers niet op efficiënte manier een koellichaam aan vastmaken. Signaaltransistoren worden tegenwoordig steeds in SMT-uitvoering voorzien.

SMT Binnen de SMT-varianten zien we een evolutie van versies met pinnetjes die uitsteken naar versies met soldeerverbindingen onder de component. Deze laatste maken het nameten van een schakeling er niet eenvoudiger op. Tabel 6.2 geeft enkele typische verpakkingsvormen weer. De afkorting SOT staat voor *small outline transistor* en DFN staat voor *dual flat no leads*. De consequentie van deze evolutie is dat *Design for Testability* nog crucialer wordt: tijdens het ontwerp moet goed nagedacht worden waar meetpunten moeten voorzien worden. De moderne componentverpakkingen laten immers vaak niet meer toe om rechtstreeks op de component te meten.

Tabel 6.2: Enkele SMT verpakkingen voor BJTs (afbeeldingen bron: Nexperia.com)

Benaming	$L \times B \times H$ (mm ³)	Afbeelding
SOT-323	$2 \times 1.25 \times 0.95$	
SOT-23	$2.9 \times 1.3 \times 1$	
SOT-89	$4.5 \times 2.5 \times 1.5$	
DPAK SOT-428C	$6.73 \times 6.32 \times 2.38$	
D2PAK SOT-404	$11 \times 10 \times 4.3$	
DFN-0603	$0.63 \times 0.33 \times 0.25$	
DFN-0606	$0.63 \times 0.63 \times 0.37$	
DFN-1006	$1 \times 0.63 \times 0.37$	
DFN-1010D	$1.1 \times 1 \times 0.37$	
DFN-2020	$2 \times 2 \times 0.65$	

6.8.2 Type-aanduiding

Er zijn drie courante type-aanduidingen voor diodes:

EIA/JEDEC dit is het (oudste) Amerikaanse systeem waarbij de type-aanduiding start met '2X' gevolgd door een onderdeelcode (*part number*), waarbij de 2 het aantal PN-juncties aanduidt en de X een van de letter is uit de onderstaande tabel:

X	Variant
C	chip-variant
N	verpakte variant

JIS het Japanse systeem, waarbij de type-aanduiding start met '2SX' gevolgd door een onderdeelcode (*part number*). De 2 duidt het aantal PN-juncties aan (in het geval van een BJT is dit 2), de S is letterlijk te nemen en de X is een van de lettercombinaties uit de onderstaande tabel:

XX	Type
A	PNP hoogfrequente transistor
B	PNP audiofrequente transistor
C	NPN hoogfrequente transistor
D	NPN audiofrequente transistor

Pro Electron het Europese systeem waarbij de typeaanduiding start met met twee letters MT gevolgd door een onderdeelcode (*part number*). De betekenis voor de twee letters vind je in der onderstaande tabel:

M	Materiaal
A	Germanium
B	Silicium
C	Galliumarsenide
R	Legeringen

T	Type
C	audiofrequente laagvermogenstransistor
D	audiofrequente vermogenstransistor
F	hoogfrequente laagvermogenstransistor
L	hoogfrequente vermogenstransistor
S	laagvermogen schakeltransistor
U	hoogvermogen schakeltransistor

aa

6.8.3 Kleinsignaalparameters

Datasheets zijn vaak onvolledig wat betreft de werkingsparameters (zoals bv. de kleinsignaalparameters van het hybride- π model). Dit valt te verklaren vanuit het feit dat vele fabrikanten ervanuit gaan dat de transistor als schakelaar zal gebruikt worden.

De (trans)conductanties De betere datasheet vermeldt echter wel doorgaans h-parameters in verschillende configuraties (meestal *common-emitter*, soms ook *common-base* en *common-collector*). Deze h-parameters (zie het hoofdstuk over standaardkarakteristieken in het vorige boekdeel) zijn gemakkelijk op te meten, wat de hoofdreden is om deze in de datasheet op te meten.

De waarde g_m is voor alle bipolaire junctietransistoren universeel gelinkt aan de collectorstroom:

$$g_m = \frac{|I_C|}{V_T}$$

De waarde van r_π kan je berekenen op basis van de stroomversterking h_{fe} die we in de datasheet vinden:

$$r_\pi = \frac{h_{fe}}{g_m}$$

Hetzelfde geldt voor de uitgangsweerstand r_o :

$$r_o = \frac{1}{h_{oe}}$$

De condensatoren We weten dat bij normaal gebruik:

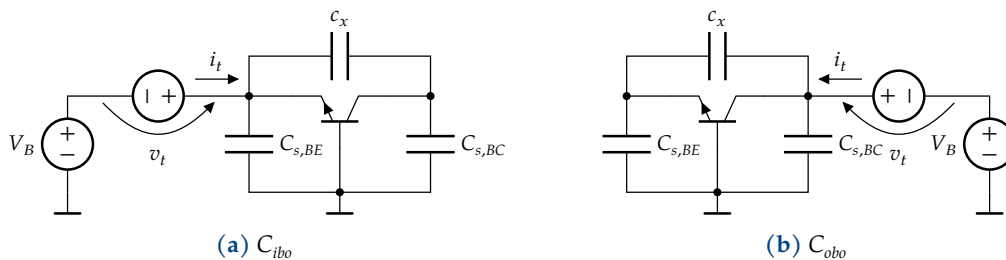
$$\begin{aligned} c_\pi &= C_{s,BE} + C_{F,BE} = C_{s,BE} + g_m \tau_F \\ c_\mu &= C_{s,BC} \end{aligned}$$

Een waarde van τ_F kan je opzoeken in de datasheet (eventueel via de grafiek van f_T als functie van I_C) (zie oefening op het einde van de vorige sectie).

De waarde van de depletiecapaciteiten kan je benaderen vanuit de opgave van C_{ibo} en C_{obo} in de datasheet:

- C_{ibo} : input capacitance in common-base configuration with the other terminal open
- C_{obo} : output capacitance in common-base configuration with the other terminal open

De meetopstelling waarbij deze capaciteiten gemeten worden, werd weergegeven in Figuur 6.19.



Figuur 6.19: Meetopstelling gebruikt om de input en output capacitance in common-base configuratie te meten waarbij de andere terminal open blijft; er wordt een kleine sinusvormige wisselspanning met v_t aangelegd en gemeten welke stroom gegenereerd wordt, waarbij $C = i_t / \frac{dv_t}{dt}$. De kleinsignaal junctiecapaciteiten $C_{s,BC}$ en $C_{s,BE}$ werden expliciet getekend, samen met de parasitaire capaciteit c_x tussen de emitter- en de collector-terminal. Bij de metingen wordt de junctie waarover V_t wordt aangebracht voorzien van een DC-biasspanning V_B om ze invers te polariseren.

Merk op dat in beide gevallen de junctie invers gepolariseerd wordt, zodat enkel de depletiecapaciteit van de junctie actief is. De andere junctie is niet gepolariseerd, waardoor ook enkel de depletiecapaciteit actief is.

$$C_{ibo} = C_{s,BE} + \frac{c_x C_{s,BC}}{c_x + C_{s,BC}}$$

$$C_{obo} = C_{s,BC} + \frac{c_x C_{s,BE}}{c_x + C_{s,BE}}$$

Vermits $c_x \ll C_{s,BC}$ en $c_x \ll C_{s,BE}$ kunnen we benaderend stellen:

$$C_{ibo} \approx C_{s,BE}$$

$$C_{obo} \approx C_{s,BC}$$

Oefeningen

Oefening 6.8.3-1:

Bereken de volgende kleinsignaalparameters van een 2N2222A transistor: g_m , r_o , r_{π} , c_{π} , c_{μ} bij voorwaartse polarisatie. Zoek een datasheet waarop je ook informatie vindt over de h-parameters (h_{ie} , h_{hre} , h_{fe} , h_{oe}) en de capaciteiten in common-base configuratie. Veronderstel $I_C = 10$ mA, $V_T = 25$ mV, $V_{BE} \approx 0.7$ V en $V_{CE} \approx 10$ V.

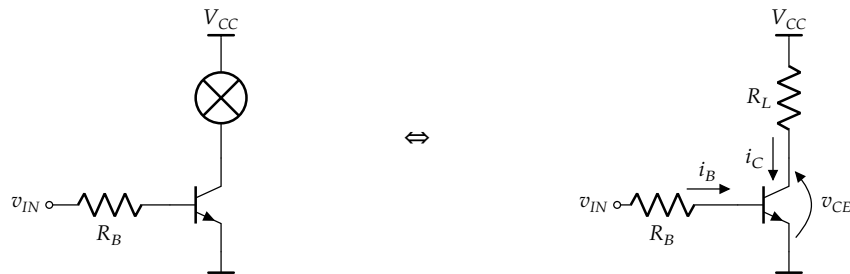
Oefening 6.8.3-2:

Bereken de volgende kleinsignaalparameters van een BC557C PNP transistor: g_m , r_o , r_{π} , c_{π} , c_{μ} bij voorwaartse polarisatie. Zoek een datasheet waarop je ook informatie vindt over de h-parameters (h_{ie} , h_{hre} , h_{fe} , h_{oe}) en de capaciteiten in common-base configuratie. Veronderstel $I_C = -2$ mA en $V_T = 25$ mV, $V_{BE} \approx -0.7$ V en $V_{CE} \approx -5$ V.

6.9 Basisschakelingen

6.9.1 De transistor als schakelaar

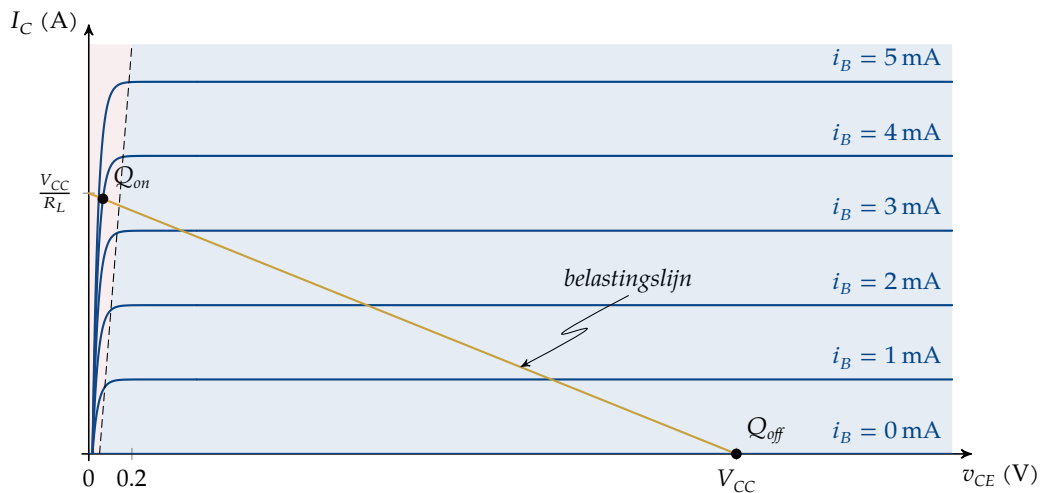
Resistieve belasting De meest rudimentaire manier om een transistor te gebruiken, is als schakelaar. Laten we als voorbeeld een lamp met weerstand R schakelen met een common-emitter configuratie. De lamp is elektrisch gezien een weerstand met waarde R_L :



Voor de bovenstaande configuratie kunnen we schrijven:

$$v_{CE} = V_{CC} - R_L i_C$$

Deze vergelijking beschrijft het effect van de lastweerstand R_L op de collector van de transistor. Dit is de vergelijking van een rechte in het (i_C, v_{CE}) -vlak. We noemen deze rechte de *belastinglijn* (load line). We tekenen ze op de uitgangskarakteristiek van de transistor in groen:



Indien we de lamp willen *uitschakelen*, zorgen we ervoor dat er geen basisstroom loopt. Dit kunnen we doen door $v_{IN} \approx 0 \ll 0.7 \text{ V}$. Het werkingpunt Q_{off} bevindt zich dan onderaan op snijding van de belastinglijn en de v_{CE} -as.

Indien we de lamp willen *aanschakelen*, zorgen we ervoor dat de basisstroom groter wordt dan ca. 3.5 mA , zodat het werkingpunt Q_{on} zich dan bevindt op de snijding van de belastinglijn en een stijgende helling van de uitgangskarakteristiek. De resterende v_{CE} bedraagt dan doorgaans minder dan 0.2 V . Deze waarde noemen we v_{CEsat} . Je kan ze doorgaans als een veilige bovenwaarde nemen.

Dit verdeelt de uitgangskarakteristiek van een transistor in twee gebieden:

- het *saturatiegebied*: aangegeven in roze achtergrond op de figuur (links van de stippellijn)
- het *lineaire gebied*: aangegeven in lichtblauwe achtergrond op de figuur (rechts van de stippellijn)

Spijtiggenoeg hebben wetenschappers/ingenieurs deze gebieden voor een MOS-transistor net de omgekeerde benamingen gegeven. Let dus goed op welke termen je gebruikt!

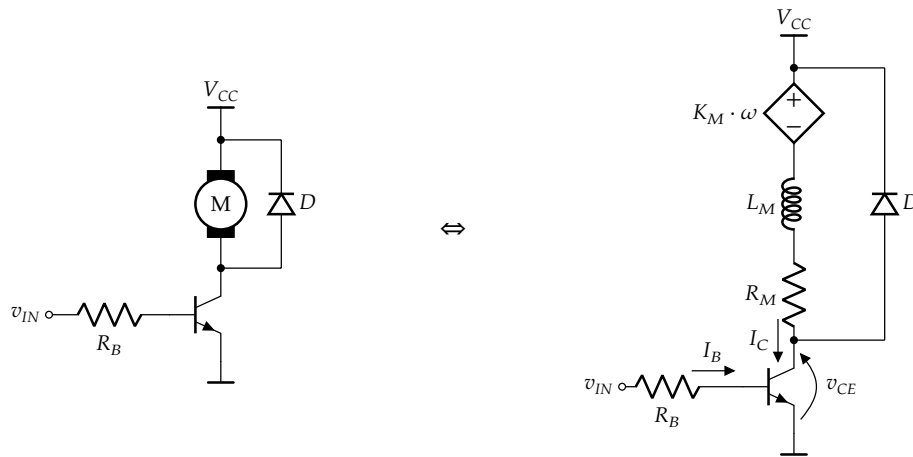
Teken zelf de overeenkomstige configuratie met een PNP-transistor.

Inductieve belasting De bovenstaande schakeling is niet geschikt indien je een inductieve belasting moet schakelen (bv. een motorwikkeling). In dat geval moet je een *vrijlooptiode* (*fly-back diode*) voorzien. Beschouw ter illustratie het schakelen van een DC-motor (zie Figuur 6.20). Merk de vrijlooptiode D op en de specifieke oriëntatie ervan!

De wikkeling van de motor kan je modelleren als spoel L_M met een zekere parasitaire serie-weerstand R_M waarin — door het draaien van de motor — een zekere tegenspanning wordt opgewekt (de *back EMF*) evenredig aan het toerental ω .

Indien de transistor aanstaat, dan vloeit er stroom door de motor en de transistor. Er zit daardoor ook een hoeveelheid energie ten belope van $L_M I_C^2 / 2$ opgeslagen in de spoel. De diode is gesperd.

Als je nu de transistor plots wil uitschakelen, dan zal de spoel haar energie weer willen vrijgeven. Dit doet ze door de stroom die er door vloeit op gang proberen te houden. De spoel zal



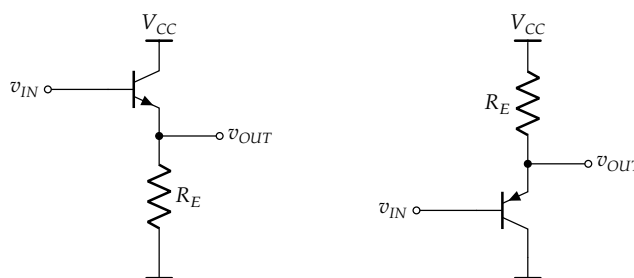
Figuur 6.20: Bescherming van de transistor bij inductieve belasting (links het schema en rechts het equivalente netwerk)

daardoor (als tijdelijke bron) een extra spanning ontwikkelen in de richting van haar stroomzin, dus van noord naar zuid. Hierdoor komt zonder vrijlooppdiode een hele hoge potentiaal te staan op de collectorklem van de transistor, waardoor de transistor zal doorslaan (V_{CEO} wordt overschreden). De vrijlooppdiode laat echter toe dat de stroom mooi in een kringetje loopt, waardoor de potentiaal op de collectorklem (in voldoende mate) beperkt wordt.

6.9.2 De transistor als buffer/levelshifter (emittervolger)

De emittervolger is gebaseerd op een duidelijke eigenschap van de transconductantie karakteristiek van de BJT (zie Figuur 6.8). Indien de stroom een courante waarde heeft en niet teveel wijzigt, dan zal voor een silicium-transistor steeds $V_{BE} \approx 0.7$ V bedragen.

De emittervolger is een *common-collector* basisconfiguratie. De schakeling linksonder zorgt voor een *levelshifting* van ca. 0.7 V naar beneden, de schakeling rechtsonder voor een *levelshifting* van ca. 0.7 V naar boven:



De weerstand R_E zorgt er telkens voor dat er een beperkte I_C kan vloeien, net voldoende om $V_{BE} \approx 0.7$ V te garanderen.

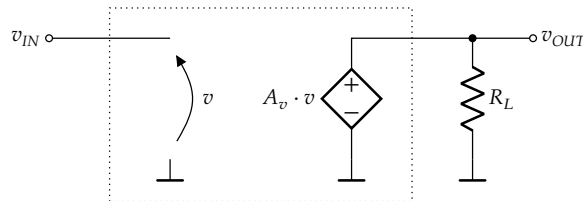
Deze schakeling zorgt er tevens voor dat de stroom die nodig is om de belasting op v_{OUT} aan te sturen door de transistor geleverd wordt (vanuit de voedingsspanning) en niet door de bron die v_{IN} aanstuurt. De basisstroom is immers maar $1/(1 + \beta_F)$ keer de emitterstroom. In die zin vormt deze schakeling een buffer. Is die zou goed als een spanningsvolger met een operationele versterker? Natuurlijk niet, maar hij is wel veel goedkoper en sneller!

6.9.3 De transistor als kleinsignaalversterker

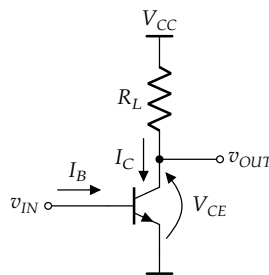
Doel Het doel is om een kleine spanning te versterken tot een grotere spanning en daarmee een last R_L aan te sturen, zonder dat de stroom die nodig is om R_L aan te sturen door de kleine ingangsspanningsbron moet geleverd worden.

We gebruiken hier technieken die typisch zijn voor discrete schakelingen. De configuratietechnieken bij geïntegreerde schakelingen zijn fundamenteel anders.

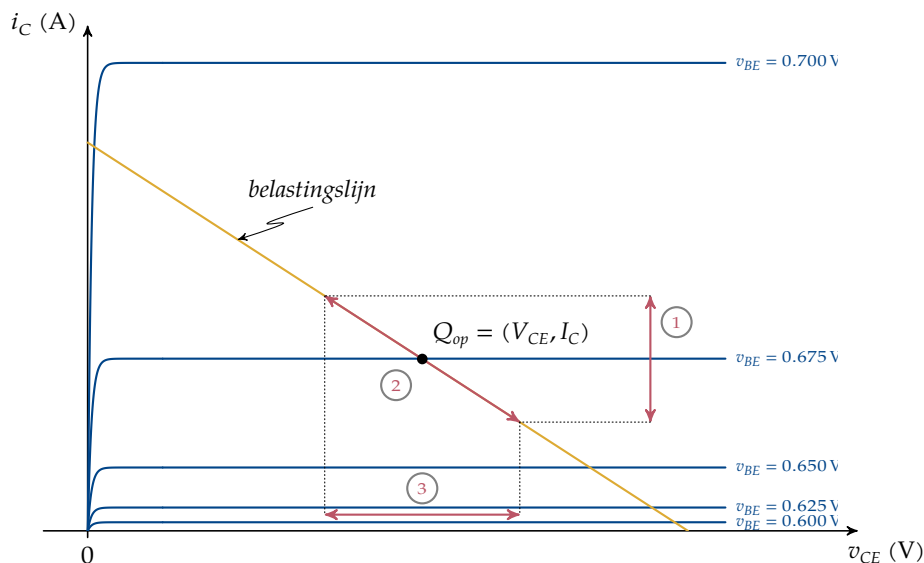
Principeel voorgesteld:



Principe We willen dit realiseren met de onderstaande principeschakeling:



Het startpunt voor het begrijpen van de standaard common-emitter versterkerconfiguratie is de uitgangskarakteristiek van de BJT waarin we de belastingslijn t.g.v. een weerstand R_L tekenen. Een (1) variatie in basis-emitterspanning geeft dan (2) een traject langsheen de belastingslijn met als resultaat (3) een variatie in de collector-emitterspanning.

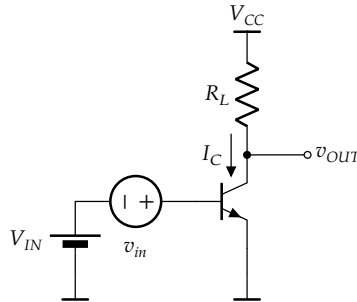


Indien we willen dat de uitgangsspanning van transistor mooi kan variëren met de basis-emitter-

spanning die we aanleggen, dan moeten we de transistor laten werken in het punt Q_{op} aangegeven op de figuur. Bij dat centraal gelegen punt op de belastingslijn kan V_{CE} mooi op en neergaan zonder dat er clipping optreedt.

Om dit mogelijk te maken moeten we ervoor zorgen dat er al voldoende stroom door de transistor gaat 'in rust' (d.w.z. zonder dat we een te versterken signaal aanleggen).

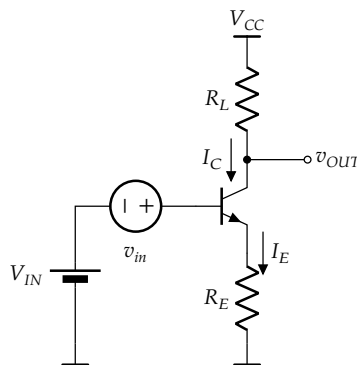
Dat zou kunnen met de onderstaande schakeling:



waarbij $v_{IN} = V_{IN} + v_{in}$, m.a.w. waarbij we het signaal v_{in} superponeren op een DC-spanning V_{IN} om de transistor de juiste *voorspanning* te geven, zodat die in het optimale instelpunt (in het Engels *operating point*) kan werken.

We noemen dit in het algemeen het *instellen* of het *biasen* van de transistor.

Er is echter een praktisch probleem verbonden aan deze schakeling: de collectorstroom is exponentieel afhankelijk van V_{BE} en ook afhankelijk van de temperatuur (via V_T). Daardoor is deze stroom slecht *geconditioneerd*.⁶ Een spanningsbron maken die rekening houdt met de grote gevoeligheid van het exponentiële verband en met de temperatuursafhankelijkheid, zou ongemeen duur zijn. Wat we doorgaans doen is — i.p.v. V_{BE} in te stellen — de collectorstroom I_C op een redelijke waarde instellen. Dit kunnen we doen door een *feedbackweerstand*⁷ R_E toe in de emitter-lijn:



Die heeft als effect dat hij de collectorstroom I_C quasi volledig vastlegt. We weten immers dat $V_{BE} \approx 0.7 \text{ V}$ om een redelijke collectorstroom te laten vloeien. Als we even veronderstellen dat we geen signaal aanleggen ($v_{in} = 0$), dan kunnen we eenvoudig uitrekenen dat:

$$I_E = \frac{V_{IN} - V_{BE}}{R_E} \approx \frac{V_{IN} - 0.7 \text{ V}}{R_E}$$

⁶In het eenvoudig Nederlands: *slecht controleerbaar*.

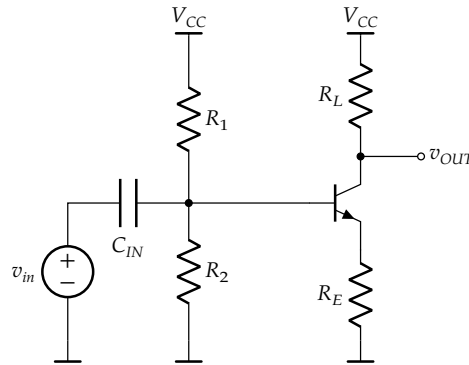
⁷We zullen later zien waarom we deze weerstand een feedbackweerstand noemen.

en we weten dat:

$$I_C = I_E - I_B = \frac{\beta}{\beta + 1} I_E \approx I_E$$

De collectorstroom I_C is hierdoor lineair afhankelijk van V_{IN} i.p.v. exponentieel. Hierdoor is het veel gemakkelijker om I_C onder controle te houden.

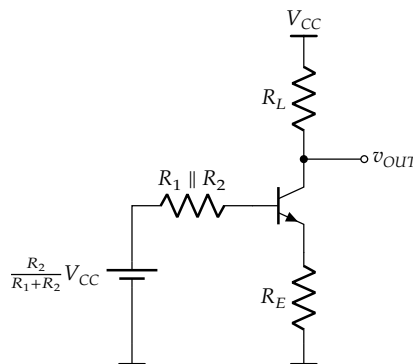
In de praktijk Een praktische (goedkope) manier om de serieschakeling van de instelspanning en de signaalbron te realiseren is, door gebruik te maken van een weerstandsdeler met koppelcondensator:



Laten we van deze configuratie eens grondig onderzoeken hoe ze werkt. We doen dit door te veronderstellen dat we de totale werking kunnen begrijpen als de som van het instelpunt en het kleinsignaalregime, m.a.w.

$$\begin{aligned} v_{IN} &= V_{IN} + v_{in} \\ v_{OUT} &= V_{OUT} + v_{out} \end{aligned}$$

Het instelpunt — werking in DC We veronderstellen hierbij dat de condensator een open keten is en we vervangen de weerstandsdeler door zijn Thévenin-equivalent:



We kunnen nu eenvoudig de collectorstroom berekenen uit de volgende vergelijking:

$$I_C = \frac{\beta}{\beta + 1} \frac{1}{R_E} \left(\frac{R_2}{R_1 + R_2} V_{CC} - (R_1 \parallel R_2) \frac{I_C}{\beta} - V_{BE} \right)$$

Vaak veronderstellen we dat de spanningsval over de Thévenin-weerstand van de deler verwaarloosbaar klein is en benaderen we $V_{BE} \approx 0.7 \text{ V}$, zodat:

$$I_C \approx \frac{\beta}{\beta + 1} \frac{1}{R_E} \left(\frac{R_2}{R_1 + R_2} V_{CC} - 0.7 \text{ V} \right) \approx \frac{1}{R_E} \left(\frac{R_2}{R_1 + R_2} V_{CC} - 0.7 \text{ V} \right)$$

Als extra controle moeten we ons nog verzekeren van het feit dat de transistor zich niet in saturatie bevindt. We weten dat:

$$v_{CE} = V_{CC} - R_L i_C - R_E i_E \approx V_{CC} - i_C (R_L + R_E)$$

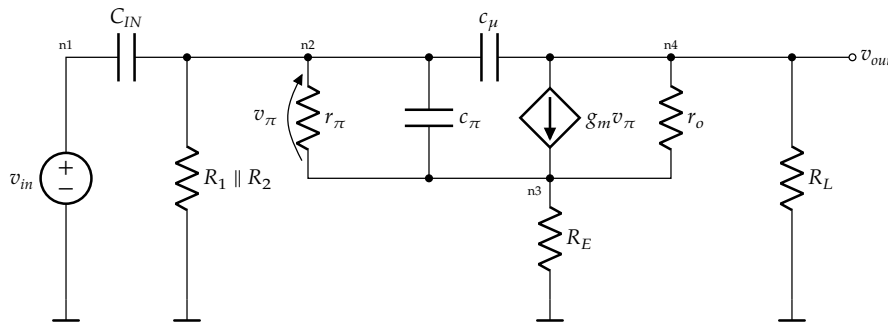
Bij maximale uitgangsswing zal i_C gemoduleerd worden tussen 0 en $2I_C$. We moeten verzekeren dat $v_{CE} > V_{CEsat}$.

We kiezen I_C daarom zo dat:

$$V_{CEsat} < V_{CC} - 2I_C(R_L + R_E)$$

We kunnen hier best enige veiligheidsmarge op nemen. Dit legt ook de DC-spanning van de uitgang, V_{OUT} , vast.

De versterking — werking in kleinsignaalregime. We vervangen hiervoor elke DC-spanningsbron door een kortsluiting, en de transistor door zijn hybride- π -model. Dit levert het volgende schema op:



Dit schema *hals-over-kop* te lijf gaan met de MNA-methode, zou ons eerder zuur opbreken (omwille van de complexiteit). We hebben dat in het vorige boekdeel al eens gedaan. Je herinnert je ongetwijfeld nog de uitdrukking voor de spanningsversterking die in *landscape* ternauwernood op een A4-blad genoteerd kon worden.⁸

In plaats daarvan, denken we eerst even na over de rol die de koppelcondensator C_{IN} speelt. Deze condensator is enkel bedoeld om het DC-niveau van de signaalbron te scheiden van het DC-spanningsniveau op de basis. De bedoeling is echter dat hij zo groot is, dat hij — bij de frequenties waar we in geïnteresseerd zijn — zich als kortsluiting gedraagt. Hoe groot dan? De *stelling van Millman* biedt ons hier weer het antwoord. Die stelling zegt dat de potentiaal op knoop n2 bepaald wordt door de potentialen van de buurknopen n1, n3, n4 en de grondpotential (via $R_1 \parallel R_2$):

$$v_{n2} = \frac{sC_{IN}v_{in} + (g_{\pi} + sc_{\pi})v_{n3} + sc_{\mu}v_{n4}}{sC_{IN} + (g_{\pi} + sc_{\pi}) + sc_{\mu} + G_1 + G_2}$$

waarbij we de klassieke symboliek gebruikten waarbij $g = 1/r$ en $G = 1/R$.

Als we willen dat C_{IN} zich als kortsluiting gedraagt, dan wil dit zeggen dat we $v_{n1} = v_{n2}$ willen maken. Dit kunnen we door ervoor te zorgen dat de conductantie van C_{IN} — bij de frequenties waar we in geïnteresseerd zijn — ordegrottes groter is dan de andere conductanties.

⁸Een extra complicerende factor was toen wel de basisweerstand, die we hier buiten beschouwing laten.

Dat leidt tot de volgende ontwerpvereisten bij het kiezen van de koppelcondensator:

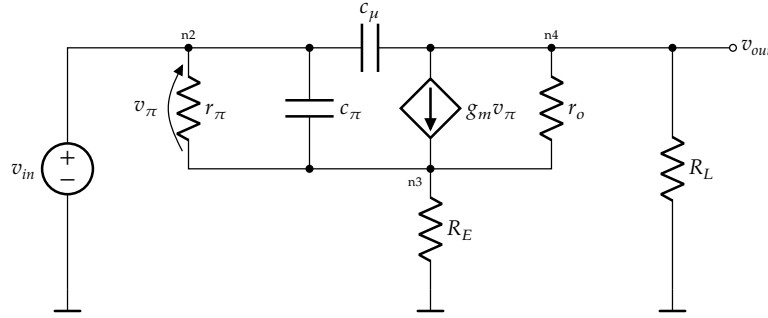
$$\omega_{\min} C_{IN} \gg G_1 + G_2$$

$$\omega_{\min} C_{IN} \gg g_{\pi}$$

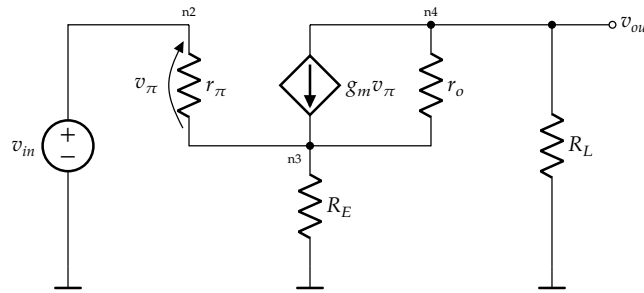
$$C_{IN} \gg c_{\pi}$$

$$C_{IN} \gg c_{\mu}$$

Indien we aan deze vereiste voldoen, dan reduceert het schema zich tot:



Laten we het vraagstuk nog wat vereenvoudigen tot het gedrag bij lage frequenties, waarbij c_{π} en c_{μ} zich als open keten gedragen. We krijgen dan het volgende equivalente schema:



Dit kunnen we gemakkelijk met de MNA-methode beschrijven als:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -g_{\pi} - g_m & g_{\pi} + g_m + G_E + g_o & -g_o \\ g_m & -g_m - g_o & g_o + G_L \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_{n2} \\ v_{n3} \\ v_{n4} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_{in} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (6.65)$$

Hieruit kunnen we m.b.v. de regel van Cramer eenvoudig de spanningsversterking bepalen:

$$\begin{aligned} A_v = \frac{v_{n4}}{v_{in}} &= \frac{\begin{vmatrix} 1 & 0 & 1 \\ -g_{\pi} - g_m & g_{\pi} + g_m + G_E + g_o & 0 \\ g_m & -g_m - g_o & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -g_{\pi} - g_m & g_{\pi} + g_m + G_E + g_o & -g_o \\ g_m & -g_m - g_o & g_o + G_L \end{vmatrix}} \\ &\stackrel{(C3)}{=} \frac{(g_{\pi} + g_m)(g_m + g_o) - g_m(g_{\pi} + g_m + G_E + g_o)}{\stackrel{(R1)}{(g_{\pi} + g_m + G_E + g_o)(g_o + G_L) - g_o(g_m + g_o)}} \\ &= \frac{g_{\pi}g_o - g_m G_E}{g_{\pi}(g_o + G_L) + g_m G_L + G_E(g_o + G_L) + g_o G_L} \end{aligned}$$

Uit de afleiding van de kleinsignaalparameters weten we echter:

$$g_\pi = \frac{g_m}{\beta_F} \Rightarrow g_\pi \ll g_m$$

Bijkomend kunnen we doorgaans veronderstellen dat:

$$g_o \ll G_L$$

$$g_o \ll G_E$$

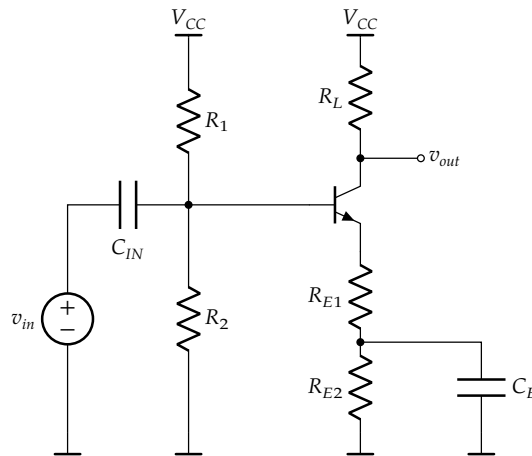
Hierdoor kunnen we de uitdrukking van de versterking verder vereenvoudigen tot:

$$A_v \approx -\frac{g_m G_E}{G_L(g_m + G_E)} \approx -\frac{G_E}{G_L} = -\frac{R_L}{R_E}$$

waarbij we in de laatste stap ook verondersteld hebben dat $G_E \ll g_m$, wat doorgaans het geval is.

We hebben dus een inverterende versterker met een vrij eenvoudige uitdrukking voor de versterking! Helaas ligt R_E al vast omwille van de *biasing*. Het lijkt dus alsof we de versterking niet meer kunnen kiezen.

Om die reden, gebruiken we doorgaans de onderstaande schakeling, waarbij een deel van R_E in AC korgesloten wordt, zodat we de versterking kunnen regelen.



Hierdoor:

$$A_v \approx -\frac{R_L}{R_{E1}}$$

Indien we een hele grote versterking willen realiseren, door $R_{E1} \rightarrow 0$, dan geldt de eerder gemaakte benadering $G_E \ll g_m$ niet meer waardoor:

$$A_v \approx -\frac{g_m G_{E1}}{G_L(g_m + G_{E1})} \approx -\frac{g_m}{G_L} = -g_m R_L$$

We kunnen vervolgens c_π en c_μ wel in rekening brengen, door ze toe te voegen aan vergelijking (7.8). We deden dat hieronder in rood.

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -g_\pi - g_m - s(c_\pi + c_\mu) & g_\pi + g_m + G_E + g_o + s c_\pi & -g_o - s c_\mu \\ g_m - s c_\mu & -g_m - g_o & g_o + G_L + s c_\mu \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_{n2} \\ v_{n3} \\ v_{n4} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_{in} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

Om het rekenwerk binnen de perken te houden, brengen we al wat vereenvoudigingen aan in de matrixbeschrijving, met name:

$$g_\pi \ll g_m \qquad g_o \ll g_L$$

Hierdoor:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -g_m - s(c_\pi + c_\mu) & g_m + G_E + sc_\pi & -g_o - sc_\mu \\ g_m - sc_\mu & -g_m & G_L + sc_\mu \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_{n2} \\ v_{n3} \\ v_{n4} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_{in} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

Wederom m.b.v. de regel van Cramer (gebruik Matlab!) kunnen we afleiden dat:

$$A_v = - \frac{G_E g_m - s(c_\mu(G_E + 2g_m) - s^2 c_\mu c_\pi)}{G_L(G_E + g_m) - g_m g_o + s(G_E c_\mu + G_L c_\pi) + s^2 c_\mu c_\pi}$$

Merk op dat deze uitdrukking voor lage frequenties overeenkomt met de eerder afgeleide uitdrukking.

Nabeschuwing De bovenstaande uiteenzetting zou de indruk kunnen wekken, dat we een BJT steeds schakelen zodat het werkpunt in de uitgangskarakteristiek mooi in het midden ligt. Dat is een foute indruk. Een transistor die werkt zoals in het bovenstaande voorbeeld, noemen we een klasse-A versterker. Het nadeel van de klasse A-versterker is dat hij ongeacht of er signaal aanwezig is of niet, een gemiddeld vermogenverbruik heeft $P = V_{CC} I_C$.

Een 40 W klasse A audio-versterker verbruikt dus in rust 40 W! Om die reden zijn klasse A versterkers voor vermogentoepassingen stilaan in onbruik geraakt: ze helpen het klimaat om zeep!

Men is vanzelfsprekend op zoek gegaan naar meer efficiënte versterkerconfiguraties voor vermogentoepassingen. Die noemen we dan klasse B, C, D, ...helemaal tot en met T. Wil je er meer over weten? Lees je dan even in op <https://www.electronics-tutorials.ws/amplifier/amplifier-classes.html>.

En zo komen we tot bij enkele aspecten die we toch nog over de BJT als vermogenversterker moeten weten.

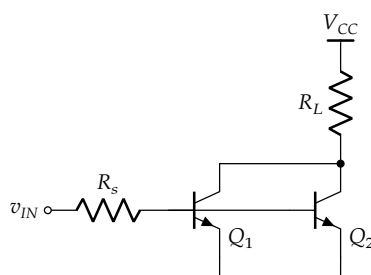
6.9.4 De transistor als vermogenversterker

Doel Op zich is de manier waarop we een transistor schakelen als vermogenversterker niet fundamenteel verschillend van hoe we dat doen als signaalversterker. Ons einddoel is wel verschillend. Bij de signaalversterker proberen we de spanningsversterking (of de stroomversterking) zo groot mogelijk te krijgen. Bij de vermogenversterking proberen we het vermogen dat de bron levert zo veel mogelijk te versterken (zie hoofdstuk over impedantiematching). We gaan hier nu niet dieper op in.

Hierbij willen we nog opmerken dat ook voor het versterken van signalen die uit een *lange lijn* (bv. een coaxiale kabel of een UTP kabel) komen, het matchen van de impedanties ook belangrijk is. In dat geval gaat het wel niet meer om de vermogenversterking, maar om het vermijden van reflecties.

BJTs parallelschakelen De essentie van deze sectie is om te illustreren dat het parallelschakelen van BJTs om een grotere stroom te kunnen genereren geen goed idee is. Wat loopt er mis?

Beschouw het volgende paar parallelgeschakelde BJTs, waarbij we veronderstellen dat hun enige taak is om een last op of af te schakelen:



Indien beide transistoren identiek zijn, dan zullen ze een gelijke stroom voeren, gelijk aan:

$$I_C = I_S \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$

en ook een gelijk vermogen verbruiken gelijk aan:

$$P = V_{CE} \cdot I_C$$

want er staat ook een gelijke collector-emitterspanning over hun klemmen. Ze zullen dus ook gelijk opwarmen.

Indien nu bv. Q_1 meer stroom voert (omdat zijn I_S wat groter is), dan zal die meer vermogen verbruiken en dus meer opwarmen. De thermische spanning (V_T) van Q_1 zal dus ook stijgen, immers

$$V_T = \frac{kT}{q}$$

maar tegelijkertijd stijgt ook I_S . Nu blijkt deze laatste stijging dominante, waardoor de transistor de neiging krijgt om nog meer stroom naar zich toe te trekken. Dit is problematisch: Q_1 zal steeds meer stroom moeten verwerken en Q_2 steeds minder. Dit noemen we *current hogging* en het leidt tot *thermal runaway*. Het gevolg zal zijn dat Q_1 kapot gaat, waarna Q_2 de volle stroom moet dragen om dan enkele seconden later kapot te gaan.

Je kan proberen dit te voorkomen door beide transistoren op dezelfde koelvin te plaatsen, zodat ze dezelfde temperatuur zien, maar zelfs dan blijft het gevaarlijk omdat het een zekere tijd duurt eer de temperatuur zich nivelleert over beide transistors.

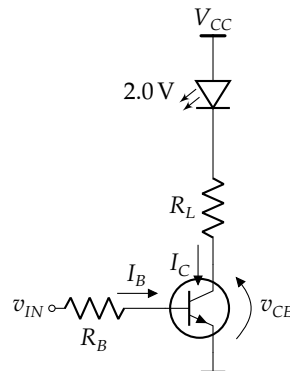
Samengevat: schakel nooit bipolaire junctietransistoren in parallel om meer stroom te kunnen voeren.

Oefeningen

Oefening 6.9.4-1:

Gebruik een BC847 BJT als schakelaar om een gele 2.0 V LED aan en uit te schakelen, aangestuurd door een GPIO-pin van een laagvermogen microcontroller.

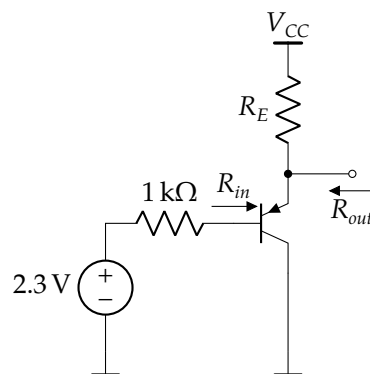
De GPIO pin kan schakelen tussen 0 en 3.3 V, heeft een uitgangsimpedantie $R_{out} = 50\ \Omega$ en kan 1 mA stroom leveren. De LED heeft 20 mA nodig om voldoende licht te produceren.



Oefening 6.9.4-2:

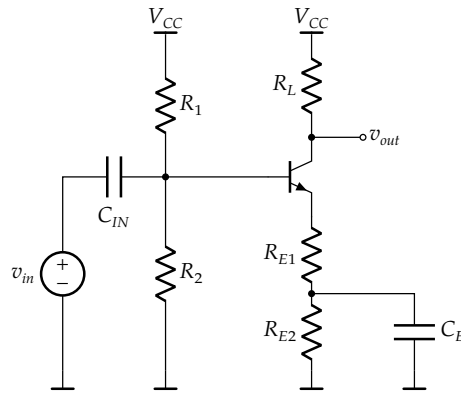
Een bestaande sensorvoorversterker heeft uitgang met DC-niveau 2.3 V (met voedingsspanning $V_{CC} = 5\text{ V}$). De uitgangsimpedantie van deze sensorvoorversterker bedraagt $1\text{ k}\Omega$, wat te hoog is. We willen een uitgangsimpedantie onder de $10\ \Omega$.

- Ontwerp een gepaste buffer/levelshifter met een BC857.
- Hoeveel bedraagt de DC-uitgangsspanning?
- Hoeveel bedraagt de laagfrequente ingangsimpedantie van de bufferversterker?
- Hoeveel vermogen verbruikt de transistor?



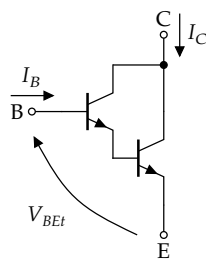
Oefening 6.9.4-3:

Ontwerp een kleinsignaalversterker (zie onder) met 30 dB versterking. De versterker mag slechts 5 mW verbruiken. De voedingsspanning bedraagt 10 V. Gebruik een BC547 NPN transistor.



6.10 Speciale bipolaire transistoren

Darlington transistoren Dit zijn eigenlijk dubbele transistoren die in één verpakking met drie klemmen zitten, om het stroomversterkingseffect te vergroten. Omdat het over twee transistoren gaat, spreken we vaak ook over een *Darlington-paar*. We illustreren dit met de onderstaande NPN-configuratie.



met

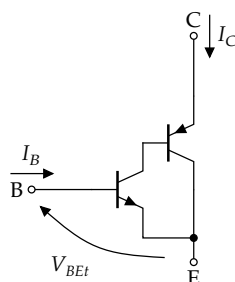
$$V_{BEt} \approx 1.4 \text{ V}$$

$$I_C = \beta_{Ft} I_B$$

$$\beta_{Ft} = \beta_{F1} \beta_{F2} + \beta_{F1} + \beta_{F2} \approx \beta_{1F} \beta_{F2}$$

Reken zelf de stroomversterking na. Je kan trouwens ook zelf een *Darlington-configuratie* maken met twee aparte transistoren. Teken zelf de versie voor een PNP-configuratie!

Sziklai paar Dit is een combinatie van twee complementaire transistoren om het stroomversterkingseffect te vergroten. In tegenstelling tot het Darlington-paar vind je ze niet als enkelvoudige component met 3 klemmen, maar moet je zelf een NPN en PNP transistor combineren. In die zin is het eigenlijk geen transistor. Er zijn weer twee varianten mogelijk, waarvan we enkel de zogenaamde NPN variant schetsen:



met

$$V_{BEt} \approx 0.7 \text{ V}$$

$$I_C = \beta_{Ft} I_B$$

$$\beta_{Ft} = 1 + \beta_{F1} (1 + \beta_{F2}) \approx \beta_{1F} \beta_{F2}$$

Reken zelf de stroomversterking na. Het voordeel van deze combinatie is dat de nodige basis-emitterspanning niet verdubbelt. Teken zelf de versie voor een PNP-configuratie!

HBTs Dit zijn *heterojunction bipolar transistors*. Hierbij wordt een ander halfgeleidermateriaal gebruikt voor het basisgebied. Door een materiaal met een kleinere bandgapenergie te nemen, kan de stroomversterking nog verhoogd worden.

Drifttransistoren zijn transistoren waarbij in de basis een extra elektrisch veld wordt ingebouwd zodat de minderheidsladingsdragers nog sneller hun weg naar de collector vinden. Op die manier kunnen hele snelle transistoren gemaakt worden.

Het elektrisch veld kan op twee manieren worden ingebouwd:

- door een doperingsgradient in de basis te steken. In vele procestechnologieën gebeurt dat eigenlijk al standaard.
- door voor de basis een legering te gebruiken die in verhoudingssamenstelling wijzigt van emitter naar collector (bv. $\text{Si}_y\text{Ge}_{1-y}$). Doordat de bandgapenergie wijzigt met de verhoudingssamenstelling, krijg je ook hier een ingebouwd elektrisch veld.

Fototransistoren dit zijn transistoren zijn BJTs waarbij licht kan doordringen in de BC-junctie, waar het licht elektron-gat-paren kan generen. Bij een NPN-transistor vloeien de gaten zo richting de BE-junctie waar ze een basisstroom zullen vormen die de junctie voorwaarts polariseert en de transistor in geleiding brengt.

Ze vormen de basis voor een resem andere componenten, zoals *optocouplers*, *retrosensors*, *photothyristors* en *phototriacs*.

Schottky transistoren Dit zijn transistoren waarbij tussen basis en collector een extra Schottky diode wordt voorzien om te beletten dat de transistor volledig in saturatie gaat. Op die manier verhinder je dat de basis vol minderheidsladingsdragers komt te zitten die je allemaal moet evacueren als je de transistor weer wil afzetten. Zo maak je een extra snelle transistor. Soms voegt men die diode ook extern toe.

6.11 Overzicht van de symbolen

Aangezien er vele types transistoren bestaan, loont het de moeite om een overzicht te maken van alle courante symbolen die je kan tegenkomen in een schakeling. Dit is een lijstje dat je eigenlijk wel van buiten zou moeten kennen. Om het overzicht niet te verliezen lijsten we enkel de NPN-versies op:

Naam	Symbol
Gewone transistor	
Discrete transistor	
Schottky transistor	
Fototransistor	
IGBT	

Veldeffecttransistoren (FETs)

Overzicht

7.1	Opbouw	201
7.2	Kwalitatieve beschrijving	201
7.3	Beschrijving op basis van de fysische wetten	203
7.3.1	De MIS-condensator	203
7.3.2	De MOS-transistor	210
7.4	Basisconfiguraties en versterkingsfactoren	227
7.5	Breakdown / Absolute maximumwaarden	228
7.6	Modellen	231
7.6.1	Grootsignaalmodellen	231
7.6.2	Kleinsignaalmodel	233
7.7	De MOSFET als discrete component	237
7.7.1	Opbouw	237
7.7.2	Behuizingen	238
7.7.3	Type-aanduiding	241
7.8	Basisschakelingen	242
7.8.1	De transistor als schakelaar	242
7.8.2	De transistor als buffer/levelshifter (sourcevolger)	244
7.8.3	De transistor als kleinsignaalversterker	245
7.8.4	De transistor als vermogenversterker	252
7.9	Overzicht van de symbolen	254

Types De *field effect transistor* (FET) is een component waarvan twee varianten bestaan:

- JFETs: *junctie-FETs*
- MOSFETs: *metaal-oxide-semiconductor-FETs*

Omdat de MOSFET 99% van de markt aan FETs uitmaakt, behandelen we in dit hoofdstuk deze laatste en houden we een uiterst korte kennismaking met de JFET voor het einde van het hoofdstuk. Er bestaan nog andere varianten, zoals de HEMT en de MESFET. Ook die vermelden we kort op het einde.

Principiële werking Voor de leek lijkt de FET een heel gelijkaardige component aan de BJT. We zullen echter zien dat ze in hun werking quasi niets met elkaar gemeen hebben. Bij de BJT vloeien er stromen van beide types ladingsdragers (gaten en elektronen), bij de FET is dat maar één type: gaten óf elektronen. De stromen in de BJT zijn diffusiestromen, in de FET zijn het driftstromen. De BJT is een stroomversterker, de FET is eerder een transconductantieversteker.

Hoe werkt die FET dan? In de FET wordt tussen de twee hoofdcontacten (de *drain* en de *source*) een kanaal gecreëerd waarvan we de geleidbaarheid kunnen regelen met een derde contact, de *gate*. De *gate* kan namelijk bepalen of er meer of minder ladingen in het kanaal beschikbaar zijn om stroom te geleiden.

De rusttoestand van het kanaal geeft aanleiding tot twee types FETs:

- *depletion-FETs* (of verarmingsFETs): hierbij geleidt het kanaal in de rusttoestand (d.w.z. er zijn in rust ladingen aanwezig in het kanaal);
- *enhancement-FETs* (of verrijkingsFETs): hierbij geleidt het kanaal niet in de rusttoestand (d.w.z. er zijn in rust geen ladingen aanwezig in het kanaal).

Symbol De MOSFET is een component met vier klemmen, die we *drain* (D), *gate* (G), *source* (S) en *bulk* (B) noemen. We onderscheiden twee versies, een NMOS en een PMOS, elk met hun eigen symbool. We labelen een MOSFET vaak met het symbool *M* gevolgd door een volgnummer.

We onderscheiden drie families symbolen:

- de officiële symbolen (zie Figuur 7.1)
- de variant gebruikt door de ontwerpers van digitale poorten (zie Figuur 7.2)
- de variant gebruikt door analoge ontwerpers (zie Figuur 7.3)

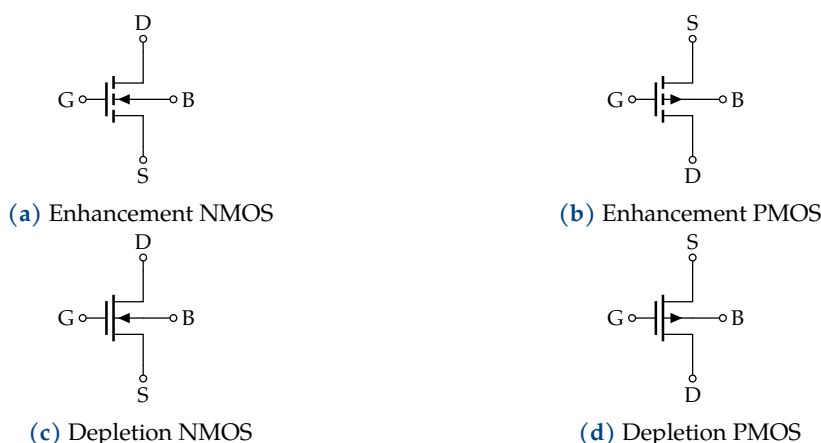
De meeste datasheets gebruiken de officiële symbolen.

Conventies We gebruiken standaard de volgende conventies voor stromen en spanningen:



Figuur 7.4: Stroom- en spanningsconventies voor de MOSFET

Voor de PMOS is dit een vreemde keuze. Het had logischer geweest moesten de stromen en spanningen van de PMOS omgekeerd gekozen zijn (om een overtal aan mintekens in de vergelijkingen die we zullen afleiden te vermijden). Helaas is de situatie van Figuur 7.4b de meest-



Figuur 7.1: Officiële netwerksymbolen van de MOSFET: de onderbroken lijn bij de enhancement MOSFET geeft aan dat het kanaal standaard niet geleidt; de volle lijn geeft bij de depletion MOSFET aan dat het kanaal standaard wel geleidt. Net zoals bij een diode de driehoek van het symbool als een soort pijl van het P- naar het N-gebied wijst, kan je hier a.d.h.v. het driehoekje het P- of het N-kanaal herkennen.



Figuur 7.2: De MOSFET symbolen gebruikt door digitale ontwerpers: het inversiesymbool aan de *gate* van de PMOS geeft aan dat de *gate'* actief laag is; digitale ontwerpers tekenen geen *bulk*-contact omdat ze doorgaans niet vrij kunnen bepalen hoe het aangesloten wordt; ze maken ook zelden het onderscheid tussen depletion en enhancement MOSFETs (soms wordt het kanaal bij een depletion MOSFET dikker getekend)



Figuur 7.3: De MOSFET symbolen gebruikt door analoge ontwerpers: de pijl geeft de normale stroomzin aan in de FET; de symbolen lijken daardoor erg op hun bipolaire tegenhangers; het onderscheid tussen depletion en enhancement MOSFETs wordt zelden gemaakt. De analoge ontwerper weet doorgaans goed om welk type het gaat op basis van de drempelspanning (een parameter die we later zullen leren kennen).



(a) Julius E. Lilienfeld
(*1882–†1963)



(b) Mohamed M. Atalla
(*1924–†2009)



(c) Dawon Kahng
(*1931–†1992)

Figuur 7.5: De grondleggers van de MOSFET

gebruikte, o.a. in *datasheets*.¹

In de veronderstelling dat $i_B \approx 0$, geldt op basis van deze conventies:

$$i_S = i_G + i_D$$

In DC zal later blijken dat $I_G = 0$, waardoor zelfs $I_S = I_D$.

Naamgeving De naam van deze component vermeldt de opbouw (metaal-oxide-semiconductor) en het principe (veldeffect, d.w.z. dat stroom vloeit omwille van het elektrische veld dat aangelegd wordt) en is in dat opzicht dus heel logisch.

Geschiedenis Hoewel Julius Lilienfeld (zie Figuur 7.5a reeds in 1926 een patent nam op een component gebaseerd op het veldeffect, heeft het nog tot 1960 geduurd eer Mohamed Attalla en Dawong Kahng een werkende veldeffecttransistor konden demonstreren. Eigenlijk moeten we dus stellen dat de MOSFET conceptueel ouder is dan de BJT, maar in de praktijk recenter is.

Gebruik Waar de MOSFET oorspronkelijk als inferieur werd beschouwd in vergelijking met de bipolaire transistor (hij was namelijk zo'n 100 keer trager), bleek al snel dat MOS-technologie zich bijzonder goed leende tot miniaturisatie en integratie (d.w.z. veel componenten samenzetten op één stuk halfgeleidermateriaal).

De MOSFET heeft dan ook heel wat van het oorspronkelijke territorium van de BJT ingenomen tot op een niveau waarbij BJTs enkel nog in uitzonderlijke omstandigheden (zoals hele hoge frequenties, hoge snelheid, hoge performantie, lage ruis) aan de bak komt. We bouwen tegenwoordig chips met meer dan 100 miljard MOSFETs op een stukje silicium van enkele vierkante centimeter.

¹Meer nog: in sommige datasheets vind je geen symbool meer van de FET en geen vermelding of het nu om een PMOS of NMOS gaat. Je moet zelf ontdekken, op basis van de tekens voor de gespecificeerde stromen en spanningen, om welk type transistor het gaat.

7.1 Opbouw

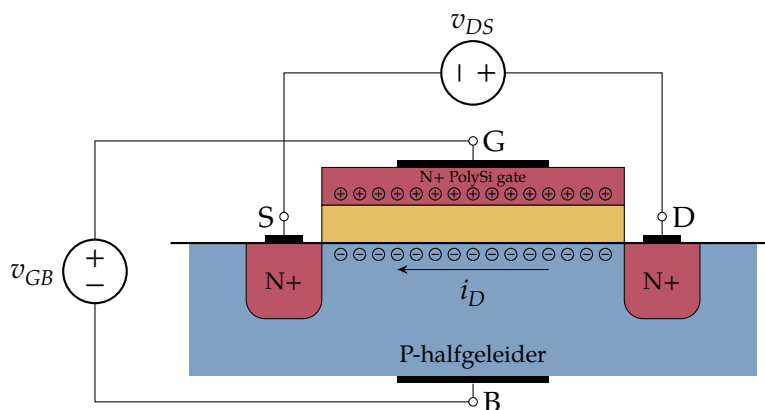
De traditionele manier om een MOSFET te maken in een planair proces is getekend in Figuur 7.6. Het planaire proces wordt gebruikt om vele transistoren op een *die* (Engels, spreek uit: 'daaj') te integreren. De opbouw van een vermogenmosfet zien we later. We tonen deze traditionele manier omdat deze helpt om de fysica van de MOS-transistor te begrijpen.

Moderne transistoren worden tegenwoordig uitgevoerd als FINFETs, nanowires of *gate-all-around*-FETs om het *gate*-kanaal-oppervlak te maximaliseren in grootte. Zoek na het studeren van dit hoofdstuk op het internet enkele figuren van de opbouw en deze moderne transistoren en probeer voor jezelf te zien of je de onderdelen van de transistor herkent en kan vinden hoe de stroom door het kanaal loopt.

Terug naar onze klassieke structuur van Figuur 7.6. De loopgraven (*trenches*) worden in het silicium geëtsd met een anisotroop etsmiddel, waarna de ruimte terug opgevuld wordt met SiO_2 met een techniek die *Chemical Vapour Deposition* (CVD) wordt genoemd. De doperingen en silicides werden gerealiseerd door geforceerde infusie onder invloed van een verhoogde temperatuur. De structuren bovenop het siliciumoppervlak worden gerealiseerd door depositie bovenop het oppervlak gevolgd door een selectieve (weg)etsing van het gedeponeerde materiaal.

7.2 Kwalitatieve beschrijving

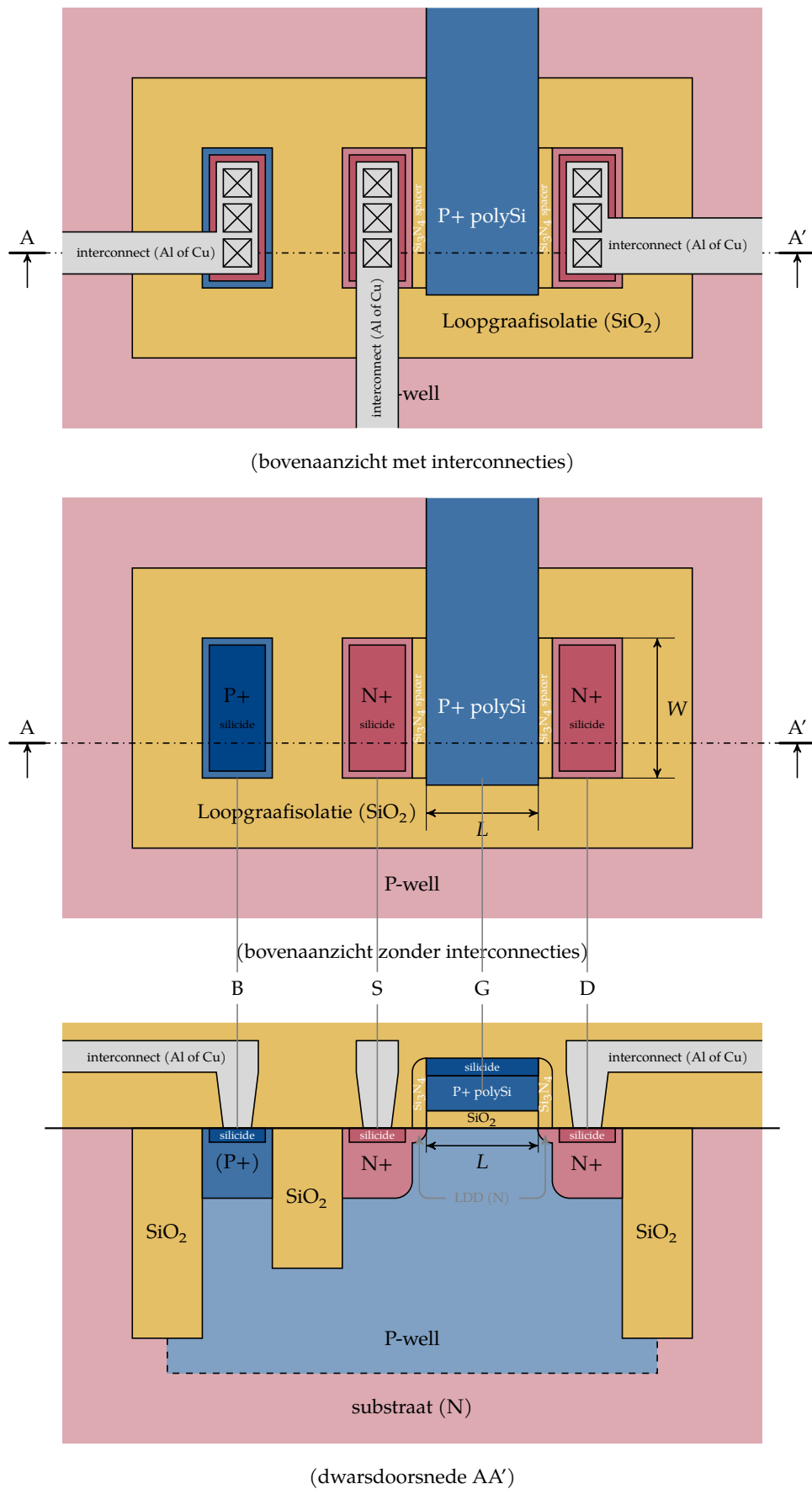
Beschouw de NMOSFET structuur hieronder. De *gate* vormt in combinatie met de *bulk* een condensator. Indien we op deze condensator een spanning zetten, dan zullen er zich positieve ladingen ophopen in de *gate* en negatieve in de *bulk*. Die negatieve ladingen vormen een continu ladingenpad tussen de *drain* en de *source*. We noemen dit ladingenpad het *kanaal*.



Indien we nu een spanning zetten over het *drain*- en de *source*-contact, dan zal er een *driftstroom* i_D ontstaan.

Intuïtief voelen we aan dat deze driftstroom

- groter wordt naarmate v_{GB} groter: meer spanning op de condensator betekent immers meer ladingen in het kanaal;



Figuur 7.6: Dwarsdoorsnede en bovenaanzicht (met en zonder interconnectielagen) van een traditionele NMOSFET in een planair proces (voor massa-integratie); De breedte van de transistor noemen we W , de lengte L .

- groter wordt naarmate v_{DS} toeneemt: meer spanning betekent immers een groter elektrisch veld in het kanaal en dus sneller bewegende elektronen.

Op die manier hebben we dus een geleider gemaakt waarvan we de geleidbaarheid kunnen controleren met v_{GB} . En met dit inzicht hebben we een eerste ruw begrip van de werking van de MOSFET. Laten we nu echter wat meer in detail gaan. De werking is immers heel wat complexer dan dit eerste ideële beeld.

Oefeningen

Oefening 7.2-1:

Leg het verschil uit tussen een enhancement FET en een depletion FET.

Oefening 7.2-2:

Teken alle mogelijke symboolvarianten van de FET. Duid hierop de standaard stroomzin en spanningspijlen aan voor zowel n- als p-type.

Oefening 7.2-3:

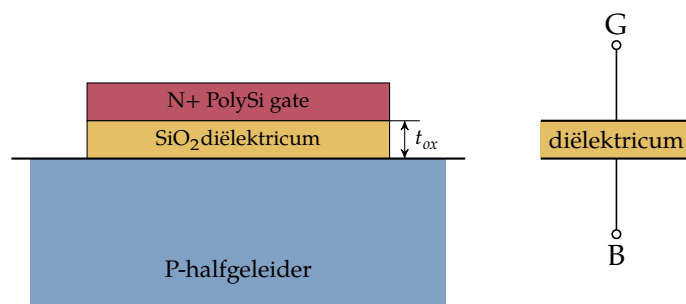
Teken de dwarsdoorsnede van een NMOSFET. Benoem alle gebieden, en duid hun dopering aan. Welk situatie bestaat er in rust (zonder aangelegde spanningen)? Leg uit wat er gebeurt als je een positieve gate-bulk-spanning aanlegt? Hoe kan je in dat geval stroom laten vloeien? Waarom vloeit die stroom niet indien er geen positieve gate-bulk-spanning is?

Van zodra je dit goed beheerst: doe hetzelfde voor een PMOSFET!

7.3 Beschrijving op basis van de fysische wetten

7.3.1 De MIS-condensator

Beschouw de onderstaande structuur (getekend links in dwarsdoorsnede), bestaande uit een licht gedopeerde halfgeleider met daarboven een metalen of zwaargedopeerde polysilicium *gate* met oppervlakte A gescheiden door een isolator, zoals bv. SiO_2 , met dikte d . Als voorbeeld nemen we een P-gedopeerde halfgeleider en een N+ poly-silicium.



Het bestuderen van deze structuur (wat men een MIS-condensator noemt, wat staat voor *metal-insulator-semiconductor-condensator*) was de doorbraak in het begrijpen van de werking van een

MOS-transistor. De condensator werd hierboven rechts getekend. Helaas vraagt deze structuur voor een goed kwantitatief begrip een inspanning vergelijkbaar met het begrijpen van een diode of een BJT. We nemen daarom een *shortcut* en beschrijven wat gebeurt los enige kwantitatieve beschrijving of energiebandendiagram.

Het oxide vormt het *diëlektricum* van de condensator.

De *bovenste plaat* wordt gevormd door de N+ polysilicium *gate*, die even goed geleidt als een metaal. In de beginjaren van de halfgeleidertechnologie werden hiervoor ook metalen gebruikt (bv. Al). Bij recente technologieën worden opnieuw metalen gebruikt (bv. Cu) in combinatie met meer geavanceerde isolatoren (zoals bv. Si_3N_4).

De *onderste plaat* wordt gevormd aan het oppervlak van de P-halfgeleider onder de juist omstandigheden

7.3.1.1 Werking als condensator

We beschouwen nu deze MIS-condensator in verschillende omstandigheden, i.f.v. de spanning v_{GB} die we aanleggen tussen *gate* (G) en *bulk* (B).

Het gedrag is deels functie van de elektron-affiniteiten van de *gate*, de *bulk* (of indien de *gate* een metaal is, de werkfunctie). Dit zijn niet zo'n eenvoudige begrippen en om die reden beschrijven we dit op een wat vulgariserende manier, en dat is hun neiging om elektronen aan te trekken. We gaan uit van de fysisch logische veronderstelling en dat is dat het P-gedopeerd silicium harder aan de elektronen trekt dan het N+-gedoteerd polysilicium. De elektronen in het P-gedopeerd silicium zitten voornamelijk op op de valentieband, terwijl ze in het N+gedoteerd polysilicium in de conductieband zitten (d.w.z. wat verder van de kernen). De *bulk* trekt dus harder aan de elektronen dan de *gate*.

Hierdoor krijgen we een nogal gekke situatie in rust, nl. dat er zich *aan het oppervlak van de P-halfgeleider meer elektronen bevinden (en op hogere energieniveaus zitten) dan in de bulk van het materiaal*. Een elektron in de *bulk* ziet immers overal atoomkernen die stevig aan de elektronen trekken en de elektronen in de valentieband houden, terwijl aan het oppervlak de elektronen boven zich de neutrale isolator zien en daarboven een materiaal dat relatief gezien hen minder naar beneden trekt op de energie-as (m.a.w. hen minder op valentiebandniveau wil houden).

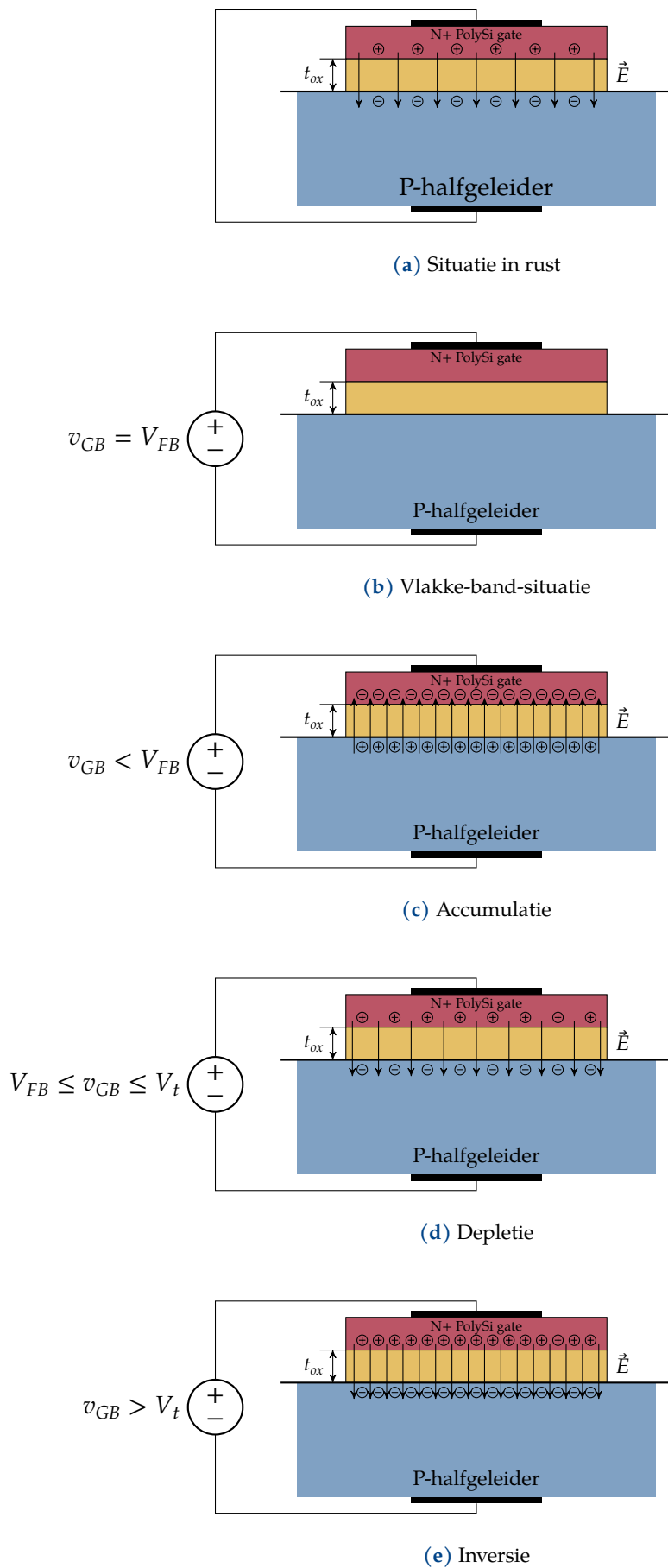
We starten met dit overtal aan elektronen in de rustsituatie. Alle situaties werden samengebracht in Figuur 7.7.

A. In rust: $v_{GB} = 0 \text{ V}$

Indien we geen spanning aanleggen tussen G en B, dan zal er (omwille van de isolerende werking van het diëlektricum) ook geen stroom lopen en is de MIS-condensator in rust.

Hierboven stelden we al dat er daarom een overtal aan elektronen aan het oppervlak ontstaat. Normaal zouden die door diffusie terug verdwijnen in de *bulk*, zodat het overtal ook verdwijnt, maar dat is niet het geval, want er vloeit geen stroom! Dit is enkel te verklaren door dat het ladingsevenwicht in de halfgeleider gepaard gaat met een elektrisch veld loodrecht op het oppervlak dat de elektronen aan de oppervlakte houdt. Dat moet dus een elektrisch veld zijn in de zin aangegeven op Figuur 7.7a.

Het elektrisch veld is ook aanwezig in de halfgeleider omwille van de wet van Gauss en de



Figuur 7.7: Verschillende situaties waarin een MIS-condensator zich kan bevinden i.f.v. v_{GB}

wetenschap dat er geen ruimteladingen in het diëlektricum aanwezig zijn. Het veld moet dus continu doorlopen tot in de isolator. Bijgevolg zitten er op de *gate* ook positieve ladingen ter hoogte van het interfacevlak met het diëlektricum.

Moest je een energiebandendiagram teken (raadpleeg de literatuur als je wil weten hoe die diagrammen eruit zien), dan krijg je een diagram waar een zekere helling in zit (waarvan de helling overeenkomt met het elektrische veld).

B. Bij een vlakke band: $v_{GB} = V_{FB}$

Om de elektronen terug uniform verdeeld te krijgen over de hele P-*bulk* (en weg van het oppervlak), moeten we een kleine negatieve spanning V_{FB} aanleggen. Deze spanning compenseert het elektrische veld waarvan hierboven sprake en maakt het energiebandendiagram weer vlak, vandaar de naam: de *vlakke bandspanning* (zie Figuur 7.7b).

C. Accumulatie: $v_{GB} < V_{FB}$

Indien we de spanning nu (negatief) nog verder opvoeren, dan gaat er een elektrisch veld ontstaan dat extra gaten vanuit de *bulk* aan het oppervlak brengt. Die gaten diffunderen niet terug weg in de *bulk* omdat het elektrische veld hen in evenwicht houdt. Deze situatie vind je in Figuur 7.7c. Als gevolg zitten er nu ook negatieve ladingen onderaan de *gate*.

Het blijkt dat het toenemende negatieve deel van de spanning quasi volledig over het diëlektricum komt te staan. We hebben op deze manier eigenlijk een condensator gemaakt met het volgende verband:

$$Q_{bulk} = -C_{ox}(v_{GB} - V_{FB}) \quad \text{indien } v_{GB} \leq V_{FB}$$

met C_{ox} de soortelijke capaciteit van de MIS-condensator, nl.

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}}$$

met ϵ_{ox} de permittiviteit van de MIS-isolator (het oxide) en t_{ox} diens dikte.

De parameter Q_{bulk} stelt dus de ladingsdichtheid weer in de *bulk* (met eenheid C/m², dus lading per vierkante meter *gate*-oppervlakte). Waarom het minteken? Dat geeft weer dat we de ladingsdichtheid in de *bulk* beschrijven (en die is in dit geval positief, wat een minteken in de vergelijking vraagt).

D. Depletie: $V_{FB} < v_{GB} \leq V_t$

We starten van de vlakke bandspanning: $v_{GB} = V_{FB}$. De P-halfgeleider is laaggedopeerd en heeft een bescheiden concentratie aan gaten, waarbij we weten $p = N_A$. Indien we de spanning nu opvoeren, worden die gaten letterlijk gedicht door de extra elektronen die aan het oppervlak verschijnen, tot op het ogenblik dat we een situatie krijgen waarbij de concentratie vrije elektronen in de conductieband (aan het oppervlak) gelijk is aan de oorspronkelijke acceptordopingsconcentratie N_A . Het is alsof we van de oorspronkelijke P-halfgeleider een N-halfgeleider hebben gemaakt. We noemen dit *inversie*. De spanning waarbij dit optreedt noemen we de drempelspanning V_t .

Men kan berekenen dat

$$V_t = V_{FB} + 2\phi_B + \frac{2qN_A\epsilon_{Si}\phi_B}{C_{ox}}$$

met

$$\phi_B = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i}$$

met N_A de *bulk*-dopering.

Het hele bereik tussen V_{FB} en V_t waren er aan het oppervlak van de halfgeleider een lage concentratie aan zowel gaten als elektronen. We noemen deze situatie *depletie* van het oppervlak. Het probleem is dat in dit gebied de onderste plaat van de condensator eigenlijk niet naar behoren geleidt. Hierdoor werkt de MIS-condensator niet goed. We komen hier later op terug.

We stellen dus voorlopig:

$$Q \approx 0 \quad \text{indien } V_{FB} \leq v_{GB} \leq V_t$$

Een illustratie van deze situatie vind je in Figuur 7.7d.

E. Inversie: $V_t < v_{GB}$

Indien we nu de spanning verder opvoeren boven V_t , dan ontstaat er een laag elektronen die in dikte quasi niet meer toeneemt. Enkel de concentratie aan elektronen stijgt. Het blijkt ook dat de toenemende spanning quasi volledig over het diëlektricum komt te staan en niet meer over de laag elektronen. We hebben op deze manier dus een goede condensator gemaakt met als verband:

$$Q = -C_{ox}(v_{GB} - V_t) \quad \text{indien } v_{GB} \geq V_t$$

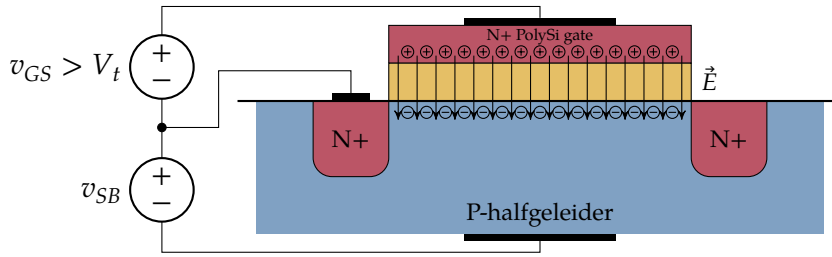
waarbij opnieuw de eerste factor de soortelijke capaciteit weergeeft van de MIS-condensator. We zien opnieuw een minteken verschijnen dat weergeeft dat we de lading in de *bulk* beschrijven (en die is in dit geval negatief, wat een minteken in de vergelijking vraagt). Een illustratie van deze situatie vind je in Figuur 7.7e.

Een cruciale vraag die we echter moeten beantwoorden is: waar komen deze elektronen vandaan? In de P-halfgeleider zijn er immers quasi geen, enkel vrije gaten in de valentieband. De enige mogelijkheid is *thermische generatie*, d.w.z. elektronen die onder invloed van de temperatuur van de valantieband naar de conductieband springen. Dat gebeurt echter tergend traag, te traag om een werkende transistor mee te bouwen. De inversie-situatie die hierboven beschreven wordt geldt dus enkel indien we heel lang wachten.

Om dit op te lossen hebben we nood aan een snelle elektronenbron. En daar komt de opbouw van de MOS-transistor ons ter hulp: het *source*-contact van de MOS-transistor kan ons snel elektronen aanleveren (zie Figuur 7.8). We leggen de bron om de MIS-condensator op te laden tussen *gate* en *source* aan, en voorzien een extra bron v_{SB} die weergeeft dat de spanning tussen *source* en *bulk* niet per se nul is. We zullen later zien dat v_{SB} een invloed heeft op de waarde van de drempelspanning V_t . In de praktijk is vaak $v_{SB} = 0$.

De situatie waarbij $v_{SB} \neq 0$ kunnen we modelleren door deze spanning in rekening te brengen bij het berekenen van de drempelspanning. We berekenden de drempelspanning al eerder, waarbij we de *bulk*-terminal als referentie gebruikten. Als $v_{SB} = 0$, dan geldt dezelfde waarde als we de *source*-terminal als referentie gebruiken. We noemen dit de *drempelspanning zonder back-bias*:

$$V_{t0} = V_{FB} + 2\phi_B + \frac{2qN_A\epsilon_{Si}\phi_B}{C_{ox}}$$



Figuur 7.8: De MIS-condensator kan snel elektronen ontvangen vanuit het *source*-contact.

Het effect van $v_{SB} \neq 0$, kan nu in de drempelspanning ingewerkt worden als een verhoging van de werkelijke drempelspanning. Een grondige analyse zou ons leren dat:

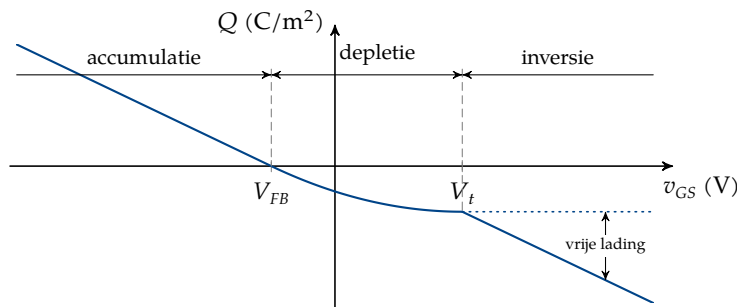
$$V_t = V_{t0} + \gamma \left(\sqrt{2\phi_B + v_{SB}} - \sqrt{2\phi_B} \right)$$

met opnieuw

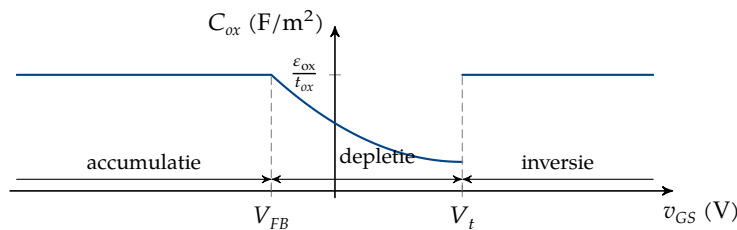
$$\phi_B = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i}$$

met N_A de bulk dopering.

Samenvatting Voor de eenvoud veronderstellen we dat $v_{SB} = 0$, d.w.z. $v_{GB} = v_{GS}$. Indien we de kennis die we hierboven opdeden samenvatten, dan komen we tot een verband tussen deze spanning en de opgebouwde kanaallading die weergegeven werd in Figuur 7.9a. Je kan dezelfde informatie ook anders weergeven door de capaciteitswaarde van de *gate-bulk* condensator weer te geven, wat gebeurde in Figuur 7.9b.



(a) De opgebouwde kanaallading van een NMOSFET i.f.v. de aangelegde spanning v_{GS} .



(b) De effectieve (kleinsignaal-)capaciteitswaarde de NMOSFET MIS-condensator i.f.v. de aangelegde spanning v_{GS} .

Figuur 7.9: Beschrijving van de werking van de MIS-condensator van een NMOSFET

7.3.1.2 Dikte van het diëlektricum

De MIS-condensator heeft dikte t_{ox} . Een gedetailleerde analyse leert echter

1. dat er aan de onderkant van de gate ook een dun depletie laagje optreedt met dikte W_{dep} ;
2. dat de inversielaag ook niet exact aan het oppervlak zit, maar een beetje eronder (op diepte T_{inv}).

De twee effecten zorgen ervoor dat de effectieve dike van het diëlektricum groter is. Dat leidt tot een kleinere MIS-condensator.

We brengen deze effecten in rekening door i.p.v. C_{ox} een effectieve waarde te gebruiken, gelijk aan:

$$C_{oxe} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}}$$

met

$$t_{oxe} = t_{ox} + \frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_{Si}} (W_{dep} + T_{inv})$$

Samengevat: in de praktijk rekenen we met een effectieve (elektrische) C_{oxe} die wat kleiner is dan de werkelijke (fysische) waarde van het oxide. Voor (oudere) transistoren met een dikke oxidelaag, was deze correctie niet nodig. Voor de nieuwere (met een dunnere oxidelaag) is deze correctie absoluut nodig.

7.3.1.3 Mobiliteit van de elektronen/gaten in inversie

In het hoofdstuk over materiaaltechnologie zagen we reeds dat de bulk-mobiliteit van elektronen en gaten functie is van de dopering.

Hier worden we echter geconfronteerd met het feit dat de elektronen of gaten zich bij onze MOSFET aan het oppervlak bewegen. Daar blijkt de mobiliteit vele malen lager omwille de verstrooiing van ladingsdragers ten gevolge van botsingen tegen het oppervlak.

Bijkomend oefent het elektrische veld boven en onder de inversielaag (in de MIS-condensator en de depletiecondensator naar de bulk eronder) een invloed uit op de mobiliteit van de elektronen.

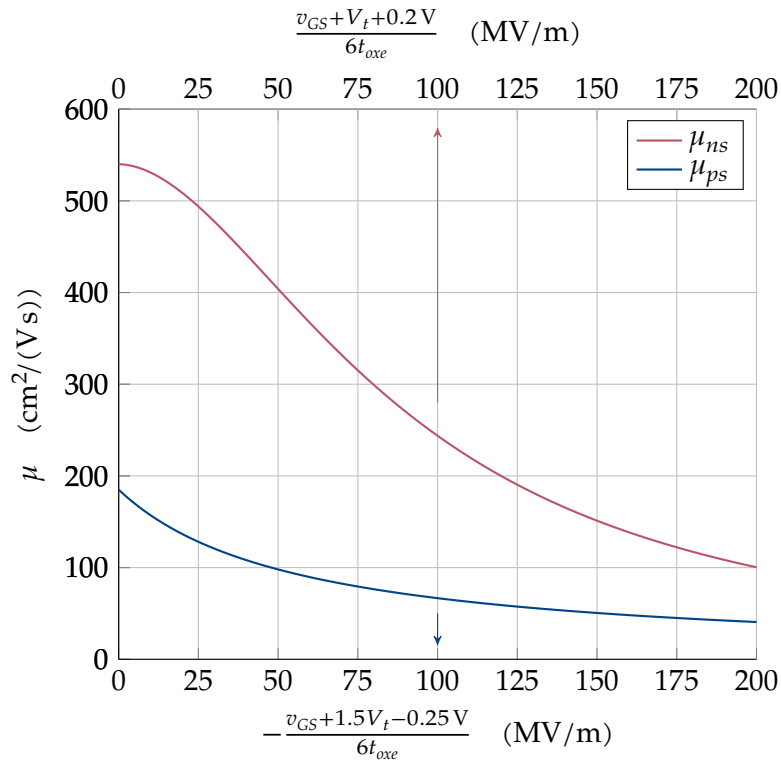
Experimenteel blijken de volgende vergelijkingen goede benaderingen te zijn van de *effectieve oppervlaktemobiliteiten* in silicium:

$$\mu_{ns} = \frac{54 \times 10^{-3} \text{ m}^2/(\text{V s})}{1 + \left(\frac{v_{GS} + V_t + 0.2 \text{ V}}{6t_{oxe}} \right) / 90 \text{ MV/m}}^{1.85}$$

$$\mu_{ps} = \frac{18.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2/(\text{V s})}{1 - \left(\frac{v_{GS} + 1.5V_t - 0.25 \text{ V}}{6t_{oxe}} \right) / 563.33 \text{ MV/m}}$$

effectieve oppervlaktemobiliteit

waarbij we in het achterhoofd moeten houden dat voor een PFET de waarden van v_{GS} en V_t negatief zijn. De bovenstaande formules brengen ook meteen de doperingsafhankelijkheid in rekening via de waarden van V_t . Overeenkomstige grafieken, vind je in Figuur 7.10.

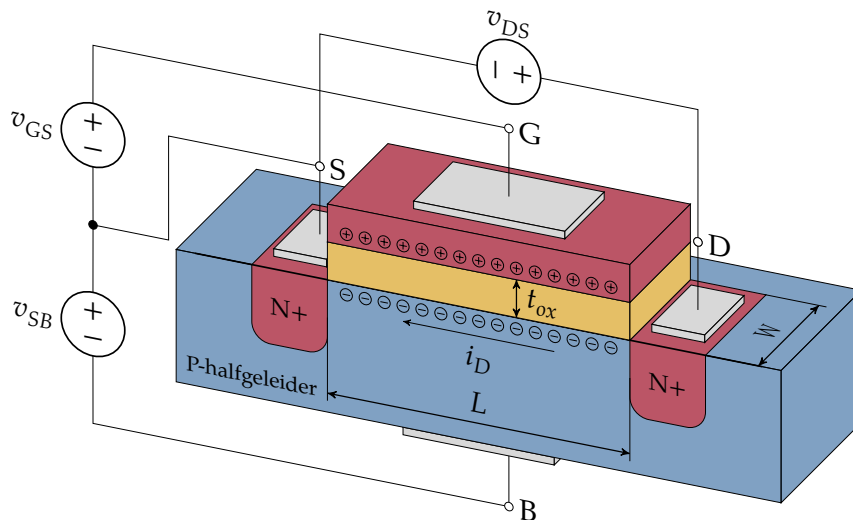


Figuur 7.10: Effectieve oppervlaktemobiliteiten in MOS-transistoren: μ_{ns} voor elektronen, μ_{ps} voor gaten; voor elektronen bovenste x-as, voor gaten onderste x-as

7.3.2 De MOS-transistor

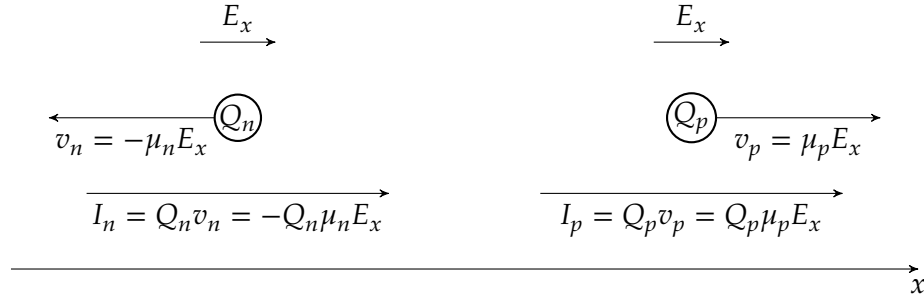
7.3.2.1 Ideaal model

We passen nu toe wat we weten over de MIS-condensator en berekenen de *drainstroom* die ontstaat t.g.v. een elektrisch veld dat we aanleggen m.b.v. v_{DS} . Beschouw de configuratie van Figuur 7.11. We veronderstellen voorlopig $v_{SB} = 0$.



Figuur 7.11: Dwarsdoorsnede van een NMOSFET met breedte W , lengte L en isolatordikte t_{ox} , met drie aangelegde controlespanningen.

Voor we van start gaan, bekijken we nog even wat er gebeurt met een lading indien ze onderhevig is aan een elektrisch veld. Beschouw hieronder een negatieve lading Q_n (links) en een positieve lading Q_p (rechts). De negatieve lading zal naar links gaan bewegen, en de positieve lading naar rechts.



Samengevat is de stroom in de positieve zin t.g.v. een lading Q met willekeurig teken gelijk aan:

$$I_x = |Q| \cdot \mu \cdot E_x$$

Transistor in rust: $v_{DS} = 0$

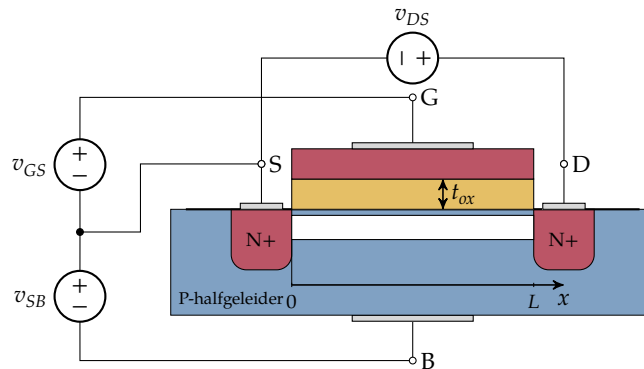
Indien de *drain-source*-spanning nul is, dan vloeit er geen stroom, ongeacht de waarde van v_{GS} . Er is immers geen elektrisch veld in het kanaal aanwezig dat de beschikbare vrije elektronen van de *source* naar de *drain* kan laten stromen.

Lineair gebied: $0 \leq v_{DS} \ll v_{GS} - V_t$

We veronderstellen eerst dat v_{DS} veel kleiner is dan $v_{GS} - V_t$. We zien in de volgende paragraaf waarom. In dit scenario ontstaat er in het kanaal een ladingsdichtheid (in C/m^2) gelijk aan:

$$Q = -C_{oxe}(v_{GS} - V_t)$$

We stellen deze laag vrije ladingen voor m.b.v. de gele rechthoek hieronder. De hoogte van de rechthoek stelt de ladingsdichtheid weer.



Omwille van de aangelegde spanning v_{DS} ontstaat er in het kanaal van de transistor een elektrisch veld in de x -richting, gelijk aan:

$$E_x = -\frac{v_{DS}}{L}$$

Dit elektrisch veld oefent een kracht uit op de vrije elektronen in het kanaal die hierdoor gaan stromen.

We veronderstelden eerder dat de ladingen in het kanaal uniform verdeeld zijn, waardoor er in een dwarsvlak van het kanaal loodrecht op de stroomrichting een hoeveelheid ladingen zit gelijk aan $W \cdot Q$. Hierdoor ontstaat er een stroom door dat dwarsvlak (gericht van *drain* naar *source*, dus in de negatieve x-richting, vandaar het minteken in het linkerlid van de vergelijking) gelijk aan:

$$\begin{aligned} -i_D &= |W \cdot Q| \cdot \mu_n \cdot E_x \\ &= -WC_{oxe}(v_{GS} - V_t)\mu_{ns} \frac{v_{DS}}{L} \\ i_D &= \underbrace{\mu_{ns} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} (v_{GS} - V_t)}_{\equiv G(v_{GS})} v_{DS} \end{aligned}$$

Samengevat: we hebben dus nu een regelbare weerstand gemaakt met geleidbaarheid G die we kunnen regelen m.b.v. v_{GS} . Indien we de volgende handige afkorting gebruiken

$$v_{GSf} = v_{GS} - V_t$$

dan kunnen we de stroomformule schrijven als:

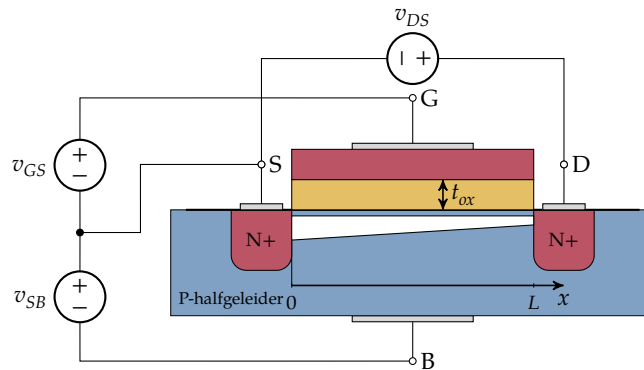
$$i_D = \mu_{ns} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} v_{GSf} v_{DS}$$

We noemen dit de stroomformule in het lineaire gebied omdat de stroom lineair afhankelijk is van v_{DS} .

Veralgemeend lineair gebied: $0 \leq v_{DS} \leq v_{DSsat}$

We laten nu de eis dat v_{DS} veel kleiner is dan $v_{GS} - V_t$ vallen. Het gevolg van een $v_{DS} \neq 0$ is dat de potentiaal langsheen het kanaal van source naar drain stijgt. Als gevolg hiervan staat er minder spanning over de MIS-condensator aan de drain dan aan de source. Het gevolg is evident: ter hoogte van de drain gaan er minder vrije elektronen in het kanaal verschijnen dan ter hoogte van de source.

Deze situatie werd hieronder geschetst:



De ladingsdichtheid op plaats x bedraagt op het eerste zicht:

$$Q = -C_{oxe}(v_{GSf} - v_{CS}(x))$$

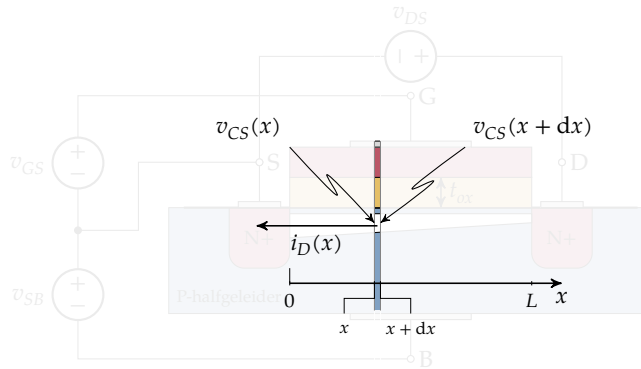
waarbij $V(x)$ het potentiaalverschil is tussen de kanaalpotentiaal op afstand x van de *source* (in het kanaal) min de *source*-potentiaal.

Er treedt echter een secundair effect op: op dezelfde locatie x ontstaat ook een lokale kanaal-bulk-spanning $v_{CB}(x)$ die niet nul is. Dit verhoogt lokaal de drempelspanning en leidt dus tot een kleinere inversielading. Eigenlijk vormt de bulk een *back-gate*, d.w.z. een tweede *gate* aan de onderkant van de transistor die mee de stroom regelt.

Meestal wordt dit *back-gate*-effect gemodelleerd a.d.h.v. een *bulk-ladingsfactor* m die typisch 1.2 bedraagt. Met deze correctiefactor krijgen we:

$$Q = -C_{oxe}(v_{GSt} - mv_{CS}(x))$$

We kunnen nu op positie x een willekeurig oneindig dun dwarslaagje op de stroomrichting beschouwen:



De lading in dat laagje bedraagt:

$$WQ = -WC_{oxe}(v_{GSt} - mv_{CS}(x))$$

De veldsterkte bedraagt:

$$E_x = -\frac{v_{CS}(x+dx) - v_{CS}(x)}{dx} = -\frac{dv_{CS}}{dx}$$

Het minteken geeft aan dat het veld tegen de x -as ingaat.

De totale stroom doorheen het laagje wordt dan:

$$\begin{aligned} -i_D(x) &= |WQ| \cdot \mu_{ns} E_x \\ &= -WC_{oxe}(v_{GSt} - mv_{CS}(x)) \mu_{ns} \frac{dv_{CS}}{dx} \\ i_D(x) &= WC_{oxe}(v_{GSt} - mv_{CS}(x)) \mu_{ns} \frac{dv_{CS}}{dx} \end{aligned}$$

Het minteken in het linkerlid van de eerste vergelijking staat er weer omdat we de stroom i_D in de negatieve x -richting gedefinieerd hebben.

De stroom $i_D(x)$ moet echter constant zijn (onafhankelijk van x). Met dit in het achterhoofd kunnen we de laatste vergelijking herschrijven als:

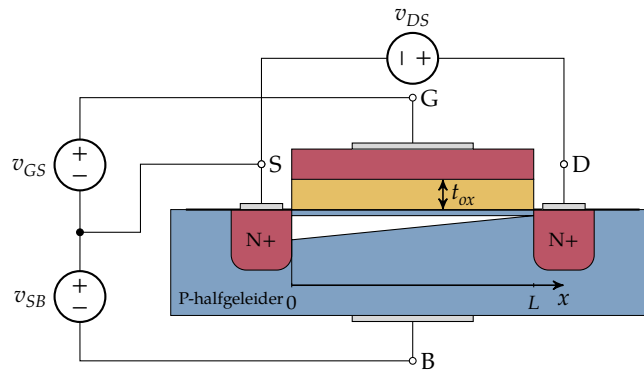
$$i_D dx = WC_{oxe}(v_{GSt} - mv_{CS}) \mu_{ns} dv_{CS}$$

We integreren nu beide leden vanaf de *source* tot aan de *drain*.

$$\begin{aligned} \int_0^L i_D dx &= \int_0^{v_{DS}} WC_{oxe} (v_{GSt} - mv_{CS}(x)) \mu_{ns} dv_{CS} \\ \Leftrightarrow i_D L &= WC_{oxe} \mu_{ns} \left(-\frac{1}{2m} \right) [(v_{GSt} - mv_{CS})^2]_0^{v_{DS}} \\ \Leftrightarrow i_D &= \mu_{ns} C_{oxe} \frac{W}{L} \left(v_{GSt} - m \frac{v_{DS}}{2} \right) v_{DS} \end{aligned}$$

Pinch-off: $v_{DS} = v_{DSsat}$

Indien we de *drain-source*-spanning verhogen tot v_{GSt}/m , dan ontstaat de volgende situatie:



We noemen deze spanning, de *drain-saturatiespanning* v_{DSsat} omdat de stroom op dat ogenblik niet verder kan toenemen, de stroom *satureert*.² Ter hoogte van de *drain* is er nu geen inversielaadingsmeer. Het kanaal wordt dan als het ware *afgeknepen*. We noemen dit met een Engelse term *pinch-off*.³

De wiskundige vertaling van het feit dat de stroom niet verder kan toenemen is:

$$\begin{aligned} \frac{di_D}{dv_{DS}} &= 0 \\ \Leftrightarrow \frac{d}{dv_{DS}} \left(\mu_{ns} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \left(v_{GSt} - m \frac{v_{DS}}{2} \right) v_{DS} \right) &= 0 \end{aligned}$$

Afleiden en oplossen naar v_{DS} laat ons toe om v_{DSsat} te berekenen:

$$v_{DSsat} = \frac{v_{GSt}}{m}$$

De stroom i_D die dan vloeit, kunnen we berekenen door in de veralgemeende stroomvergelijking v_{DS} te vervangen door v_{GSt}/m . We krijgen na wat rekenwerk:

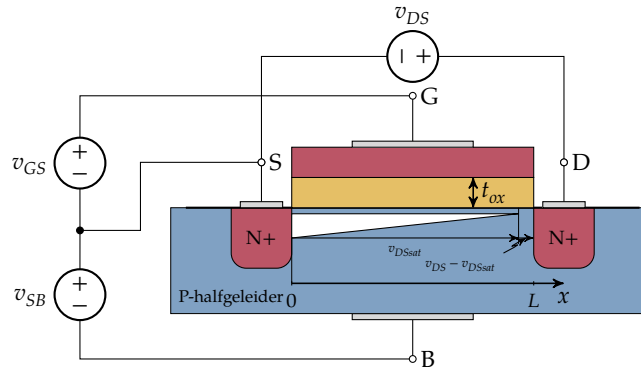
$$i_D = \mu_{ns} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \frac{v_{GSt}^2}{2m}$$

²De reden waarom de stroom niet verder kan toenemen zien we in de volgende paragraaf.

³In werkelijkheid komt *pinch-off* niet voor, maar treedt een fenomeen op dat we snelheidsverzadiging noemen. We gaan hier echter niet dieper op in. Het model met *pinch-off* laat ons toe de juiste vergelijkingen af te leiden en de juiste inzichten te verwerven.

Saturatie: $v_{DS} \geq v_{DSsat}$

Indien we de *drain-source*-spanning nog verhogen, dan treedt het *pinch-off*-punt een klein beetje vroeger in het kanaal op, zoals hieronder aangegeven:



De saturatiespanning staat nog steeds over het kanaal (wat ook de reden is dat de stroom niet meer kan toenemen, en het resterende deel staat over het kleine *pinch-off*-gebied).

De stroom i_D ten gevolge van v_{DSsat} over het kanaal bedraagt dus nog steeds:

$$i_D = \mu_{ns} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \frac{v_{GS}^2}{2m}$$

Dit moet omwille van stroomcontinuïteit ook de totale stroom zijn.

Ongetwijfeld blijft de lezer nu met een onbehaaglijk gevoel en enkele vragen zitten:

- Hoe kan de elektronenstroom van het *pinch-off-point* tot aan de *drain* geraken? Dat gebied is immers volledig in *depletie*, d.w.z. dat er quasi geen vrije ladingen zijn?! De enige mogelijke verklaring is dat de snelheid van de elektronen oneindig wordt.⁴
- Waarom bepaalt dat laatste stuk van het traject niet mee de totale stroom? Vergelijk de MOSFET met een rivier die van de bron (*source*) naar de monding (*drain*) stroomt, met onderweg een waterval (het *pinch-off-punt*). Het debiet van de rivier wordt bepaald door het stuk voor de waterval (de breedte van de rivier, het hoogteverschil en de lengte van bron tot aan de waterval), maar niet door de hoogte van de waterval, noch door de snelheid waarmee het water valt.

Samenvatting We kunnen de IV-uitgangskarakteristiek van de NMOS-transistor zonder snelheidsverzadiging samenvatten als:

$$i_D = \begin{cases} 0 & \text{als } v_{GS} \leq 0 & (\text{af}) \\ \mu_{ns} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \left(v_{GS} - m \frac{v_{DS}}{2} \right) v_{DS} & \text{als } v_{GS} \geq 0 \text{ en } v_{DS} \leq v_{DSsat} & (\text{lineair}) \\ \mu_{ns} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \frac{v_{GS}^2}{2m} & \text{als } v_{GS} \geq 0 \text{ en } v_{DS} \geq v_{DSsat} & (\text{saturatie}) \end{cases}$$

met: $v_{DSsat} = \frac{v_{GS}}{m}$ en $i_{Dsat} = \mu_{ns} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \frac{mv_{DSsat}^2}{2}$

NMOSFET IV-uitgangskarakteristiek zonder snelheidsverzadiging

⁴Dit is natuurlijk fysisch onmogelijk. Sommige bronnen roepen dan elektron-tunneling in als verklaring, wat een leuke verklaring is, maar helaas strookt ze niet met de werkelijkheid. We komen hierop terug in de volgende paragraaf over *snelheidsverzadiging*.

Op een gelijkaardige manier kunnen we de vergelijkingen van de PMOS-transistor samenvatten als:

$$i_D = \begin{cases} 0 & \text{als } v_{GS} \geq 0 & (\text{af}) \\ -\mu_{ps} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \left(v_{GS} - m \frac{v_{DS}}{2} \right) v_{DS} & \text{als } v_{GS} \leq 0 \text{ en } v_{DS} \geq v_{DSsat} & (\text{lineair}) \\ -\mu_{ps} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \frac{v_{GS}^2}{2m} & \text{als } v_{GS} \leq 0 \text{ en } v_{DS} \leq v_{DSsat} & (\text{saturatie}) \end{cases}$$

met: $v_{DSsat} = \frac{v_{GS}}{m}$ en $i_{Dsat} = -\mu_{ps} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \frac{mv_{DSsat}^2}{2}$

PMOSFET IV-uitgangskarakteristiek zonder snelheidsverzadiging

Deze vergelijkingen worden grafisch weergegeven voor de NMOS en PMOS in Figuur 7.12. We gebruiken daarbij de volgende gegevens:

Parameter	NMOS	PMOS
μ	454 cm ² /(Vs)	105 cm ² /(Vs)
V_t	0.7 V	-0.7 V
ϵ_{ox}		3.9 ϵ_0
t_{oxe}		10 nm
W		100 μ m
L		2.4 μ m

Merk op dat we de mobiliteiten constant hebben verondersteld om de basisverbanden in deze (theoretische) IV-uitgangskarakteristiek maximaal te kunnen illustreren.

De stippellijn in de figuur geeft de grens weer tussen het lineaire gebied en het saturatiegebied. Aangezien in het saturatiegebied, de stroom niet langer afhankelijk is van v_{DS} , kunnen we ook een grafiek teken die het verband weergeeft tussen de gate-source spanning v_{GS} en de saturatiestroom. We noemen deze grafiek de *transferkarakteristiek* (zie Figuur 7.13).

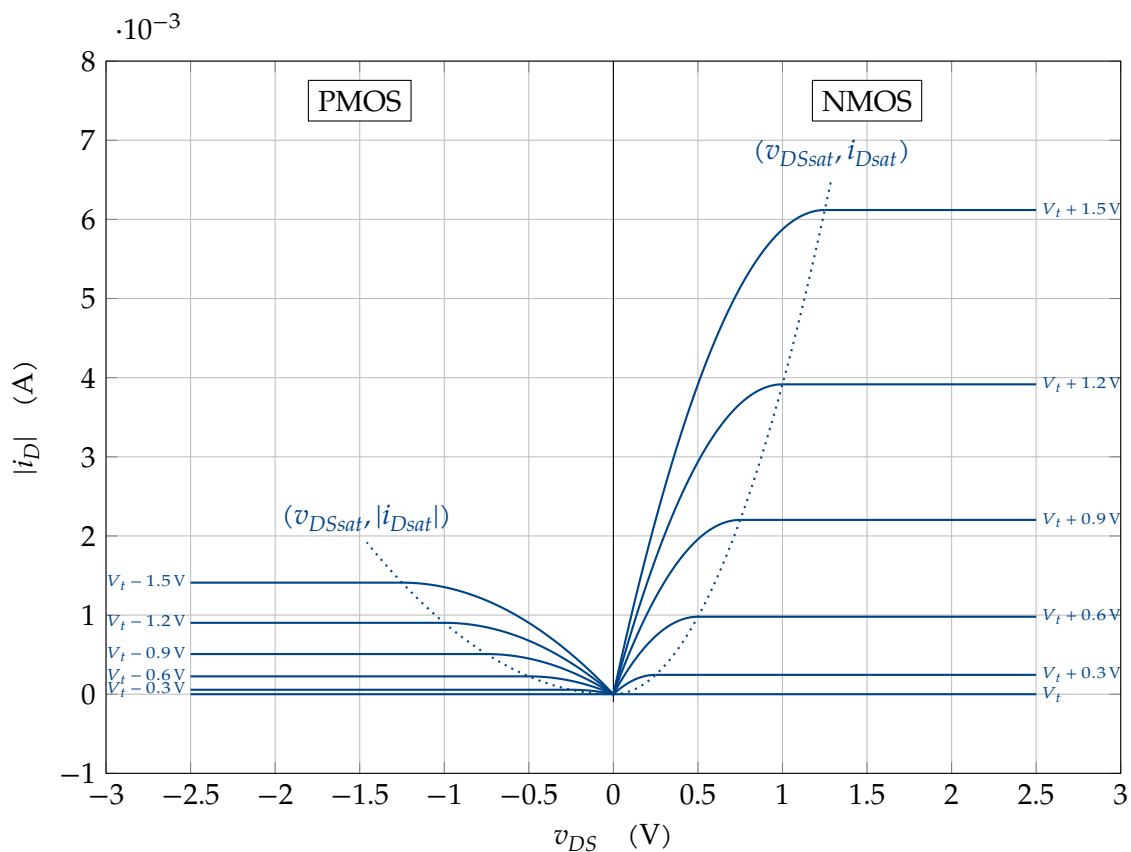
7.3.2.2 Met snelheidsverzadiging

Hoe zit dat nu met die oneindige snelheid? Wel, die is fysisch gezien natuurlijk onmogelijk. In feite is ons driftstroommodel verkeerd. We veronderstelden tot nog toe:

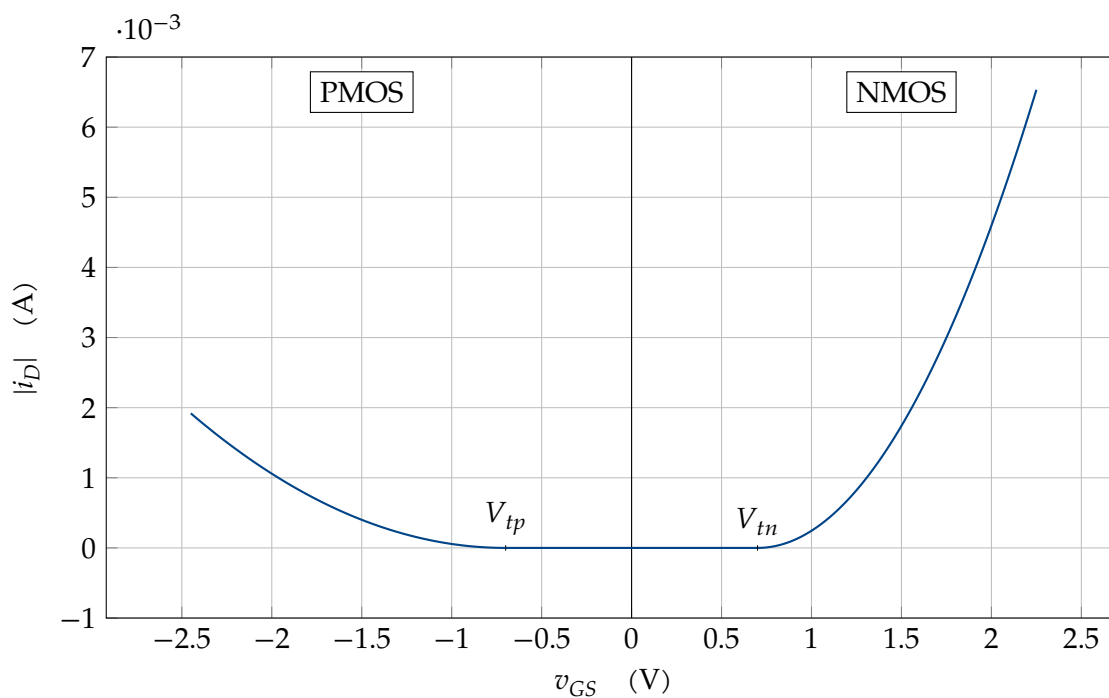
$$\vec{v} = \mu_{ns} \vec{E}$$

Het feit dat vrije ladingen geen versnelling ondergaan onder invloed van een externe kracht (het elektrische veld) is te wijten aan het feit dat het rooster waardoor de ladingen reizen trilt. Dat veroorzaakt botsingen en zorgt voor het lineaire verband tussen veld en snelheid.

Een beter driftstroommodel Nu blijkt dat vanaf een zekere snelheid die botsingen zo impactvol worden dat de snelheid niet verder omhoog kan, maar afvlakt tot een maximumwaarde v_{sat}



Figuur 7.12: De (theoretische) IV-uitgangskarakteristieken van een MOSFET zonder snelheidsverzadiging (met v_{GS} als parameter)



Figuur 7.13: De (theoretische) verschoven kwadratische transferkarakteristieken van een MOSFET zonder snelheidsverzadiging

die we de *saturatiesnelheid* noemen. Een fysisch correct model wordt op die manier:

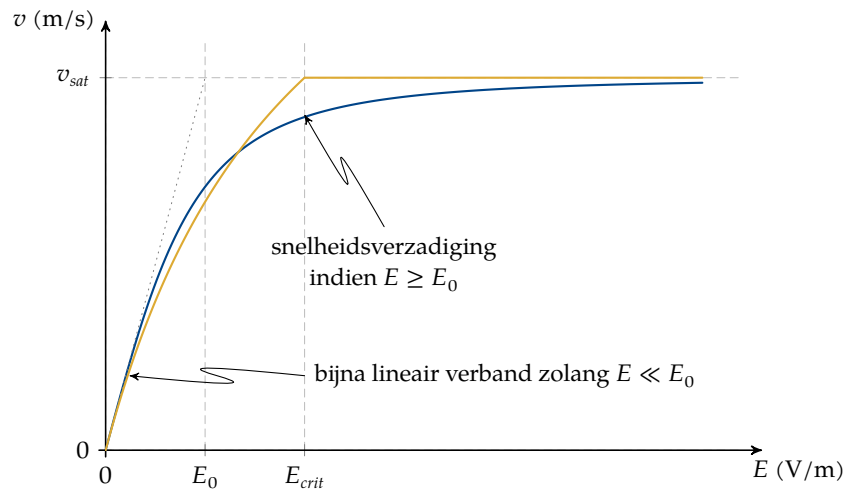
$$\vec{v} = \frac{\mu_{ns} \vec{E}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\|\vec{E}\|}{E_0} \right)^2}}$$

met

$$E_0 = \frac{v_{sat}}{\mu_{ns}}$$

We noemen dit effect *snelheidsverzadiging* of in het Engels *velocity saturation*.

Dit werd geïllustreerd met de blauwe curve in Figuur 7.14.



Figuur 7.14: Het verband tussen elektrisch veld E en de snelheid van de vrije ladingen in de MOSFET. Snelheidsverzadiging treedt op van zodra het elektrische veld een waarde E_0 benadert: theoretisch model (blauw) en model dat in de praktijk gebruikt wordt (groen)

Werken met deze uitdrukking is nogal lastig omdat het rekenwerk heel ingewikkeld wordt. We kunnen dit probleem oplossen door een stuksgewijze benadering gebruikt die in de praktijk voldoende nauwkeurig blijkt:

$$v = \begin{cases} \frac{\mu_{ns} E}{1 + \frac{|E|}{E_{crit}}} & \text{als } |E| \leq E_{crit} \\ v_{sat} & \text{als } |E| \geq E_{crit} \end{cases}$$

met

$$E_{crit} = \frac{2v_{sat}}{\mu_{ns}}$$

Deze benadering werd weergegeven als groene curve in Figuur 7.14. Heb je een idee hoe de stukswegwijze benadering zou afgeleid zijn van de oorspronkelijke?

Experimenteel werd vastgesteld dat:

	elektronen	gaten
v_{sat}	$8 \times 10^4 \text{ m/s}$	$6 \times 10^4 \text{ m/s}$

Een betere IV-uitgangskarakteristiek We kunnen nu met dit nieuwe driftstroommodel een gelijkaardige afleiding maken voor de IV-uitgangskarakteristiek.

Transistor in rust: $v_{DS} = 0$

Deze situatie is niet gewijzigd: indien de *drain-source*-spanning nul is, dan vloeit er geen stroom, ongeacht de waarde van v_{GS} . Er is immers geen elektrisch veld in het kanaal aanwezig dat de beschikbare vrije elektronen van de *source* naar de *drain* kan laten stromen.

Lineair gebied: $0 \leq v_{DS} \leq v_{DSsat}$

We veronderstellen nu $|E| \leq E_{crit}$, waardoor we het volgende driftstroommodel kunnen hanteleren (voor elektronen, vandaar het minteken):

$$v = -\frac{\mu_{ns}E}{1 + \frac{|E|}{E_{crit}}} \quad (7.1)$$

Laten we eerst veronderstellen dat $E < E_{crit}$.

We analyseren opnieuw een oneindig dun dwarslaagje op de stroomrichting en komen zo tot: De inversielading die ontstaat op positie x in het kanaal (met $x = 0$ bij de *source* en $x = L$ bij de *drain*) is gelijk aan:

$$Q = -WC_{oxe}(v_{GS} - mv_{CS}) \quad (7.2)$$

$$E_x = -\frac{dv_{CS}}{dx} \quad (7.3)$$

Indien we (7.1) (voor $E < E_{crit}$), (7.2) en (7.3) combineren met

$$i_D = -Qv$$

dan komen we tot:

$$\begin{aligned} i_D &= WC_{oxe}(v_{GS} - mv_{CS}) \mu_{ns} \frac{\frac{dv_{CS}}{dx}}{1 + \frac{\frac{dv_{CS}}{dx}}{E_{crit}}} \\ \Leftrightarrow i_D \left(1 + \frac{\frac{dv_{CS}}{dx}}{E_{crit}} \right) &= WC_{oxe}(v_{GS} - mv_{CS}) \mu_{ns} \frac{dv_{CS}}{dx} \\ \Leftrightarrow i_D dx &= \left(WC_{oxe}(v_{GS} - mv_{CS}) \mu_{ns} - \frac{i_D}{E_{crit}} \right) dv_{CS} \end{aligned}$$

Vervolgens integreren we beide leden van *source* tot *drain* en houden daarbij in het achterhoofd dat dI_D onafhankelijk is van x :

$$\begin{aligned} \int_0^L i_D dx &= \int_0^{v_{DS}} \left(WC_{oxe}(v_{GS} - mv_{CS}) \mu_{ns} - \frac{i_D}{E_{crit}} \right) dv_{CS} \\ \Leftrightarrow i_D L &= WC_{oxe} \mu_{ns} \left(v_{GS} - m \frac{v_{DS}}{2} \right) v_{DS} - \frac{i_D}{E_{crit}} v_{DS} \\ \Leftrightarrow i_D L \left(1 + \frac{v_{DS}}{LE_{crit}} \right) &= WC_{oxe} \mu_{ns} \left(v_{GS} - m \frac{v_{DS}}{2} \right) v_{DS} \\ \Leftrightarrow i_D &= \mu_{ns} C_{oxe} \frac{W}{L} \frac{\left(v_{GS} - m \frac{v_{DS}}{2} \right) v_{DS}}{1 + \frac{v_{DS}/L}{E_{crit}}} \quad (7.4) \end{aligned}$$

Merk op dat:

- de teller gelijk van het rechterlid gelijk is aan de IV karakteristiek zonder snelheidsveradiging
- v_{DS}/L gelijk is aan de gemiddelde veldsterkte in het kanaal
- voor lange transistoren, deze formule weer gelijk wordt aan de IV-uitgangskarakteristiek zonder snelheidsverzadiging

Waarde van v_{DSsat}

We veronderstellen nu, dat snelheidssaturatie optreedt voordat pinch-off zich voordoet. Dit wil zeggen dat de inversielaag zich nog helemaal uitstrekt tot aan de drain.

We definiëren de waarde v_{DSsat} als de waarde waarbij snelheidssaturatie net start, m.a.w.

$$v_{DS} = v_{DSsat} \quad \text{en} \quad v = v_{sat}$$

We bekijken nu het oneindig dun dwarslaagje loodrecht op de stroomrichting ter hoogte van de drain. We weten dan dat:

$$Q = -WC_{oxe}(v_{GSt} - mv_{DSsat})$$

In combinatie met:

$$i_D = -Qv$$

komen we zo tot een uitdrukking voor de drainstroom in saturatie:

$$i_D = WC_{oxe}(v_{GSt} - mv_{DSsat})v_{sat} \quad (7.5)$$

Door (7.4) (waarbij $v_{DS} = v_{DSsat}$) en (7.5) aan elkaar gelijk te stellen kunnen we v_{DSsat} berekenen. We gebruiken ook $\mu = 2v_{sat}/E_{crit}$:

$$\begin{aligned} \frac{2v_{sat}}{E_{crit}} C_{oxe} \frac{W}{L} \frac{(v_{GSt} - m \frac{v_{DSsat}}{2}) v_{DSsat}}{1 + \frac{v_{DSsat}/L}{E_{crit}}} &= \cancel{WC_{oxe}(v_{GSt} - mv_{DSsat})v_{sat}} \\ \Leftrightarrow \frac{2}{E_{crit}L} \frac{(v_{GSt} - m \frac{v_{DSsat}}{2}) v_{DSsat}}{1 + \frac{v_{DSsat}/L}{E_{crit}}} &= (v_{GSt} - mv_{DSsat}) \\ \Leftrightarrow (2v_{GSt} - mv_{DSsat})v_{DSsat} &= (LE_{crit} + v_{DSsat})(v_{GSt} - mv_{DSsat}) \\ \Leftrightarrow 2v_{GSt}v_{DSsat} - \cancel{mv_{DSsat}^2} &= LE_{crit}v_{GSt} - mLE_{crit}v_{DSsat} + \cancel{v_{GSt}v_{DSsat}} - \cancel{mv_{DSsat}^2} \\ \Leftrightarrow v_{DSsat}(v_{GSt} + mLE_{crit}) &= LE_{crit}v_{GSt} \\ \Leftrightarrow v_{DSsat} &= \frac{1}{\frac{1}{LE_{crit}} + \frac{m}{v_{GSt}}} = LE_{crit} \parallel \frac{v_{GSt}}{m} \end{aligned}$$

We zien hiermee bevestigd dat snelheidsverzadiging inzet voordat pinch-off intreedt, want $v_{DSsat} < v_{GSt}/m!$

Saturatiegebied: $v_{DS} \geq v_{DSsat}$

De stroom die nu vloeit, kan berekend worden door de waarde van v_{DSsat} in te vullen in (7.4):

$$\begin{aligned}
 i_D &= \mu_{ns} C_{oxe} \frac{W}{L} \frac{\left(v_{GS} - m \frac{v_{DSsat}}{2}\right) v_{DSsat}}{1 + \frac{v_{DSsat}/L}{E_{crit}}} \\
 &\vdots \\
 \Leftrightarrow i_D &= \mu_{ns} C_{oxe} \frac{W}{L} \frac{v_{GS}^2}{2m} \frac{1 - \frac{LE_{crit}}{2(v_{GS}/m + LE_{crit})}}{\frac{v_{GS}}{mLE_{crit}} + \frac{1}{2}}
 \end{aligned}$$

Voor lange transistoren vereenvoudigt deze uitdrukking zich tot:

$$i_D = \mu_{ns} C_{oxe} \frac{W}{L} \frac{v_{GS}^2}{2m}$$

Merk op dat in dit geval de stroom kwadratisch stijgt met v_{GS} . Discrete FETs en geïntegreerde FETs die gebruikt worden bij analoog ontwerp, zijn doorgaans lang.

Voor korte transistoren vereenvoudigt deze uitdrukking zich tot:

$$i_D = \mu_{ns} C_{oxe} \frac{W}{2} v_{GS} E_{crit}$$

Merk op dat in dit geval de stroom nu slechts lineair stijgt met v_{GS} . Geïntegreerde FETs die gebruikt worden in digitale schakelingen (om digitale poorten en geheugens te maken) zijn doorgaans kort (omwille van de nood aan miniaturisatie).

Samenvatting We kunnen de IV-uitgangskarakteristiek van de NMOS-transistor met snelheidsverzadiging samenvatten als:

$$i_D = \begin{cases} 0 & \text{als } v_{GS} \leq 0 & \text{(af)} \\ \mu_{ns} C_{oxe} \frac{W}{L} \frac{\left(v_{GS} - m \frac{v_{DS}}{2}\right) v_{DS}}{1 + \frac{v_{DS}/L}{E_{crit}}} & \text{als } v_{GS} \geq 0 \text{ en } v_{DS} \leq v_{DSsat} & \text{(lineair)} \\ \mu_{ns} C_{oxe} \frac{W}{L} \frac{v_{GS}^2}{2m} \frac{1 - \frac{LE_{crit}}{2(v_{GS}/m + LE_{crit})}}{\frac{1}{2} + \frac{v_{GS}}{mLE_{crit}}} & \text{als } v_{GS} \geq 0 \text{ en } v_{DS} \geq v_{DSsat} & \text{(saturatie)} \end{cases}$$

met: $v_{DSsat} = \frac{v_{GS}}{m} \parallel LE_{crit}$

NMOSFET IV-uitgangskarakteristiek met snelheidsverzadiging

Op een gelijkaardige manier kunnen we de vergelijkingen van de PMOS-transistor samenvatten als:

$$i_D = \begin{cases} 0 & \text{als } v_{GS} \geq 0 & \text{(af)} \\ -\mu_{ns} C_{oxe} \frac{W}{L} \frac{\left(v_{GS} - m \frac{v_{DS}}{2}\right) v_{DS}}{1 - \frac{v_{DS}/L}{E_{crit}}} & \text{als } v_{GS} \leq 0 \text{ en } v_{DS} \geq v_{DSsat} & \text{(lineair)} \\ -\mu_{ns} C_{oxe} \frac{W}{L} \frac{v_{GS}^2}{2m} \frac{1 + \frac{LE_{crit}}{2(v_{GS}/m - LE_{crit})}}{\frac{1}{2} - \frac{v_{GS}}{mLE_{crit}}} & \text{als } v_{GS} \leq 0 \text{ en } v_{DS} \leq v_{DSsat} & \text{(saturatie)} \end{cases}$$

met: $v_{DSsat} = \frac{v_{GS}}{m} \parallel (-LE_{crit})$

PMOSFET IV-uitgangskarakteristiek met snelheidsverzadiging

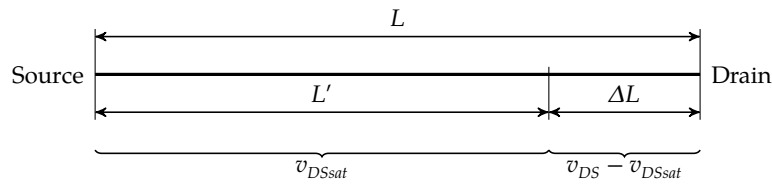
7.3.2.3 Met kanaalmodulatie en drain-kanaal-beïnvloeding

Tot nu toe veronderstelden we, zowel in het model zonder als met snelheidsverzadiging, dat de stroom in saturatie onafhankelijk is van v_{DS} . Dat zou de transistor een oneindige uitgangsimpedantie geven (wat goed is om versterkers te bouwen). Helaas is dit niet het geval. Er zijn twee effecten die samen ervoor zorgen dat de stroom blijft toenemen met een toenemende v_{DS} :

- *channel-length modulation (CLM)*
- *drain-induced barrier lowering (DIBL)*

Ze komen samen voor, maar de eerste is dominant in lange transistors, de tweede vooral in korte transistors. Omwille van de gelijkenis met het Early effect bij bipolaire junctietransistors, noemen we ook deze effecten samen vaak het 'Early effect' van de MOSFET.

Channel-length modulation (CLM) Indien we v_{DS} opvoeren tot boven v_{DSsat} , dan zal de effectieve lengte van het kanaal waar geen snelheidsverzadiging optreedt verkorten. Over dat stuk van het kanaal staat v_{DSsat} over de rest staat de rest van de spanning, $v_{DS} - v_{DSsat}$. Schematisch weergegeven:



Dit laat toe om ΔL te berekenen, door te veronderstellen dat de veldsterkte over die lengte gelijk is aan $E_{\max}$, waardoor:

$$\frac{v_{DS} - v_{DSsat}}{\Delta L} = E_{\max}$$

$$\Leftrightarrow \Delta L = \frac{v_{DS} - v_{DSsat}}{E_{\max}}$$

Hierdoor kunnen we de elektrische kanaallengte L' berekenen:

$$\begin{aligned} L' &= L - \Delta L \\ &= L \left(1 - \frac{\Delta L}{L} \right) \\ &= L \left(1 - \frac{v_{DS} - v_{DSsat}}{L E_{\max}} \right) \end{aligned}$$

De factor $1/L$ die vooraan in de IV-uitgangskarakteristieken staat, kunnen we dus vervangen door:

$$\frac{1}{L} \mapsto \frac{1}{L'} = \frac{1}{L \left(1 - \frac{v_{DS} - v_{DSsat}}{L E_{\max}} \right)}$$

waardoor we de stroom met kanaalmodulatie kunnen berekenen als:

$$i_{D,CLM} = \frac{i_D}{1 - \frac{v_{DS} - v_{DSsat}}{L E_{\max}}} \quad \text{als } v_{Gst} \geq 0 \text{ en } v_{DS} \geq v_{DSsat}$$

waarbij i_D de stroom is zonder kanaalmodulatie.

Het lijkt logisch om de volgende benadering te gebruiken (op basis van de Taylorreeks van $1/(1-x)$ rond $x=0$, afgebroken na de eerste term):

$$i_{D,CLM} = i_D \left(1 + \frac{v_{DS} - v_{DSsat}}{L E_{max}} \right) \quad \text{als } v_{GSt} \geq 0 \text{ en } v_{DS} \geq v_{DSsat}$$

Helaas leidt deze vergelijking tot een knik in de curves bij overgang van het lineaire gebied naar het saturatiegebied. Om die reden wordt doorgaans een zachtere benadering gehanteerd die geïnspireerd wordt door het fenomeen van de *Early-spanning* bij bipolaire junctietransistoren:

$$i_{D,CLM} = i_D (1 + \lambda v_{DS}) \quad \text{als } v_{GSt} \geq 0$$

waarbij je terecht opmerkt dat de correctiefactor nu ook wordt toegepast op het lineaire gebied (met als doel de curve vloeiend te krijgen).

Drain-induced barrier lowering (DIBL) Zonder dat we het fenomeen in de diepte beschrijven is het niet zo moeilijk om in te zien dat een hogere drainpotentiaal ook leidt tot extra ladingen in het kanaal. Het pinch-off gebied fungeert immers als het diëlektricum van een condensator met de drain als één plaat en het kanaal als de andere plaat. De extra ladingen die zo in het kanaal komen zorgen ervoor dat de effectieve drempelspanning lager wordt bij een hoge drainpotentiaal. We noemen dit *drain-induced barrier lowering* (DIBL).

De combinatie van CLM en DIBL leidt tot de typische IV-uitgangskarakteristieken die je vindt in Figuur 7.15. Hierbij valt op dat voor korte transistoren CLM en DIBL dominant worden (de helling van de curves in saturatie wordt groot). Bij de langere transistoren heeft enkel CLM een beperkte rol (en doet het de karakteristieken in saturatie slechts lichtjes hellen). Om goede analoge versterkers te maken willen we net dat die helling van de curves in het saturatiegebied zo klein mogelijk is. Voor analoge schakelingen zullen we dus altijd lange transistoren gebruiken. Dit legt ook uit waarom verdere miniaturisering onder de $1\ \mu\text{m}$ voor analoge schakelingen eigenlijk niet meer zinvol is. Merk op dat zelfs bij lange transistor saturatie nog steeds vroeger intreedt dan de traditionele waarde $v_{DSsat} = v_{GSt}/m$ omwille van *snelheidsverzaadiging*. Voor de korte transistor is de waarde van v_{DSsat} relatief gezien nog veel kleiner v_{GSt}/m .

Er is nog een tweede effect het gevolg van de snelheidsverzaadiging, met impact voornamelijk bij lange transistoren, en dat is dat de transferkarakteristiek niet meer zuiver kwadratisch verloopt, zoals in Figuur 7.13, maar quasi lineair zullen verlopen, zoals aangegeven op Figuur 7.16.

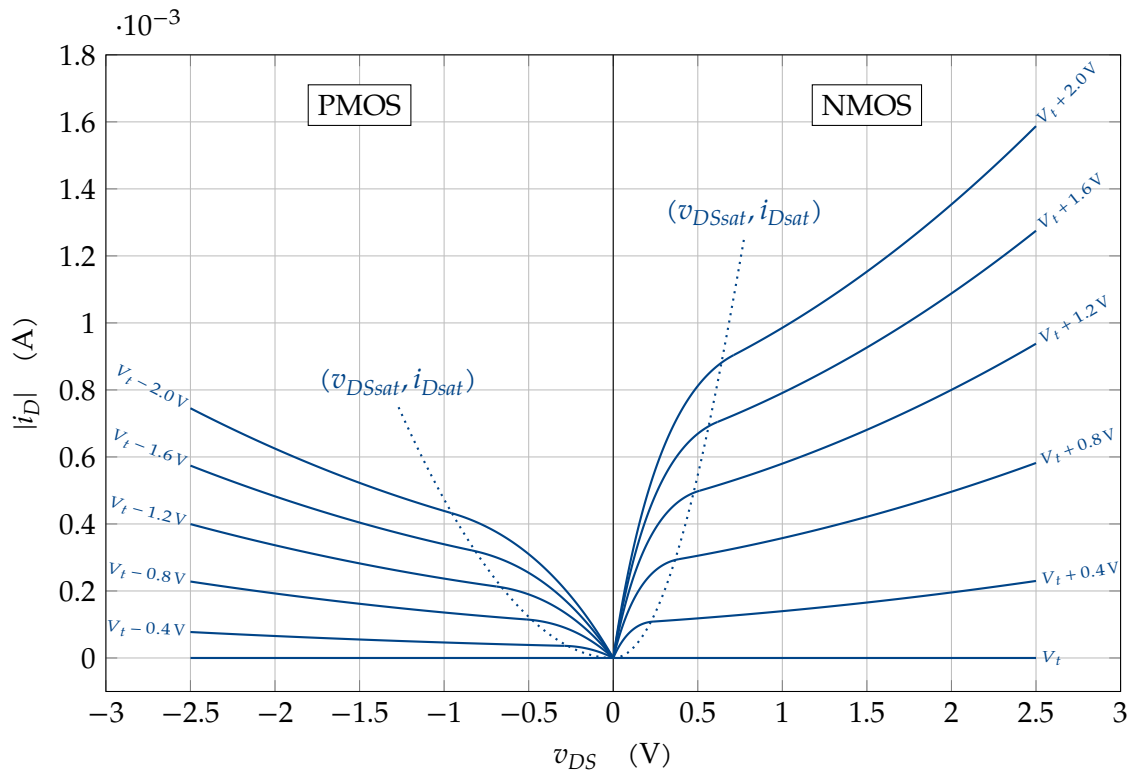
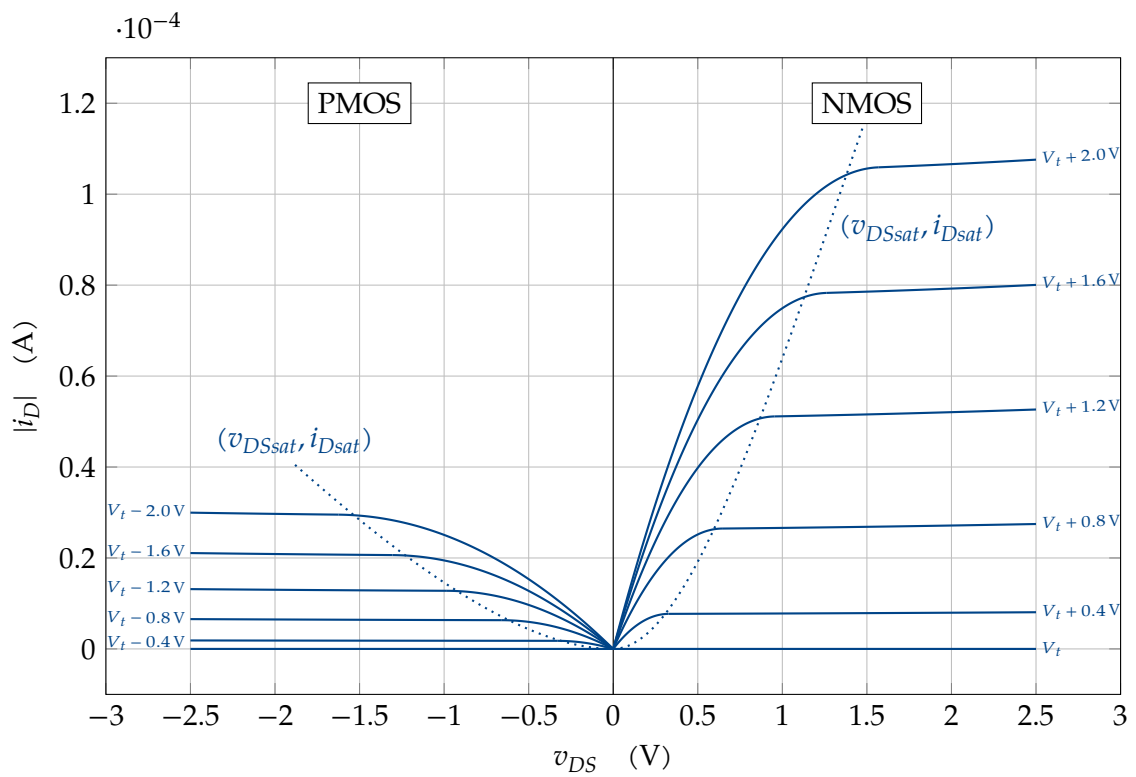
Bij korte transistoren treedt het effect ook op, maar daar heeft de transferkarakteristiek minder relevantie.

Oefeningen

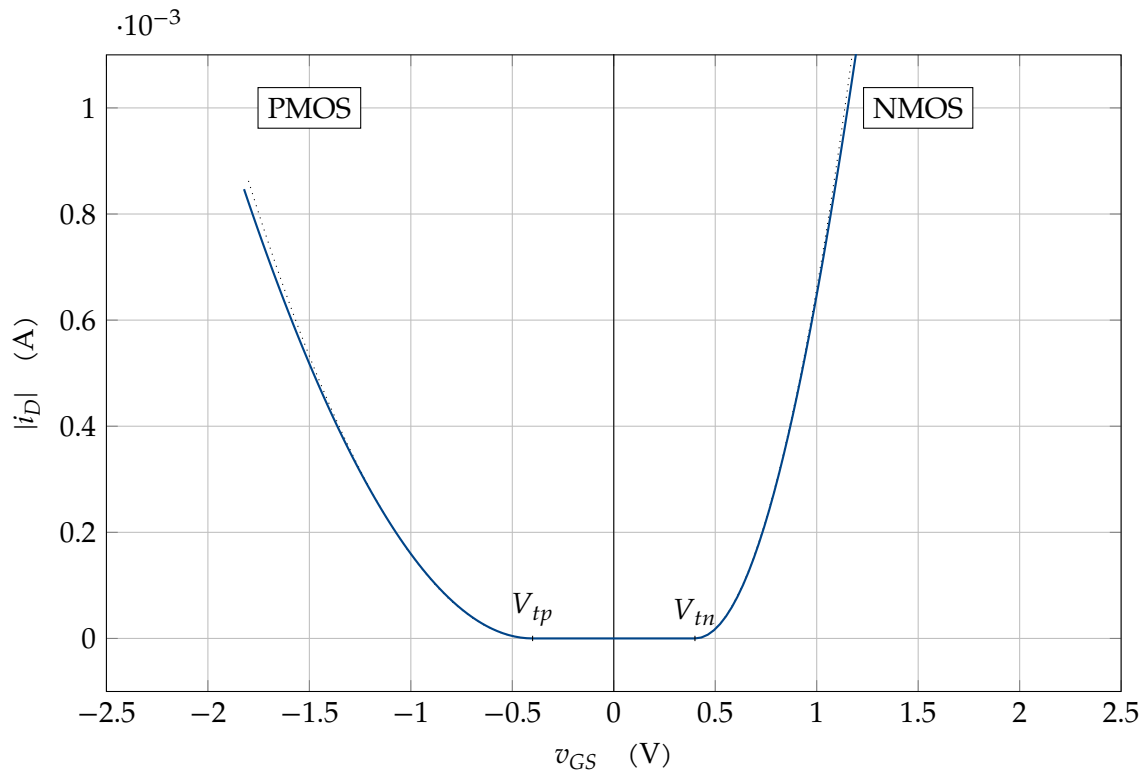
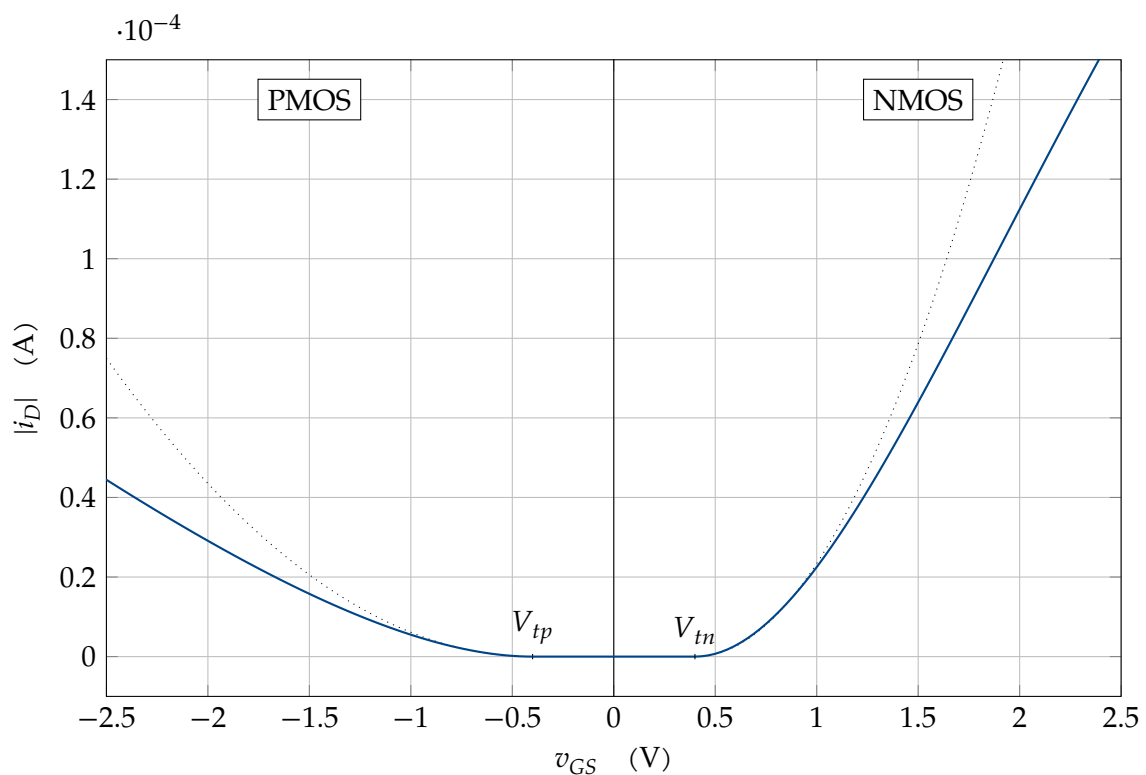
Oefening 7.3.2.3-1:

Beschrijf de werking van de MIS-condensator van een NMOSFET in de volgende gevallen:

- $v_{GB} = 0$
- $v_{GB} = V_{FB}$ (vlakke band-spanning)
- $v_{GB} < V_{FB}$

(a) $L = 100 \text{ nm}$: korte, "digitale" transistor(b) $L = 2.4 \mu\text{m}$: lange, "analoge" transistor

Figuur 7.15: Uitgangskarakteristieken van MOSFETs met $V_t = 0.4 \text{ V}$ voor de NMOS en $V_t = -0.4 \text{ V}$ voor de PMOS, $t_{oxe} = 5 \text{ nm}$, $W = 1 \mu\text{m}$ voor een "korte" en een "lange" transistor

(a) $L = 100$ nm: korte, "digitale" transistor(b) $L = 2.4$ μm: lange, "analoge" transistor

Figuur 7.16: De werkelijke transferkarakteristieken van een MOSFET met snelheidsverzadiging, met als vergelijkingspunt een parabool die het begin van de curve het beste benadert.

- $V_{FB} < v_{GB} \geq V_t$
- $V_t < v_{GB}$

Benoem ook elk van deze gevallen.

Oefening 7.3.2.3-2:

Teken de beschikbare kanaallading Q als functie van $v_{GB} = v_{GS}$ (we veronderstellen dat de bulk en de source kortgesloten zijn). Duid hierop de verschillende werkingsgebieden van de MIS-condensator aan. Leid uit deze grafiek een tweede grafiek af, nl. die van de capaciteit van de MIS-condensator als functie van $v_{GB} = v_{GS}$.

De oefeningen hieronder kan je uitvoeren voor zowel een NMOSFET als een PMOSFET.

Oefening 7.3.2.3-3:

Teken een dwarsdoorsnede van een MOSFET en teken het kanaal dat ontstaat in het lineaire werkingsgebied. Aan welke voorwaarden moeten v_{GS} en v_{DS} voldoen voor dit werkingsgebied?

Leid de stroomvergelijking af en toon aan dat dit de takvergelijking van een regelbare weerstand is. We houden hierbij geen rekening met snelheidsverzadiging.

Wat kunnen we als ontwerper doen om deze weerstand in te stellen (d.w.z. een concrete waarde te geven)?

Oefening 7.3.2.3-4:

Zelfde vraag voor het *veralgemeende* lineaire werkingsgebied.

Motiveer waarom we in dit geval niet langer de karakteristiek hebben van een weerstand. Welke curve hebben we dan wel in de grafiek van i_D t.o.v. v_{DS} ?

Oefening 7.3.2.3-5:

Leid uit de formule voor de drain-stroom in het *veralgemeende* lineaire werkingsgebied af voor welke waarde van v_{DS} zich *pinch-off* voordoet.

Bereken de waarde van de drain-stroom i_D bij *pinch-off*.

Teken hoe het kanaal er in dat geval uitziet op de dwarsdoorsnede van de MOSFET.

Oefening 7.3.2.3-6:

Teken op een dwarsdoorsnede van een MOSFET hoe het kanaal er uitziet in het saturatiegebied. Aan welke voorwaarden moeten v_{GS} en v_{DS} voldoen voor dit werkingsgebied?

Oefening 7.3.2.3-7:

Welke invloed heeft snelheidsverzadiging op de uitgangskarakteristiek van de MOS-transistor? Beschrijf dit in kwalitatieve termen ("neemt toe, neemt af, wordt groter, wordt kleiner").

Oefening 7.3.2.3-8:

Welke invloed heeft snelheidsverzadiging op de transferkarakteristiek van de MOS-transistor? Beschrijf dit in kwalitatieve termen ("neemt toe, neemt af, wordt groter, wordt kleiner").

Oefening 7.3.2.3-9:

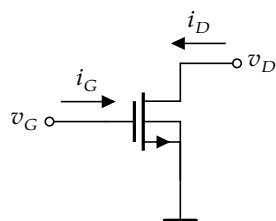
Welke invloed hebben de effecten CLM en DIBL op de uitgangskarakteristiek van de MOS-transistor? Beschrijf dit in kwalitatieve termen ("neemt toe, neemt af, wordt groter, wordt kleiner").

Is dit effect gelijk voor korte en lange transistoren? Of is er een verschil?

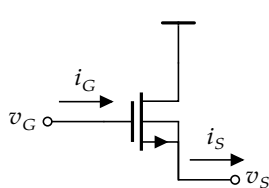
7.4 Basisconfiguraties en versterkingsfactoren

We kunnen de MOSFET op verschillende manier schakelen. De essentie is dat we telkens een van de klemmen aan een 'vaste potentiaal' hangen.⁵ De basisconfiguraties werden hieronder getekend. De ingangsknoop staat telkens links, de uitgangsknoop rechts. De horizontale strepen duiden op een vaste potentiaal.

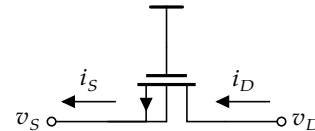
Voor een NMOSFET:



Common Source

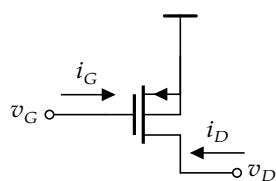


Common Drain

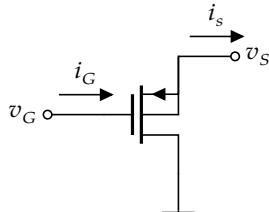


Common Gate

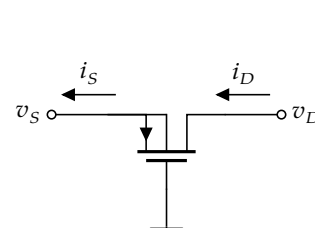
Voor een PMOSFET:



Common Source



Common Drain



Common Gate

Versterking en efficiëntie Aangezien we veronderstellen dat de gate-stroom in regime-toestand gelijk is aan nul, hebben we in dit geval geen stroomversterkingsfactoren (α en β) zoals bij de BJT. Dit is een van de voordelen van de MOSFET: de gate is een condensator en vraagt in DC geen stroom.

Oefeningen

Oefening 7.4-1:

Teken uit het hoofd (startend van een blanco blad) alle mogelijke configuraties van een NMOSFET en een PMOSFET en beschrijf de stroomversterking en spanningsversterking van elk van deze configuratie kwalitatief ("bijna gelijk aan 1", "veel groter dan 1", "negatief", "positief").

⁵Die potentiaal moet niet over het hele frequentiebereik vast zijn. Het kan ook dat hij enkel vast is in een bepaald frequentiebereik.

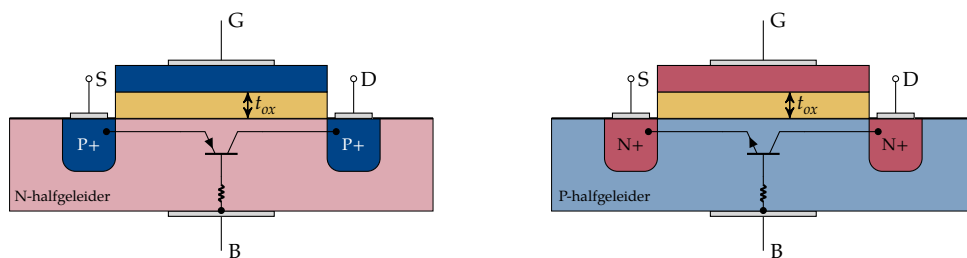
7.5 Breakdown / Absolute maximumwaarden

Spanning De breakdownmechanismes van een MOSFET zijn eenvoudig te begrijpen op basis van de vaststelling dat

- de gate onderdeel is van een condensator
- de drain, bulk en source eigenlijk een (parasitaire) bipolaire transistor vormen.

De condensator heeft een doorslagspanning, die in datasheets opgegeven staat als BV_{GSS} , de *gate-source-breakdown-voltage*. De laatste 'S' geeft weer dat deze gemeten wordt indien $v_{DS} = 0$.

De parasitaire transistoren werden hieronder getekend, voor de P- en de NMOSFET:

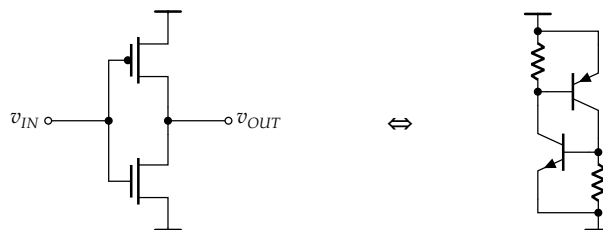


Naast de klassieke doorslageffecten (tunneling en lawinedoorslag) die eigen zijn aan de (parasitaire) bipolaire transistor, zal een tweede effect een rol spelen, vooral bij korte transistoren. Daar kan het gebeuren dat de depletielagen van de PN juncties tussen drain en kanaal en source en kanaal zo groot worden, dat ze elkaar raken. Dit is eigenlijk CLM waarbij de effectieve kanaallengte L' tot nul herleidt wordt. In dat geval bestaat er tussen source en drain een stroompad waar de ladingsdragers allen tegen de verzadigingssnelheid van source naar drain bewegen. We noemen dit fenomeen van doorbraak met een Engelse term *punchthrough*.

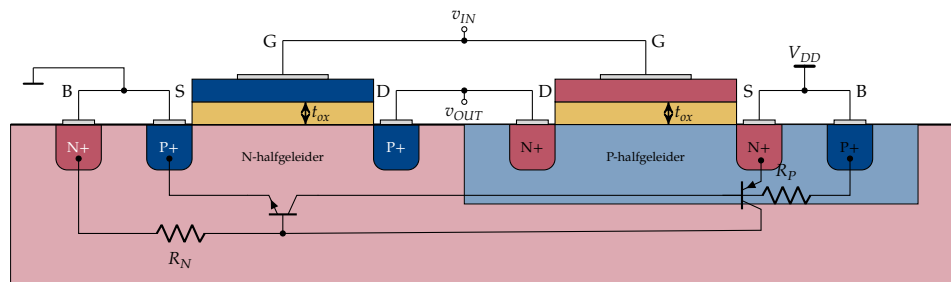
Zolang de stroom binnen de perken blijft is dit fenomeen net zoals bij de klassieke doorslageffecten niet destructief.

De grenswaarde (of ze nu het gevolg is van klassieke breakdown van de transistor of punchthrough), vind je in datasheets als *drain-to-source breakdown voltage* met als symbool BV_{DSS} soms vergezeld van een temperatuurscoëfficiënt, die toelaat om de breakdownspanning bij een willekeurige temperatuur te bepalen. De laatste 'S' staat voor '*shorted*', wat wil zeggen dat $v_{GS} = 0$.

Een speciale situatie doet zich voor, wanneer een NMOS- en PMOSFET worden gecombineerd in een CMOS-inverter, dan ontstaat een heel gevaarlijke combinatie van de parasitaire bipolaire transistoren:

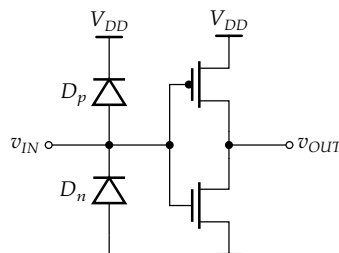


De rechtse configuratie is de configuratie van een *thyristor met vlottende gate*. Hoe die ontstaat, werd weergegeven in de onderstaande figuur:



Indien omwille van elektromagnetische straling of ongewenste elektrostatisch ontlading (*electrostatic discharge (ESD)*) ten gevolg van aanraking een van de transistors in geleiding komt, dan knijpen ze beide onmiddellijk dicht en creëren zo een massieve kortsluiting. We noemen dit fenomeen *latch up*. Als de voedingsbron voldoende krachtig was, dan gaat je schakeling in rook op. Indien de schakeling niet kapot ging, dan blijft de kortsluiting bestaan tot je de spanning terug uit en weer aanschakelt. In oudere technologieën was *latch up* een ware plaag.

De latchup kan overigens ook optreden indien de voedingsspanning niet ingeschakeld is. Er ontstaat dan bij een ESD-ontlading een stroompad door een van de protectiediodes tot op de voedingsrail, tot in de thyristor en weer terug via de protectiediodes tot aan de ESD-bron (bv. je vinger).



Uit die tijd stemt het advies om nooit ingangssignalen aan een schakeling aan te leggen zonder dat de spanning opstaat en om tijdens het werken met halfgeleidercomponenten steeds een antistatische bescherming te dragen, wat overigens nog steeds een zeer verstandige gewoonte is.

Deze situatie wordt in moderne technologieën vermeden door enerzijds de weerstand naar het bulkcontact zo klein mogelijk te maken (door voldoende lokale contactpunten te voorzien) en anderzijds door het substraat hoger te doperen, zodat de stroomversterking van de parasitaire transistor verlaagd wordt.

Stroom De datasheet specificeert maximale waarden voor de drainstroom (bij verschillende temperaturen). Dit gebeurt a.d.h.v. twee waarden:

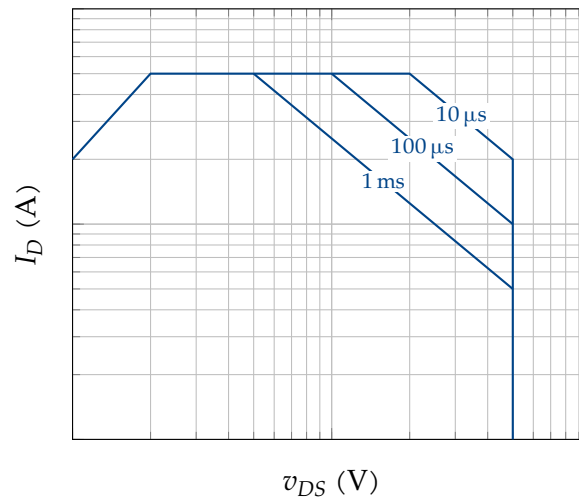
- een maximale continue drainstroom I_D
- Een maximale gepulste drainstroom I_{DM}

Vermogen Het vermogen dat de transistor verbruikt is voor een MOSFET gelijk aan de drain-stroom maal de drain-source-spanning:

$$P = I_D \cdot V_{DS}$$

De maximale waarde die in de datasheet gespecificeerd staat is voor een continue belasting in regime. Indien de belasting gepulst is, dan kan het maximale vermogen hoger zijn.

Typisch worden de maximale waarden voor stroom, spanning en vermogen grafisch weergegeven in een logaritmisch I_D vs v_{DS} diagram, zoals hieronder aangegeven:



De diagonale lijnen geven dan de werkelijke vermogensgrens aan; de horizontale lijnen de maximale stroom (bv. beperkt omwille van interne bedrading) en de verticale de maximale spanning (omwille van *punchthrough*).⁶

Temperatuur Ook de temperatuur is van belang, zowel tijdens de opslag van de transistor (d.w.z. als de schakeling niet in werking is), als tijdens het gebruik.

Parameter	Betekenis
T_{stg}	Minimale en Maximale opslagtemperatuur
T_j	Maximale junctietemperatuur (in werking)
T_{amb}	Minimale en maximale omgevingstemperatuur (in werking)

Merk op dat T_j moeilijk te meten is. Deze waarde kan wel gebruikt worden om een voldoende groot koellichaam te kiezen zodat de junctietemperatuur niet overschreden wordt.

Merk ook op dat je in de meeste datasheets van discrete componenten ook een maximale soldeertemperatuur en -tijd vindt.

Oefeningen

⁶De beperking van de diagonale lijn links boven is het gevolg van de aan-weerstand $R_{DS(on)}$ van de MOSFET die het de stroom en dus het vermogen beperkt bij lage spanningen.

Oefening 7.5-1:

Zoek een datasheet van een discrete MOSFET. Zoek de sectie met *maximum ratings*. Probeer de waarden terug te vinden die in deze sectie besproken zijn.

Oefening 7.5-2:

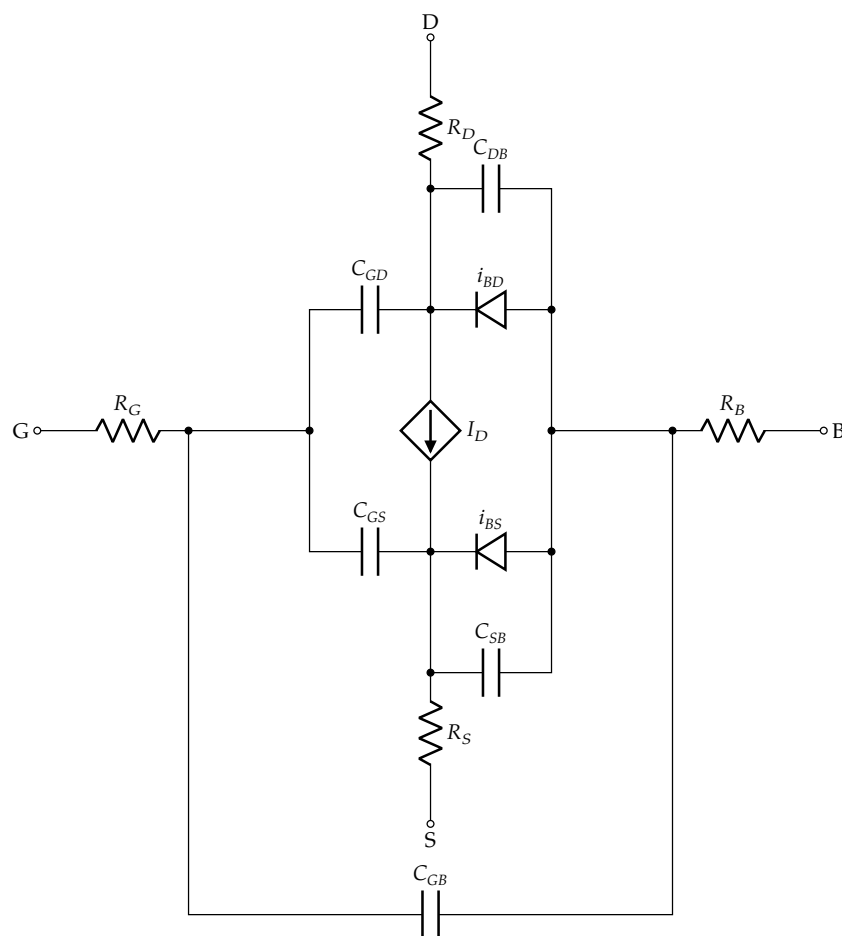
(*) Zoek een datasheet van een discrete MOSFET. Zoek de specificaties van de maximale *avalanche energy*. Zoek zelf op het internet wat die maximale energie betekent voor de MOSFET. Wat zou er gebeuren indien er lawinedoorslag is? Wat betekent het concreet voor het gebruik van de MOSFET. De grafiek (I_{AV} vs. t_{AV}) die doorgaans in de datasheet is opgenomen kan verheldering brengen.

7.6 Modellen

Bij het opstellen van de modellen, beperken we ons weer tot de NMOSFETs. De PMOSFETs laten we aan de lezer.

7.6.1 Grootsignaalmodellen

De grootsignaalmodellen vertrekken doorgaans van het onderstaande model:



Het meest eenvoudige model Het meest eenvoudige model, ook wel het *Schichman-Hodges* of *LEVEL1*-model genoemd, is een zuiver kwadratisch model. Het gebruikt de volgende vergelijkingen:

$$i_D = \begin{cases} 0 & \text{als } v_{GSt} \leq 0 & \text{(af)} \\ \mu_{ns} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \left(v_{GSt} - \frac{v_{DS}}{2} \right) v_{DS} (1 + \lambda v_{DS}) & \text{als } v_{GSt} \geq 0 \text{ en } v_{DS} \leq v_{DSsat} & \text{(lineair)} \\ \mu_{ns} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \frac{v_{GSt}^2}{2} (1 + \lambda v_{DS}) & \text{als } v_{GSt} \geq 0 \text{ en } v_{DS} \geq v_{DSsat} & \text{(saturatie)} \end{cases}$$

met: $v_{DSsat} = v_{GSt}$ en $i_{Dsat} = \mu_{ns} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \frac{v_{DSsat}^2}{2}$

$$\text{en: } \begin{cases} V_t = V_{t0} + \gamma \left(\sqrt{2\phi_B + v_{SB}} - \sqrt{2\phi_B} \right) \\ V_{t0} = V_{FB} + 2\phi_B + \frac{2qN_A\epsilon_{Si}\phi_B}{C_{ox}} \\ \phi_B = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} \end{cases}$$

Schichman-Hodges NMOSFET IV-uitgangskarakteristiek

in combinatie met de aanwezige (niet-lineaire) condensatoren (t.g.v. van de juncties en het gate-oxide) en enkele correcties waar we hier niet op ingaan (zoals voor *onderetsing*). Het brengt CLM in rekening via de parameter λ .

Merk op dat dit model een vaste mobiliteit veronderstelt en geen snelheidsverzadiging in rekening brengt.

Het meest fysische model Het model dat het dichtste aansluit bij de fysica die we in dit hoofdstuk besproken hebben is het *Meyer* of *LEVEL2*-model. Het is een model dat effecten van snelheidsverzadiging en naast CLM ook DIBL in rekening brengt.

Het gebruikt vergelijkingen die sterk lijken op de formules met snelheidsverzadiging die we in dit hoofdstuk afgeleid hebben.

Models galore Moderne MOS-transistoren zijn zo complex geworden van opbouw, dat de eenvoudige modellen die hierboven beschreven werden, niet meer volstaan. Er zijn hele onderzoeksgroepen van universiteiten en bedrijven die zich full-time bezig houden met het steeds beter modelleren van FETs. De belangrijkste zijn:

- BSIM-modellen van de *Berkeley Short-channel IGFET Model Group*
- Mos Models van NXP (vroeger Philips)

Het aantal parameters in deze modellen bedraagt meer dan 100!

Gelukkig zijn deze modellen zijn allemaal ter beschikking in moderne circuitsimulators. Modelparameters voor FETs vind je ofwel in bibliotheken aangeleverd door de ontwikkelaar van de simulator, ofwel door grote fabrikanten (zoals NXP, AD, TI, OnSemi, ...). Voor geïntegreerde schakelingen zitten ze vervat in de *design kit* die de siliciumbakker (zoals TSMC, UMC, Infineon, ...) aanlevert.

Indien je ooit zelf een *modelcard* wil maken voor een transistor die je zelf wil modelleren, dan lees je best de handleiding van de modellenmaker om te weten welke parameters je moet instellen.

7.6.2 Kleinsignaalmodel

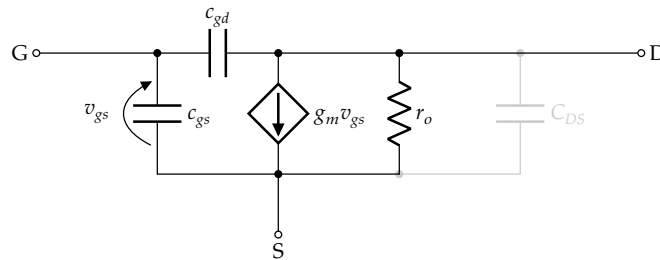
Indien we versterkers willen bouwen met transistoren, dan zullen we doorgaans het transistormodel lineariseren rond het werkingpunt. Dat wil ook zeggen dat we de spannings- en stroomgrootheden schrijven als vaste grootheden (het werkingpunt) plus een afwijking:

$$\begin{aligned} i_D &= I_D + i_d & v_{GS} &= V_{GS} + v_{gs} \\ i_G &= I_G + i_g & v_{DS} &= V_{DS} + v_{ds} \\ i_S &= I_S + i_s & v_{GD} &= V_{GD} + v_{gd} \end{aligned}$$

We behandelen twee *AC-modellen*, eentje voor handberekeningen en eentje voor computerberekeningen:

Het eenvoudige hybride- π model voor handberekeningen Het model dat we hier afleiden geldt enkel indien de transistor aan staat, d.w.z. $v_{GS} > V_t$ en $v_{DS} > 0$.

We noemen dit een pi-model omwille van de topologische vorm (twee verticale takken met een horizontale tak ertussen, wat lijkt op de Griekse letter π). Omdat we h-parameters gebruiken, noemen we het een hybride- π model.



Twee opmerkingen hierbij:

- In het geval van een discrete MOSFET (zoals we later zullen zien), komt er ook nog een condensator tussen *drain* en *source* in het model. We tekenden hem alvast in het grijs.
- In sommige gevallen kan c_{gd} verwaarloosd worden, wat het rekenwerk bij het gebruik van het model sterk vereenvoudigt.

We bespreken nu één voor één de parameters van dit model:

g_m De spanningsafhankelijke stroombron geeft de toename in *drain*-stroom i_D weer die gegenereerd wordt bij een kleine toename van v_{GS} in het werkingpunt (OP). Voor een transistor zonder snelheidsverzadiging:

$$g_m = \left. \frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}} \right|_{OP}$$

We berekenen dus eerst:

$$\frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}} = \frac{\partial}{\partial v_{GS}} \left(K \frac{(v_{GS} - V_t)^2}{2m} \right) = 2K \left(\frac{v_{GS} - V_t}{2m} \right) = \frac{2i_D}{v_{GS} - V_t}$$

Als we deze uitdrukking beschouw in het werkingpunt (V_{GS}, I_D) , dan krijgen we:

$$g_m = \frac{2I_D}{V_{GS}}$$

Met snelheidsverzadiging wordt de uitdrukking zo complex, dat ze nog weinig meerwaarde biedt wat inzicht betreft. Een grafische vergelijking zegt in dit geval meer dan 1000 symbolen: Figuur 7.17a vergelijkt de $g_m(V_{GS})$ curve voor een transistormodel zonder snelheidssaturatie en een model met snelheidssaturatie. Omdat we voor versterkertoepassingen toch steeds lange transistoren gebruiken, wordt het effect van snelheidsverzadiging enkel voor dit type transistor geïllustreerd.

Het effect lijkt dramatisch, maar als we de transconductantie vergelijken met de stroom die we ervoor moeten verbruiken (zie Figuur 7.17b), dan valt het al bij al nog mee: de curves vallen bijna samen.

We kunnen eigenlijk stellen dat:

$$\frac{1}{V_{GS}} \leq \frac{g_m}{I_D} \leq \frac{2}{V_{GS}} \quad (7.6)$$

Het feit dat de waarde van g_m/I_D stijgt voor lagere waarden van V_{GS} heeft overigens geleid tot de moderne trend om een transistor te gebruiken in het gebied $v_{GS} < V_t$, het *subthreshold*-gebied (ook wel *weak-inversion region* genoemd). Volgens macroscopische maatstaven lijkt de transistorstroom nul, maar op microscopische schaal, blijft er nog steeds een stroom vloeien. En wat meer is, voor dit gebied geldt dat de MOSFET zich eerder als bipolaire transistor gaat gedragen met

$$I_D = \mu_{t_{oxe}} \frac{\epsilon_{ox}}{L} W V_T^2 (m-1) e^{\frac{v_{GS}}{mV_T}}$$

zodat

$$g_m = \frac{I_D}{mV_T}$$

met V_T (let op de hoofdletter T!) de thermische spanning, bij kamertemperatuur $V_T \approx 25$ mV. Een nadeel is dat de snelheid van de transistor gevoelig afneemt. Subthreshold ontwerp is dus enkel geschikt voor laag-vermogen, lage-snelheidstoepassingen. We gaan hier niet verder op in.

r_o De uitgangsweerstand geeft het CLM-effect weer in het werkingpunt (OP):

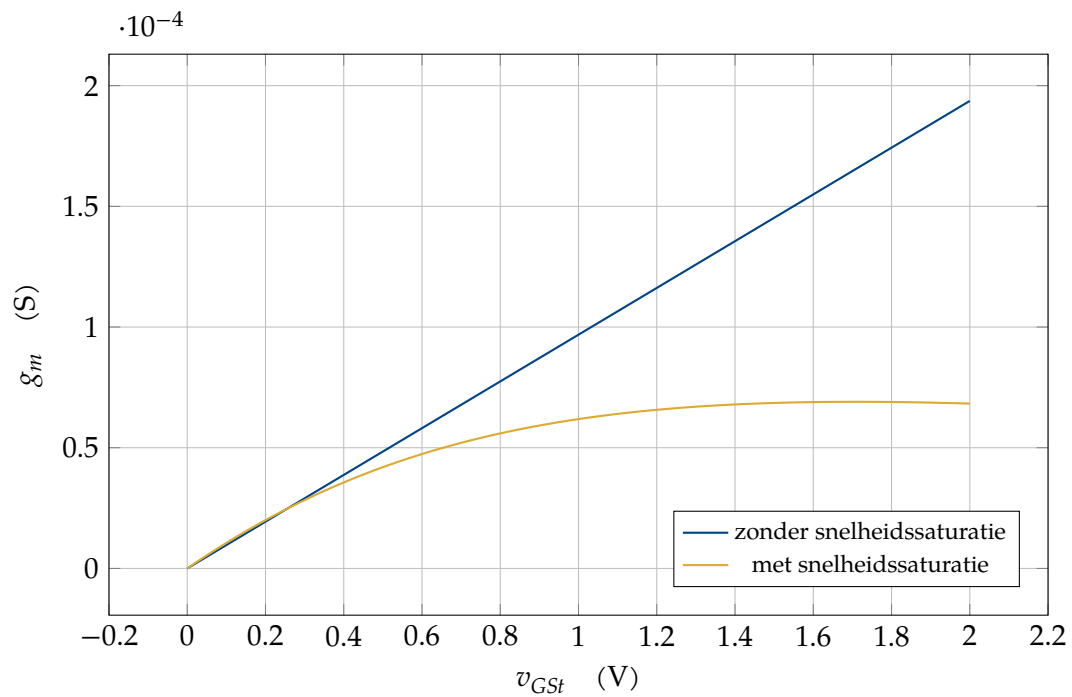
$$r_o = \left. \frac{\partial v_{DS}}{\partial i_D} \right|_{OP} = \frac{1}{\left. \frac{\partial i_D}{\partial v_{DS}} \right|_{OP}}$$

We berekenen dus eerst op basis van het Schichman-Hodges model (dat CLM modelleert met de parameter λ):

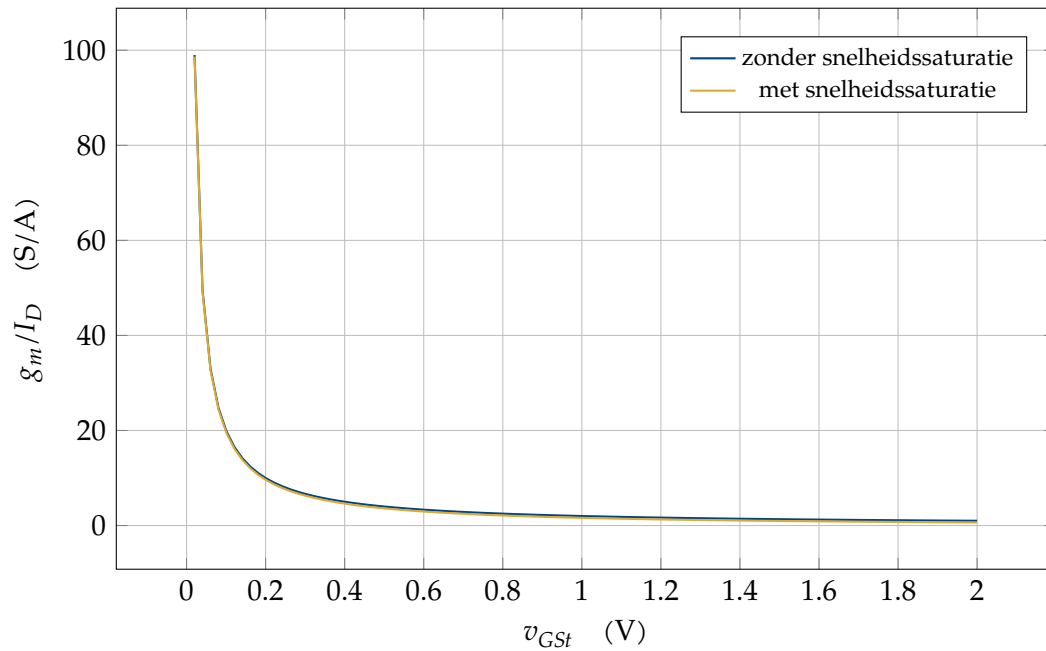
$$\begin{aligned} \frac{\partial i_D}{\partial v_{DS}} &= \frac{\partial}{\partial v_{DS}} \left(\mu_{ns} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \frac{v_{GS}^2}{2} (1 + \lambda v_{DS}) \right) = \mu_{ns} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \frac{v_{GS}^2}{2} \cdot \lambda \\ &= \mu_{ns} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \frac{v_{GS}^2}{2} \cdot \frac{1 + \lambda v_{DS}}{1 + \lambda v_{DS}} \cdot \lambda \\ &= i_D \cdot \frac{\lambda}{1 + \lambda v_{DS}} \end{aligned}$$

In het werkingpunt (V_{GS}, I_D) wordt dit dus:

$$r_o = \frac{1 + \lambda V_{DS}}{\lambda I_D}$$



(a) Kleinsigitaaltransconductantie als functie van v_{GSt} zonder en met rekening te houden met snelheidsverzadiging



(b) Kleinsigitaaltransconductantie per eenheid van *drain*-stroom als functie van v_{GSt} zonder en met rekening te houden met snelheidsverzadiging

Figuur 7.17: De invloed van snelheidssaturatie op de transconductantie van een 'lange' transistor $L = 2.4 \mu\text{m}$

- c_{gs} De *gate-source* capaciteit modelleert de werking van de MIS-condensator van de FET in combinatie met de overlap tussen *gate* en *source*. Uit experimenten blijkt:

$$c_{gs} = \frac{2}{3} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} W L + C_{GSO} W$$

waarbij C_{GSO} de overlapcapaciteit is tussen *gate* en *source* per lopende breedte-eenheid.

- c_{gd} De *gate-drain* capaciteit modelleert de overlap tussen *gate* en *drain* en bedraagt:

$$c_{gd} = C_{GDO} W$$

waarbij C_{GDO} de overlapcapaciteit is tussen *gate* en *source* per lopende breedte-eenheid.

- c_{ds} Deze parameter is enkel relevant bij discrete transistoren, waarbij het de depletiecapaciteit weergeeft van de invers gepolariseerde *source-drain*-diode (zie sectie 7.7).

Waar vind je nu deze parameters?

Voor het ontwerp van *geïntegreerde schakelingen* vind je de nodige modellen in de *design kit* die de *foundry* aanlevert. Je kan dan eenvoudig je transistor simuleren in je favoriete simulator m.b.v. het aangeleverde transistormodel.

Voor het ontwerp met *discrete transistoren* ben je aangewezen op de beschikbare *datasheets*.

In deze datasheets vind je

- waarden of grafieken voor de parameters g_m en λ . Desnoods gebruik je de benadering van (7.6) om g_m te schatten i.f.v. de drainstroom die je wil gebruiken.
- waarden voor de condensatoren a.d.h.v. een ingangscapaciteit (C_{iss}), een uitgangscapaciteit (C_{oss}) en een inverse transferecapaciteit (C_{rss}). Deze zijn als volgt gerelateerd aan de capaciteitswaarden die we normaal gebruiken:

$$C_{iss} = C_{GD} + C_{GS}$$

$$C_{oss} = C_{DS} + C_{GD}$$

$$C_{rss} = C_{GD}$$

Hieruit volgt eenvoudig:

$$C_{GS} = C_{iss} - C_{rss}$$

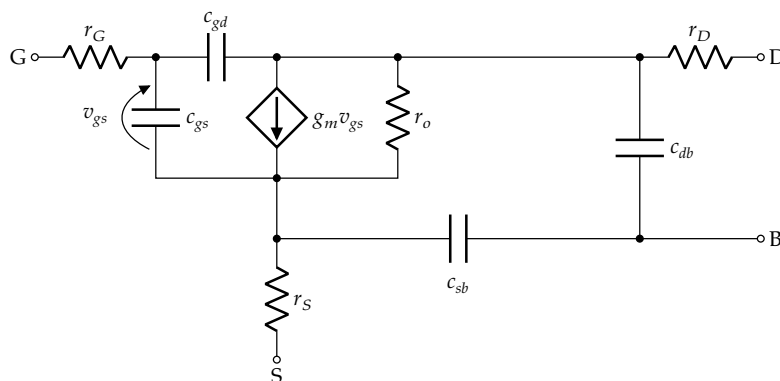
$$C_{DS} = C_{oss} - C_{rss}$$

$$C_{GD} = C_{rss}$$

Het volledige hybride- π model voor computerberekeningen Aangezien AC-berekeningen voor een computer geen uitdaging meer zijn, is het eenvoudig om ook de parasitaire klemweerstand in rekening te brengen. Die zijn het gevolg van het feit dat materialen (poly-silicium, silicium en metalen) geen oneindige geleidbaarheid hebben. Bijkomend kunnen we ook de condensatoren horende bij de *source* en *drain* juncties in rekening brengen. De *gate-bulk*-condensator wordt zelden in rekening gebracht.

Het model ziet er dan als volgt uit. De parasitaire weerstanden r_G , r_S en r_D kunnen uit de layout van de transistor worden geëxtraheerd met een *parasitics extraction tool*. Die leest de layoutgeometrie in en berekent automatisch de nodige weerstandswaarden.

Voor discrete transistoren, vind je ofwel waarden in de datasheet, of veronderstel je dat ze verwaarloosbaar zijn.



Parameters voor een dergelijk model vind je voor vele transistortypen als een SPICE `.model`-beschrijving op het internet of in de bibliotheek van bekende componentproducenten of EDA-softwareleveranciers. Je favoriete simulator zal ook automatisch het bovenstaande model gebruiken indien de nodige parameters ter beschikking zijn.

7.7 De MOSFET als discrete component

MOSFETs komen veelvuldig voor in geïntegreerde schakelingen (ICs) maar worden ook als discrete component geregeld gebruikt.

7.7.1 Opbouw

De opbouw van een discrete MOSFET is licht anders dan we zagen voor de FETs in geïntegreerde schakelingen. Om een grotere stroom/vermogen toe te laten, wordt het drain-contact naar de achterkant van het silicium verhuisd, wat leidt tot de structuur van Figuur 7.18a. Deze verplaatsing heeft een niet onbelangrijk secundaire effect, en dat is dat er een parasitaire diode tussen *drain* en *source* ontstaat, zoals weergegeven op de figuur. Deze diode vind je ook courant als onderdeel van het symbool van de transistor dat in datasheets wordt weergegeven (zie Figuur 7.18b). Merk op dat de MOSFET hierdoor zijn symmetrie verliest. Soms wordt deze diode ook als Zener-diode aangeduid omwille van haar beperkte inverse doorslagspanning.

In de datasheet van een discrete MOSFET vind je quasi nooit informatie over de interne opbouw en dus ook geen informatie over oxidedikte, mobiliteiten e.a.

In datasheets van discrete MOSFETs bedoeld voor

- schakeltoepassingen, zal je alleen een logaritmischeschaald diagram vinden die de uitgangskarakteristiek weergeeft;
- versterkingstoepassingen, zal je ook een lineair geschaalde uitgangskarakteristiek vinden.

Voor versterkingstoepassingen kan je a.d.h.v. de lineaire uitgangskarakteristieken, ook de parameter K schatten, met

$$K = \mu \frac{\epsilon_{\text{ox}}}{t_{\text{oxe}}} \frac{W}{L}$$

zodat voor een NMOSFET:

$$i_D = \begin{cases} 0 & \text{als } v_{GS} \geq 0 & (\text{af}) \\ K \left(v_{GS} - m \frac{v_{DS}}{2} \right) v_{DS} & \text{als } v_{GS} \leq 0 \text{ en } v_{DS} \geq v_{DSsat} & (\text{lineair}) \\ K \frac{v_{GS}^2}{2m} & \text{als } v_{GS} \leq 0 \text{ en } v_{DS} \leq v_{DSsat} & (\text{saturatie}) \end{cases}$$

met

$$v_{DSsat} = \frac{v_{GS}}{m}$$

Je zal echter merken dat weinig discrete MOSFETs in hun datasheet voldoende gegevens bieden om een zinvolle waarde van K af te leiden. Vaak ben je dus aangewezen op:

- het gebruik van de opgegeven waarden en grafieken in de datasheet, zonder dat je het model gebruikt,
- het gebruik van een *curvetracer*, d.i. een toestel om de karakteristieken van een concrete discrete component op te meten.

Waarom blijven datasheets zo in gebreke? Er zijn drie redenen:

1. de toleranties op de parameters van de discrete MOSFETs zijn groot (bv. een V_t die kan variëren tussen 1 V en 3 V)
2. de parameter K is niet constant, want functie van de mobiliteit en dus ook van v_{GS}
3. moderne technologieën zorgen voor snelheidssaturatie en dus voor een model dat niet langer kwadratisch is

Nu goed, niet getreurd, het zal later blijken dat we nog perfect goede versterkers kunnen bouwen, zelfs al zijn niet alle parameters nauwkeurig.

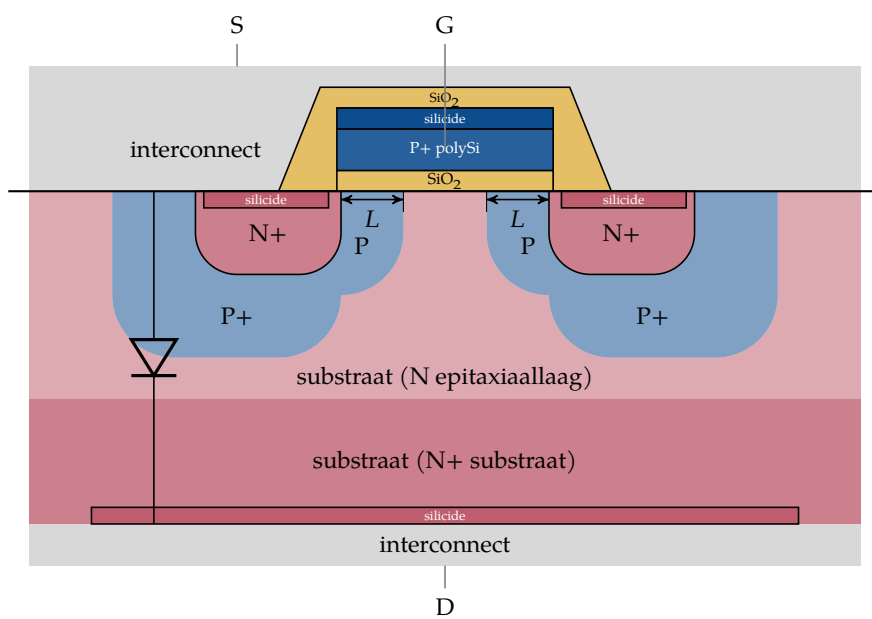
Merk ook op dat het grootsignaalmodel van een discrete MOSFET zal moeten uitgebreid worden met een diode tussen source en drain, die ook een extra condensator zal opleveren in het kleinsignaalmodel.

7.7.2 Behuizingen

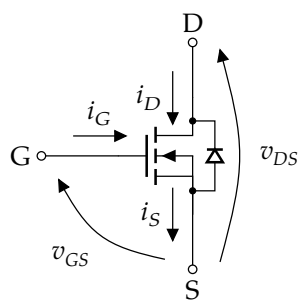
De discrete versies zijn beschikbaar in een *Through Hole Technology* (THT) variant en in een *Surface Mount Technology* (SMT) variant.

Raadpleeg steeds de datasheet om de pinbelegging van een transistor te kennen!

THT Vermogentransistoren komen nog geregeld voor als THT componenten. Tabel 7.1 geeft enkele typische verpakkingsvormen weer. De afkorting TO staat voor *transistor outline*. De vermogentransistoren hebben doorgaans een of meerdere gaten in de behuizing die toelaten de transistor met een bout op een koelvin te bevestigen. De behuizing TO-92 (louter voorzien voor signaaltransistoren) was vroeger heel courant, maar is nu volledig *obsolete* in een modern ontwerp. Je kan er immers niet op efficiënte manier een koellichaam aan vastmaken. Signaaltransistoren worden tegenwoordig steeds in SMT-uitvoering voorzien.



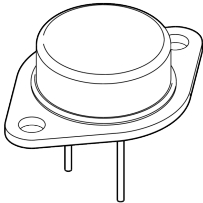
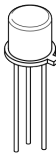
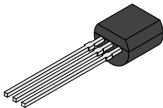
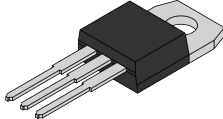
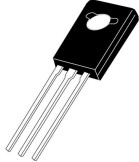
(a) Dwarsdoorsnede



(b) Symbol

Figuur 7.18: Discrete vermogen-NMOSFET in een transversaal proces; merk op dat *source* en *bulk* van nature uit met elkaar verbonden zijn, en merk ook de parasitaire diode (PN-junctie) tussen *source* en *drain*

Tabel 7.1: Enkele THT verpakkingen voor MOSFETs

Benaming	$H \times D \times \pi$ (mm ³)	Afbeelding
TO-3	9.65×22.22	
TO-18	5.33×4.95	
TO-92	5.2×5.33	
Benaming	$L \times B \times H$ (mm ³)	Afbeelding
TO-220	$10.54 \times 4.70 \times 15.49$	
TO-225	$7.80 \times 3.00 \times 11.10$	

SMT Binnen de SMT-varianten zien we een evolutie van versies met pinnetjes die uitsteken naar versies met soldeerverbindingen onder de component. Deze laatste maken het nameten van een schakeling er niet eenvoudiger op. Tabel 7.2 geeft enkele typische verpakkingsvormen weer. De afkorting SOT staat voor *small outline transistor* en DFN staat voor *dual flat no leads*.

Tabel 7.2: Enkele SMT verpakkingen voor MOSFETs (afbeeldingen bron: Nexperia.com)

Benaming	$L \times B \times H$ (mm ³)	Afbeelding
SOT-323	$2 \times 1.25 \times 0.95$	
SOT-23	$2.9 \times 1.3 \times 1$	
SOT-89	$4.5 \times 2.5 \times 1.5$	
DPAK SOT-428C	$6.73 \times 6.32 \times 2.38$	
D2PAK SOT-404	$11 \times 10 \times 4.3$	
DFN-0603	$0.63 \times 0.33 \times 0.25$	
DFN-0606	$0.63 \times 0.63 \times 0.37$	
DFN-1006	$1 \times 0.63 \times 0.37$	
DFN-1010D	$1.1 \times 1 \times 0.37$	
DFN-2020	$2 \times 2 \times 0.65$	

De consequentie van deze evolutie is dat *Design for Testability* nog crucialer wordt: tijdens het ontwerp moet goed nagedacht worden waar meetpunten moeten voorzien worden. De moderne componentverpakkingen laten immers vaak niet meer toe om rechtstreeks op de component te meten.

7.7.3 Type-aanduiding

Er zijn drie courante type-aanduidingen voor diodes:

EIA/JEDEC dit is het (oudste) Amerikaanse systeem waarbij de type-aanduiding start met '2X' gevolgd door een onderdeelcode (*part number*), waarbij de 2 het aantal PN-juncties aanduidt en de X een van de letter is uit de onderstaande tabel:

X	Variant
C	chip-variant
N	verpakte variant

Merk op dat deze type-aanduiding dezelfde is als voor BJTs. Op basis van het nummer kan je dus geen onderscheid maken. Je moet de datasheet consulteren.

JIS het Japanse systeem, waarbij de type-aanduiding start met '2SX' gevolgd door een onderdeelcode (*part number*). De 2 duidt het aantal PN-juncties aan (in het geval van een BJT is dit 2), de S is letterlijk te nemen en de X is een van de lettercombinaties uit de onderstaande tabel:

XX	Type
G	P-channel FET
K	N-channel FET

Pro Electron het Europese systeem waarbij de typeaanduiding start met met twee letters MT gevolgd door een onderdeelcode (*part number*). De betekenis voor de twee letters vind je in der onderstaande tabel:

M	Materiaal
A	Germanium
B	Silicium
C	Galliumarsenide
D	Legeringen

T	Type
C	audiofrequente laagvermogen transistor
D	audiofrequente vermogen transistor
F	hoogfrequente laagvermogen transistor
L	hoogfrequente vermogen transistor
S	laagvermogen schakel transistor
U	hoogvermogen schakel transistor

Merk op dat ook hier de codering identiek is aan die van BJTs. Je moet dus ook hier de datasheet consulteren voor je weet of je een MOSFET of een BJT op de plank hebt liggen.

7.8 Basisschakelingen

7.8.1 De transistor als schakelaar

Resistieve belasting De meest rudimentaire manier om een transistor te gebruiken, is als schakelaar. Laten we als voorbeeld een lamp met weerstand R schakelen met een common-source configuratie. De lamp is elektrisch gezien een weerstand met waarde R_L :

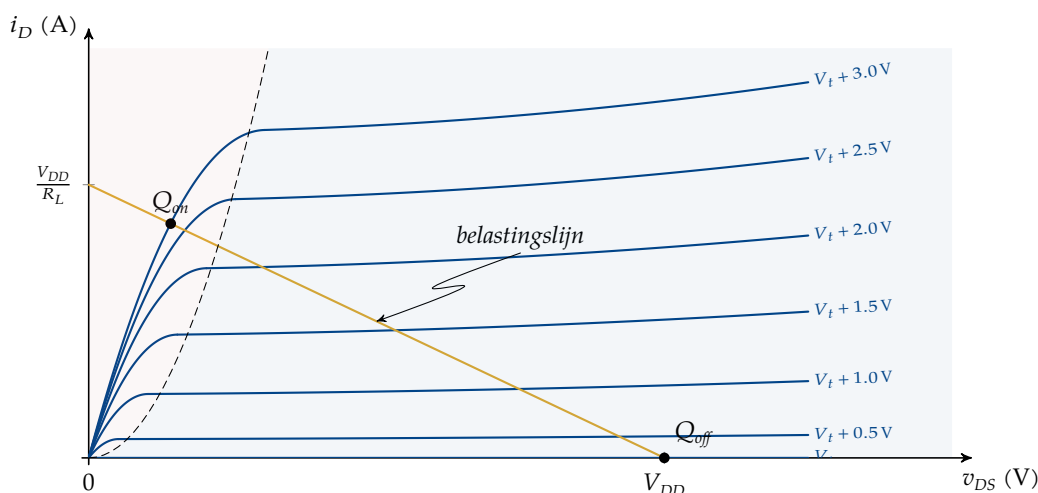


Merk op dat de gate-weerstand eigenlijk overbodig is. Soms wordt hij toegevoegd om de stroom die de gate-condensator oplaadt te beperken.

Voor de bovenstaande configuratie kunnen we schrijven:

$$v_{DS} = V_{DD} - R_L i_D$$

Deze vergelijking beschrijft het effect van de lastweerstand R_L op de *drain* van de transistor. Dit is de vergelijking van een rechte in het (i_D, v_{DS}) -vlak. We noemen deze rechte de *belastingslijn* (*load line*). We tekenen ze op de uitgangskarakteristiek van de transistor in groen:



Indien we de lamp willen *uitschakelen*, zorgen we ervoor dat de *gate-source*-spanning onder de drempelspanning V_t blijft. In de veronderstelling dat we werken met een *enhancement*-transistor, kunnen we dit doen door $v_{IN} \approx 0$. Het werkingpunt Q_{off} bevindt zich dan onderaan op snijding van de belastingslijn en de v_{DS} -as.

Indien we de lamp willen *aanschakelen*, zorgen we ervoor dat de *gate-source*-spanning ruim de drempelspanning V_t overstijgt, zodat het werkingpunt Q_{on} zich dan bevindt op de snijding van de belastingslijn en een stijgende helling van de uitgangskarakteristiek. De resterende v_{DS} is dan lineair t.o.v. de *drain*-stroom i_D die moet vloeien, volgens:

$$v_{DS} = R_{DS(on)} i_D$$

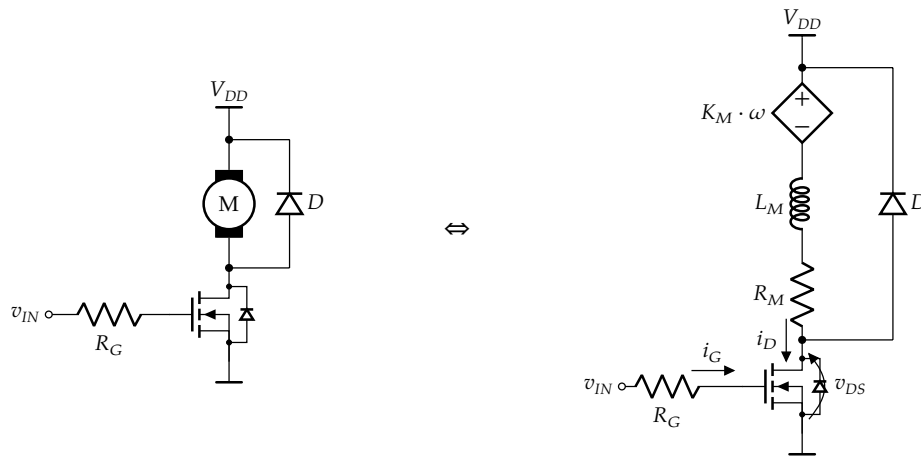
Je vindt typische waarden voor $R_{DS(on)}$ in elke MOSFET-datasheet. Deze *aan-weerstand* kan erg klein zijn voor vermogen-MOSFETs, waardoor de spanningsval vaak heel wat kleiner kan worden dan bij een BJT (die zelden onder de 0.2 V geraakt). Dit is een bijkomend voordeel van de vermogen-MOSFET: weinig vermogenverlies in de aan-stand.

We schakelen dus constant tussen de twee werkinggebieden van de transistor:

- het *lineaire gebied*: aangegeven in roze achtergrond op de figuur (links van de stippellijn)
- het *saturatie gebied*: aangegeven in lichtblauwe achtergrond op de figuur (rechts van de stippellijn)

Merk op dat deze definities lijnrecht tegen de eerder gedefinieerde begrippen van de bipolaire transistor ingaan. Ingenieurs zijn ook niet altijd bij hun zinnen. Let dus goed op welke termen je gebruikt!

Teken zelf de overeenkomstige configuratie met een PMOSFET.



Figuur 7.19: Bescherming van de transistor bij inductieve belasting (links het schema en rechts het equivalente netwerk)

Inductieve belasting De bovenstaande schakeling is niet geschikt indien je een inductieve belasting moet schakelen (bv. een motorwikkeling). In dat geval moet je een *vrijlooptdiode* (*fly-back diode*) voorzien. Beschouw ter illustratie het schakelen van een DC-motor (zie Figuur 7.19). Merk de vrijlooptdiode D op en de specifieke oriëntatie ervan!

De wikkeling van de motor kan je modelleren als spoel L_M met een zekere parasitaire serie-weerstand R_M waarin — door het draaien van de motor — een zekere tegenspanning wordt opgewekt (de *back EMF*) evenredig aan het toerental ω .

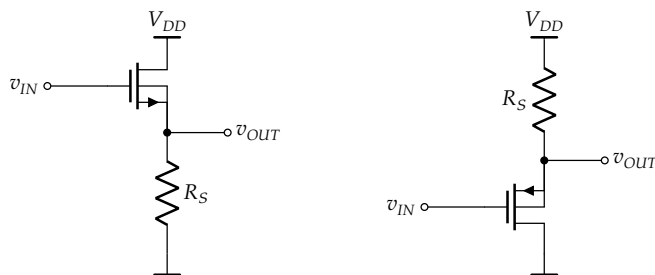
Indien de transistor aanstaat, dan vloeit er stroom door de motor en de transistor. Er zit daardoor ook een hoeveelheid energie ten belope van $L_M I_D^2 / 2$ opgeslagen in de spoel. De diode is gesperd.

Als je nu de transistor plots wil uitschakelen, dan zal de spoel haar energie weer willen vrijgeven. Dit doet ze door de stroom die er door vloeit op gang proberen te houden. De spoel zal daardoor (als tijdelijke bron) een extra spanning ontwikkelen in de richting van haar stroomzin, dus van noord naar zuid. Hierdoor komt zonder vrijlooptdiode een hele hoge potentiaal te staan op de drainklem van de transistor, waardoor de transistor zal doorslaan ($v_{DS,BD}$ wordt overschreden). De vrijlooptdiode laat echter toe dat de stroom mooi in een kringetje loopt, waardoor de potentiaal op de drainklem (in voldoende mate) beperkt wordt.

7.8.2 De transistor als buffer/levelshifter (sourcevolger)

De sourcevolger is gebaseerd op een duidelijke eigenschap van de transconductantie karakteristiek van de MOSFET (zie Figuur 7.16). Indien de stroom een courante waarde heeft en niet teveel wijzigt, dan zal voor een MOSFET steeds de bijhorende spanningsval v_{GS} van *gate* naar *source* optreden.

De sourcevolger is een *common-drain* basisconfiguratie. De schakeling linksonder zorgt voor een *levelshifting* van ca. v_{GS} naar beneden, de schakeling rechtsonder voor een *levelshifting* van ca. $-v_{GS}$ naar boven:



De weerstand R_S zorgt er telkens voor dat de gewenste I_D kan vloeien om de gewenste bijhorende spanningsval van v_{GS} te realiseren.

Het moet gezegd worden dat deze schakeling het minder goed doet (d.w.z. ze werkt maar voor een kleiner spanningsbereik) dan de bipolaire tegenhanger, de *emittervolger*.

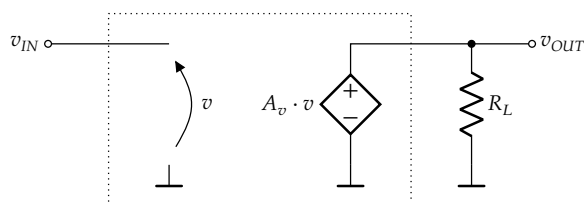
Deze schakeling zorgt er tevens voor dat de stroom die nodig is om de belasting op v_{OUT} aan te sturen door de transistor geleverd wordt (vanuit de voedingsspanning) en niet door de bron die v_{IN} aanstuurt. De *gate*-stroom moet enkel de wijziging in lading op de gate voorzien. Dat is heel beperkt. In die zin vormt deze schakeling een buffer. Is die zou goed als een spanningsvolger met een operationele versterker? Natuurlijk niet, maar hij is wel veel goedkoper en sneller!

7.8.3 De transistor als kleinsignaalversterker

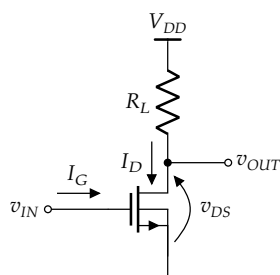
Doel Het doel is om een kleine spanning te versterken tot een grotere spanning en daarmee een last R_L aan te sturen, zonder dat de stroom die nodig is om R_L aan te sturen door de kleine ingangsspanningsbron moet geleverd worden.

We gebruiken hier technieken die typisch zijn voor discrete schakelingen. De configuratietechnieken bij geïntegreerde schakelingen zijn fundamenteel anders.

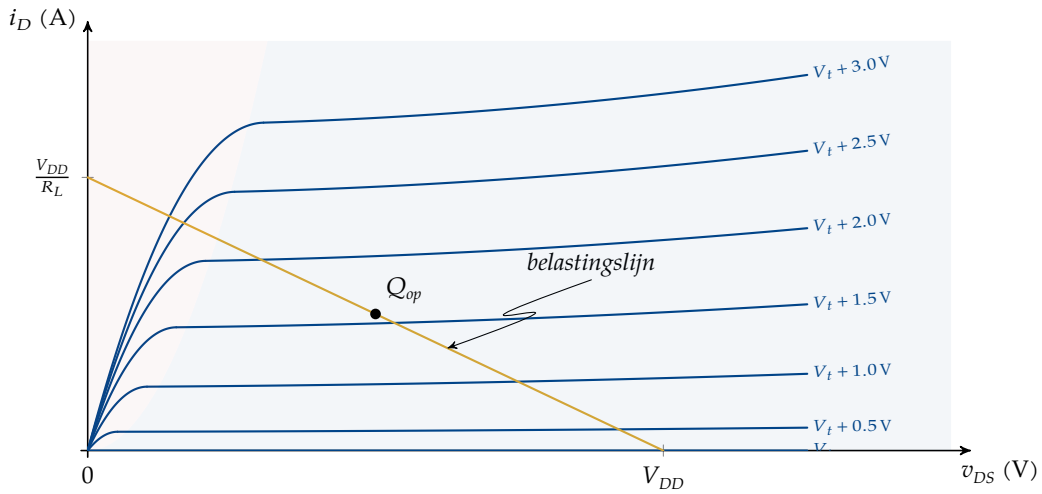
Principieel voorgesteld:



Principe We willen dit realiseren met de onderstaande principeschakeling:



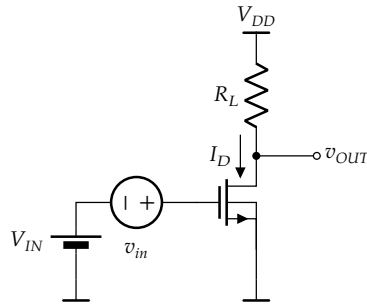
Het startpunt voor het begrijpen van de standaard common-emitter versterkerconfiguratie is de uitgangskarakteristiek van de BJT waarin we de belastingslijn t.g.v. een weerstand R_L tekenen.



Indien we willen dat de uitgangsspanning van transistor mooi kan variëren met de *gate-source*-spanning die we aanleggen, dan moeten we de transistor laten werken in het punt Q_{op} aangegeven op de figuur. Bij dat centraal gelegen punt op de belastingslijn kan V_{CE} mooi op en neergaan zonder dat er clipping optreedt.

Om dit mogelijk te maken moeten we ervoor zorgen dat er al voldoende stroom door de transistor gaat 'in rust' (d.w.z. zonder dat we een te versterken signaal aanleggen).

Dat zou kunnen met de onderstaande schakeling:



waarbij $v_{IN} = V_{IN} + v_{in}$, m.a.w. waarbij we het signaal v_{in} superponeren op een DC-spanning V_{IN} om de transistor de juiste *voorspanning* te geven, zodat die in het optimale instelpunt (in het Engels *operating point*) kan werken.

We noemen dit in het algemeen het *instellen* of het *biasen* van de transistor.

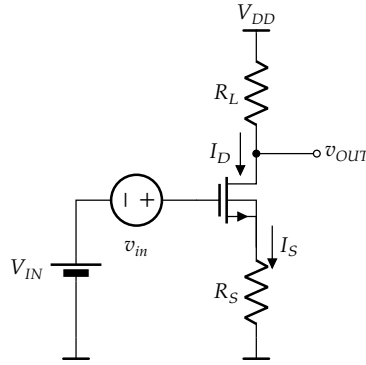
We kunnen dit rechtstreeks doen door een correcte V_{IN} te voorzien, wat als nadeel heeft dat de resulterende drainstroom sterk functie is van deze spanning. We weten immers dat:

$$I_D = K \frac{(V_{IN} - V_t)^2}{2m}$$

waardoor de gevoeligheid S_{NOFB} van I_D m.b.t. V_{IN} kan berekend worden als:

$$S_{NOFB} = \frac{\partial I_D}{\partial V_{IN}} = K \frac{V_{IN} - V_t}{m} = \frac{2I_D}{V_{IN} - V_t} = \frac{2I_D}{v_{GS,t}} = g_m$$

We kunnen beter een feedbackweerstand R_S voorzien in de *source*-lijn en tegelijkertijd V_{IN} wat hoger maken:



Indien we veronderstellen dat de transistor in het saturatiegebied werkt, weten we voor deze schakeling dat:

$$\begin{cases} V_{IN} = v_{GS} + V_t + R_S I_D \\ I_D = K \frac{v_{GS}^2}{2m} \end{cases}$$

Als we uit deze vergelijkingen v_{GS} elimineren, krijgen we:

$$R_S^2 I_D^2 - 2 \left(R_S (V_{IN} - V_t) + \frac{m}{K} \right) I_D + (V_{IN} - V_t)^2 = 0$$

waaruit we I_D kunnen oplossen:

$$I_D = \frac{V_{IN} - V_t}{R_S} + \frac{m}{KR_S^2} \pm \sqrt{\left(\frac{m}{KR_S^2} \right)^2 + \frac{2m(V_{IN} - V_t)}{KR_S^3}} \quad (7.7)$$

waarvan enkel de oplossing met het negatieve teken fysisch correct is (I_D kan immers niet groter zijn dan V_{IN}/R_S). Indien we opnieuw de gevoeligheid berekenen krijgen we deze keer:

$$S_{FB} = \frac{\partial I_D}{\partial V_{IN}} = \dots = \frac{1}{R_S} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + 2 \frac{K(V_{IN} - V_t)R_S}{m}}} \right) < \frac{1}{R_S}$$

Indien we veronderstellen dat $v_{GS} < R_S I_D$, dan blijkt de factor onder het wortelteken groot te zijn, en dus

$$S_{FB} \approx \frac{1}{R_S}$$

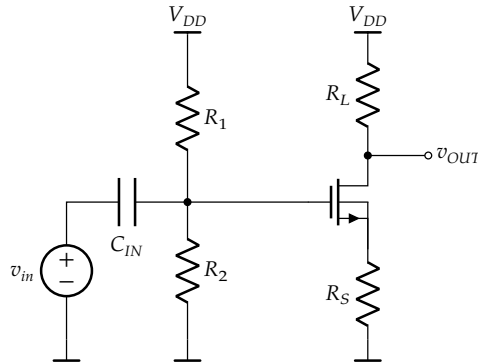
Indien we de twee sensitiviteiten vergelijken, dan willen we graag $S_{FB} \ll S_{NOFB}$, wat we kunnen realiseren door

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_S} &\ll g_m \\ \Leftrightarrow R_S &\gg \frac{1}{g_m} = \frac{v_{GS}}{2I_{DS}} \end{aligned}$$

wat nog maar eens bevestigt dat: $v_{GS} < R_S I_D$.

In de praktijk blijkt dit een te realiseren voorwaarde zolang we V_{IN} hoog genoeg mogen maken.

In de praktijk Een praktische (goedkope) manier om de serieschakeling van de instelspanning en de signaalbron te realiseren is, door gebruik te maken van een weerstandsdeler met koppelcondensator:

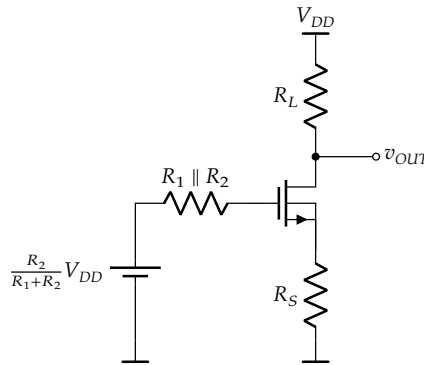


Laten we van deze configuratie eens grondig onderzoeken hoe ze werkt. We doen dit door te veronderstellen dat we de totale werking kunnen begrijpen als de som van het instelpunt en het kleinsignaalregime, m.a.w.

$$v_{IN} = V_{IN} + v_{in}$$

$$v_{OUT} = V_{OUT} + v_{out}$$

Het instelpunt — werking in DC We veronderstellen hierbij dat de condensator een open keten is en we vervangen de weerstandsdeler door zijn Thévenin-equivalent:



We berekenen voor deze schakeling al eerder de drainstroom in (7.7) en moeten in deze vergelijking enkel nog de effectieve ingangsspanning invullen:

$$I_D = \frac{R_2 V_{DD}}{(R_1 + R_2) R_S} + \frac{m}{K R_S^2} \pm \sqrt{\left(\frac{m}{K R_S^2} \right)^2 + 2 \frac{m R_2 V_{DD}}{K R_S^3 (R_1 + R_2)}}$$

want de spanningsval over $R_1 \parallel R_2$ is nul (omdat $I_G = 0$).

Als extra controle moeten we ons nog verzekeren van het feit dat te allen tijde:

$$v_{DS} > 0$$

met

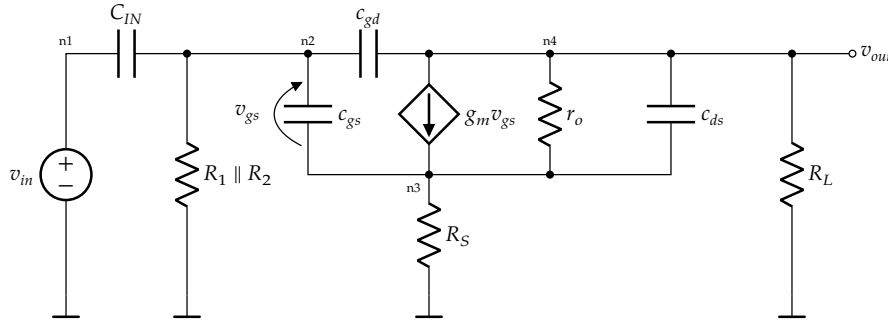
$$v_{DS} = V_{DD} - i_D (R_L + R_S)$$

Bij een maximale uitgangsswing zal i_D gemoduleerd worden tussen 0 en $2I_D$. We kiezen I_D dus zo dat:

$$0 < V_{DD} - 2I_D (R_L + R_S)$$

We kunnen hier best enige veiligheidsmarge op nemen. Dit legt ook de DC-spanning van de uitgang, V_{OUT} , vast.

De versterking — werking in kleinsignaalregime. We vervangen hiervoor elke DC-spanningsbron door een kortsluiting, en de transistor door zijn hybride- π -model voor handberekeningen. Dit levert het volgende schema op:



Dit schema *hals-over-kop* te lijf gaan met de MNA-methode, zou ons eerder zuur opbreken (omwille van de complexiteit). We hebben een gelijkaardig schema al eens behandeld in het vorige boekdeel: de uitdrukking voor de spanningsversterking paste bijna niet op een A4.

In plaats daarvan, denken we eerst even na over de rol die de koppelcondensator C_{IN} speelt. Deze condensator is enkel bedoeld om het DC-niveau van de signaalbron te scheiden van het DC-spanningsniveau op de basis. De bedoeling is echter dat hij zo groot is, dat hij — bij de frequenties waar we in geïnteresseerd zijn — zich als kortsluiting gedraagt. Hoe groot dan? De *stelling van Millman* biedt ons hier weer het antwoord. Die stelling zegt dat de potentiaal op knoop n2 bepaald wordt door de potentialen van de buurknopen n1, n3, n4 en de grondpotentiaal (via $R_1 \parallel R_2$):

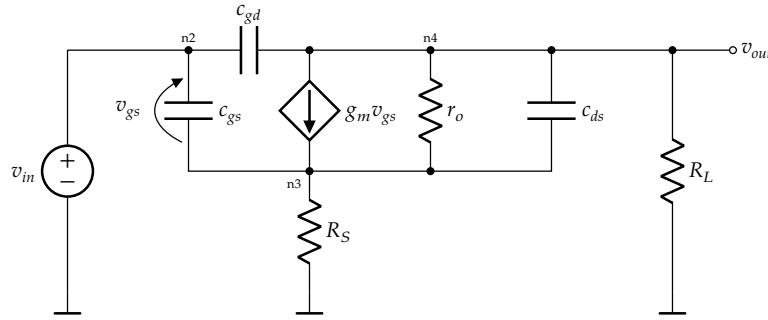
$$v_{n2} = \frac{sC_{IN}v_{in} + sc_{gs}v_{n3} + sc_{gd}v_{n4}}{sC_{IN} + sc_{gs} + sc_{gd} + G_1 + G_2}$$

waarbij we de klassieke symboliek gebruikten waarbij $g = 1/r$ en $G = 1/R$.

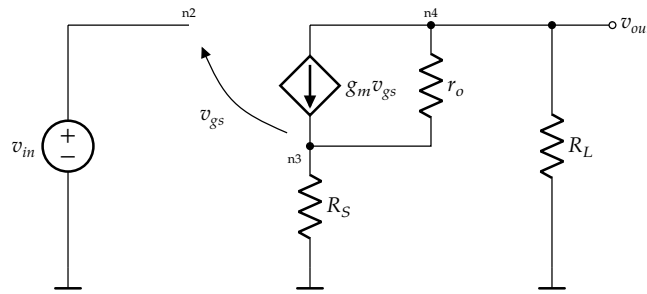
Als we willen dat C_{IN} zich als kortsluiting gedraagt, dan wil dit zeggen dat we $v_{n1} = v_{n2}$ willen maken. Dit kunnen we door ervoor te zorgen dat de conductantie van C_{IN} — bij de frequenties waar we in geïnteresseerd zijn — ordegrottes groter is dan de andere conductanties. Dat leidt tot de volgende ontwerpvereisten bij het kiezen van de koppelcondensator:

$$\begin{aligned}\omega_{\min}C_{IN} &\gg G_1 + G_2 \\ C_{IN} &\gg c_{gs} \\ C_{IN} &\gg c_{gd}\end{aligned}$$

Indien we aan deze vereiste voldoen, dan reduceert het schema zich tot:



Laten we het vraagstuk nog wat vereenvoudigen tot het gedrag bij lage frequenties, waarbij c_{gs} , c_{ds} en c_{gd} zich als open keten gedragen. We krijgen dan het volgende equivalente schema:



Dit kunnen we gemakkelijk met de MNA-methode beschrijven als:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -g_m & g_m + G_S + g_o & -g_o \\ g_m & -g_m - g_o & g_o + G_L \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_{n2} \\ v_{n3} \\ v_{n4} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_{in} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (7.8)$$

Hieruit kunnen we m.b.v. de regel van Cramer eenvoudig de spanningsversterking bepalen:

$$\begin{aligned} A_v = \frac{v_{n4}}{v_{in}} &= \frac{\begin{vmatrix} 1 & 0 & 1 \\ -g_m & g_m + G_S + g_o & 0 \\ g_m & -g_m - g_o & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -g_m & g_m + G_S + g_o & -g_o \\ g_m & -g_m - g_o & g_o + G_L \end{vmatrix}} \\ &\stackrel{(C3)}{=} \frac{g_m(g_m + g_o) - g_m(g_m + G_S + g_o)}{\stackrel{(R1)}{(g_m + G_S + g_o)(g_o + G_L) - g_o(g_m + g_o)}} \\ &= -\frac{g_m G_S}{g_m G_L + G_S(g_o + G_L) + g_o G_L} \end{aligned}$$

Bijkomend kunnen we doorgaans veronderstellen dat:

$$g_o \ll G_L$$

$$g_o \ll G_S$$

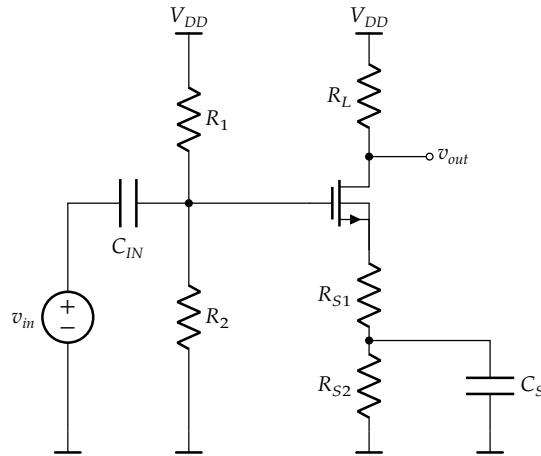
Hierdoor kunnen we de uitdrukking van de versterking verder vereenvoudigen tot:

$$A_v \approx -\frac{g_m G_S}{G_L(g_m + G_S)} \approx -\frac{G_S}{G_L} = -\frac{R_L}{R_S}$$

waarbij we in de laatste stap ook verondersteld hebben dat $G_S \ll g_m$ (zoals we eerder al aan-toonden).

We hebben dus een inverterende versterker met een vrij eenvoudige uitdrukking voor de versterking! Helaas ligt R_S al vast omwille van de *biasing*. Het lijkt dus alsof we de versterking niet meer kunnen kiezen.

Om die reden, gebruiken we doorgaans de onderstaande schakeling, waarbij een deel van R_S in AC korgesloten wordt, zodat we de versterking kunnen regelen.



Hierdoor:

$$A_v \approx -\frac{R_L}{R_{S1}}$$

Indien we een hele grote versterking willen realiseren, door $R_{S1} \rightarrow 0$, dan geldt de eerder gemaakte benadering $G_S \ll g_m$ niet meer waardoor:

$$A_v \approx -\frac{g_m G_{S1}}{G_L(g_m + G_{S1})} \approx -\frac{g_m}{G_L} = -g_m R_L$$

We kunnen vervolgens c_{gs} , c_{ds} en c_{gd} wel in rekening brengen, door ze toe te voegen aan vergelijking (7.8). We deden dat hieronder in rood.

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -g_m - s(c_{gs} + c_{gd}) & g_m + G_S + g_o + s(c_{gs} + c_{ds}) & -g_o - s(c_{gd} + c_{ds}) \\ g_m - s c_{gd} & -g_m - g_o - s c_{ds} & g_o + G_L + s(c_{gd} + c_{ds}) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_{n2} \\ v_{n3} \\ v_{n4} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_{in} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

Wederom m.b.v. de regel van Cramer (gebruik Matlab!) kunnen we afleiden dat:

$$A_V = \frac{-G_S g_m + s(G_S c_{gd} + 2c_{gd} g_m + 2c_{gd} g_o + c_{gs} g_o) + s^2(2c_{ds} c_{gd} + c_{ds} c_{gs} + c_{gd} c_{gs})}{G_L g_m + G_L g_o + G_S g_o + G_L G_S + s(G_L c_{ds} + G_L c_{gs} + G_S c_{ds} + G_S c_{gd} + c_{gs} g_o) + s^2(c_{ds} c_{gs} + c_{gd} c_{gs})}$$

We kunnen hier de volgende vereenvoudigingen in aanbrengen:

$$g_o \ll g_m$$

$$g_o \ll G_L$$

$$c_{gd} \ll c_{gs}$$

$$c_{gd} \ll c_{ds}$$

Wat leidt tot:

$$A_V = \frac{-G_S g_m + s((G_S + 2g_m)c_{gd} + c_{gs} g_o) + s^2 c_{ds} c_{gs}}{G_L g_m + G_L G_S + s((G_L + G_S)c_{ds} + G_L c_{gs}) + s^2 c_{ds} c_{gs}}$$

Merk op dat deze uitdrukking voor lage frequenties overeenkomt met de eerder afgeleide uitdrukking.

Nabeschuwing De bovenstaande uiteenzetting zou de indruk kunnen wekken, dat we een MOSFET steeds schakelen zodat het werkpunt in de uitgangskarakteristiek mooi in het midden ligt. Dat is een foute indruk. Een transistor die werkt zoals in het bovenstaande voorbeeld, noemen we een klasse-A versterker. Het nadeel van de klasse A-versterker is dat hij ongeacht of er signaal aanwezig is of niet, een gemiddeld vermogenverbruik heeft $P = V_{DD}I_D$.

Een 40 W klasse A audio-versterker verbruikt dus in rust 40 W! Om die reden zijn klasse A versterkers voor vermogentoepassingen stilaan in onbruik geraakt: ze helpen het klimaat om zeep!

Men is vanzelfsprekend op zoek gegaan naar meer efficiënte versterkerconfiguraties voor vermogentoepassingen. Die noemen we dan klasse B, C, D, ...helemaal tot en met T. Wil je er meer over weten? Lees je dan even in op <https://www.electronics-tutorials.ws/amplifier/amplifier-classes.html>.

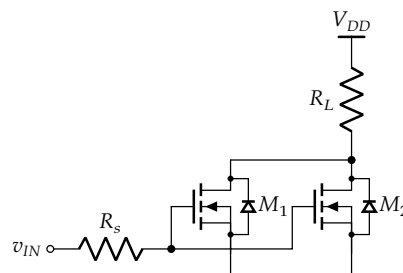
7.8.4 De transistor als vermogenversterker

Doel Op zich is de manier waarop we een transistor schakelen als vermogenversterker niet fundamenteel verschillend van hoe we dat doen als signaalversterker. Ons einddoel is wel verschillend. Bij de signaalversterker proberen we de spanningsversterking (of de stroomversterking) zo groot mogelijk te krijgen. Bij de vermogenversterking proberen we het vermogen dat de bron levert zo veel mogelijk te versterken (zie hoofdstuk over impedantiematching). We gaan hier nu niet dieper op in.

Hierbij willen we nog opmerken dat ook voor het versterken van signalen die uit een *lange lijn* (bv. een coaxiale kabel of een UTP kabel) komen, het matchen van de impedanties ook belangrijk is. In dat geval gaat het wel niet meer om de vermogenversterking, maar om het vermijden van reflecties.

FETs parallelschakelen Waar het parallelschakelen van BJTs om een grotere stroom te kunnen genereren, geen goed idee, was blijkt dit bij FETs geen probleem te zijn. We onderzoeken waarom niet.

Beschouw het volgende paar parallelgeschakelde MOSFETs, waarbij we veronderstellen dat hun enige taak is om een last op of af te schakelen:



Indien beide transistoren identiek zijn, dan zullen ze in het lineaire of saturatie-gebied een

stroom voeren, gelijk aan:

$$I_D = \begin{cases} \mu_{ns} C_{oxe} \frac{W}{L} \frac{(v_{GSt} - m \frac{v_{DS}}{2}) v_{DS}}{1 + \frac{v_{DS}/L}{E_{crit}}} & \text{(lineair)} \\ \mu_{ns} C_{oxe} \frac{W}{L} \frac{v_{GSt}^2}{2m} \frac{1 - \frac{LE_{crit}}{2(v_{GSt}/m + LE_{crit})}}{\frac{1}{2} + \frac{v_{GSt}}{mLE_{crit}}} & \text{(saturatie)} \end{cases}$$

De essentie is dat de stroom in beide gevallen proportioneel is met de mobiliteit μ_{ns} . Gelijke transistoren zullen dus ook evenveel vermogen verbruiken

$$P = V_{DS} \cdot I_D$$

want er staat ook een gelijke drain-source over hun klemmen. Ze zullen dus ook gelijk opwarmen.

Indien nu bv. M_1 meer stroom voert (omdat hij bijvoorbeeld een iets grotere W/L verhouding heeft), dan zal die transistor meer vermogen verbruiken en dus meer opwarmen. Hierdoor zal echter de mobiliteit μ_{ns} van de transistor dalen, waardoor die minder stroom zal gaan voeren. Op die manier beschermt de transistor als het ware zichzelf. De belasting zal zo weer gelijkmatig verdeeld worden over beide transistors.

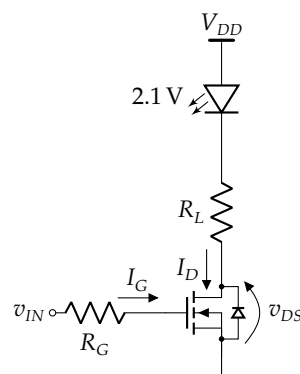
Samengevat: schakel met een gerust hart mosfets in parallel, en plaats ze op aparte koelvinnen, zodat ze elk de gevolgen kunnen voelen van hun eigen temperatuurstijging.

Oefeningen

Oefening 7.8.4-1:

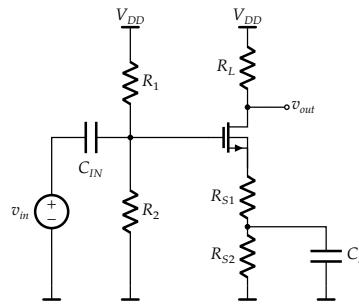
Gebruik een 2N7002 MOSFET als schakelaar om een rode 2.1 V LED aan en uit te schakelen, aangestuurd door een GPIO-pin van een laagvermogen microcontroller.

De GPIO pin kan schakelen tussen 0 en 3.3 V, heeft een uitgangsimpedantie $R_{out} = 50 \Omega$ en kan 1 mA stroom leveren. De LED heeft 5 mA nodig om voldoende licht te produceren.



Oefening 7.8.4-2:

Ontwerp een kleinsignaalversterker (zie onder) met 20 dB versterking. De versterker mag slechts 10 mW verbruiken. De voedingsspanning bedraagt 10 V. Gebruik een BSS138 MOSFET. Veronderstel $m = 1$.



7.9 Overzicht van de symbolen

Aangezien er vele types transistoren bestaan, loont het de moeite om een overzicht te maken van alle courante symbolen die je kan tegenkomen in een schakeling. Dit is een lijstje dat je eigenlijk wel van buiten zou moeten kennen. Om het overzicht niet te verliezen lijsten we enkel de NMOS-versies op. De unijunctietransistoren worden niet meer gemaakt. Ze werden gewoon in de tabel opgenomen omdat je ze mogelijk nog op oude schema's terugvindt. Ze werden gebruikt in oscillatoren.

Naam	Symbool
Enhancement NMOS	
Depletion NMOS	
Enhancement Power-NMOS	
Depletion Power-NMOS	
N-JFET	
N-Unijunctie-transistor	

Operationele Versterkers (Opamps)

Overzicht

8.1 De ideale opamp	256
8.1.1 Even opfrissen	256
8.1.2 Idealiteiten	257
8.2 De werkelijke opamp	257
8.2.1 Een blik op een opampschema	257
8.2.2 Niet-idealiteiten	258
8.3 Common-mode gedrag	259
8.3.1 Common-mode en differential-mode signalen	259
8.3.2 De differential-mode en de common-mode versterking van de opamp	259
8.3.3 Waarom is common-mode versterking ongewenst?	260
8.3.4 Common Mode Rejection Ratio	260
8.3.5 Power Supply Rejection Ratio	261
8.4 Frequentie-afhankelijke versterking	263
8.4.1 Frequentiegedrag	263
8.4.2 Bandbreedte van opampversterkers	266
8.5 Slew rate	269
8.6 Uitgangsbereik	270
8.7 Ingangsbereik	270
8.8 Input offsetspanning	271
8.8.1 Waar ligt het probleem?	271
8.8.2 Compensatie	271
8.9 Input biasstromen	272
8.9.1 Waar ligt het probleem?	272
8.9.2 Het gevolg van de input biasstroom	273
8.9.3 Compensatie	274
8.10 Ingangs- en uitgangsimpedantie	275
8.10.1 Zonder terugkoppeling	275
8.10.2 Met terugkoppeling	276
8.11 Besluit	280

In het vorige boekdeel introduceerden we de opamp als een bouwsteen waarmee we op een eenvoudige manier fundamentele blokken kunnen maken binnen de elektronische netwerktheorie: versterkers, comparators, filters, ...

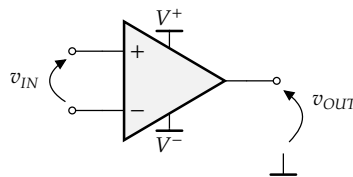
We gingen toen uit van de opamp als netwerkelement, m.a.w. een theoretische bouwsteen, quasi zonder beperkingen. We gaven dit element toen ook als naam, de *ideale opamp*. Helaas blijkt het in de praktijk onmogelijk om deze hemel op aarde te realiseren. Ook hier zullen we ons droombeeld van de netwerkelementen moeten downgraden naar het reële beeld van de componenten. Hoog tijd dus om de *reële opamp* op de scene te halen: het werkpaard van de moderne elektronica.

We frissen echter eerst de ideale opamp nog eens op.

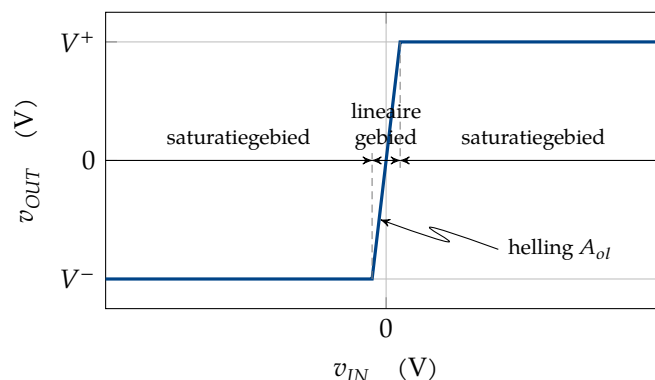
8.1 De ideale opamp

8.1.1 Even opfrissen

De ideale opamp is een element met vijf klemmen: een positieve en een negatieve ingangsklem, klemmen waarop we de positieve en negatieve voedingsspanningen aansluiten (V^+ en V^-) en een uitgangsklem:



Het gedrag van de ideale opamp kunnen we samenvatten m.b.v. de onderstaande transferkarakteristiek. Die geeft weer hoe een spanningsverschil aan de ingang $v_P - v_N$ wordt omgezet in een uitgangsspanning:



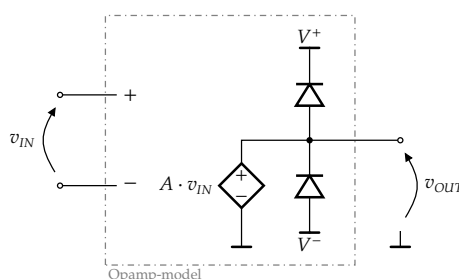
De parameter A_{ol} geeft de differentiële openlusversterking weer.

Met formules wordt dit:

$$v_{OUT} = \begin{cases} V^+ & \text{indien } v_P - v_N > \frac{V^+}{A_{ol}} \\ A_{ol}(v_P - v_N) & \text{indien } \frac{V^-}{A_{ol}} \leq v_P - v_N \leq \frac{V^+}{A_{ol}} \\ V^- & \text{indien } v_P - v_N < \frac{V^-}{A_{ol}} \end{cases}$$

8.1.2 Idealiteiten

Impliciet maakten we bij deze definitie enkele veronderstellingen. Ze worden duidelijk indien we ons equivalent netwerkmodel terug even van onder het stof halen:



Ze vallen niet onmiddellijk op, maar er zijn heel wat impliciete veronderstellingen die gemaakt worden in dit model:

- enkel de verschilspanning aan de ingang wordt versterkt
- het uitgangsbereik loopt helemaal van V^- tot V^+
- de ingangsimpedantie is oneindig groot
- de uitgangsimpedantie is nul
- de opamp kan onbeperkt stroom leveren aan de uitgang
- de versterking is onafhankelijk van de frequentie van hetingangssignaal

In de praktijk blijkt de opamp niet zo ideaal te zijn. Laten we deze (en ook andere) niet-idealiteiten in detail te bestuderen. We moeten immers kunnen inschatten of we er in de praktijk rekening mee moeten houden of niet.

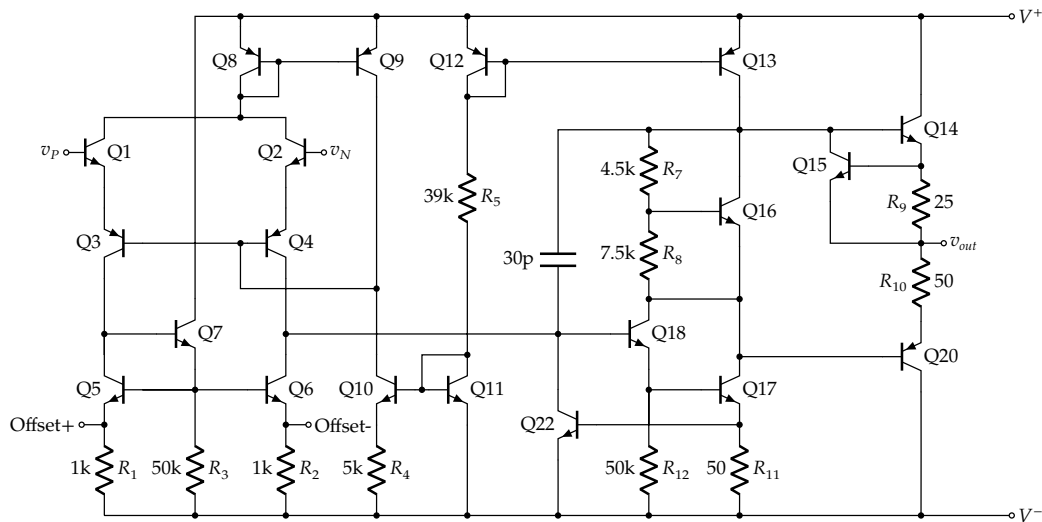
8.2 De werkelijke opamp

8.2.1 Een blik op een opampschema

Opampversterkers bestaan doorgaans uit een hele boel transistoren, en hoewel we die schema's niet in detail zullen bestuderen, loont het toch de moeite om er even een in detail te bekijken, zodat we de oorzaak van enkele reële effecten kunnen plaatsen.

Beschouw het onderstaande schema van een LM741 opamp in Figuur 8.1.

Let op de volgende details:



Figuur 8.1: Transistorschema van de LM741 opamp

- de ingangen zijn aangesloten op een (differentieel) paar bipolaire junctietransistoren (Q1 en Q2). Er zal een basisstroom nodig zijn om die te laten werken. De ingangsimpedantie zal dus niet nul zijn.
- de uitgang is verbonden met twee weerstanden (R_9 en R_{10}), de uitgangsimpedantie zal dus zeker niet nul zijn.
- de uitgangstrap bestaat uit een push-pull paar van emittervolgers; de uitgangsswing kan dus zeker niet het bereik van V^- tot V^+ beslaan.
- de opamp is opgebouwd uit frequentie-afhankelijke elementen (de Miller-condensator van 30 pF en ook de transistoren), waardoor de versterking niet frequentie-onafhankelijk kan zijn.
- de opamp heeft op geen enkele manier een notie van wat nu de referentiepotaal is (die komt in het schema niet voor!); de uitgang kan zich bij $v_P = v_N$ dus quasi onmogelijk op de referentiepotaal bevinden.

Het zijn maar enkele details die erop wijzen dat de opamp zich niet ideaal zal gedragen.

8.2.2 Niet-idealiteiten

Laten we even oplijsten welke niet-idealiteiten relevant zijn:

- de opamp zal ook *common-mode signalen versterken*
- de opamp zal een *frequentie-afhankelijke versterking* hebben
- de opamp zal vanuit de uitgang maar een *beperkte hoeveelheid stroom* kunnen *sourcen* of *sinken*
- de opamp zal een *beperkte output swing* hebben
- de output zal zich in de situatie $v_P = v_N$ niet exact op de referentiepotaal bevinden; er zal dus een *kleine input offsetspanning* nodig zijn om deze exact op nul af te regelen
- de input zal van de nodige *input bias stroom* moeten voorzien worden om de ingangstransistoren correct te laten werken

- de opamp zal een *ingangsimpedantie* hebben die niet oneindig is
- de opamp zal een *uitgangsimpedantie* hebben die niet nul is

In de volgende secties behandelen we deze niet-idealiteiten stuk voor stuk.

8.3 Common-mode gedrag

8.3.1 Common-mode en differential-mode signalen

Voor we van start gaan, loont het de moeite om nog even op te frissen wat we nu juist bedoelen met een *common-mode* en een *differential-mode* signaal.

Deze termen zijn van toepassing indien we twee signalen hebben v_P en v_N die bij elkaar horen. We kunnen dan

- het *common-mode signaal* definiëren als:

$$v_{CM} = \frac{v_P + v_N}{2}$$

- en het *differential-mode signaal* als:

$$v_{DM} = v_P - v_N$$

De oorspronkelijke signalen kunnen op die manier geschreven worden in functie van het common-mode en differential-mode signaal als:

$$\begin{aligned} v_P &= v_{CM} + \frac{v_{DM}}{2} \\ v_N &= v_{CM} - \frac{v_{DM}}{2} \end{aligned}$$

8.3.2 De differential-mode en de common-mode versterking van de opamp

In het ideale geval versterkt de opamp enkel het differential-mode signaal met als versterking A_{ol} , die we de openlusversterking noemen:

$$v_{OUT} = A_{ol}v_{DM}$$

Doorgaans is deze openlusversterking heel groot, in de ordegrrootte van 100 000.

Helaas versterkt onze opamp ook het common-mode signaal met als versterking A_{cm} , die we de common-mode versterking noemen:

$$v_{OUT} = A_{ol}v_{DM} + A_{cm}v_{CM}$$

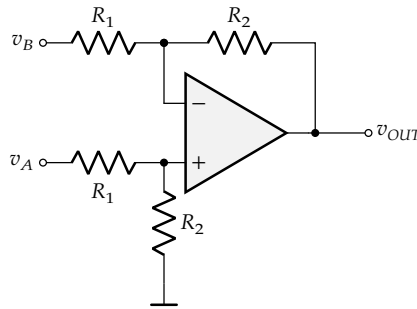
Doorgaans is $A_{CM} \ll A_{ol}$.

Vaak drukken we deze versterkingen uit in decibels:

$$\begin{aligned} A_{ol,dB} &= 20 \log_{10} A_{ol} \\ A_{cm,dB} &= 20 \log_{10} A_{cm} \end{aligned}$$

8.3.3 Waarom is common-mode versterking ongewenst?

Beschouw als voorbeeld, de onderstaande verschilversterker met een ideale opamp:



Figuur 8.2: Een eenvoudige verschilversterker

In het vorige boekdeel berekenden we dat de versterking gelijk is aan:

$$v_{OUT} = \frac{R_2}{R_1} (v_A - v_B)$$

We berekenen nu opnieuw de formule van deze verschilversterking, maar nu uitgaande van een opamp die ook de common mode versterkt:

$$\begin{cases} v_P = \frac{R_2}{R_1 + R_2} v_A \\ v_N = \frac{R_2}{R_1 + R_2} v_B + \frac{R_1}{R_1 + R_2} v_{OUT} \\ v_{OUT} = A_{ol}(v_P - v_N) + A_{cm} \frac{v_P + v_N}{2} \end{cases}$$

Indien we v_P en v_N elimineren uit deze vergelijkingen, dan kunnen we afleiden dat:

$$v_{OUT} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \frac{A_{ol}(v_A - v_B) + A_{cm} \frac{v_A + v_B}{2}}{1 + (A_{ol} - \frac{A_{cm}}{2}) \frac{R_1}{R_1 + R_2}} \quad (8.1)$$

Indien $(A_{ol} - A_{cm}/2)R_1/(R_1 + R_2) \gg 1$, dan kunnen we dit benaderen door:

$$v_{OUT} \approx \frac{R_2}{R_1} \left(\frac{A_{ol}}{A_{ol} - A_{cm}/2} (v_A - v_B) + \frac{A_{cm}}{A_{ol} - A_{cm}/2} \frac{v_A + v_B}{2} \right)$$

Dit wil zeggen dat niet enkel de verschilspanning $v_A - v_B$ wordt versterkt maar ook de bijhorende common-mode spanning. In het geval dat je een klein spanningsverschil wil meten, dat bovenop een grote common-mode spanning zit, kan dit behoorlijk wat afwijking geven in de meetresultaten.

8.3.4 Common Mode Rejection Ratio

Om de schakelingen die we bouwen zo min mogelijk te laten beïnvloeden door deze common-mode versterking, willen we de verhouding

$$CMRR = \frac{A_{ol}}{A_{cm}}$$

zo groot mogelijk maken. We noemen dit de *common-mode rejection ratio*. Deze verhouding drukt uit hoe goed de opamp in staat is om de common-mode versterking te onderdrukken.

Ook deze verhouding drukken we vaak uit in decibels:

$$CMRR_{dB} = 20 \log_{10} \frac{A_{ol}}{A_{cm}} = A_{ol,dB} - A_{cm,dB}$$

Je kan enkele typische CMRR-waardes vinden in Tabel 8.1.

8.3.5 Power Supply Rejection Ratio

Niet enkel de common-mode spanning aan de input lekt door naar de uitgang. Er is ook door-koppeling van de voedingsspanning naar de uitgang. Dit levert het volgende totaalbeeld op:

$$v_{OUT} = A_{ol} \cdot V_{DM} + A_{CM} \cdot V_{CM} + \underbrace{A_{PS} \cdot \Delta(V^+ - V^-)}_{\equiv \Delta v_{OUT}}$$

Het vermogen van de opamp om dit tegen te gaan wordt uitgedrukt in de *power supply rejection ratio* (PSRR).

$$PSRR = \frac{1}{A_{PS}} = \frac{\Delta(V^+ - V^-)}{\Delta v_{OUT}}$$

Ook deze verhouding drukken we meestal uit in decibels:

$$PSRR_{dB} = 20 \log_{10} \frac{\Delta(V^+ - V^-)}{\Delta v_{OUT}}$$

Soms wordt deze waarde ook opgegeven als *power supply leakage*, in $\mu V/V$:

$$PSL = \frac{\Delta v_{OUT}}{\Delta(V^+ - V^-)}$$

Oefeningen

Oefening 8.3.5-1:

Bepaal de common mode en differentiële mode spanning van het onderstaande paar:

$$v_p = 8 \text{ V}$$

$$v_n = 7.6 \text{ V}$$

Oefening 8.3.5-2:

Twee spanningen v_p en v_n werden gespecificeerd op basis van hun common mode en differentiële mode componenten. Bepaal de spanningen v_p en v_n :

$$v_{CM} = 3.18 \text{ V}$$

$$v_{DM} = 30 \text{ mV}$$

Oefening 8.3.5-3:

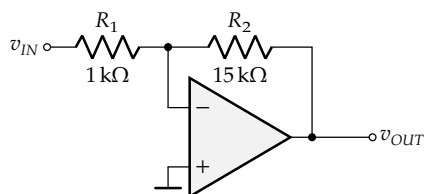
Een opamp heeft 95 dB laagfrequentversterking, en een CMRR van 85 dB. Bereken de lineaire versterkingsfactoren voor de differentiële mode (A_{ol}) en de common mode (A_{cm}).

Opamp	Type	A_{ol} dB	CMRR dB	PSRR dB	GBP MHz	SR V/ μ s	Input RTR	Output RTR	V_n nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$	V_{os} mV	I_B nA	I_{os} nA	Z_i M Ω	Z_o Ω
ADA4092	lo-power, rail-to-rail	100	95	112	1.3	0.4	ja	ja	30	0.2	45	1	—	—
FAN4931	lo-power, rail-to-rail	98	65	73	4	3	ja	ja	25	1	0.005	—	10^4	—
FHP3130	rail-to-rail	100	100	100	60	90	ja	ja	17	1	1800	10	0.5	—
LF353N	general purpose	100	100	100	3	13	neen	neen	18	5	0.05	0.025	10^6	200
LM1458	lo-power	104	90	96	—	—	neen	neen	—	1	200	80	—	—
LMx24/LM2902	single-supply	100	80	100	1.2	0.5	ja	half	35	3	20	2	—	300
LMx58	lo-power	103	94	114	1.2	0.5	half	half	40	0.3	10	0.5	10	—
LM709	general purpose	93	90	92	1.17	0.25	neen	neen	—	1	200	50	0.4	150
LM741	general purpose	106	95	96	1.5	0.5	neen	neen	—	1	80	20	2	75
LMH6692	hi-speed, lo-noise	78	87	83	800	1600	neen	neen	0.69	0.15	15×10^3	100	0.45	—
MAX4238	lo-noise, precision	145	140	140	1	0.35	neen	neen	30	0.1	0.001	0.002	—	—
NE5532	lo-noise	100	100	100	10	9	neen	neen	5	0.5	200	10	0.3	0.3
OP07	precision	112	120	103	0.6	0.3	neen	neen	10	0.06	2.2	1.6	33	—
OP177	precision	136	140	120	0.6	0.3	neen	neen	11.8	0.02	1.2	0.3	45×10^3	60
OPAx134	audio	120	100	106	8	20	neen	neen	8	0.5	0.005	0.002	1×10^7	10
OPAx369	lo-power, rail-to-rail	134	114	106	0.012	0.005	ja	ja	290	0.25	0.05	0.05	1×10^7	10^3
OPAx378	audio, rail-to-rail	134	112	102	0.9	0.4	ja	ja	20	20	0.55	1.1	—	100
OPAx847	hi-speed, lo-noise	98	95	95	3900	950	neen	neen	0.85	0.5	39000	600	0.0027	—
RC4558	lo-noise	109	90	90	3	1.7	neen	neen	8	0.5	150	5	5	—
TL07x/TL08x	lo-noise	125	105	120	5.25	13	half	bijna	18	1	0.001	0.0005	100	125
TLC274C	precision	74	80	95	1.7	3.6	half	half	25	1.1	0.0006	0.0001	10^6	—
TLV277X	Hi-speed, rail-to-rail	112	84	89	4.8	9	half	ja	21	0.8	0.002	0.001	10^6	—

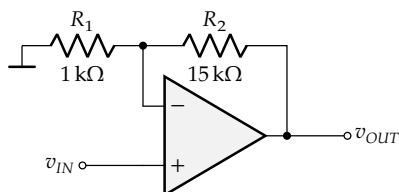
Tabel 8.1: Overzicht van enkele courante operationele versterkers en hun 'typical' specificaties bij 25 °C (RTR = rail-to-rail, Type volgens opgave van de fabrikant)

Oefening 8.3.5-4:

Indien we de opamp uit de vorige oefening gebruiken in de onderstaande inverterende versterker, waarbij $v_{IN} = 0.5 \text{ V}$, hoe groot zal dan de uitgangsspanning zijn? Beschouw apart de differentiële versterking en de common-mode versterking.

*Oefening 8.3.5-5:*

Indien we de opamp uit de vorige oefening gebruiken in de onderstaande niet-inverterende versterker, waarbij $v_{IN} = 0.5 \text{ V}$, hoe groot zal dan de uitgangsspanning zijn? Beschouw apart de differentiële versterking en de common-mode versterking.

*Oefening 8.3.5-6:*

Een opamp heeft een PSRR van 75 dB. Welke rimpelspanning zal extra op de uitgang ontstaan indien de voedingsrimpel 200 mV bedraagt?

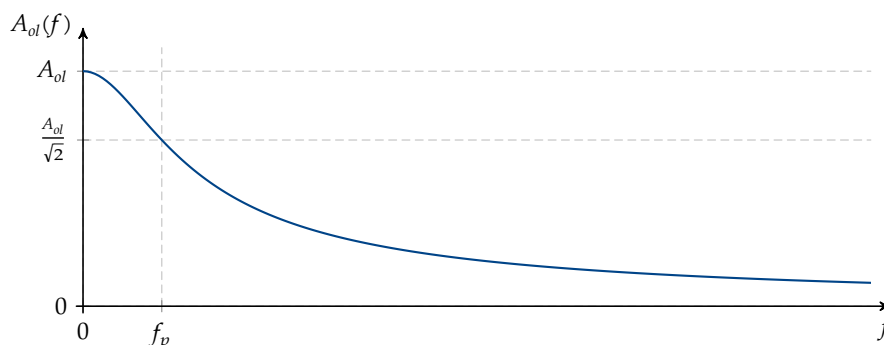
8.4 Frequentie-afhankelijke versterking

8.4.1 Frequentiegedrag

Bij een ideale opamp veronderstellen we dat de versterking A_{ol} onafhankelijk is van de frequentie. In de werkelijkheid is dit niet het geval. De versterking blijft hoog tot een zekere frequentie f_p en neemt dan af indien de frequentie stijgt:

$$A_{ol}(f) = \frac{A_{ol}}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_p}\right)^2}}$$

Dit verband werd hieronder getekend:



De frequentie f_p (waarbij de versterking met een factor $1/\sqrt{2}$ is afgenomen) noemen we de *bandbreedte* van de opamp. Als je zou verwachten dat die hoog zou zijn, dan kom je bedrogen uit. Een typische opamp heeft maar een bandbreedte van enkele (tientallen) Hertz! Hoe het dan toch mogelijk is om met zo'n smalbandige opamp hoge frequenties te versterken, dat zien we later.

We weten uit het vorige boekdeel dat we dergelijke versterkingskarakteristieken beter met een logaritmische frequentieschaal weergeven. We deden dit in Figuur 8.3a.

Merk op dat de versterking in deze grafiek (op logaritmische schalen) mooi als een rechte daalt. De rechte heeft een helling van een factor $1/10$ (in versterking) per factor 10 in frequentie. Uitgedrukt in logaritmische grootheden wordt dit een helling van -20 dB/dec.

Een bijzonder punt is de frequentie waarbij de versterking gelijk wordt aan één: we noemen dit het *gain-bandwidth product GBP* van de opamp, omdat:

$$GBP = A_{ol} \cdot f_p$$

het product is van de (laagfrequent)versterking en de bandbreedte. Het gain-bandwidth product is — in tegenstelling tot de bandbreedte — wel hoog. Waarden boven de 1 MHz zijn geen uitzondering. Je vindt typische waarden in Tabel 8.1 op pagina 262.

Indien de rechte mooi doorloopt tot aan het GBP, dan spreken we van een *gecompenseerde opamp*. Indien de rechte niet mooi doorloopt (zoals aangegeven in Figuur 8.3b), dan spreken we van een *niet-gecompenseerde opamp*. Het fundamentele verschil is dat de eerste zonder zorgen kan gebruikt worden (en stabiel blijft, ook als je hem terugkoppelt), terwijl de tweede onstabiel kan worden.

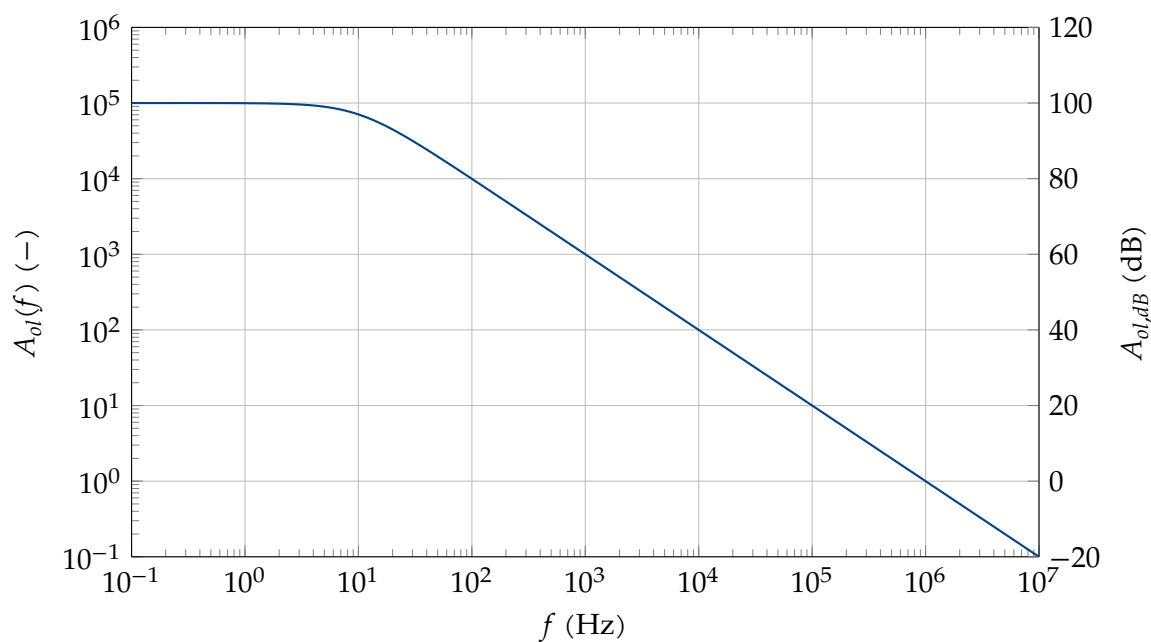
In de rest van dit hoofdstuk veronderstellen we dat we werken met *gecompenseerde opamps*.

Opmerkingen

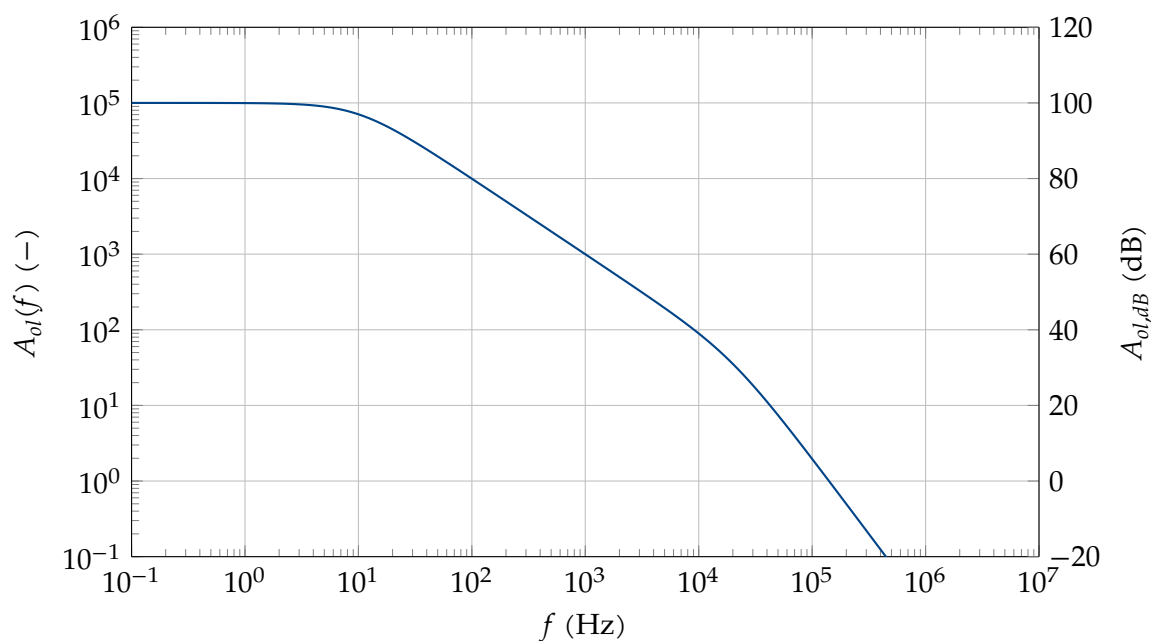
- Indien de datasheet de term comparator gebruikt voor een opamp, dan is hij vermoedelijk niet gecompenseerd en gebruik je hem best ook alleen als comparator.
- Indien je een datasheet raadpleegt om opampparameters op te zoeken, dan zal je daar dikwijls geen waarde vinden voor het GBP. Het staat er op een verdoken manier in, als de *10-90% rise time* (t_{rise}) van een opamp die als buffer is geschakeld. Voor een dergelijke configuratie kan je aantonen dat:

$$GBP = \frac{0.35}{t_{rise}}$$

Op die manier kan je zelf het GBP bepalen.



(a) Versterkingsgrafiek voor een gecompenseerde opamp



(b) Versterkingsgrafiek voor een niet-gecompenseerde opamp

Figuur 8.3: Differentiële versterking A_{ol} als functie van de frequentie voor een opamp opamp met $f_p = 10$ Hz en $A_{ol} = 1 \times 10^5$.

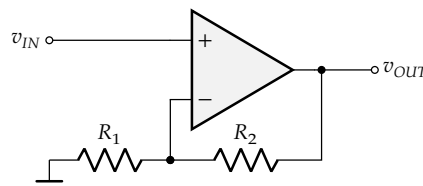
8.4.2 Bandbreedte van opampversterkers

Laten we nu de bandbreedte van een opampversterker bestuderen indien we de opamp gebruiken als (teruggekoppelde) versterker.

We gebruiken daarbij graag het begrip *terugkoppelfactor* B , nl. de fractie van de uitgangsspanning die teruggekoppeld wordt tot aan de negatieve klem van de opamp. Zowel voor inverterende als niet-inverterende opampversterkers bedraagt deze:

$$B = \frac{R_1}{R_1 + R_2}$$

Niet-inverterende versterker Beschouw de onderstaande versterkerconfiguratie:



In het vorige boekdeel berekenden we dat:

$$A_v = \frac{A_{ol}}{1 + A_{ol} \frac{R_1}{R_1 + R_2}}$$

Je kan deze formule ook afleiden als speciaal geval van (8.1) door $A_{cm} = 0$ en $v_B = 0$ te stellen.

Indien we nu A_{ol} vervangen door $A_{ol}(f)$ kunnen we de frequentie-afhankelijkheid van A_v onderzoeken. We werken ook de terugkoppelfactor in de vergelijking in, en krijgen zo:

$$A_v(f) = \frac{A_{ol}(f)}{1 + A_{ol}(f)B}$$

We onderscheiden twee extreme gevallen:

- $A_{ol}(f)B \gg 1$: in dit geval kunnen we de uitdrukking vereenvoudigen tot:

$$A_v(f) = \frac{A_{ol}(f)}{1 + A_{ol}(f)B} = \frac{1}{B} = \frac{R_1 + R_2}{R_1}$$

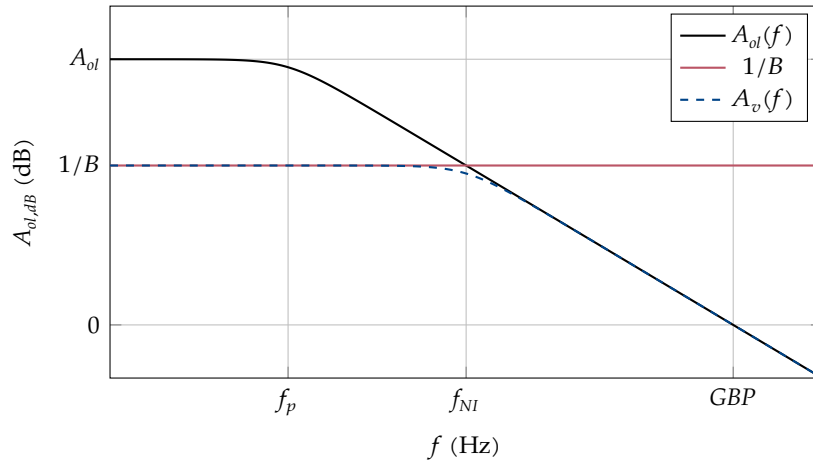
- $A_{ol}(f)B \ll 1$: in dit geval kunnen we de uitdrukking vereenvoudigen tot:

$$A_v(f) = \frac{A_{ol}(f)}{1 + A_{ol}(f)B} = A_{ol}$$

De grens tussen beide gevallen is bepaald door $A_{ol}(f)B = 1$, m.a.w. wanneer

$$A_{ol}(f) = \frac{1}{B}$$

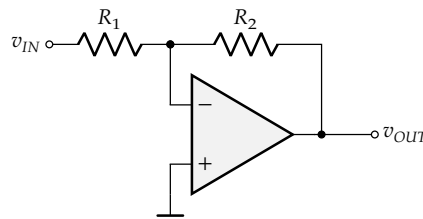
Op een grafiek kunnen we beide extreme gevallen en het overgangspunt eenvoudig terugvinden. We plotten $A_{ol}(f)$ en $1/B$ op dezelfde grafiek:



De overgang tussen de twee extreme gevallen vindt plaats bij f_{NI} . Merk op dat die frequentie ook de bandbreedte van de niet-inverterende versterker is. Je kan ze berekenen als:

$$f_{NI} = B \cdot GBP$$

Inverterende versterker Beschouw de onderstaande versterkerconfiguratie:



In het vorige boekdeel berekenden we dat:

$$A_v = -\frac{A_{ol} \frac{R_2}{R_1 + R_2}}{1 + A_{ol} \frac{R_1}{R_1 + R_2}}$$

Je kan deze formule ook afleiden als speciaal geval van (8.1) door $A_{cm} = 0$ en $v_A = 0$ te stellen.

Indien we nu A_{ol} vervangen door $A_{ol}(f)$ kunnen we de frequentie-afhankelijkheid van A_v onderzoeken. We werken ook de terugkoppelfactor in de vergelijking in, en krijgen zo:

$$A_v(f) = -\frac{A_{ol}(f)(1 - B)}{1 + A_{ol}(f)B}$$

We onderscheiden twee extreme gevallen:

- $A_{ol}(f)B \gg 1$: in dit geval kunnen we de uitdrukking vereenvoudigen tot:

$$A_v(f) = -\frac{A_{ol}(f)(1 - B)}{1 + A_{ol}(f)B} = -\frac{1 - B}{B} = -\frac{R_2}{R_1}$$

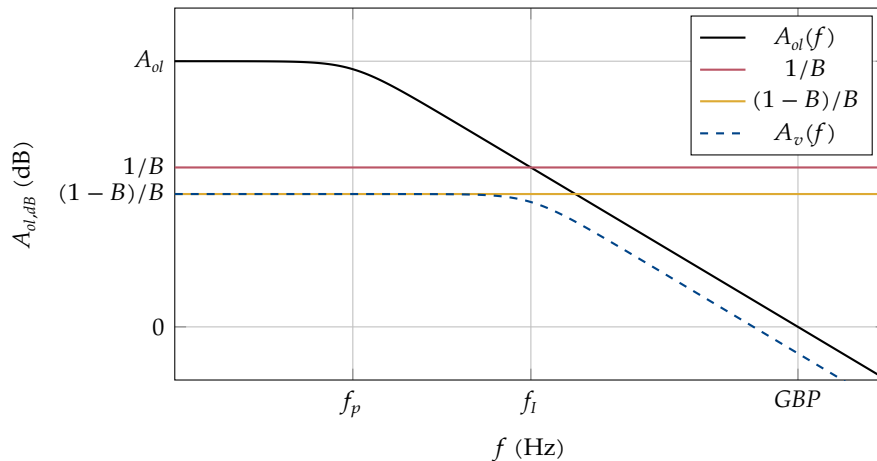
- $A_{ol}(f)B \ll 1$: in dit geval kunnen we de uitdrukking vereenvoudigen tot:

$$A_v(f) = -\frac{A_{ol}(f)(1 - B)}{1 + A_{ol}(f)B} = -A_{ol}(1 - B) = -A_{OL} \frac{R_2}{R_1 + R_2}$$

De grens tussen beide gevallen is bepaald door $A_{ol}(f)B = 1$, m.a.w. wanneer

$$A_{ol}(f) = \frac{1}{B}$$

Op een grafiek kunnen we beide extreme gevallen en het overgangspunt eenvoudig terugvinden. We plotten $A_{ol}(f)$ en $(1 - B)/B$ op dezelfde grafiek. Om duidelijk te laten zien waar het overgangspunt ligt, plotten we ook $\frac{1}{B}$. De afstand tussen de twee horizontale lijnen is voor de duidelijkheid overdreven groot getekend in de figuur. Merk op dat $(1 - B)/B = 1/B - 1$.



De overgang tussen de twee extreme gevallen vindt plaats bij f_t . Merk op dat die frequentie ook de bandbreedte van de inverterende versterker is. Je kan ze berekenen als:

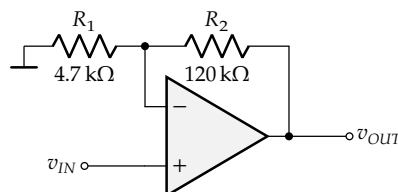
$$f_t = B \cdot GBP$$

wat identiek dezelfde waarde is als voor de niet-inverterende versterker.

Oefeningen

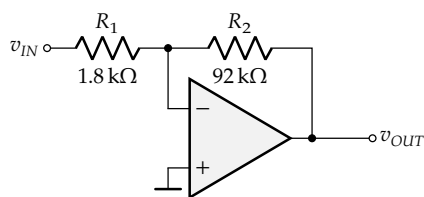
Oefening 8.4.2-1:

Bereken de versterking en de bandbreedte van de onderstaande niet-inverterende versterker, indien we weten dat $GBP = 2 \text{ MHz}$.



Oefening 8.4.2-2:

Bereken de versterking en de bandbreedte van de onderstaande inverterende versterker, indien we weten dat $GBP = 3.25 \text{ MHz}$.

*Oefening 8.4.2-3:*

Ontwerp een niet-inverterende opamp-versterker met een versterking van 40 dB en een bandbreedte van 20 kHz. Bereken de minimale GBP die de opamp moet hebben.

Oefening 8.4.2-4:

Ontwerp een inverterende opamp-versterker met een versterking van 30 dB een bandbreedte van 100 kHz. Bereken de minimale GBP die de opamp moet hebben.

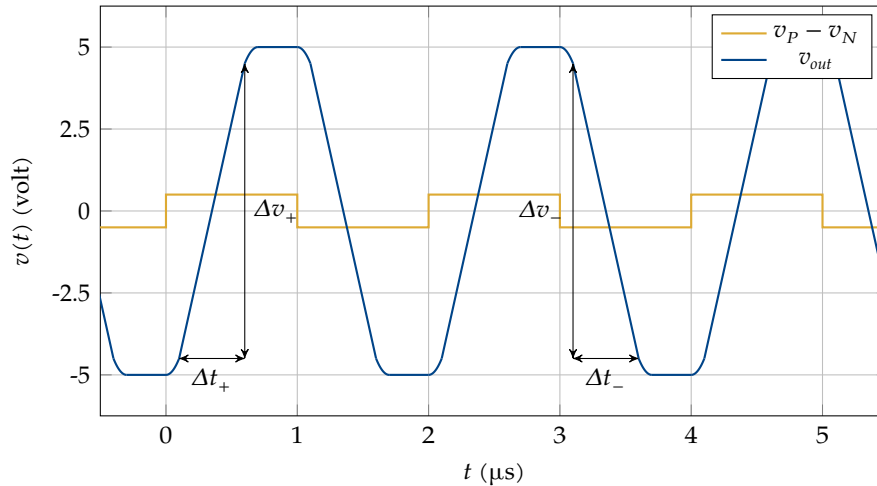
8.5 Slew rate

Tot nu toe beschreven we de frequentiecurve van de openlusversterking van de opamp, waarbij het *gain-bandwidth-product* (GBW) een beperking oplegt aan de frequenties waarvoor de opamp goed functioneert. In feite is dit een soort 'snelheidsbeperking' voor de opamp: hij werkt niet meer indien de frequentie te hoog wordt. Deze uiteenzetting geldt echter enkel voor het geval de opamp in zijn lineaire gebied werkt (wat het geval is voor versterkerconfiguraties). Hoe snel kan de opamp reageren indien we hem zo snel als mogelijk in verzadiging willen brengen? Dit gebeurt bijvoorbeeld indien we de opamp gebruiken als comparator of als Schmitt-trigger. Kan de opamp hierop oneindig snel reageren? Neen.

Naast de frequentieverzwakking die we in de vorige sectie beschreven, blijkt ook dat de uitgang van de opamp gelimiteerd wordt door een absolute, maximale stijg- en daalsnelheid. We noemen deze snelheid de *slew rate*.¹

We kunnen deze maximale stijgsnelheid in actie zien, door aan de differentiële ingang van de opamp een blokgolf aan te leggen, zodat deze eigenlijk steeds weer van de positieve saturatiespanning naar de negatieve moet omklappen en omgekeerd. We zien dan de volgende golfvorm ontstaan:

¹Het Engelse werkwoord 'to slew' betekent met kracht omdraaien; het verwijst naar het met kracht omkeren van de uitgangsspanning van de opamp.



We definiëren nu de positieve slew rate SR_+ en de negatieve slew rate SR_- als volgt:

$$SR_+ = \frac{\Delta v_+}{\Delta t_+} \qquad SR_- = \frac{\Delta v_-}{\Delta t_-}$$

Vaak zijn de absolute waarde van de positieve en negatieve variant aan elkaar gelijk. Dan laten we de subscript '+' of '-' gewoon weg (en gebruiken gewoon de positieve waarde voor beide).

In het voorbeeld kan je aflezen dat de slewrate de volgende waarde heeft:

$$SR_+ = \frac{9\text{ V}}{0.5\text{ }\mu\text{s}} = 18\text{ V}/\mu\text{s}$$

8.6 Uitgangsbereik

Indien de uitgangsspanning van een opamp bij positieve saturatie gelijk is aan de positieve voedingsspanning en bij negatieve saturatie gelijk is aan de negatieve voedingsspanning, dan noemen we deze opamp een *rail-to-rail output* opamp.

Slechts een deel van de opamps zijn daartoe in staat. Kijk bijvoorbeeld terug eens naar Figuur 8.1 op pagina 258 dan zien we dat de uitgang bestaat uit een push-pull-paar van emitter-volgers (Q14 en Q20). Bijkomend worden de basissen van de uitgangstransistors aangestuurd door een common-emitter transistors (Q13 en Q17, de laatste zelfs met een feedback weerstand), waardoor het stuursignaal zelfs niet *rail-to-rail* is. De conclusie is duidelijk: de LM741 is geen *rail-to-rail output* opamp. We lezen in de datasheet dan ook dat bij een voedingsspanning van $\pm 15\text{ V}$ het uitgangsbereik typisch $\pm 14\text{ V}$ bedraagt indien de opamp niet te zwaar belast wordt.

8.7 Ingangsbereik

Een gelijkaardig terminologie wordt gebruikt voor de ingang. Indien de ingangen kunnen gebruikt worden over het hele voedingsspanningsbereik, dan noemen we de opamp een *rail-to-rail input* opamp.

Slechts een deel van de opamps zijn daartoe in staat. Kijk bijvoorbeeld terug eens naar Figuur 8.1 op pagina 258 dan zien we dat de ingang bestaat uit een emitter-volger paar (Q1 en Q2). Indien een van deze ingangen zich op de negatieve voeding zou bevinden, dan staan alle transistoren die met de emitter van de ingangstransistor verbonden zijn, af. Bijgevolg is de ingangstransistor niet meer goed ingesteld (*gebiast*). Ook bij een ingangsspanning die zich op de positieve voedingsspanning zou bevinden, brengt de instelling van de opamp in het gedrang. De conclusie is ook hier weer duidelijk: de LM741 is geen *rail-to-rail input* opamp. We lezen in de datasheet dan ook het ingangsbereik bij een voedingsspanning van ± 15 V beperkt is tot ongeveer ± 13 V.

8.8 Input offsetspanning

8.8.1 Waar ligt het probleem?

Indien je beide ingangspinnen op dezelfde potentiaal brengt ($v_P = v_N$), dan zou in principe de uitgang gelijk moeten zijn aan de referentiepotaal, volgens de formule:

$$v_{OUT} = A_{ol}(v_P - v_N) = A_{ol} \cdot 0 = 0$$

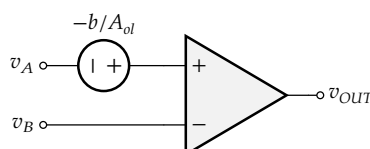
Bij een reële opamp zal dit echter niet het geval zijn. De oorzaak is dubbel:

- Het ingangssignaal is differentieel. De twee signaalpaden die starten van deze ingangen lopen in de opamp deels differentieel verder waarbij we ervanuitgaan dat alle transistoren die in paren voorkomen (zie bv. transistoren Q1/Q2, Q3/Q4, Q5/Q6 in Figuur 8.1 op pagina 258) identiek zijn. Het identiek maken van deze paren (wat *matching* wordt genoemd) is nooit perfect. Hierdoor ontstaat een kleine onbalans, die er mee voor zorgt dat er een lichte verschilspanning aan de ingang nodig is om de uitgang op de referentiepotaal (0 V) te krijgen.
- De opamp heeft geen kennis van de referentiepotaal, waardoor zelfs een afwijking in de biasstroom van één van de niet-gepaarde transistoren, een mismatch in de push-pull transistoren van de uitgangstrap (of een licht asymmetrische voedingsspanning) voldoende kan zijn om een afwijking aan de uitgang te veroorzaken.

Om de uitgang op nul te regelen moeten we dus een kleine *offsetspanning* V_{OS} aan de ingang aanleggen. Waarden voor typische offsetspanningen vind je in de datasheet of in Tabel 8.1 op pagina 262.

8.8.2 Compensatie

De oplossing kan erin bestaan om in rust een kleine correctiespanning op de ingangsklemmen te zetten. Indien bv. in rust op de uitgang een potentiaal b blijkt te staan, dan kan je in serie met de ingang een (tegen)spanningsbron plaatsen gelijk aan: $-b/A_{ol}$.



Op die manier krijgen we zonder compensatiebron:

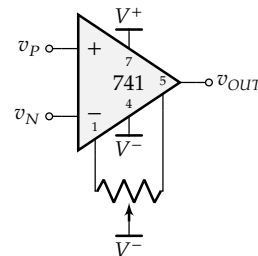
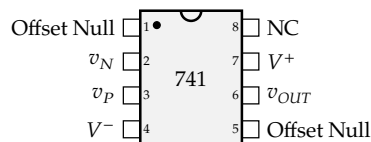
$$v_{OUT} = A_{ol}(v_P - v_N) + b$$

Met de compensatiebron herrekenen we dit i.f.v. de potentialen v_A en v_B :

$$\begin{aligned} v_{OUT} &= A_{ol}(v_P - v_N) + b \\ &= A_{ol}\left(v_A - \frac{b}{A_{ol}} - v_B\right) + b \\ &= A_{ol}(v_A - v_B) \end{aligned}$$

Bijgevolg leidt $v_A = v_B$ ook tot $v_{OUT} = 0$.

Helaas is het niet erg praktisch om een kleine bron in serie te plaatsen. Het is gemakkelijker om de onbalans te compenseren in het differentiële signaalpad van de opamp. De fabrikant voorziet daarom vaak twee pinnen waarmee de offset kan gecompenseerd worden. Bij een LM741 kan dit door een potentiometer aan te sluiten tussen de offset-pinnen van de opamp, zoals hieronder weergegeven:



In het algemeen zoek je best in de datasheet of een offsetcompensatie mogelijk is en hoe je die uitvoert. Volg de aanbevelingen van de fabrikant!

Oefeningen

Oefening 8.8.2-1:

Zoek in de datasheet van de OP07 opamp van Texas Instruments op, hoe je de input offsetspanning van deze opamp kan compenseren.

Oefening 8.8.2-2:

Doe hetzelfde voor de MC1456 van Motorola.

Oefening 8.8.2-3:

Doe hetzelfde voor de AD8671 van Analog Devices.

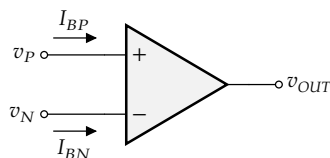
8.9 Input biasstromen

8.9.1 Waar ligt het probleem?

Bekijk als voorbeeld het schema van Figuur 8.1 op pagina 258. De basisklemmen van transistoren Q1 en Q2 vormen de ingangspinnen van de opamp. Deze transistoren hebben een zekere

basisstroom nodig om te functioneren. Dit is de typische situatie van een niet-ideale opamp: de ingangsstroom gaat weliswaar klein, maar niet nul zijn.

Erger nog: de stromen gaan omwille van mismatch in de transistoren niet identiek zijn.



We definiëren aan de hand van deze figuur

- de *input biasstroom*, d.i. de common-mode biasstroom:

$$I_B = \frac{I_{BP} + I_{BN}}{2}$$

- de *input offsetstroom*, d.i. de absolute waarde van het verschil tussen de twee stromen:

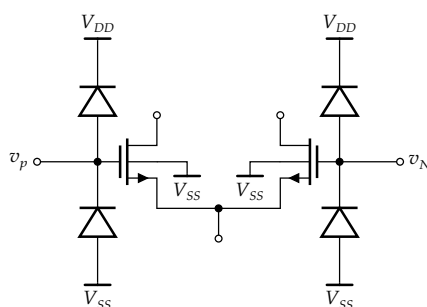
$$I_{OS} = |I_{BP} - I_{BN}|$$

Afhankelijk van het type ingangstransistoren kunnen de typische waarden variëren:

Technologie	I_B
Bipolair	nA ... μ A
MOSFET	pA ... nA

Voor een opamp met JFET ingangen liggen de waarden tussen die van de bipolaire en de MOS technologie.

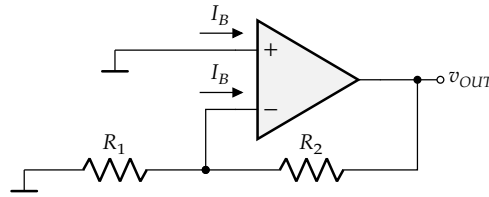
Moest je je de vraag stellen waarom de opamp met MOSFET inputs toch nog een biasstroom nodig heeft: de inputs van deze opamps zijn doorgaans beschermd met ESD protectiediodes, zoals hieronder aangegeven. Deze diodes zijn bij normaal gebruik gesperd, maar hebben een zekere (kleine) lekstroom.



8.9.2 Het gevolg van de input biasstroom

De schakelingen die we bouwen met operationele versterkers zijn lineair, waardoor het effect van de biasstroom kan bekeken worden als een superpositie op de normale werking. Het netto-effect kunnen we dus analyseren door de opamp te bekijken met beide ingangsklemmen aan

de referentiepotentiaal. De schakeling die we moeten analyseren is identiek voor de invertende en de niet-inverterende versterker (de ingangsklem hangt immers in beide gevallen aan de referentiepotentiaal):



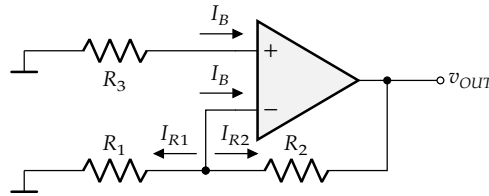
Aangezien de opamp zorgt voor een equipotentiaal tussen beide ingangsklemmen, moeten we veronderstellen dat $v_N = 0$ V, bijgevolg wordt de hele biasstroom uit R_2 getrokken (er staat immers geen spanning over R_1):

$$v_{OUT} = R_2 I_B$$

8.9.3 Compensatie

De onbalans die mogelijk ontstaat door de *input offsetstroom* kan je samen met de input offsetspanning compenseren.

De *input biasstroom* kan je compenseren door op de juiste plek een extra weerstand R_3 te plaatsen in serie met de positieve klem:



De waarde van R_3 bepalen we nu zo dat de uitgangsspanning ondanks de input biasstroom exact nul wordt. We veronderstellen in de onderstaande berekening dus $v_{OUT} = 0$:

$$\begin{cases} I_B = -\frac{v_P}{R_3} \\ I_B = -I_{R1} - I_{R2} = -\frac{v_N}{R_1} - \frac{v_N}{R_2} \end{cases}$$

We elimineren I_B :

$$-\frac{v_P}{R_3} = -\frac{v_N}{R_1} - \frac{v_N}{R_2}$$

En vermits $v_P = v_N$:

$$\frac{1}{R_3} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$$

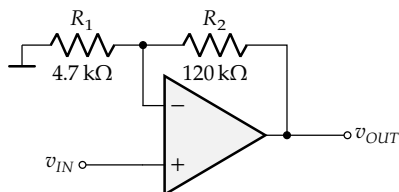
of samengevat: $R_3 = R_1 \parallel R_2$.

Merk op dat bij een gewone verschilversterker, deze compensatie van nature uit is ingebouwd (zie Figuur 8.2 op pagina 260). Als we beide ingangen aan de referentiepotentiaal hangen, zien we inderdaad dat in serie met de positieve klem een weerstandswaarde $R_1 \parallel R_2$ staat.

Oefeningen

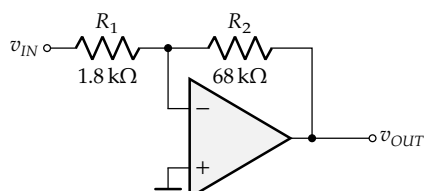
Oefening 8.9.3-1:

Beschouw de onderstaande niet-inverterende versterker. Rust deze versterker uit met een biasstroomcompensatie.



Oefening 8.9.3-2:

Beschouw de onderstaande inverterende versterker. Rust deze versterker uit met een biasstroomcompensatie.

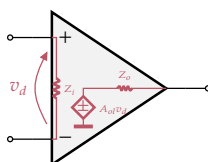


8.10 Ingangs- en uitgangsimpedantie

We weten dat de ingangsimpedantie van de opamp niet oneindig is, en dat de uitgangsimpedantie niet nul is. We stellen even scherp hoe we deze impedanties modelleren (in de sectie 'Zonder terugkoppeling') en bereken dan de werkelijke impedanties (in de sectie 'Met terugkoppeling').

8.10.1 Zonder terugkoppeling

Hieronder een opampmodel met reële impedanties:



In de praktijk blijkt de ingangsimpedantie Z_i doorgaans hoger te zijn dan $1\text{ M}\Omega$ en de uitgangsimpedantie Z_o in de orde van grootte van $10\ \Omega$. Je kan courante waarden vinden in Tabel 8.1 op pagina 262.

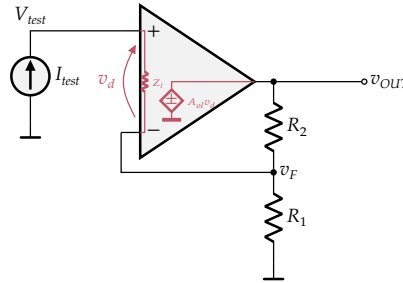
8.10.2 Met terugkoppeling

We onderzoeken nu welk effect de terugkoppeling heeft op de ingangs- en uitgangsimpedantie van een niet-inverterende en een inverterende versterker. In beide gevallen gebruiken we de (ondertussen) vertrouwde terugkoppelfactor

$$B = \frac{R_1}{R_1 + R_2}$$

Niet-inverterende versterker

Ingangsimpedantie Om de ingangsimpedantie te bepalen, leggen we aan de ingang een teststroombron I_{test} aan en we kijken welke spanning V_{test} ontstaat. We verwaarlozen hierbij de uitgangsimpedantie van de opamp (d.w.z. we veronderstellen dat $Z_o = 0 \Omega$).



We weten omwille van KVL dat:

$$V_{test} = v_d + v_F \quad (8.2)$$

We bekijken nu eerst de knoop v_F en berekenen met de stelling van Millman welke potentiaal er op die knoop ontstaat:

$$v_F = \frac{\frac{v_{OUT}}{R_2} + \frac{V_{test}}{Z_i}}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{Z_i}}$$

We weten dat $V_{test}/Z_i \ll v_{OUT}/R_2$ en $1/Z_i \ll 1/R_1 + 1/R_2$, waardoor:

$$v_F \approx \frac{\frac{v_{OUT}}{R_2}}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}} = \frac{R_1}{R_1 + R_2} v_{OUT} = B v_{OUT}$$

Dit komt overeen met het feit dat de teststroom die de knoop v_F te verwerken krijgt veel kleiner is dan de stroom die vanuit R_2 komt. Indien we dan de opampvergelijking in rekening brengen, komen we tot:

$$v_F \approx B v_{OUT} = B A_{ol} v_d$$

Invullen in (8.2) levert:

$$V_{test} = v_d (1 + B A_{ol})$$

We weten ook dat $v_d = I_{test} Z_i$, waardoor:

$$V_{test} = I_{test} Z_i (1 + B A_{ol})$$

Bijgevolg wordt de ingangsimpedantie in gesloten lus:

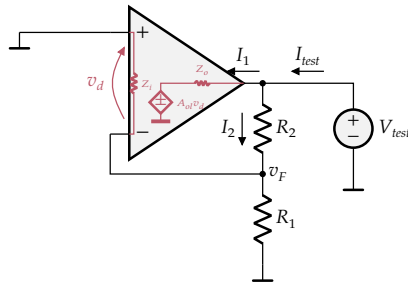
$$Z_{i,NI} = \frac{V_{test}}{I_{test}} = Z_i (1 + B A_{ol})$$

Aangezien we voor de niet-inverterende versterker weten dat de gesloten lusversterking kan berekend worden als $A_{cl} = 1/B$, kunnen we verder herwerken tot:

$$Z_{i,NI} = Z_i \left(1 + \frac{A_{ol}}{A_{cl}} \right)$$

Aangezien $A_{cl} \ll A_{ol}$, betekent dit dat de werkelijke ingangsimpedantie vele ordegroottes groter gaat zijn dan Z_i . De terugkoppeling van de versterker zorgt voor een boost van Z_i (ordegrootte MΩs) naar een $Z_{i,NI}$ in de ordegrootte van GΩs!

Uitgangsimpedantie Om de uitgangsimpedantie te bepalen, leggen we de ingangsbron stil (d.w.z. we vervangen ze door een kortsluiting) en leggen we een testspanning V_{test} aan om dan te zien welke stroom I_{test} er gaat vloeien.



Omwille van KCL op de uitgangsknoop, weten we dat:

$$I_{test} = I_1 + I_2$$

Rechtdoorzee:

$$I_1 = \frac{V_{test} - A_{ol}v_d}{Z_o} \quad I_2 = \frac{V_{test} - v_F}{R_2}$$

Kijken we nu terug naar knoop v_F , dan heeft deze knoop twee stroompaden naar de referentie-potentiaal: door Z_i en door R_1 . Indien we er weer vanuit gaan dat $Z_i \gg R_1$ dan wil dit zeggen dat we het stroompad door Z_i kunnen verwaarlozen, waardoor:

$$v_F \approx Bv_{OUT} = BV_{test}$$

Merk ook op dat $v_d = -v_F$.

Als we al deze vergelijkingen combineren, krijgen we:

$$\begin{aligned} I_{test} = I_1 + I_2 &= \frac{V_{test} + BA_{ol}V_{test}}{Z_o} + \frac{V_{test} - BV_{test}}{R_2} \\ &= V_{test} \left(\frac{1 + BA_{ol}}{Z_o} + \frac{1 - B}{R_2} \right) \\ \downarrow B &= \frac{R_1}{R_1 + R_2} \Rightarrow 1 - B = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \\ &= V_{test} \left(\frac{1 + BA_{ol}}{Z_o} + \frac{1}{R_1 + R_2} \right) \end{aligned}$$

Hieruit kunnen we de uitgangsimpedantie destilleren:

$$\begin{aligned} Z_{o,NI} &= \frac{V_{test}}{I_{test}} = \frac{1}{\frac{1 + BA_{ol}}{Z_o} + \frac{1}{R_1 + R_2}} \\ &= \frac{Z_o}{1 + BA_{ol}} \parallel (R_1 + R_2) \end{aligned}$$

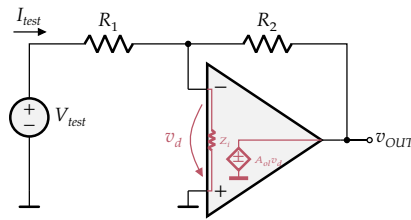
Indien we ons weer realiseren dat $B = 1/A_{cl}$ kunnen we dit schrijven als:

$$Z_{o,NI} = \frac{V_{test}}{I_{test}} = \frac{Z_o}{1 + \frac{A_{ol}}{A_{cl}}} \parallel (R_1 + R_2)$$

Conclusie: de terugkoppeling van de opamp verlaagt de reeds kleine uitgangsimpedantie Z_o (die in de orde groottes Ω zit) met enkele grootteordes tot in het $m\Omega$ -bereik.

Inverterende versterker

Ingangsimpedantie Om de ingangsimpedantie te bepalen leggen we aan de ingang een testspanningsbron V_{test} aan en kijken we welke stroom I_{test} ontstaat. We verwaarlozen hierbij de uitgangsimpedantie van de opamp (d.w.z. we veronderstellen dat $Z_o = 0 \Omega$).



We bepalen nu de teststroom die gaat vloeien:

$$I_{test} = \frac{V_{test} + v_d}{R_1} \quad (8.3)$$

De opampvergelijking en de regel van Millman toegepast op de negatieve klem van de opamp, leren ons dat:

$$\begin{cases} v_{OUT} = A_{ol} v_d \end{cases} \quad (8.4)$$

$$\begin{cases} -v_d = \frac{\frac{V_{test}}{R_1} + \frac{v_{OUT}}{R_2}}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{Z_i}} \end{cases} \quad (8.5)$$

Substitutie van (8.4) in (8.5) elimineert v_{OUT} en resulteert in een vergelijking waaruit we v_d kunnen oplossen:

$$\begin{aligned} v_d &= -\frac{\frac{V_{test}}{R_1} + \frac{A_{ol} v_d}{R_2}}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{Z_i}} \\ &= -\frac{\frac{V_{test}}{R_1}}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{Z_i} + \frac{A_{ol}}{R_2}} \approx -\frac{\frac{V_{test}}{R_1}}{\frac{A_{ol}}{R_2}} = -\frac{R_2}{R_1} \frac{V_{test}}{A_{ol}} \end{aligned}$$

In combinatie met (8.3) krijgen we op die manier:

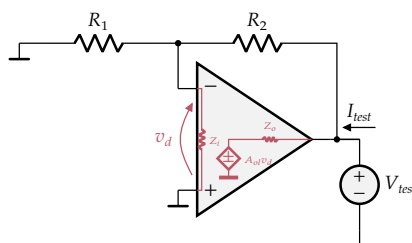
$$\begin{aligned} I_{test} &= \frac{V_{test} - \frac{R_2}{R_1} \frac{V_{test}}{A_{ol}}}{R_1} \\ &= \frac{V_{test}}{R_1} \left(1 - \frac{R_2}{R_1} \frac{1}{A_{ol}} \right) \end{aligned}$$

Conclusie:

$$\begin{aligned} Z_{i,I} &= \frac{V_{test}}{I_{test}} = \frac{R_1}{1 - \frac{R_2}{R_1} \frac{1}{A_{ol}}} \\ &\approx R_1 \end{aligned}$$

waarbij we opnieuw zijn uitgegaan van $R_2/(R_1 A_{ol}) \ll 1$.

Uitgangsimpedantie Om de uitgangsimpedantie te bepalen, leggen we de ingangsbron stil (d.w.z. we vervangen ze door een kortsluiting) en leggen we een testspanning V_{test} aan om dan te zien welke stroom I_{test} er gaat vloeien.



We zien nu duidelijk dit schema identiek is aan het schema dat we gebruikten voor de niet-inverterende versterker. Bijgevolg is ook het resultaat hetzelfde, nl.

$$Z_{o,I} = \frac{Z_o}{1 + BA_{ol}} \parallel (R_1 + R_2)$$

Merk nu wel op dat in dit geval niet geldt dat

$$B = \frac{1}{A_{cl}}$$

maar wel dat

$$B = \frac{1}{1 + |A_{cl}|}$$

en dus

$$Z_{o,I} = \frac{Z_o}{1 + \frac{A_{ol}}{1 + |A_{cl}|}} \parallel (R_1 + R_2)$$

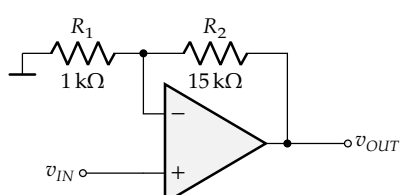
Slotbeschouwing

De factor $1 + B \cdot A_{ol}$ speelt een centrale rol in de impedantieberekeningen van de teruggekoppelde opamp. Later zullen we zien dat dit gaat om de lusversterking van de feedbacklus. Voorlopig zullen we deze factor ietwat populariserend de *impedantieboostfactor* noemen. De ingangsimpedantie wordt ermee vermenigvuldigd. De uitgangsimpedantie wordt erdoor gedeeld.

Oefeningen

Oefening 8.10.2-1:

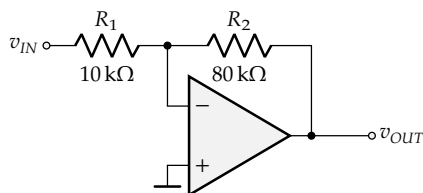
Bereken de ingangs- en uitgangsimpedantie van de volgende niet-inverterende versterker, rekening houdend met de volgende parameters voor de operationele versterker:



Parameter	Waarde
A_{ol}	110 dB
Z_i	150 kΩ
Z_o	30 Ω

Oefening 8.10.2-2:

Bereken de ingangs- en uitgangsimpedantie van de volgende inverterende versterker, rekening houdend met de parameters voor de operationele versterker, vermeld in de tabel:



Parameter	Waarde
A_{ol}	93 dB
Z_i	1 MΩ
Z_o	85 Ω

8.11 Besluit

We zagen in dit hoofdstuk heel wat niet-idealiteiten van de reële operationele versterker. We vatten de specificaties die deze niet-idealiteiten beschrijven samen in de onderstaande tabel.

Specificatie	Parameter	Typische waarden
Versterking	A_{ol}	75 - 150 dB
	A_{cm}	-10 - 40 dB
	CMRR	60 - 140 dB
	PSRR	80 - 140 dB
Frequentiebeperving	GBP	10 kHz - 4 GHz
Snelheidsbeperving	SR	0.1 V/μs - 2 000 V/μs
Uitgangsbereik	$V_{OUT,min}$ en $V_{OUT,max}$	(functie van voedingsspanning) [†]
Ingangsbereik	$V_{IN,min}$ en $V_{IN,max}$	(functie van voedingsspanning) [†]
Offsetspanning	V_{OS}	20 μV - 20 mV
Bias-stromen	I_B	1 pA - 40 μA
	I_{OS}	0.1 pA - 1 μA
Impedanties	Z_i	100 kΩ - 10 EΩ
	Z_o	0.1 Ω - 1 kΩ

[†] Ingangs- en uitgangsbereik worden mee bepaald door de voedingsspanning. Sommige opamps halen het hele voedingsspanningsbereik (rail-to-rail), de meeste echter niet. Er bestaan opamps met voedingsspanningen tot ±200 V.

En goed zicht hebben op de kwaliteiten van je opamp is belangrijk voor je hem inschakelt in een ontwerp. Dat mag duidelijk zijn.

Oefeningen**Oefening 8.11-1:**

Zoek drie datasheets van opamps van verschillende fabrikanten en zoek de volgende gegevens op:

- versterkingsfactoren (DM en CM)
- onderdrukkingsfactoren (CMRR en PSRR)
- GBP en SR
- In- en uitgangsbereik

- Offsetspanning
- Bias (common-mode en offset)
- Ingangs- en uitgangsimpedantie

Zoek ook de prijs eens op!

Oefening 8.11-2:

Ontwerp, gebruik makend van één van de opamps die je in de vorige oefening opgezocht hebt, een niet-inverterende opamp-versterker met versterking 50. Zorg ervoor dat de ingangsimpedantie minstens $2\text{ k}\Omega$ bedraagt. Voorzie een bias-stroom compensatie. Bereken de bandbreedte van deze versterker en bepaal de in- en uitgangsimpedantie.

Oefening 8.11-3:

Ontwerp, gebruik makend van één van de opamps die je in de vorige oefening opgezocht hebt, een inverterende opamp-versterker met versterking 35. Zorg ervoor dat de ingangsimpedantie minstens $5\text{ k}\Omega$ bedraagt. Voorzie een bias-stroom compensatie. Bereken de bandbreedte van deze versterker, bepaal de in- en uitgangsimpedantie.

Oefening 8.11-4:

(*) Indien je een exemplaar van deze opamp in het lab vindt (of op een andere manier ter beschikking hebt), bouw je schakeling dan op een breadboard op en probeer de versterking, de impedanties en de bandbreedte op te meten met de meetinstrumenten uit het lab. Regel indien mogelijk de offset af op nul.

Instrumentatieversterkers

Overzicht

9.1 De gewone verschilversterker	284
9.2 De instrumentatieversterker	286
9.2.1 Eerste poging	286
9.2.2 Tweede poging	288
9.2.3 De instrumentatieversterker als discrete component	291
9.3 Extra aandachtspunten	293
9.3.1 Effectieve signaalafscherming	293
9.3.2 Een terugkeerpad voor de biasstroom	294
9.4 Besluit	295

De opamp is al een hele verbetering in vergelijking met de ietwat primitieve transistor, in de zin dat hij eenvoudiger in gebruik is: je moet de biasing van de opamp niet zelf verzorgen, hij heeft een hoge versterking in combinatie met een hoge ingangsimpedantie en een lage uitgangsimpedantie.

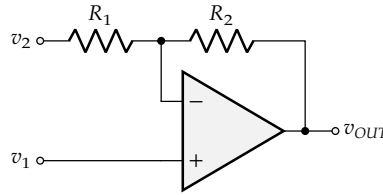
We zetten nu nog een stapje verder in de richting van een meertrapsopampversterker die zo goed werkt dat hij een eigen hoofdstuk verdient als de *Rolls Royce*¹ van de opampversterkers: de instrumentatieversterker.

Om de werking goed te begrijpen, frissen we eerst de gewone verschilversterker even op.

¹De auteur heeft geen aandelen, noch sponsoring gekregen van Rolls Royce; de product placement in dit hoofdstuk levert zelfs geen inkomen op.

9.1 De gewone verschilversterker

Beschouw de onderstaande schakeling:

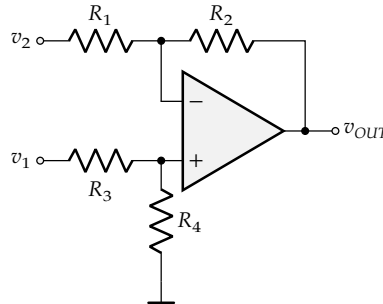


Indien we uitgaan van een ideale opamp, dan kunnen we superpositie in het achterhoofd, eenvoudig de versterking schrijven van deingangssignalen v_1 en v_2 naar de uitgang v_{OUT} . We herkennen duidelijk de werking van een niet inverterende versterker (vanuit v_1) en een inverterende versterker (vanuit v_2):

$$v_{OUT} = \frac{R_1 + R_2}{R_1} v_1 - \frac{R_2}{R_1} v_2$$

Zoals we merken is dit niet echt een verschilversterker. De versterking van het positieve signaalpad is immers groter dan die van het negatieve signaalpad.

We kunnen deze foute situatie rechtzetten m.b.v. een spanningsdeler die de versterking van het positieve pad wat reduceert:



De versterking wordt dan:

$$v_{OUT} = \frac{R_4}{R_3 + R_4} \frac{R_1 + R_2}{R_1} v_1 - \frac{R_2}{R_1} v_2$$

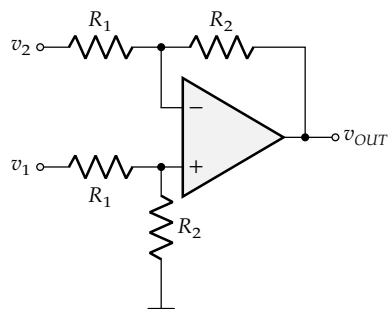
Om de versterking in beide signaalpaden gelijk te maken moet:

$$\begin{aligned} \frac{R_4}{R_3 + R_4} \frac{R_1 + R_2}{R_1} &= \frac{R_2}{R_1} \\ \Leftrightarrow \frac{R_4}{R_3 + R_4} &= \frac{R_2}{R_1 + R_2} \end{aligned}$$

wat we eenvoudig kunnen realiseren met $R_1 = R_3$ en $R_2 = R_4$. Deze keuze zorgt er tevens voor dat we onmiddellijk ook het effect van de ingangsbiasstroom compenseren. Daarvoor moest aan de positieve klem een weerstand met waarde $R_C = R_1 \parallel R_2$ geplaatst worden. In rust ($v_1 = v_2 = 0$) zien we inderdaad die parallelschakeling.

Zo bekomen we de eerste versie van onze verschilversterker, met als versterking:

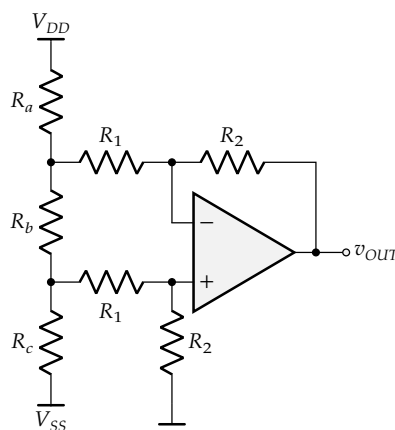
$$v_{UIT} = \frac{R_2}{R_1} (v_1 - v_2)$$



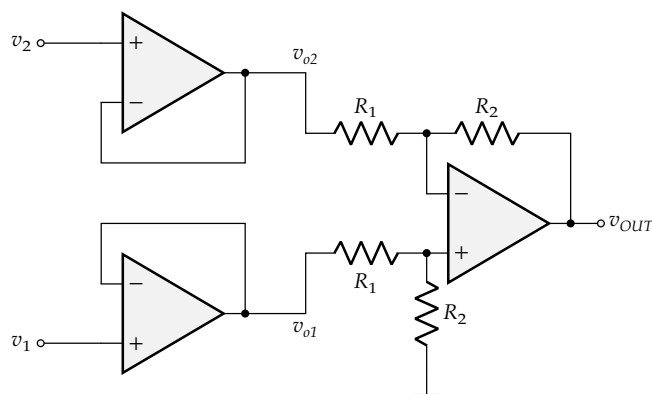
Deze schakeling heeft echter twee nadelen:

- deingangsimpedantie is niet oneindig
- deingangsimpedantie is niet gelijk voor de twee signaalpaden

Indien je dus met deze versterker een verschilspanning in een schakeling wil meten (en versterken), bv. de spanning over R_b in de onderstaande schakeling, dan zal de versterker de schakeling belasten en daardoor zal de spanning die je wil meten wijzigen onder invloed van de meting.



Om hieraan te verhelpen, kunnen we twee buffers toevoegen aan de ingang:



Een opamp heeft van nature uit een hogeingangsimpedantie. Voeg daarbovenop de terugkoppeling (die voor een bufferschakeling een extra boost geeft met een factor $1 + A_{ol}$), en je krijgt een verschilversterker met een extreem hogeingangsimpedantie (in het G Ω - tot ... T Ω -bereik).

De versterking blijft ongewijzigd, nl.

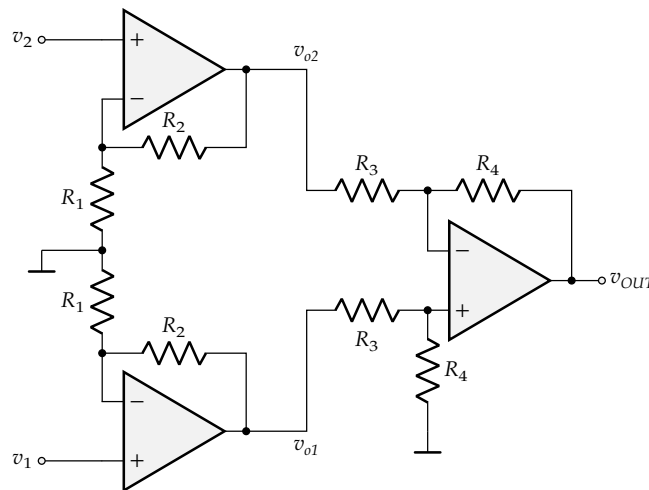
$$v_{OUT} = \frac{R_2}{R_1}(v_1 - v_2)$$

Met redelijke weerstandswaarden, kunnen we versterkingen halen tot ca. 100 (of enkele 100den). Dit lijkt een ideale verschilversterker, maar we kunnen nog beter doen: indien we de eerste trap benutten om wat extra versterking te boeken, dan krijgen we een instrumentatieversterker.

9.2 De instrumentatieversterker

9.2.1 Eerste poging

We starten van onze ideale verschilversterker en voegen extra versterking toe in de eerste trap. We doen dit door de buffers te vervangen door niet-inverterende versterkers:



We geven daarbij wat toe op de ingangsimpedantie (nu is de opwaardering door de terugkoppeling maar gelijk aan $1 + A_{ol}B$ met $B = R_1/(R_1 + R_2)$), maar winnen aan totale versterking. We weten immers dat:

$$v_{OUT} = \frac{R_4}{R_3}(v_{o1} - v_{o2})$$

en

$$v_{o1} = \frac{R_1 + R_2}{R_1}v_1 \qquad v_{o2} = \frac{R_1 + R_2}{R_1}v_2$$

en dus samen:

$$v_{OUT} = \frac{R_1 + R_2}{R_1} \frac{R_4}{R_3}(v_1 - v_2)$$

De versterking in twee trappen laat ons nu toe om gemakkelijk een factor 10^4 te halen. We zouden nog kunnen overwegen om een biasstroom-offsetcompensatie aan de ingang toe te voegen, maar die is overbodig aangezien de tweede verschilversterkingstrap deze offset zal uitbalanceren.

We onderzoeken deze versterker voor concrete waarden nu in twee omstandigheden. We gaan uit van een symmetrische voedingsspanning van ± 10 V. We schrijven daarbij (om een reden

die later duidelijk zal worden):

$$v_1 = v_{CM} + v_{DM}/2$$

$$v_2 = v_{CM} - v_{DM}/2$$

We veronderstellen dat:

$$R_1 = 1 \text{ k}\Omega$$

$$R_3 = 1 \text{ k}\Omega$$

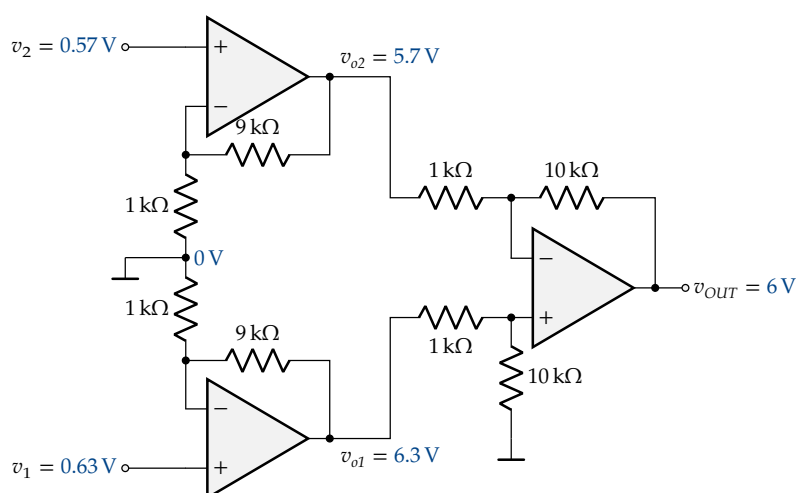
$$R_2 = 9 \text{ k}\Omega$$

$$R_4 = 10 \text{ k}\Omega$$

waardoor de twee trappen elk een versterking gelijk aan 10 hebben.

Situatie 1: $v_{CM} = 0.6 \text{ V}$, $v_{DM} = 60 \text{ mV}$

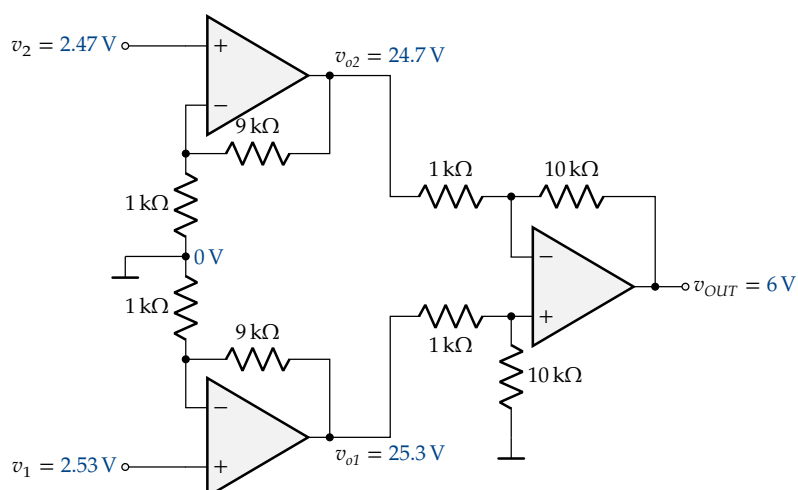
Toepassing van de formules die we eerder zagen, levert het volgende op. De spanningen/potentialen werden in blauw aangeduid:



Merk op dat de common-mode-spanning door de eerste trap (net zoals de differential-mode-spanning) versterkt wordt met een factor 10. Dit kan tot een problematische situatie leiden, zoals we zien in situatie twee, hieronder.

Situatie 2: $v_{CM} = 2.5 \text{ V}$, $v_{DM} = 60 \text{ mV}$

Opnieuw passen we de eerder afgeleide formules toe, en bekommen zo de (in blauw gemarkeerde) spanningen/potentialen:



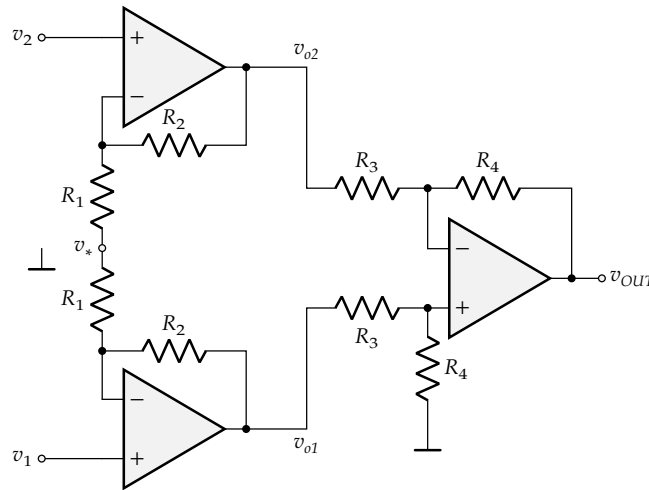
We maakten hierbij één *fundamentele fout*: we hielden geen rekening met het feit dat de opamps uit de eerste trap eigenlijk *geclippt* zijn tegen hun positieve voedingsspanning. Eigenlijk zal dus: $v_{o1} = v_{o2} = 10\text{ V}$ en daardoor $v_{OUT} = 0\text{ V}$!

De essentie van het probleem is dat de common-mode-spanning van de ingang versterkt wordt door de eerste trap en zo buiten het uitgangsbereik van die opamps ligt, waardoor ze clippen.

Voor alle duidelijkheid: de schakeling die we gebruikten in deze eerste poging is *geen* instrumentatieversterker. Het is een tussenstap die we gebruiken om te duiden hoe we tot de architectuur van een instrumentatieversterker komen. Die leer je kennen in de volgende sectie.

9.2.2 Tweede poging

Wat kunnen we ondernemen om dit probleem weg te werken? Een geniale ingreep: we nemen gewoon de massa-aansluiting weg die naar de negatieve klem van de ingangsversterkers leidt!



De eerste vaststelling is dat daarbij de differentiële uitgangsspanning van de instrumentatieversterker niet wijzigt. De niet-inverterende versterker van de eerste trap wordt in deze nieuwe configuratie een verschilversterker, met aan de negatieve ingang een ongekeerde potentiaal v_* . Hierdoor kunnen we de uitgangsspanningen van de eerste trap berekenen als:

$$v_{o1} = \frac{R_1 + R_2}{R_1} v_1 - \frac{R_2}{R_1} v_* \quad v_{o2} = \frac{R_1 + R_2}{R_1} v_2 - \frac{R_2}{R_1} v_*$$

De versterking van de tweede trap is niet gewijzigd:

$$v_{OUT} = \frac{R_4}{R_3} (v_{o1} - v_{o2})$$

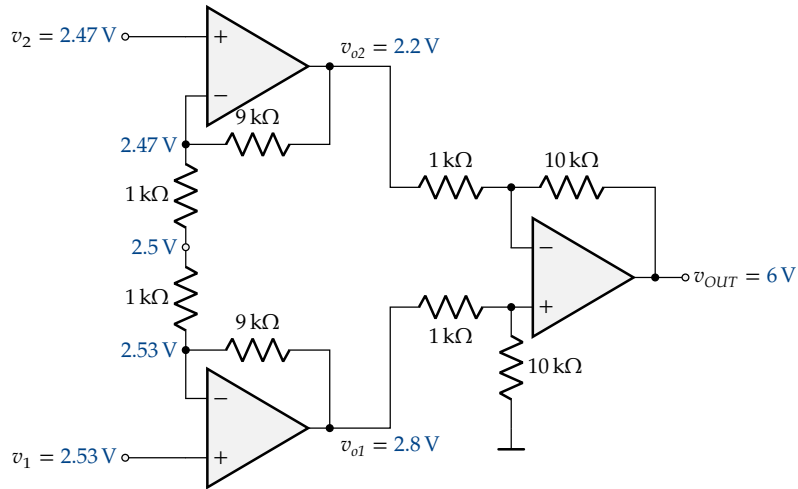
Waardoor in het geheel de spanning v_* blijkt weg te vallen:

$$v_{OUT} = \frac{R_4}{R_3} \left(\frac{R_1 + R_2}{R_1} v_1 - \cancel{\frac{R_2}{R_1} v_*} - \left(\frac{R_1 + R_2}{R_1} v_2 - \cancel{\frac{R_2}{R_1} v_*} \right) \right) = \frac{R_4}{R_3} \frac{R_1 + R_2}{R_1} (v_1 - v_2)$$

De versterking van de verschilspanning naar de uitgang blijkt inderdaad ongewijzigd!

De tweede vaststelling is dat we de versterking van de common-mode spanning in de eerste trap volledig hebben lamgelegd. Hiervoor bekijken we nogmaals *situatie 2* uit de vorige sectie.

We bepalen eerste v_* op basis van het feit dat de ideale opamps een equipotentiaal realiseren tussen hun ingangsklemmen.



Hierdoor vinden we dat v_* exact het gemiddelde is van de ingangsspanningen², in dit geval:

$$v_* = \frac{2.53 \text{ V} + 2.47 \text{ V}}{2} = 2.5 \text{ V}$$

Hiermee kunnen we m.b.v. de verschilversterkerformule opnieuw v_{o1} en v_{o2} berekenen:

$$v_{o1} = \frac{9 \text{ k}\Omega + 1 \text{ k}\Omega}{1 \text{ k}\Omega} 2.53 \text{ V} - \frac{9 \text{ k}\Omega}{1 \text{ k}\Omega} 2.5 \text{ V} = 25.3 \text{ V} - 22.5 \text{ V} = 2.8 \text{ V}$$

$$v_{o2} = \frac{9 \text{ k}\Omega + 1 \text{ k}\Omega}{1 \text{ k}\Omega} 2.47 \text{ V} - \frac{9 \text{ k}\Omega}{1 \text{ k}\Omega} 2.5 \text{ V} = 24.7 \text{ V} - 22.5 \text{ V} = 2.2 \text{ V}$$

We zien hierdoor dat:

$$v_{o12,CM} = \frac{v_{o1} + v_{o2}}{2} = 2.5 \text{ V}$$

$$v_{o12,DM} = v_{o1} - v_{o2} = 0.6 \text{ V}$$

De conclusie is dat de common-mode spanning door de eerste trap niet versterkt wordt! Enkel de differential-mode spanning wordt versterkt. Het clippingsprobleem van de opamps van de eerste trap, treedt dus niet op.

De uitgangsspanning wordt opnieuw:

$$v_{OUT} = \frac{R_4}{R_3} (v_{o1} - v_{o2}) = \frac{10 \text{ k}\Omega}{1 \text{ k}\Omega} (2.8 \text{ V} - 2.2 \text{ V}) = 6 \text{ V}$$

De schakeling die we gebruikten in deze tweede poging is wel degelijk de *instrumentatieversterker*. Hij is het werkpaard van vele meetsystemen.

²Het feit dat op deze knoop het gemiddelde wordt berekend van de twee ingangsspanning zullen we later nuttig kunnen gebruiken als guard-sigitaal.

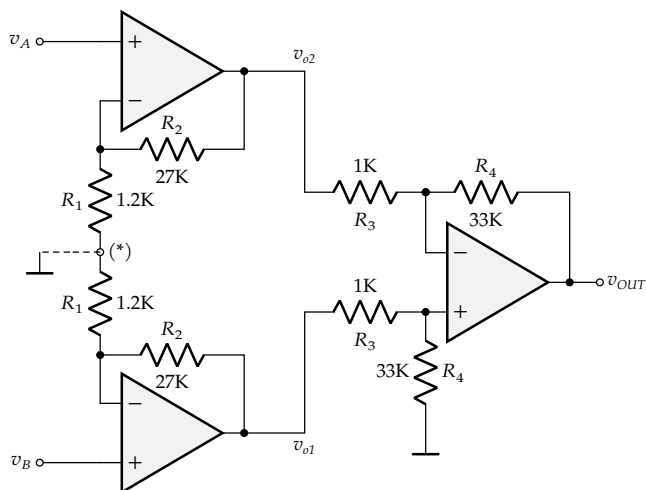
De onderstaande tabel vat de cruciale gegevens samen wat betreft differentiële en common mode versterking voor de twee pogingen:

Configuratie	Eerste trap		Tweede trap		Totaal	
	A_{dm}	A_{cm}	A_{dm}	A_{cm}	A_{dm}	A_{cm}
Eerste poging	$1 + \frac{R_2}{R_1}$	$1 + \frac{R_2}{R_1}$	$\frac{R_4}{R_3}$	0	$\left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) \frac{R_4}{R_3}$	0
Instrumentatieversterker	$1 + \frac{R_2}{R_1}$	1	$\frac{R_4}{R_3}$	0	$\left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) \frac{R_4}{R_3}$	0

Oefeningen

Oefening 9.2.2-1:

Beschouw het onderstaande schema (inclusief gegevenstabel voor de gebruikte (gecompenseerde) op-amps). De voedingsspanning werd niet aangegeven op het schema, maar bedraagt $\pm 15\text{ V}$ (symmetrisch).



Parameter	Waarde	Eenheid
A_{ol}	120	dB
GBP	2	MHz
Z_i	750	k Ω
Z_o	20	Ω

- Bepaal de differentiële versterking van beide trappen en de totaalversterking.
- Bereken de bandbreedte van de twee versterkingstrappen.
- Bereken de ingangs- en uitgangsimpedantie van de instrumentatieversterker.
- Bereken de uitgangsspanning voor de waarden uit de onderstaande tabel:

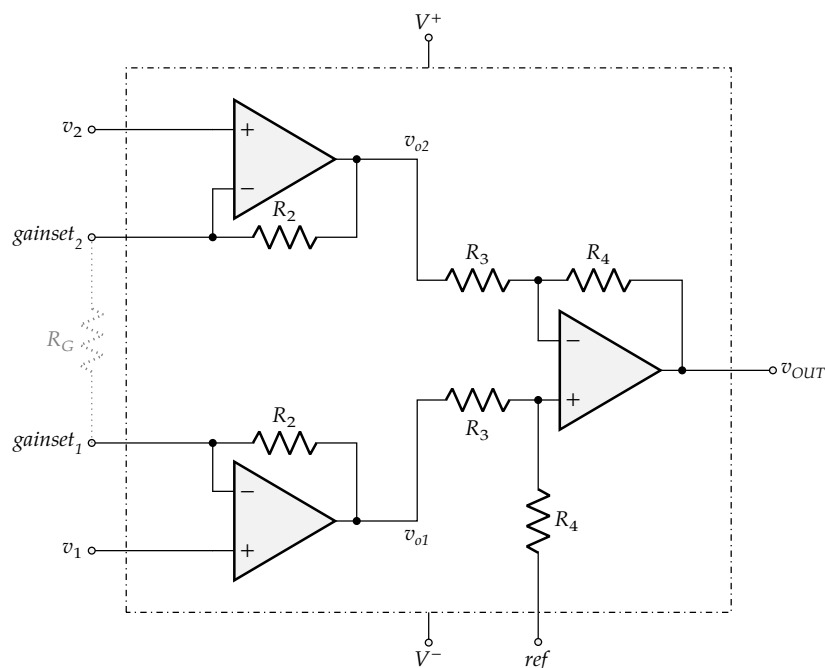
Experiment	v_A	v_B
1	203 mV	197 mV
2	1.100 V	1.108 V
3	0.5 V	0.4 V

Doe dit éénmaal met de gestreepte massaverbinding bij (*) en éénmaal indien we deze verbinding losmaken.

Oefening 9.2.2-2:

Ontwerp een instrumentatieversterker met een totale versterking gelijk aan 1000, met discrete NE5532 opamps. Je mag ervan uitgaan dat de instrumentatieversterker belast wordt met een resistieve belasting groter dan $2\text{ k}\Omega$. Zorg ervoor dat de versterker een maximale bandbreedte heeft en reken deze ook uit. De beschikbare voedingsspanning is $\pm 5\text{ V}$.

Bereken ingangs- en uitgangsimpedantie van deze instrumentatieversterker.



Figuur 9.1: De instrumentatieversterker als discrete component

9.2.3 De instrumentatieversterker als discrete component

Het geheel van drie opamps vind je als aparte component (in IC-verpakking, zie Figuur 9.1) op de markt. Als enige wordt de weerstand R_G niet opgenomen in de component, zodat je die extern kan aansluiten en zo de versterking bepalen. Die versterking wordt dan:

$$A_v = \left(1 + 2 \frac{R_2}{R_G} \right) \frac{R_4}{R_3}$$

De interne weerstanden worden met een laser getrimd om een extra nauwkeurige versterking te bekomen i.c.m. met een offsetspanning die quasi nul is. Bijkomend wordt het referentiepotaalniveau instelbaar gemaakt door de massaklem naar buiten te brengen, zoals aangegeven in Figuur 9.1.

Enkele typische specificaties voor instrumentatieversterkers vind je in Tabel 9.1.

Oefeningen

Oefening 9.2.3-1:

Zoek een datasheet van een instrumentatieversterker die niet voorkomt in de tabel in de cursus. Noteer:

- het bereik aan haalbare versterkingsfactoren en de nauwkeurigheid
- het bereik aan haalbare CMRR en PSRR waarden
- GBP en SR
- In- en uitgangsbereik
- Offsetspanning
- Bias (common-mode en offset)
- Ingangs- en uitgangsimpedantie

Opamp	Type	A_v			$PSRR$ dB	GBF_{min} MHz	SR V/ μs	Input RTR	Output RTR	V_n nV/ $\sqrt{Hz}$	V_{OS} μV	I_B nA	I_{OS} nA	Z_i M Ω	Z_o Ω
		range dB	accuracy %	CMRR dB											
AD622	low cost	0 – 60	0.2	78 – 118	100 – 140	1	1.2	no	no	12	125	2	0.7	10^4	–
AD8221	precision	0 – 60	–	80 – 110	110 – 140	0.825	2	no	no	8	60	0.5	0.2	10^5	–
INA128	low-power	0 – 80	0.5	86 – 130	90 – 134	1.3	1.2	no	no	10	110	2	1	10^4	–
LT1167	precision	0 – 80	0.05	92 – 135	115 – 145	1	1.1	no	no	7.5	23	0.15	0.12	2×10^5	120
MAX4194	rail-to-rail	0 – 60	0.01	78 – 115	120	0.25	0.06	no	yes	85	100	6	1	10^3	–

Tabel 9.1: Overzicht van enkele courante instrumentatieversterkers en hun 'typical' specificaties bij 25 °C (RTR = rail-to-rail, Type volgens opgave van de fabrikant)



Figuur 9.2: Een ECG meetsetup (bron: Los Muertos Crew op www.pexels.com)

Zoek ook de prijs eens op!

9.3 Extra aandachtspunten

Instrumentatieversterkers worden ingezet op plaatsen waar nauwkeurigheid en signaalzuiverheid van het grootste belang zijn. Het spreekt dan ook vanzelf dat we de signaalketting van de bron (die we willen meten) tot aan de instrumentatieversterker in topvorm willen hebben. Soms kan die toevoerleiding lang zijn. Als typevoorbeeld nemen we het opmeten van de elektrische signalen van het menselijk hart in een elektrocardiogram (zie Figuur 9.2).

Dit gebeurt door meerdere elektrodes vast te maken op de borstkast en/of de ledematen van een persoon. Deze elektrodes meten de elektrische activiteit van het hart op a.d.h.v. een ECG-toestel waar meerdere instrumentatieversterkers de signalen versterken. Zoals je merkt is de bekabeling tussen de elektrodes en het toestel vrij lang. Bijkomend is de spanning die we willen meten een bron met hoge impedantie (de impedantie van het menselijke weefsel). Dit vraagt wel wat aandacht. We belichten twee aandachtspunten:

- effectieve signaalafscherming
- een terugkeerpad de biasstroom

We gaan hier even dieper op in.

9.3.1 Effectieve signaalafscherming

Indien we een verschilspanning willen meten tussen twee elektroden op het menselijke lichaam, dan zal er een aanzienlijke draadlengte tussen de elektroden en de instrumentatieversterker

zitten. Die lengte vormt heel wat gelegenheid voor elektromagnetische straling om impact te hebben op het meetsignaal. Het is dus essentieel om die elektromagnetische straling zo weinig mogelijk kans te geven om impact te hebben op onze meetkabels en indien er impact is, het effect ervan zo klein mogelijk te maken.

Magnetische velden Wijzigende magnetische velden doorheen een gesloten lus van geleiders, wekken volgens de wet van Faraday een elektromotorisch kracht op in de lus, zodat daar stroom kan gaan vloeien.

Om dit effect te vermijden hebben we twee mogelijkheden:

- We houden de lus zo klein mogelijk; dit kan door beide geleiders dicht tegen elkaar te plaatsen (bv. door ze samen onder te brengen in een kunststof mantel):



- We zorgen we ervoor dat niet één lus gevormd wordt maar vele kleine lussen die tegengesteld georiënteerd zijn t.o.v. het magnetische veld; dit kan door een *twisted pair* kabel te gebruiken waaraan de lus van beide geleiders continu verdraaid, zodat de globale fluxwijzigingen doorheen de kabel netto nul zijn:



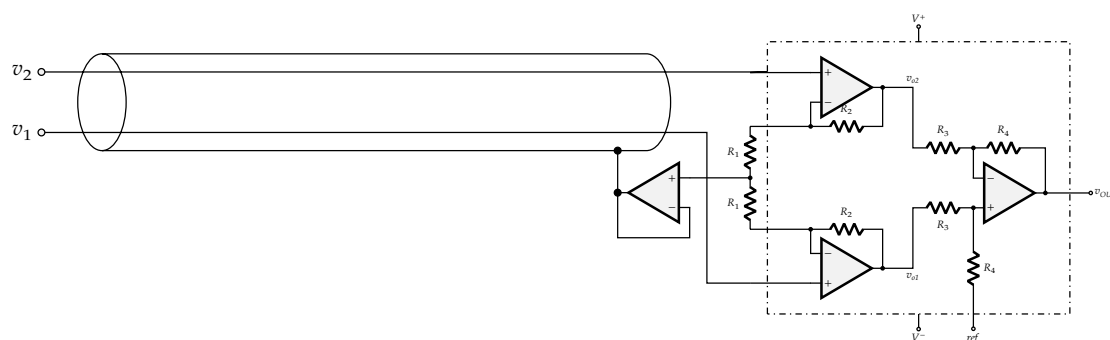
Elektrische velden Een goed begrip van het neutraliseren van het effect van elektrisch velden vraagt wat meer intellectuele inspanning. Lees eerst Bijlage B om je kennis over elektrische inductie en afscherming wat op te frissen.

Aangezien we weten dat de bron die we willen opmeten (de elektrische velden van het hart) doorheen weefsels met een hoge impedantie moeten “reizen”, weten we dat een *driven guard* aansluiting de voorkeur verdient. Omdat beide meetgeleiders doorheen dezelfde afscherming lopen, sluiten we die aan op het gemiddelde van de twee ingangsspanningen. Zo blijft de spanning tussen de geleiders en de mantel minimaal, zodat lekstroom en capacitieve vertraging minimaal blijven. De gemiddelde van de twee ingangsspanningen hebben we “gratis” ter beschikking via v_* die we kregen door het loskoppelen van de aardingsverbinding in sectie 9.2.2 op pagina 288.

Daarop kunnen we de onze afscherming aansluiten, het best zelfs zoals op Figuur 9.3 aangegeven door ze te bufferen met een spanningsvolger.

9.3.2 Een terugkeerpad voor de biasstroom

Een essentieel basisinzicht van de elektriciteitsleer is dat stroom enkel in lussen vloeit. Op zich lijkt dat voor onze elektrocardiogram-meetopstelling met de twee elektroden op het menselijke lichaam geen probleem. Er kan immers stroom vloeien vanuit het menselijke lichaam doorheen de eerste meetdraad tot aan de instrumentatieversterker en zo terug doorheen de tweede meetdraad terug tot in het menselijke lichaam. Geen vuiltje aan de lucht, zo lijkt het.



Figuur 9.3: Instrumentatieversterker met *driven guard shielding* om het effect van common-mode stoorsignalen maximaal te onderdrukken

Helaas vergaten we bij deze redenering rekening te houden met de biasstroom die de instrumentatieversterker nodig heeft om de ingangen in een goed werkingspunt te laten werken. Beeld je in dat de ingang van deze instrumentatieversterker gevormd wordt door een differentieel paar bipolaire junctietransistoren, dan hebben die transistoren de nodige basisstroom nodig om in een goed werkingsgebied te zitten. Hoewel deze basistroom heel klein is, is hij toch essentieel voor een goede werking. En nu nog de essentie: hij vloeit niet in de hogerbeschreven kringloop: er moet stroom in dezelfde richting doorheen beide meetdraden vloeien!

Merk op dat zelfs indien het differentieel paar aan de ingang bestaat uit MOSFETs, dat er nog stroom nodig is om beide gate-condensatoren op te laden.

Dit kan enkel door een extra verbinding te voorzien tussen de grond van het meettoestel en de patiënt. Vaak wordt die aangesloten op het rechterbeen en noemt men dit dan de *right leg electrode (RLE)*. Het aansluiten van een levend wezen op een voedingsspanningslijn van een meettoestel is niet zonder gevaar. Er is een duidelijke galvanische scheiding nodig tussen de (AC) netspanning waarmee het apparaat gevoed wordt en de daarmee opgewekte (DC) voedingsspanning van het toestel.

9.4 Besluit

Instrumentatieversterkers zijn het neusje van de zalm wat betreft versterkers die slechts een beperkte bandbreedte nodig hebben. De nodige aandacht moet wel besteed worden aan een zorgvuldige aansluiting op het object/subject waar een spanning van moet gemeten worden.

Impedantiematching

In vele gevallen is de hoofdprijs van een analoge schakeling om signalen te verwerken. Het komt er voor dergelijke schakeling op aan om naast de gewenste bewerking op het signaal, ook de signaal-ruis verhouding zo hoog mogelijk te houden. Het vermogenverbruik van de schakeling is in dat geval een secundaire (maar niet onbelangrijke zorg).

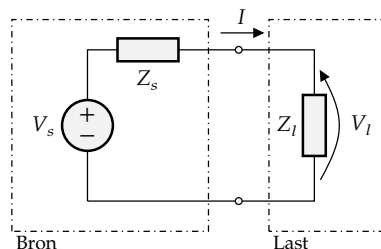
Maar, in sommige gevallen is het vermogen zelf de centrale zorg. Denk maar aan:

- versterkers voor sensoren die een heel zwak signaal afgeven, waarbij het opgewekte vermogen optimaal benut moet worden,
- zendversterkers waarbij zoveel mogelijk vermogen in de zendantenne moet kunnen gepompt worden,
- oscillatoren waarbij een versterker om de oscillatietoestand te meten een beetje energie aan de oscillator zal onttrekken dat hij daarna er terug moet aan toevoegen.

In dergelijke gevallen is *impedantiematching* of *-transformatie* een centraal begrip.

A.1 Aanpassing van een lastimpedantie aan een bron

Beschouw in het frequentiedomein een bron met amplitude V met een zekere (complexe) serie-impedantie Z_s die belast wordt met een lastimpedantie Z_l .



Het actieve vermogen dat gegenereerd wordt door de bron is gelijk aan $P_{a,s} = \frac{1}{2} \Re(VI^*)$ en het actieve vermogen dat door de last verbruikt wordt is gelijk aan $P_{a,l} = \frac{1}{2} \Re(V_l I^*)$. Indien de bron een DC-bron is, dan vallen de factoren $1/2$ weg.

In specifieke toepassingen is het belangrijk om zoveel mogelijk actief vermogen over te dragen van de bron naar de last. De vraag is dan: kunnen we de last zodanig kiezen dat de vermogen-overdracht maximaal is?

Het antwoord is ja. Het is echter wel cruciaal om goed te definiëren wat we bedoelen met maximale vermogenoverdracht. We onderscheiden twee welomschreven doelen:

- maximaal overdrachtsrendement, d.w.z. we zoeken de lastimpedantie

$$Z_{l,\max} = \arg \max_{Z_l} \frac{P_{a,l}}{P_{a,s}}$$

anders gesteld: hoe verlies ik een minimale fractie van het bronvermogen in Z_s gegeven V en Z_s ?

- maximale absolute vermogenoverdracht, d.w.z. we zoeken de lastimpedantie

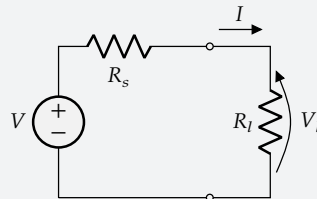
$$Z_{l,\max} = \arg \max_{Z_l} P_{a,l}$$

anders gesteld: hoe haal ik zoveel mogelijk vermogen uit de bron, gegeven V en Z_s ?

A.1.1 Voor maximaal overdrachtsrendement

Om de afleiding niet ineens te moeilijk te maken, beschouwen we eerst de situatie waarbij de bron een DC bron is en veronderstellen we $X_l = X_s = 0$, d.w.z. een zuiver resistieve bron en last. Daarna behandelen we het algemene geval.

Maximaal overdrachtsrendement bij zuiver resistieve bron en last



Voor maximaal vermogenoverdrachtsrendement moet $R_l \rightarrow \infty$, of milder gesteld: $R_l \gg R_s$.

Natuurlijk moeten we hierbij beseffen dat indien $R_l \rightarrow \infty$, er helemaal geen vermogensoverdracht meer plaatsvindt (weliswaar met 100% rendement). Daarom is het beter om als streefdoel te stellen: $R_s \rightarrow 0$.

Intuitief is dit laatste gemakkelijk te begrijpen: als de bronweerstand nul wordt, dan verbruikt die ook geen vermogen en gaat al het bronvermogen exclusief naar de belastingsweerstand. Ook de situatie waarbij $R_l \gg R_s$ is intuïtief logisch: beide weerstanden voeren dezelfde stroom. Bijgevolg is hun verbruikt vermogen proportioneel aan de weerstand waar deze stroom door vloeit. Indien R_s dus verwaarloosbaar klein is t.o.v. R_l dan zal dat ook gelden voor het verbruikte vermogen.

Het bewijs geeft ons meer inzicht:

Bewijs

We weten dat:

$$I = \frac{V}{R_s + R_l}$$

$$V_l = \frac{R_l}{R_s + R_l} V$$

wat gemakkelijk toelaat om het vermogen geleverd door de bron P_s te berekenen:

$$P_s = VI = V \frac{V}{R_s + R_l} = \frac{V^2}{R_s + R_l}$$

en op dezelfde manier het verbruikte vermogen door de last te berekenen:

$$P_l = V_l I = \frac{R_l}{R_s + R_l} V \frac{V}{R_s + R_l} = \frac{V^2 R_l}{(R_s + R_l)^2}$$

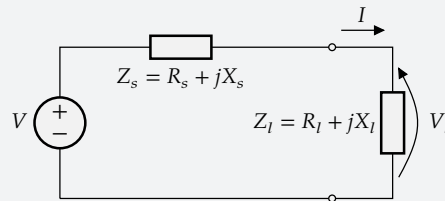
Waardoor:

$$\frac{P_l}{P_s} = \frac{R_l}{R_s + R_l}$$

Voor reële waarden van R_l en R_s bereikt dit rendement een maximum van 1 voor $R_l \rightarrow \infty$ of $R_s \rightarrow 0$. ■

Laten we nu het algemene geval beschouwen:

Maximaal overdrachtsrendement (algemeen)



Voor maximaal vermogenoverdrachtsrendement moet $R_l \rightarrow \infty$, of milder gesteld: $R_l \gg R_s$.

Dit is dus exact dezelfde voorwaarde als in het zuiver resistieve geval!

Laten we kijken waarom:

Bewijs

We weten dat:

$$I = \frac{V}{Z_s + Z_l}$$

$$V_l = \frac{Z_l}{Z_s + Z_l} V$$

We kunnen nu het actieve vermogen geleverd door de bron bepalen:

$$\begin{aligned} P_{a,s} &= \frac{1}{2} \Re(VI^*) = \frac{1}{2} \Re\left(V \frac{V^*}{(Z_s + Z_l)^*}\right) = \frac{1}{2} |V|^2 \Re\left(\frac{1}{(Z_s + Z_l)^*}\right) = \frac{1}{2} |V|^2 \Re\left(\frac{Z_s + Z_l}{|Z_s + Z_l|^2}\right) \\ &= \frac{1}{2} |V|^2 \Re\left(\frac{R_s + R_l}{|Z_s + Z_l|^2}\right) \end{aligned}$$

en op gelijkaardige manier bereken we ook het actieve vermogen verbruikt door de last:

$$P_{a,l} = \frac{1}{2} \Re(V_l I^*) = \frac{1}{2} \Re\left(\frac{Z_l}{Z_s + Z_l} V \frac{V^*}{(Z_s + Z_l)^*}\right) = \frac{1}{2} \frac{\Re(Z_l) |V|^2}{|Z_s + Z_l|^2} = \frac{1}{2} \frac{R_l |V|^2}{|Z_s + Z_l|^2}$$

De verhouding wordt dus:

$$\frac{P_l}{P_s} = \frac{R_l}{R_s + R_l}$$

Met opnieuw dezelfde conclusie, nl. het vermogenoverdrachtsrendement benader 1 voor $R_l \rightarrow \infty$ of $R_s \rightarrow 0$. ■

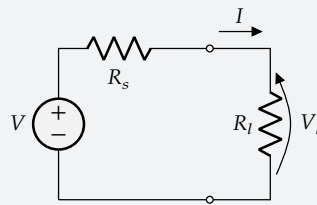
Merk op dat deze situatie eigenlijk de stroom I zo klein mogelijk maakt, zodat de bron eigenlijk niet belast wordt. De prijs die je betaalt, is dat je ook quasi geen vermogen overdraagt naar Z_l . De enige overdracht is spanning. Soms is het dat wat we nodig hebben.

Indien we echter een maximale hoeveelheid vermogen willen onttrekken aan de bron, dan hebben we het onderstaande geval van maximale absolute vermogenoverdracht nodig.

A.1.2 Voor maximale absolute vermogenoverdracht

Indien we echter het rendement niet als doel stellen, maar gewoon een maximale vermogensoverdracht, dan is de vuistregel $R_s \rightarrow 0$ helemaal niet correct meer. Dat blijkt uit de volgende stellingen. We bekijken opnieuw eerste de situatie voor een zuiver resistieve DC bron in combinatie met een zuiver resistieve last.

Maximale absolute vermogenoverdracht bij zuiver resistieve bron en last



Voor een maximale absolute vermogenoverdracht moet $R_l = R_s$.

Dit verklaart ook de naam van dit hoofdstuk: *matching* is de Engelse vertaling van 'overeenkomend', 'gelijkend'.

Het bewijs brengt weer duidelijkheid:

Bewijs

We berekenen het verbruikte vermogen door de belasting al eerder (zie bewijs voor maximaal overdrachtsrendement in het resistieve geval):

$$P_l = \dots = \frac{R_l}{(R_s + R_l)^2} V^2$$

We zoeken dus een maximum voor P_l . Dat doen we door de stationaire punten te zoeken i.f.v. R_l , d.w.z. de afgeleide naar R_l nul te stellen:

$$\frac{dP_l}{dR_l} = \dots = \frac{R_s^2 - R_l^2}{(R_l + R_s)^2} V^2 = 0$$

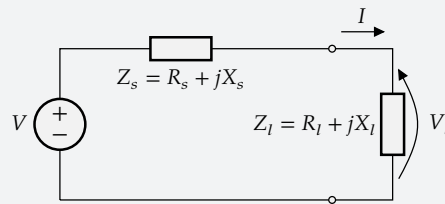
In de veronderstelling dat $V \neq 0$ en $R_s \neq 0$, kan dit enkel indien:

$$R_l = \pm R_s$$

waarbij enkel het plusteken steek houdt aangezien weerstandswaarden steeds positief zijn. ■

Gewapend met deze achtergrondkennis, kunnen we ook het algemene geval zonder problemen aan:

Maximale absolute vermogenoverdracht (algemeen)



Voor maximale absolute vermogenoverdracht moet $Z_l = Z_s^*$.

Merk op dat het resistieve geval een bijzonder geval is van deze algemene stelling.

Laten we het bewijs doorgronden:

Bewijs

We berekenen het actieve vermogenverbruik van de belasting al eerder (zie bewijs van maximaal overdrachtsrendement):

$$\begin{aligned} P_{a,l} &= \dots = \frac{1}{2} \frac{R_l |V|^2}{|Z_s + Z_l|^2} \\ &= \frac{1}{2} \frac{R_l |V|^2}{|R_s + jX_s + R_l + jX_l|^2} \\ &= \frac{1}{2} \frac{R_l |V|^2}{(R_s + R_l)^2 + (X_s + X_l)^2} \end{aligned}$$

We zien op zucht dat $X_s = -X_l$ leidt tot een minimale noemer, wat goed is voor een groot resultaat. D.w.z.:

$$P_{a,l} = \frac{1}{2} \frac{R_l |V|^2}{(R_s + R_l)^2}$$

We weten uit het zuiver resistieve geval dat deze uitdrukking maximaal wordt voor $R_l = R_s$, wat leidt tot de optimale overdrachtsvoorwaarde:

$$Z_l = R_l + jX_l = R_s - jX_s = Z_s^*$$

■

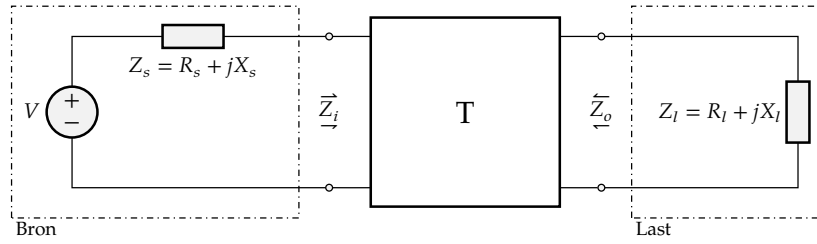
A.2 Impedantie-conversie

In de vorige sectie gingen we op zoek naar de optimale lastimpedantie Z_l die we kunnen kiezen om goed aangepast te zijn aan de karakteristieken van de bron.

We maakten daarbij impliciet twee veronderstellingen:

1. we kunnen de lastimpedantie Z_l vrij kiezen;
2. de verbinding tussen bron en last is perfect.

Helaas is dit niet steeds het geval. In deze sectie onderzoeken we wat we kunnen doen indien zowel de bron als de last gegeven zijn. Het plan bestaat erin om een aanpassingsnetwerk tussen bron en last te schakelen die de aanpassing van de impedanties verzorgt. We spreken van een *impedantieconverter*.



De perfecte impedantietransformator zorgt ervoor dat:

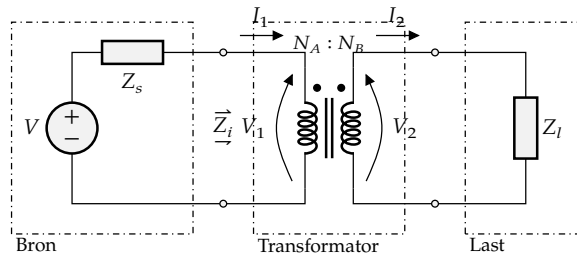
1. hij geen actief vermogen verbruikt (d.w.z. geen weerstanden bevat),
2. zijn ingangsimpedantie Z_i gematcht is aan de bronimpedantie: $Z_i = Z_s^*$,
3. zijn uitgangsimpedantie Z_o gematcht is aan de lastimpedantie: $Z_o = Z_l^*$.

We illustreren het ontwerp van een impedantieconvector aan de hand van twee gevallen:

1. een impedantietransformator voor aanpassingen zonder reactieve compensatie
2. een impedantieconvector voor aanpassingen met reactieve compensatie

A.2.1 Aanpassingen zonder reactieve compensatie: de transformator

In dit geval gebruiken we een ideale transformator om de impedantieconversie te realiseren:



De transformator kan in het frequentiedomein (behalve voor DC) als tweepoort gemakkelijk beschreven worden m.b.v. zijn transmissieparameters (abcd-parameters):

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix}$$

met $a = N_A/N_B$, $b = c = 0$ en $d = N_B/N_A$.

Samen met de takvergelijking

$$V_2 = Z_l I_2$$

laat dit ons toe de impedantie Z_i te berekenen die aan de ingangsklemmen van de (belaste) transformator te zien is:

$$Z_i = \frac{V_1}{I_1} = \frac{aV_2}{bV_1} = \frac{N_A^2}{N_B^2} Z_l$$

De impedantiematching kan dus gerealiseerd worden door de windingsverhouding $N_A : N_B$ van de transformator te kiezen als:

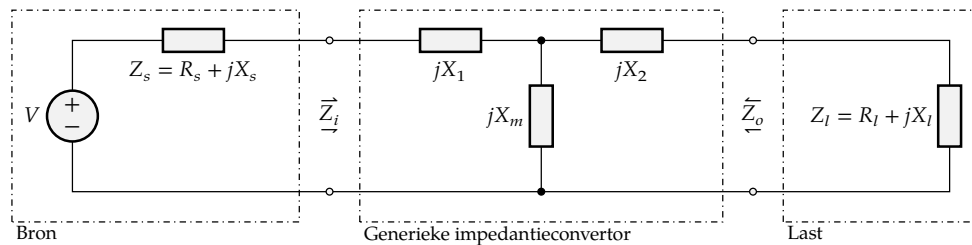
$$\frac{N_A}{N_B} = \sqrt{\frac{Z_s}{Z_l}}$$

Merk op dat dit veronderstelt dat de deling van Z_s door Z_l een reëel getal oplevert. m.a.w. ze moeten dezelfde Q-factor hebben.

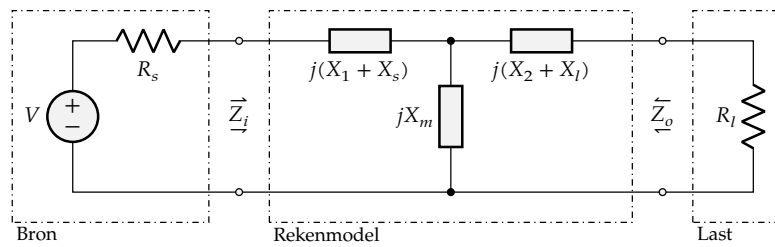
Indien dit niet het geval is, dan heb je een convertor met reactieve compensatie nodig.

A.2.2 Aanpassingen met reactieve compensatie: de convertor

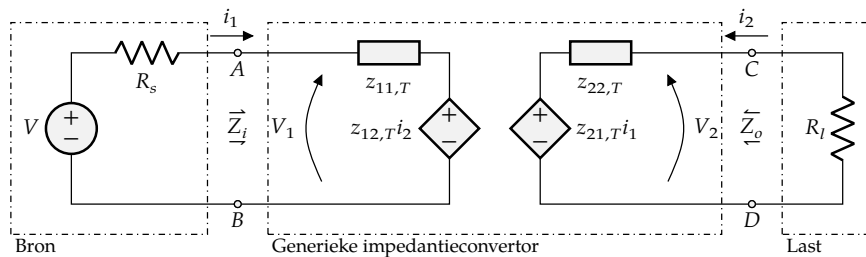
Als impedantieconvertor kiezen we een netwerk met voldoende vrijheidsgraden, zodat aanpassing aan Z_s en Z_l mogelijk wordt, zonder weerstanden (omdat die vermogen verbruiken). Het volgende T-netwerk is een goede kandidaat:



We schuiven nu de reactieve delen van bron en last in het blok van de generieke impedantieconvertor. De middenste blok in het diagram stelt dan ook niet langer de impedantieconvertor voor, maar wel een rekenmodel dat ons zal toelaten de convertor te ontwerpen.¹



We vervangen nu het rekenmodel door een generieke tweepoort met z-parameters, die eenvoudig te bepalen zijn:



¹Merk op dat we ook het niet-ideale gedrag van de interconnectie tussen bron en convertor of tussen convertor en last zouden kunnen doorschuiven naar bron en last (voor de resistieve component) en naar het rekenmodel voor de reactieve component).

met

$$\begin{bmatrix} z_{11} & z_{12} \\ z_{21} & z_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \left. \frac{V_1}{I_1} \right|_{I_2=0} & \left. \frac{V_1}{I_2} \right|_{I_1=0} \\ \left. \frac{V_2}{I_1} \right|_{I_2=0} & \left. \frac{V_2}{I_2} \right|_{I_1=0} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j(X_1 + X_s + X_m) & jX_m \\ jX_m & j(X_2 + X_l + X_m) \end{bmatrix}$$

We weten dat de ingangsimpedantie Z_i en uitgangsimpedantie Z_o van de tweepoort met bijhorende bronimpedantie Z_s en lastimpedantie Z_l gelijk is aan:

$$Z_i = \frac{\Delta_z + z_{11}Z_l}{z_{22} + Z_l}$$

$$Z_o = \frac{\Delta_z + z_{22}Z_s}{z_{11} + Z_s}$$

met $\Delta_z = \det(Z) = z_{11}z_{22} - z_{12}z_{21}$.

Nu kunnen we stellen $Z_l = R_l$ en $Z_s = R_s$ en eisen dat die impedanties gematched zijn aan de resistieve delen van de bron- en de lastimpedantie:

$$\begin{cases} Z_i = \frac{\Delta_z + z_{11}R_l}{z_{22} + R_l} = R_s \\ Z_o = \frac{\Delta_z + z_{22}R_s}{z_{11} + R_s} = R_l \end{cases}$$

wat we kunnen herwerken tot:

$$\begin{cases} \Delta_z + z_{11}R_l - R_s(z_{22} + R_l) = 0 & (A.1) \\ \Delta_z + z_{22}R_s - R_l(z_{11} + R_s) = 0 & (A.2) \end{cases}$$

Indien we beide vergelijkingen vervangen door hun som en hun verschil ((A.1) $\rightarrow$ (A.1) + (A.2), en (A.2) $\rightarrow$ (A.1) - (A.2)), dan krijgen we:

$$\begin{cases} 2\Delta_z - 2R_sR_l = 0 \\ 2z_{11}R_l - 2z_{22}R_s = 0 \end{cases}$$

of

$$\begin{cases} \Delta_z = R_sR_l & (A.3) \\ z_{11}R_l = z_{22}R_s & (A.4) \end{cases}$$

Dit stelsel is ondergedetermineerd. We maken een verstandige keuze die de resterende vrijheidsgraden vastlegt en tegelijkertijd een eenvoudige en zinvolle oplossing biedt.

We stellen namelijk:

$$\begin{cases} X_1 + X_s + X_m = 0 \\ X_2 + X_l + X_m = 0 \end{cases}$$

In essentie betekent dit dat $Z_i = 0$ indien de last wordt losgekoppeld en $Z_o = 0$ indien de bron wordt losgekoppeld. Vooral dit laatste is gewenst gedrag. Indien onze last bv. een antenne is, wil dit zeggen dat de antenne kortgesloten is (en dus ook geen zendruis genereert) indien de bron wordt losgekoppeld. Het betekent echter eveneens dat indien de antenne wordt losgekoppeld, dat onze bron wordt kortgesloten. De bron moet daartegen bestand zijn.

Deze keuze zorgt ervoor dat $z_{11} = z_{22} = 0$ waardoor (A.4) automatisch voldaan is, en (A.3) kan vereenvoudigd worden tot:

$$X_m^2 = R_sR_l$$

Gegeven $Z_s = R_s + jX_s$ en $Z_l = R_l + jX_l$ worden de ontwerpvergelijking bijgevolg:

$$\begin{cases} X_m = \pm \sqrt{R_s R_l} \\ X_1 = -(X_m + X_s) \\ X_2 = -(X_m + X_l) \end{cases}$$

Het $\pm$ -teken in de eerste vergelijking duidt erop dat je kan kiezen om van X_m een spoel (moet positieve reactantie) of condensator te maken (met negatieve reactantie).

Merk op dat de reactantie van een spoel gelijk is aan $j\omega L$, waardoor de conclusie is dat de matching maar optimaal zal zijn voor één frequentie, of bij uitbreiding enkel goed zal zijn voor een smalle frequentieband rond die frequentie. Hetzelfde geldt voor een condensator met reactantie $-j/\omega C$.

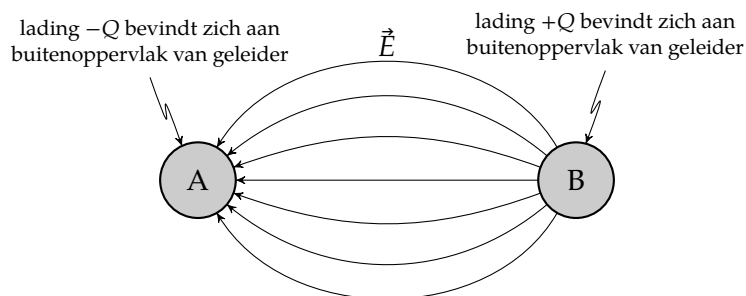
Afhankelijk van het verdere samenspel van tekens in de andere vergelijkingen worden X_1 en X_2 spoelen of condensatoren. Indien het spoelen zijn, dan gaat er een DC-pad bestaan tussen bron en last, in het andere geval niet.

B.1 Elektrische inductie

Beschouw onderstaande dwarsdoorsnede van een draad A.

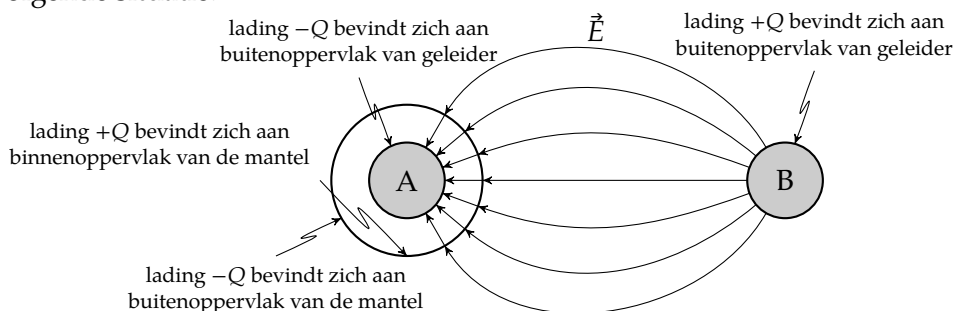


We brengen nu in de buurt van draad A een draad B die zich op een iets hogere potentiaal bevindt (zie onderstaande figuur). Dat spanningsverschil leidt tot een elektrisch veld $\vec{E}$ waarvan enkele veldlijnen werden getekend. Die veldlijnen starten op (netto) positieve ladingen die zich aan buitenoppervlak van de de rechtse geleider bevinden en leiden naar (netto) negatieve ladingen die zich door *elektrische inductie* aan het buitenoppervlak van de linkse geleider verzamelen. Deze ladingen kan geleider A aanleveren vanuit zijn verbinding met de rest van de schakeling.



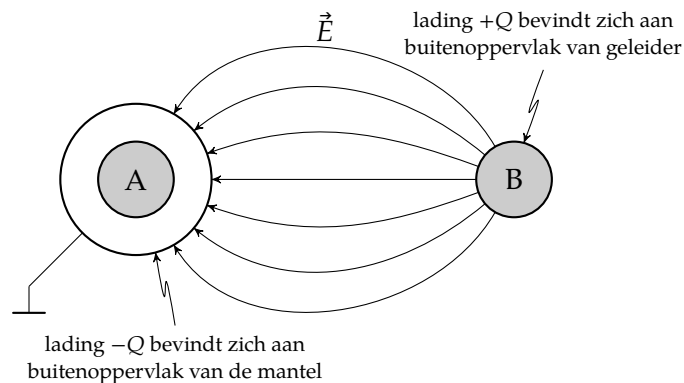
B.2 Afscherming

We brengen nu omheen de linkse geleider een geleidende mantel aan, waarvan we hopen dat die geleider A afschermt van de elektrische veldlijnen ten gevolge van geleider B. Er ontstaat de volgende situatie:



Wat nu? Het lijkt alsof de geleidende mantel er niet is en de veldlijnen dwars doorheen de afscherming gaan. Dat is echter niet het geval: de veldlijnen stoppen op een lading $-Q$ aan het buitenoppervlak van de mantel. Aangezien de mantel geen connectie heeft met een bron van ladingen, kan die lading daar enkel gekomen zijn door negatieve lading te onttrekken van het binnenoppervlak van de mantel, waar dus een (netto) positieve lading $+Q$ ontstaat. Hierdoor lopen de veldlijnen verder tot op het oppervlak van geleider A. De conclusie blijft echter dezelfde: de mantel is niet effectief. De kern van het probleem is dat de negatieve ladingen waarmee de mantel de veldlijnen van het elektrische veld $\vec{E}$ kan laten stoppen, enkel kunnen komen van de binnenkant van de mantel, waardoor er een nieuw elektrisch veld ontstaat dat toch nog eindigt op geleider A.

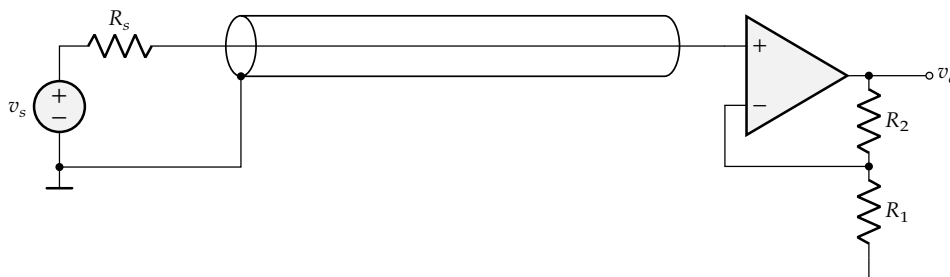
Om de afscherming effectief te maken, moeten we ze “aarden”, d.w.z. verbinden met de referentiepotaal. Op die manier kan de mantel de nodige elektronen om de het veld te stoppen onttrekken uit de referentiepotaalverbinding en kan de binnenkant van de afscherming neutraal blijven. Zo ontstaat er binnenin de mantel geen elektrisch veld. Geleider A is op die manier effectief afgeschermd van de invloed van geleider B.



Conclusie: een mantel is pas effectief als die niet ‘vlottend’ is. Er moet een geleidende verbinding bestaan met de buitenwereld.

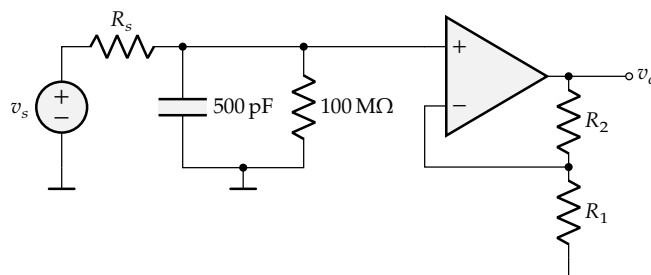
B.3 Hoe de afscherming aansluiten?

Met de conclusie van de vorige paragraaf ‘maak een geleidende verbinding met de buitenwereld’ lijkt het hele probleem van afscherming van de baan. Niets is minder waar. Waar en hoe we de afscherming aansluiten is immers cruciaal. Laten we om dit duidelijk te maken even kijken naar een niet-inverterende versterker waarbij het signaal toegevoerd wordt via een kabel met afscherming en we de afscherming aansluiten op de referentiepotaal van de bron v_s :



R_s klein Op zich een goed idee, zolang R_s klein is en de kabel kort. We mogen immers veronderstellen dat bij een korte kabel de isolatie tussen de draadkern en de mantel goed is en dus slechts een geleidbaarheid tussen de twee introduceert van enkele nS/m en dat de capacitieve koppeling klein is (ordegrootte 100 pF/m).

We krijgen zo een equivalent schema dat er als volgt uitziet voor een kabel van ca. 5 meter (waarbij we de serieweerstand van de kabel verwaarloosbaar klein veronderstellen):



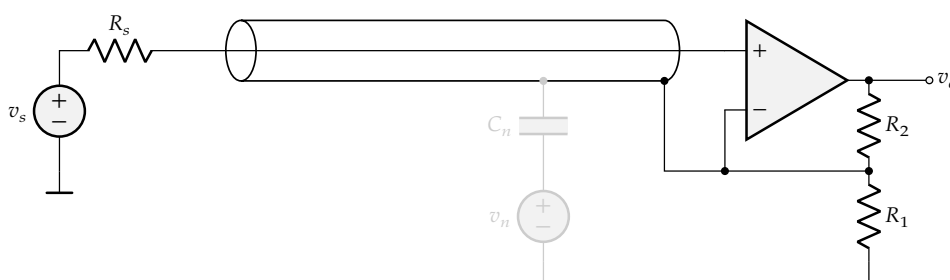
Het feit dat R_s klein is zorgt ervoor dat er weinig spanningsverlies zal ontstaan ten gevolge van de potentiometrische deling met de mantelweerstand en dat de tijdconstante $\tau = R_s \cdot 500 \text{ pF}$ nog aanvaardbaar klein zal zijn (bv. $R_s = 1 \text{ k}\Omega$ leidt tot $\tau = 0.5 \mu\text{s}$).

R_s groot Maar als R_s groot is (bv. $10 \text{ M}\Omega$) omdat we een hoogimpedante potentiaal willen meten (bv. op het menselijke lichaam), dan wordt de spanningsdeling A en de vertraging ten gevolge van het op- en ontladen van de condensator aanzienlijk!

$$A = \frac{100 \text{ M}\Omega}{100 \text{ M}\Omega + 10 \text{ M}\Omega} = 0.92$$

$$\tau = 50 \text{ ms}$$

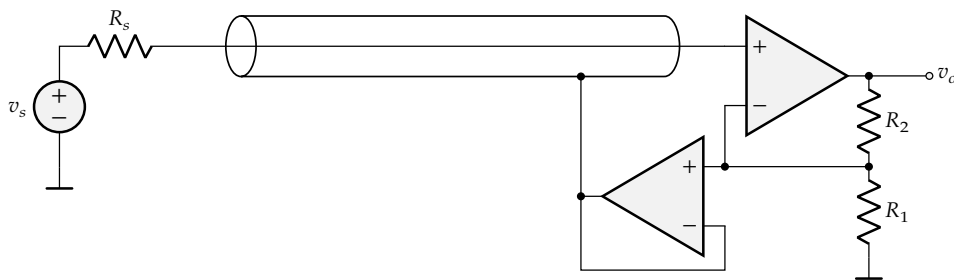
In dat geval sluiten we de afscherming beter aan op de negatieve klem van de opamp (negeer voorlopig de bron en de condensator in grijs), zoals hieronder aangegeven:



Op die manier bevindt de mantel zich op dezelfde potentiaal als de signaallijn die op de positieve klem van de opamp uitkomt. Dankzij de negatieve feedback zorgt de opamp immers voor een equipotentiaalverbinding tussen zijn positieve en negatieve klem. Aangezien er geen spanning meer staat over de condensator en de lekweerstand tussen signaallijn en mantel, treden de problemen van attenuatie en vertraging niet op. We noemen dergelijke aansluiting van de mantel een *guard* aansluiting.

Helaas ontstaat er nu een nieuw probleem, en dat is dat een ruisbron (van een elektrisch stoorveld) die capacitief gekoppeld is met de mantel (aangegeven in grijs op de bovenstaande figuur)

nu via de inverterende differentiator die ontstaat, de hoogfrequente ruis geweldig gaat versterken. Dit lossen we best op door de guard aansluiting te bufferen, zodat het differentiërende signaalpad onderdrukt wordt:



Deze manier om de mantel aan te sluiten noemen we een *driven guard* aansluiting. De alternatieve oplossing om een tweede afscherming te voorzien (zoals hieronder getekend) is minder courant.



C.1 Materiaaltechnologie

C.1.1 Elektromagnetische wetten:

	3D	1D
Ladingen, potentialen, velden, energie:		
Wetten van Maxwell:	$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon}$	$\frac{dE_x}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon}$
	$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$	$\frac{dB_x}{dx} = 0$
	$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$	—
	$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \vec{J}$	—
Definitie van potentiaal:	$-\vec{\nabla} V = \vec{E}$	$-\frac{dV}{dx} = E_x$
Wet van Poisson:	$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\epsilon}$	$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon}$
Stroom in kristallen:		
Drift en diffusie:	$\vec{J}_n = q\mu_n n \vec{E} + qD_n \vec{\nabla} n$	$J_{x,n} = q\mu_n n E_x + qD_n \frac{\partial n}{\partial x}$
	$\vec{J}_p = q\mu_p p \vec{E} - qD_p \vec{\nabla} p$	$J_{x,p} = q\mu_p p E_x - qD_p \frac{\partial p}{\partial x}$
met:	$D_{\bullet} = \frac{kT}{q} \mu_{\bullet}$	
Quasifermi-gradient:	$\vec{J}_n = \mu_n n \vec{\nabla} E_{Fn}$	$\vec{J}_{x,n} = \mu_n n \frac{\partial E_{Fn}}{\partial x}$
	$\vec{J}_p = \mu_p p \vec{\nabla} E_{Fp}$	$\vec{J}_{x,p} = \mu_p p \frac{\partial E_{Fp}}{\partial x}$
Geleidbaarheid:	$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p)$	

C.1.3 Natuurconstanten

Symbool	Betekenis	Waarde
q	lading van een elektron	$1.6022 \times 10^{-19} \text{ C}$
h	constante van Planck	$6.6261 \times 10^{-34} \text{ J/Hz}$
k	constante van Boltzmann	$1.3806 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ $8.6173 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$
ϵ_{vacuum}	nulpermittiviteit	$8.8542 \times 10^{-12} \text{ F/m}$
N_a	getal van Avogadro	6.0221×10^{23}
V_T	thermische spanning ($= kT/q$)	$25.851 \text{ mV (@300 K)}$

C.1.4 Halfgeleiders

Fermi-Dirac-verdeling en benadering:

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1} \quad n = \int_{E_C}^{+\infty} Z(E)f(E) dE \approx N_C f(E_C)$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} Z(E)(1-f(E)) dE \approx N_V(1-f(E_V))$$

Boltzmann Benadering:

$$f(E) = e^{-\frac{E-E_F}{kT}} \quad n = N_C e^{-\frac{E_C-E_F}{kT}}$$

$$p = N_V e^{-\frac{E_F-E_V}{kT}}$$

Intrinsiek materiaal in thermisch evenwicht:

$$n = n_i e^{\frac{E_F-E_i}{kT}} \quad n_i^2 = N_V N_C e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

$$n_i^2 \approx BT^3 e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad p = n_i e^{\frac{E_i-E_F}{kT}}$$

Intrinsiek materiaal in thermisch onevenwicht:

$$n = n_i e^{\frac{E_{F,n}-E_i}{kT}}$$

$$pn \leq n_i^2$$

$$p = n_i e^{\frac{E_i-E_{F,p}}{kT}}$$

Ongedopeerd halfgeleidermateriaal (bij kamertemperatuur $T = 300 \text{ K}$):

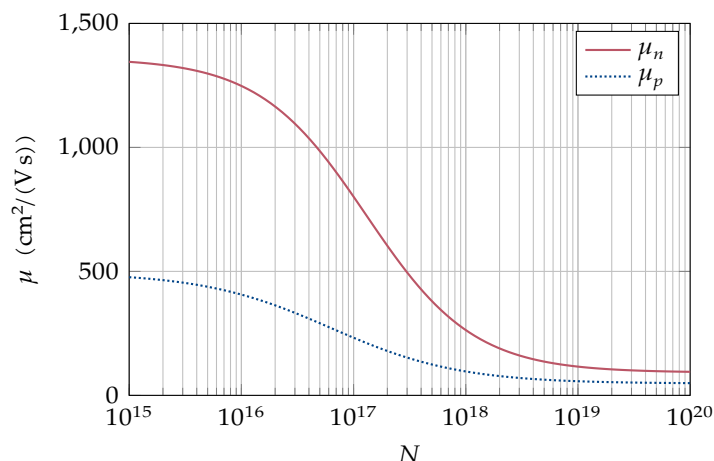
Materiaal	E_g eV	N_C $1/\text{cm}^3$	N_V $1/\text{cm}^3$	μ_n $(\text{cm}^2/(\text{Vs}))$	μ_p $(\text{cm}^2/(\text{Vs}))$	n_i $(1/\text{cm}^3)$	σ (S/cm)
Si	1.10	2.81×10^{19}	1.04×10^{19}	1360	495	1×10^{10}	2.97×10^{-6}
Ge	0.66	1.04×10^{19}	6×10^{18}	3900	1900	2.4×10^{13}	21.4×10^{-3}
GaAs	1.43	4.7×10^{17}	7.0×10^{18}	8500	400	1.8×10^6	3.42×10^{-9}

Gedopeerd halfgeleidermateriaal:

Acceptordopering Donordopering

$$p \approx N_A \quad p \approx \frac{n_i^2}{N_D}$$

$$n \approx \frac{n_i^2}{N_A} \quad n \approx N_D$$



C.2 PCB-technologie

Courante niet-SI eenheden:

Eenheid	Conversie		
Foot	1 ft	12 in	304.8 mm
Inch	1 in	1000 mil	25.4 mm
Mil	1 mil	0.001 in	25.4 μm
Ounce	1 oz		28.35 g

FR4-substraat:

Omschrijving	Dikte		Parameter	Symbool	Waarde
Dun	31 mil	0.78 mm	Dichtheid	ρ	1.85 g/cm ³
Normaal	62 mil	1.57 mm	Diëlektrische sterkte	$E_{\max}$	20 MV/m
Dik	93 mil	2.36 mm	Relatieve permittiviteit	ϵ_r	4.4
			Thermische uitzettingscoëfficiënt	α	< 0.01 %/K

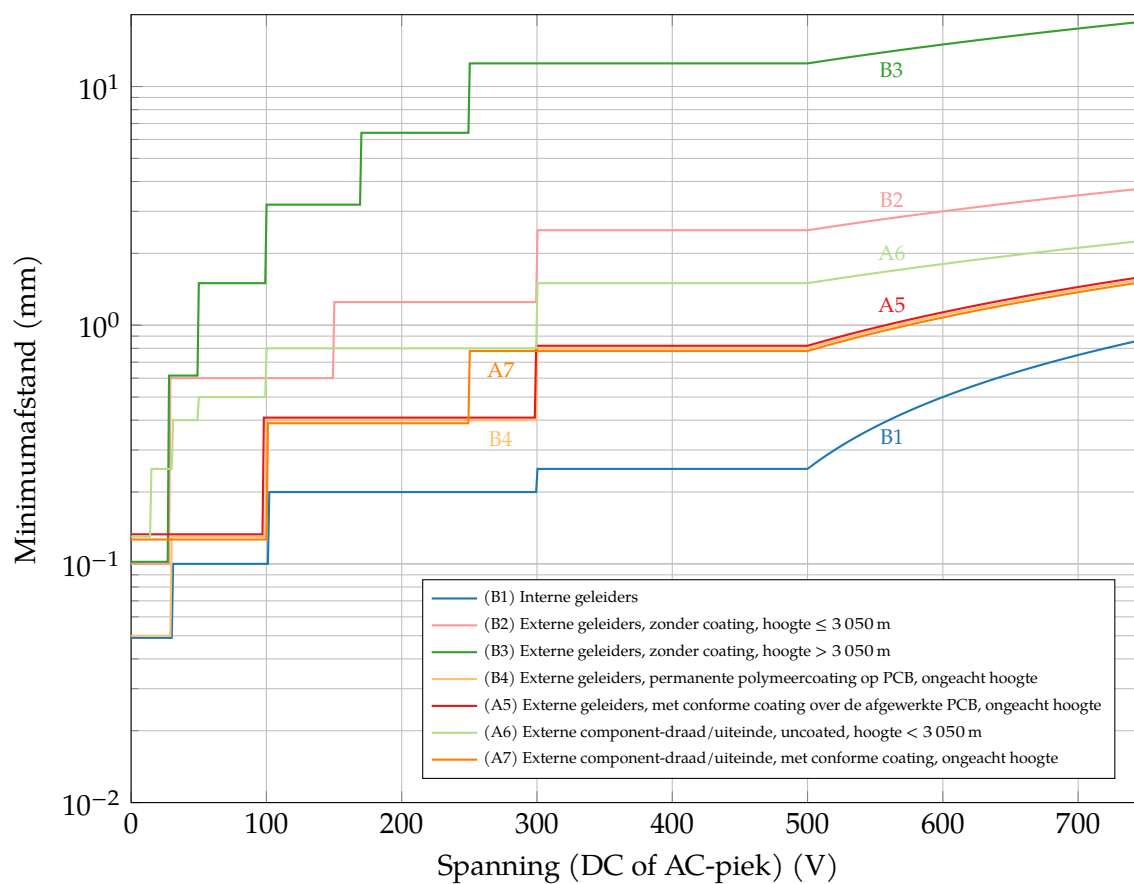
Koperbanen:

Hoeveelheid	Dikte		Vierkantsweerstand
	Imperial	SI	
$\frac{1}{3}$ oz/ft ²	0.47 mil	12 μm	1.50 mΩ/sq
$\frac{1}{2}$ oz/ft ²	0.69 mil	18 μm	1.00 mΩ/sq
1 oz/ft ²	1.37 mil	35 μm	0.50 mΩ/sq
2 oz/ft ²	2.74 mil	70 μm	0.25 mΩ/sq
3 oz/ft ²	4.11 mil	105 μm	0.33 mΩ/sq

Baanbreedtes (met $[A] = \text{mil}^2$):

$$I = k \cdot (\Delta T)^{0.44} \cdot A^{0.725} \quad \text{met} \quad k = \begin{cases} 0.048 & \text{aan de buitenzijde van de PCB-stack} \\ 0.024 & \text{aan de binnenzijde van de PCB-stack} \end{cases}$$

Afstanden:



C.3 Passieve componenten

C.3.1 Weerstand

$$\text{Model: } R = R_{ref} \cdot (1 \pm \delta) (1 + \alpha \cdot (T - T_{ref}))$$

Aanduiding:

- Kleurbanden:

Kleur	Beduidend cijfer B	Vermenigvuldiger V	Tolerantie δ (%)	T-coëfficiënt α (PPM/K)
zwart	0	1		250
bruin	1	10	1	100
rood	2	100	2	50
oranje	3	1 000		15
geel	4	10 000		25
groen	5	100 000	0.5	20
blauw	6	1 000 000	0.25	10
paars	7	10 000 000	0.1	5
grijs	8	100 000 000	0.05	1
wit	9	1 000 000 000		
goud		0.1	5	
zilver		0.01	10	
geen			20	

- E6/E12/E24/E48/E96: drie/vier cijfers (zie ook reeksen)

E24	
E12	
1.0	1.1
1.2	1.3
1.5	1.6
1.8	2.0
2.2	2.4
2.7	3.0
3.3	3.6
3.9	4.3
4.7	5.1
5.6	6.2
6.8	7.5
8.2	9.1

Reeks	Tolerantie δ
E12	10%
E24	5%
E48	2%
E96	1%

E96			
E48			
1.00	1.02	1.05	1.07
1.10	1.13	1.15	1.18
1.21	1.24	1.27	1.30
1.33	1.37	1.40	1.43
1.47	1.50	1.54	1.58
1.62	1.65	1.69	1.74
1.78	1.82	1.87	1.91
1.96	2.00	2.05	2.10
2.15	2.21	2.26	2.32
2.37	2.43	2.49	2.55
2.61	2.67	2.74	2.80
2.87	2.94	3.01	3.09
3.16	3.24	3.32	3.40
3.48	3.57	3.65	3.74
3.83	3.92	4.02	4.12
4.22	4.32	4.42	4.53
4.64	4.75	4.87	4.99
5.11	5.23	5.36	5.49
5.62	5.76	5.90	6.04
6.19	6.34	6.49	6.65
6.81	6.98	7.15	7.32
7.50	7.68	7.87	8.06
8.25	8.45	8.66	8.87
9.09	9.31	9.53	9.76

- EIA96: twee cijfers + letter

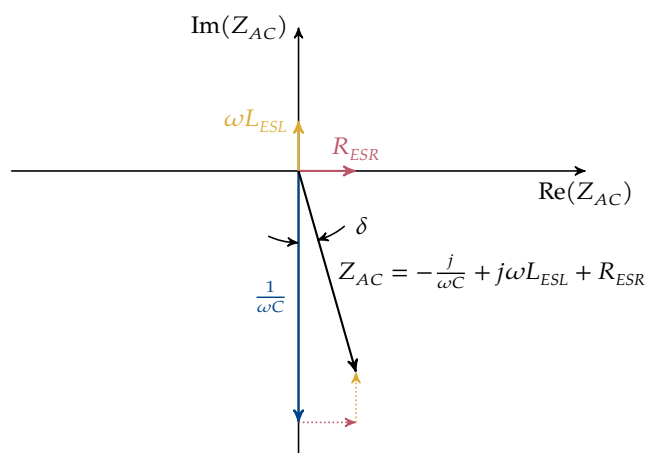
Letter	Vermenigvuldiger
Z	0.001
Y of R	0.01
X of S	0.1
A	1
B of H	10
C	100
D	1 000
E	10 000
F	100 000

Vermogens:

Verpakking	Max. Vermogen (mW)
2512	500
2010	250
1812	250
1210	250
1206	125
0805	100
0603	62
0402	62
0201	50

C.3.2 Condensatoren

Model: $C = C_{ref} \cdot (1 \pm \delta) \cdot (1 + \alpha \cdot (T - T_{ref}))$



- **dissipatiefactor** $\tan \delta = \frac{R_{ESR}}{\frac{1}{\omega C} - \omega L_{ESL}}$
- **kwaliteitsfactor** $Q = 1 / \tan \delta$

Aanduiding:

- Kleurbanden:

T-coëfficiënt α ppm/K	Kleur	Beduidend cijfer B	Vermenigvuldiger V	Tolerantie δ (%)	Max. spanning $V_{\max}$ (V)
0	zwart	0	1	20	
-30	bruin	1	10	1	100
-80	rood	2	100	2	200
-150	oranje	3	1 000	3	300
-220	geel	4	10 000	4	400
-330	groen	5	100 000	5	500
-470	blauw	6	1 000 000	6	600
-750	paars	7	10 000 000	7	700
30	grijs	8	100 000 000	8	800
± 500	wit	9	1 000 000 000	9	900
	goud		0.1	5	1 000
	zilver		0.01	10	2 000
	geen			20	500

- E6/E12/E24: drie cijfers (zie weerstanden) + (optioneel) tolerantieletter

Letter	Tolerantie	Letter	Tolerantie
B	$\pm 0.1\%$	J	$\pm 5\%$
C	$\pm 0.25\%$	K	$\pm 10\%$
D	$\pm 0.5\%$	M	$\pm 20\%$
F	$\pm 1\%$	Z	+80% / -20%
G	$\pm 2\%$		

(Merk op: C < 10 pF, dan tolerantie relatief t.o.v. 10 pF)

Spanningsopgave:

- aan de hand van de volgende aparte code:

Code	Spanning	Code	Spanning	Code	Spanning
0G	4.0 V	1J	63 V	2D	200 V
0L	5.5 V	0K	80 V	2P	220 V
0J	6.3 V	2A	100 V	2E	250 V
1A	10 V	2Q	110 V	2F	315 V
1C	16 V	2B	125 V	2V	350 V
1E	25 V	2C	160 V	2G	400 V
1H	50 V	2Z	180 V	2W	240 V

- aan de hand van een letter geplaatst voor of na de 3-cijferige waarde aanduiding:

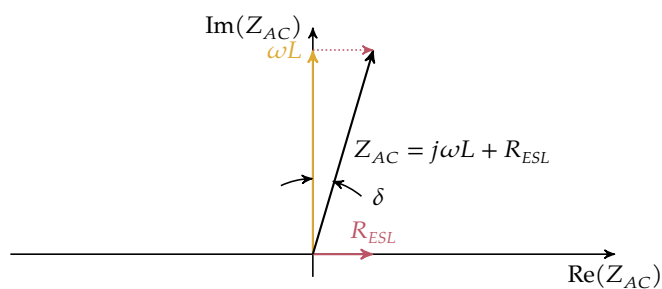
Code	Tolerantie	Code	Tolerantie
J	6.3 V	E	25 V
A	10 V	V	35 V
C	16 V	H	50 V
D	20 V		

Temperatuursbereik:

Letter	Cijfer		Letter	
X	10 °C	2	45 °C	A ±1.0 %
Y	−30 °C	4	65 °C	B ±1.5 %
Z	−55 °C	5	85 °C	C ±2.2 %
		6	105 °C	D ±3.3 %
		7	125 °C	E ±4.7 %
				F ±7.5 %
				P ±10.0 %
				R ±15.0 %
				S ±22.0 %
				T +22.0 %/−33 %
				U +22.0 %/−56 %
				V +22.0 %/−82 %

C.3.3 Spoelen

Model: $L = L_{ref} \cdot (1 \pm \delta) \cdot (1 + \alpha \cdot (T - T_{ref}))$



De verhouding tussen R_{ESL} en $j\omega L$ wordt dan vaak opgegeven als

- **dissipatiefactor** $\tan \delta = \frac{R_{ESL}}{\omega L}$
- **kwaliteitsfactor** $Q = 1 / \tan \delta$

Kleur	Beduidend cijfer B	Vermenigvuldiger V	Tolerantie δ (%)
zwart	0	1	
bruin	1	10	1
rood	2	100	2
oranje	3	1 000	
geel	4	10 000	
groen	5	100 000	0.5
blauw	6	1 000 000	0.25
paars	7	10 000 000	0.1
grijs	8	100 000 000	0.05
wit	9	1 000 000 000	
goud		0.1	5
zilver		0.01	10

Tolerantie:

Letter	Tolerantie	Letter	Tolerantie
B	$\pm 0.1\%$	J	$\pm 5\%$
C	$\pm 0.25\%$	K	$\pm 10\%$
D	$\pm 0.5\%$	M	$\pm 20\%$
F	$\pm 1\%$	G	$\pm 2\%$

C.4 Diode

Built-in spanning: $V_{bi} = -\frac{E_{bi}}{q} = \frac{\Delta E_p + \Delta E_n}{q}$ met $V_T = \frac{kT}{q}$

Injectie: $n = \frac{n_i^2}{N_A} \left(e^{\frac{v_D}{V_T}} - 1 \right)$ $p = \frac{n_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{v_D}{V_T}} - 1 \right)$

Modellen: Shockley model Veralgemeend model

$$I = I_S \left(e^{\frac{V_{vw}}{V_T}} - 1 \right) \quad I = I_S \left(e^{\frac{V_{vw}}{nV_T}} - 1 \right)$$

met: $I_S = qAn_i^2 \left(\frac{D_p}{N_D L_p} + \frac{D_n}{N_A L_n} \right) \approx CT^\gamma e^{-\frac{E_g}{kT}}$

$$\gamma \approx 3 \quad 1 \leq n \leq 2$$

Capaciteiten:

Depletie $C_s = \frac{\epsilon_{Si} A}{W_p + W_n}$ Diffusie $C_f = \frac{Q}{V_{vw}} = \frac{I \tau_a}{V_{vw}}$

Type-aanduiding:

JEDEC: 1 X <part-no>

X	Variant
C	chip-variant
N	verpakte variant

JIS: 1 S X <part-no>

X	Type
E	Diode
Q	LED
S	Signaaldiode
T	Lawinediode
V	Varactor/Varicap
Z	Zenerdiode

Pro-elektron: M T <part-no>

M	Materiaal
A	Germanium
B	Silicium
C	Galliumarsenide
D	Legeringen

T	Type
A	Signaaldiode
B	Varicap
Y	Gelijkrichterdiode
Z	Zenerdiode

Zonnecel/fotodetector:

$$i_D = I_S \left(e^{\frac{v_D}{V_T}} - 1 \right) - I_{SC}$$

met:

$$I_{SC} = qGA(L_p + L_n) \quad V_{OC} \approx V_T \ln \left(\frac{I_{SC}}{I_S} \right)$$

C.5 BJT

Stroom:

NPN

$$i_C = I_S \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \left(1 + \frac{v_{CE}}{V_A} \right)$$

$$i_B = I_{S,B} \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$I_S = A_E \frac{qn_i^2}{G_B}$$

$$I_{S,B} = A_E \frac{qn_i^2}{G_E}$$

$$G_B = \int_{-W_B}^0 \frac{p}{D_n} dx$$

$$G_E = \int_0^{W_E} \frac{n}{D_p} dx$$

PNP

$$i_C = -I_S \left(e^{-\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \left(1 - \frac{v_{CE}}{V_A} \right)$$

$$i_B = -I_{S,B} \left(e^{-\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$I_S = A_E \frac{qn_i^2}{G_B}$$

$$I_{S,B} = A_E \frac{qn_i^2}{G_B}$$

$$G_B = \int_{-W_B}^0 \frac{n}{D_p} dx$$

$$G_E = \int_0^{W_E} \frac{p}{D_n} dx$$

Capaciteiten:

Depletie

$$C_{s,BE} = \frac{\epsilon_{Si} A_E}{W_{BE}}$$

$$C_{s,BC} = \frac{\epsilon_{Si} A_C}{W_{BC}}$$

Diffusie

$$C_{f,BE} = \frac{Q_{F,B}}{v_{BE}} = \frac{qA_E W_B n_i^2 \left(e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} - 1 \right)}{2N_B v_{BE}}$$

$$C_{f,BC} = \frac{Q_{R,B}}{v_{BC}} = \frac{qA_C W_B n_i^2 \left(e^{\frac{v_{BC}}{V_T}} - 1 \right)}{2N_B v_{BC}}$$

Vereenvoudigde diffusiecapaciteit: $C_{f,BE} = g_m \tau_F$

Type-aanduiding:

JEDEC: 2 X <part-no>

X	Variant
C	chip-variant
N	verpakte variant

JIS: 2 S X <part-no>

XX	Type
A	PNP hoogfreq. t'or
B	PNP audiofreq. t'or
C	NPN hoogfreq. t'or
D	NPN audiofreq. t'or

Pro-elektron: M T <part-no>

M	Materiaal
A	Germanium
B	Silicium
C	Galliumarsenide
D	Legeringen

T	Type
C	audiofreq. laagvermogen'tor
D	audiofreq. vermogen'tor
F	hoogfreq. laagvermogen'tor
L	hoogfreq. vermogen'tor
S	laagvermogen schakelt'or
U	hoogvermogen schakelt'or

Kleinsignaalparameters:

$$g_m = \frac{I_C}{V_T} \quad r_\pi = \frac{\beta_F}{g_m} \quad r_o = \frac{V_A + V_{CE}}{I_C}$$

$$c_\mu = C_{s,BC} \quad c_\pi = C_{s,BE} + C_{f,BE}$$

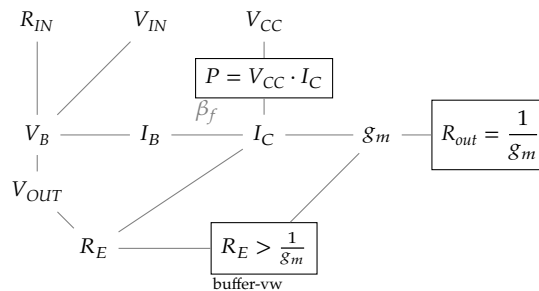
Kleinsignaalparameters v/d BJT

Buffer/levelshifter:

$$A_v = \frac{\frac{1}{r_\pi} + g_m + s c_\pi}{\frac{1}{r_\pi} + g_m + s c_\pi + \frac{1}{r_o} + \frac{1}{R_E}} \approx 1 \quad (\text{if } R_E \gg 1/g_m)$$

$$R_{in} = r_\pi + (R_E \parallel r_o) (1 + \beta_F)$$

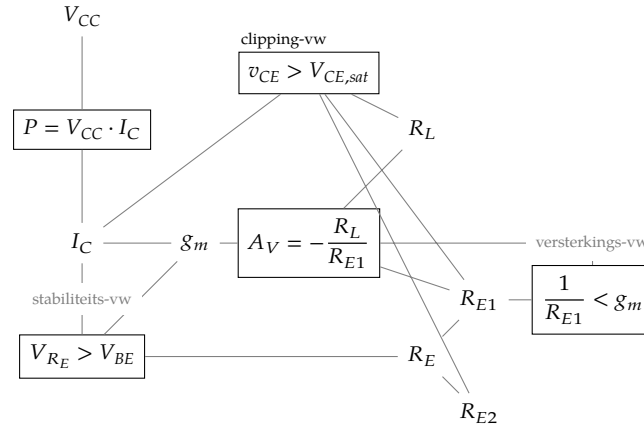
$$R_{out} = \frac{r_\pi \parallel R_E \parallel r_o}{1 + g_m(r_\pi \parallel R_E \parallel r_o)}$$



Common-emitterversterker:

$$A_{v,LF} = \frac{g_\pi g_o - g_m G_E}{g_\pi (g_o + G_L) + g_m G_L + G_E (g_o + G_L) + g_o G_L} \approx -\frac{g_m G_E}{G_L (g_m + G_E)}$$

$$A_v(s) = -\frac{G_E g_m - s(c_\mu (G_E + 2g_m) - s^2 c_\mu c_\pi)}{G_L (G_E + g_m) - g_m g_o + s(G_E c_\mu + G_L c_\pi) + s^2 c_\mu c_\pi}$$



C.6 FET

Stroom zonder snelheidsverzadiging:

- NMOS

$$i_D = \begin{cases} 0 & \text{als } v_{GS} \leq 0 & (\text{af}) \\ \mu_{ns} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \left(v_{GS} - m \frac{v_{DS}}{2} \right) v_{DS} & \text{als } v_{GS} \geq 0 \text{ en } v_{DS} \leq v_{DSsat} & (\text{lineair}) \\ \mu_{ns} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \frac{v_{GS}^2}{2m} & \text{als } v_{GS} \geq 0 \text{ en } v_{DS} \geq v_{DSsat} & (\text{saturatie}) \end{cases}$$

$$\text{met: } v_{GS} = v_{GS} - V_t, \quad v_{DSsat} = \frac{v_{GS}}{m} \quad \text{en} \quad i_{DSat} = \mu_{ns} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \frac{m v_{DSsat}^2}{2}$$

- PMOS

$$i_D = \begin{cases} 0 & \text{als } v_{GS} \geq 0 & (\text{af}) \\ -\mu_{ps} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \left(v_{GS} - m \frac{v_{DS}}{2} \right) v_{DS} & \text{als } v_{GS} \leq 0 \text{ en } v_{DS} \geq v_{DSsat} & (\text{lineair}) \\ -\mu_{ps} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \frac{v_{GS}^2}{2m} & \text{als } v_{GS} \leq 0 \text{ en } v_{DS} \leq v_{DSsat} & (\text{saturatie}) \end{cases}$$

$$\text{met: } v_{GS} = v_{GS} - V_t, \quad v_{DSsat} = \frac{v_{GS}}{m} \quad \text{en} \quad i_{DSat} = -\mu_{ps} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{oxe}} \frac{W}{L} \frac{m v_{DSsat}^2}{2}$$

Merk op: voor handberekeningen met discrete transistoren, stellen we doorgaans $m = 1$.

Stroom met snelheidsverzadiging:

- NMOS

$$i_D = \begin{cases} 0 & \text{als } v_{GS} \leq 0 & (\text{af}) \\ \mu_{ns} C_{oxe} \frac{W}{L} \frac{\left(v_{GS} - m \frac{v_{DS}}{2} \right) v_{DS}}{1 + \frac{v_{DS}/L}{E_{crit}}} & \text{als } v_{GS} \geq 0 \text{ en } v_{DS} \leq v_{DSsat} & (\text{lineair}) \\ \mu_{ns} C_{oxe} \frac{W}{L} \frac{v_{GS}^2}{2m} \frac{1 - \frac{LE_{crit}}{2(v_{GS}/m + LE_{crit})}}{\frac{1}{2} + \frac{v_{GS}}{mLE_{crit}}} & \text{als } v_{GS} \geq 0 \text{ en } v_{DS} \geq v_{DSsat} & (\text{saturatie}) \end{cases}$$

$$\text{met: } v_{GS} = v_{GS} - V_t, \quad v_{DSsat} = \frac{v_{GS}}{m} \parallel LE_{crit}$$

- PMOS

$$i_D = \begin{cases} 0 & \text{als } v_{GS} \geq 0 & \text{(af)} \\ -\mu_{ns} C_{oxe} \frac{W}{L} \frac{(v_{GS} - m \frac{v_{DS}}{2}) v_{DS}}{1 - \frac{v_{DS}}{E_{crit} L}} & \text{als } v_{GS} \leq 0 \text{ en } v_{DS} \geq v_{DSsat} & \text{(lineair)} \\ -\mu_{ns} C_{oxe} \frac{W}{L} \frac{v_{GS}^2}{2m} \frac{1 + \frac{2(v_{GS}/m - LE_{crit})}{1 - \frac{v_{GS}}{mLE_{crit}}}}{1 - \frac{v_{GS}}{mLE_{crit}}} & \text{als } v_{GS} \leq 0 \text{ en } v_{DS} \leq v_{DSsat} & \text{(saturatie)} \end{cases}$$

met: $v_{GS} = v_{GS} - V_t$, $v_{DSsat} = \frac{v_{GS}}{m} \parallel (-LE_{crit})$

Channel length modulation:

- NMOS: $i_{D,CLM} = i_D(1 + \lambda v_{DS})$
- PMOS: $i_{D,CLM} = i_D(1 - \lambda v_{DS})$

Type-aanduiding:

JEDEC: 2 X <part-no>

X	Variant
C	chip-variant
N	verpakte variant

JIS: 2 S X <part-no>

XX	Type
G	P-channel FET
K	N-channel FET

Pro-elektron: M T <part-no>

M	Materiaal
A	Germanium
B	Silicium
C	Galliumarsenide
D	Legeringen

T	Type
C	audiofreq. laagvermogen'tor
D	audiofreq. vermogen'tor
F	hoogfreq. laagvermogen'tor
L	hoogfreq. vermogen'tor
S	laagvermogen schakelt'or
U	hoogvermogen schakelt'or

Kleinsignaalparameters:

$$g_m = \frac{2I_D}{V_{GS}}, \quad r_o = \frac{1 + \lambda V_{DS}}{\lambda I_D}$$

$$c_{gd} = C_{GDO} \cdot W, \quad c_{gs} = \frac{2}{3} \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} WL + C_{GSO} \cdot W$$

Kleinsignaalparameters v/d BJT

Uit datasheet ook:

$$c_{gs} = C_{iss} - C_{rss}$$

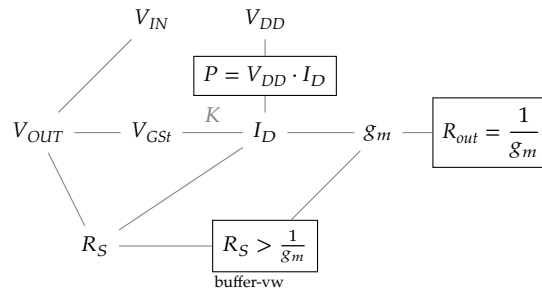
$$c_{ds} = C_{oss} - C_{rss}$$

$$c_{gd} = C_{rss}$$

Buffer/levelshifter:

$$A_v = \frac{g_m + s c_{gs}}{g_m + s(c_{gs} + c_{ds}) + \frac{1}{r_o} \parallel \frac{1}{R_S}} \approx 1 \quad \text{if } (R_S \gg 1/g_m)$$

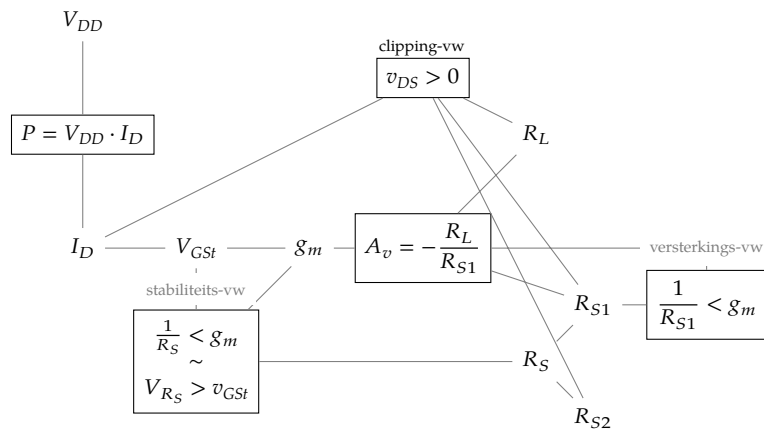
$$R_{in} = +\infty, \quad R_{out} = \frac{R_S \parallel r_o}{1 + g_m(R_S \parallel r_o)}$$



Common-source versterker:

$$A_{v,LF} = -\frac{g_m G_S}{g_m G_L + G_S(g_o + G_L) + g_o G_L} \approx -\frac{g_m G_S}{G_L(g_m + G_S)}$$

$$A_V(s) = \frac{-G_S g_m + s((G_S + 2g_m)c_{gd} + c_{gs}g_o) + s^2 c_{ds}c_{gs}}{G_L g_m + G_L G_S + s((G_L + G_S)c_{ds} + G_L c_{gs}) + s^2 c_{ds}c_{gs}}$$



C.7 Opamps

geen formules

C.8 Instrumentatieversterkers

geen formules

Bibliografie

- [CDK87] Leon O. Chua, Charles A. Desoer, and Ernest S. Kuh. *Linear and Nonlinear Circuits*. McGraw-Hill Book Company, 1987.
- [CL75] Leon O. Chua and Pen-Min Lin. *Computer-aided analysis of Electronic Circuits: Algorithms and Computational Techniques*. Prentice Hall, 1975.
- [Dar76] Gobind Daryanani. *Principles of active network synthesis and design*. John Wiley & Sons, 1976.
- [EM20] Robert W. Erickson and Dragan Maksimović. *Fundamentals of Power Electronics*. Springer Nature Switzerland AG, 3rd edition, 2020.
- [Flo18] Thomas L. Floyd. *Electronic Devices, Conventional Current Version*. Pearson Education, 2018.
- [GHLM] Paul R. Gray, Paul J. Hurst, Stephen H. Lewis, and Robert G. Meyer. *Analysis and Design of Analog Integrated Circuits*. John Wiley & Sons, 5th edition.
- [Gia16] Douglas C. Giancoli. *Physics, Principles with Applications, Global Edition*. Pearson Education, 7th edition, 2016.
- [GR80] Robert A. Gabel and Richard A. Roberts. *Signals and Linear Systems*. John Wiley & Sons, 2nd edition, 1980.
- [Hu09] Chenming Calvin Hu. *Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits*. Pearson Education, 2009. (online available on <https://www.chu.berkeley.edu/modern-semiconductor-devices-for-integrated-circuits-chenming-calvin-hu-2010/>).
- [IPC03] Association Connecting Electronics IPC. Ipc-2221a — generic standard on printed board design. (can be orderd on <http://www.ipc.org>), 2003.
- [LS94] Kenneth R. Laker and Willy M.C. Sansen. *Design of Analog Integrated Circuits and Systems*. McGraw-Hill Book Company, 1994.
- [MG87] Jacob Millman and Arvin Grabel. *Microelectronics*. McGraw-Hill Book Company, 1987.
- [Mor16] Ralph Morrison. *Grounding and Shielding*. John Wiley & Sons, 5th edition, 2016.
- [Ric83] Alan Rich. Shielding and guarding — how to exclude intereference-type noise — what to do and why do it — a rational approach. *Analog Dialogue*, 17(1), 1983.
- [Sel66] G. Selinger. *Basic Matrix Analysis and Synthesis*. Pergamon Press, 1966.
- [SLN21] SimonM. Sze, Yiming Li, and Kwok K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 4th edition, 2021.

- [VV60] Mac Elwyn Van Valkenburg. *Introduction to modern network synthesis*. John Wiley & Sons, 1960.

-
- accumulatie, *zie* MIS-condensator, accumulatie
 - afscherming, 307
 - guard aansluiting, 309
 - hoe aansluiten, 308
 - principe, 307
 - Atalla, Mohamed, 200
 - atomen, 4–12
 - avalanche-effect, 117
 - bandenstructuur
 - ontstaan, 13
 - vulling, 14
 - bipolaire junctietransistor, *zie* BJT
 - BJT, 147
 - afleiding van de karakteristieken, 155
 - basisconfiguraties en versterkingsfactoren, 165
 - basisschakelingen, 181
 - common-emitter kleinsignaalversterker, 184
 - emittervolger, 183
 - schakelaar, 181
 - vermogenversterker, 190
 - basisschakelingen), 193
 - breakdown, 167
 - spanning, 167
 - stroom, 168
 - temperatuur, 168
 - vermogen, 168
 - capaciteiten, 163
 - conventies, 148
 - discrete component, 176
 - behuizingen, 176
 - type-aanduiding, 179
 - gebruik, 149
 - geschiedenis, 149
 - grootsignaal, 169
 - Gummelgetallen, 158, 160
 - kleinsignaal, 171
 - kwalitatieve beschrijving, 150
 - kwantitatieve beschrijving, 153
 - ladingsopslag, 161
 - maximumwaarden, 167
 - modellen, 169
 - naamgeving, 149
 - opbouw, 148, 150
 - parameters, 169
 - speciale BJTs, 193
 - Darlington-paar, 193
 - drifttransistor, 194
 - fototransistor, 194
 - HBT, 193
 - Schottky transistor, 194
 - Sziklai-paar, 193
 - symbolen, 194
 - transittijd, 161
 - types, 147
 - Bohr, Niels Hendrik David, 5
 - Bose, Satyendra Nath, 5
 - BSIM model, 232
 - Chadwick, James, 5
 - channel length modulation, 222
 - condensatoren, 74
 - maximumwaarden, 86
 - model, 75
 - principe, 74
 - temperatuursafhankelijkheid, 86
 - THT en SMT, 77
 - types, 77
 - variabele, 87
 - vaste, 74
 - waarde-aanduiding, 83
 - waarden, 81
 - de Broglie, Louis, 5
 - depletie, *zie* MIS-condensator, depletie, *zie* MIS-condensator,
 - inversie
 - diëlektrica, 42–44
 - diode
 - als discrete component, 122
 - avalanche, 117
 - breakdown, 115
 - breedte van de depletielaag, 110
 - depletiegebied, 97
 - energiebandendiagrammen, 99
 - ideale diode, 96
 - junctiecapaciteit, 113
 - depletiecapaciteit, 113
 - diffusiecapaciteit, 114
 - kwalitatieve beschrijving, 96
 - lawine, 117
 - modellen
 - grootsignaal, 120
 - kleinsignaal, 118
 - opbouw, 96
 - ruimteladingsdubbellaag, 97
 - speciale diodes, 124–144
 - fotodiode, 125
 - laserdiode, 137
 - LED, 137
 - Ohms contact, 141

- Schottky diode, 141
- zonnelcel, *zie* zonnecel
- stroom-spanningskarakteristiek, 103
- symbolen, 144
- temperatuursafhankelijkheid, 108
- varactor, 113
- Zener, 116
- Dirac, Paul Adrien Maurice, 5
- drain-induced barrier lowering, 223
- Early effect, 160, 223
- Early, James, 160
- Early, James, 160
- Ebers, Jewell, 171
- Einstein, Albert, 5
- elektrische inductie, 307
- elektronen
 - eenvoudig mentaal model, 6
 - excitatie en terugval, 11
 - golffuncties, 9
 - golfkarakter, 7
 - orbitalen, 9
 - actieve en niet actieve, 12
 - vulling, 8
- elektronendichtheid, *zie* ladingsdragersdichtheid
- Fermi, Enrico, 5
- Fermi-niveau
 - macroscopische betekenis, 21
 - microscopische betekenis, 14
- FET, 197
 - basisconfiguraties, 227
 - basisschakelingen, 242
 - common source kleinsignaalversterker, 245
 - schakelaar, 242
 - sourcevolger, 244
 - vermogenversterker, 252
 - basisschakelingen), 253
 - breakdown, 228
 - spanning, 228
 - stroom, 229
 - temperatuur, 230
 - vermogen, 230
 - conventies, 198
 - discrete component, 237
 - behuizingen, 238
 - opbouw, 237
 - type-aanduiding, 241
 - gebruik, 200
 - geschiedenis, 200
 - kwalitatieve beschrijving, 201
 - kwantitatieve beschrijving, 203
 - maximumwaarden, 228
 - MIS-condensator, 203
 - modellen, 231
 - grootsignaal, 231
 - kleinsignaal, 233
 - MOS-transistor, 210
 - channel length modulation, 222
 - drain-induced barrier lowering, 223
 - kanaallengtemodulatie, 222
 - model met snelheidsverzachiging, 216
 - model zonder snelheidsverzachiging, 210
 - naamgeving, 200
 - opbouw, 201
 - principiële werking, 197
 - symbolen, 254
 - symbool, 198
 - types, 197
 - versterkingsfactoren, 227
- fotodiode, 125
 - werkingspunt, 133
- gatendichtheid, *zie* ladingsdragersdichtheid
- geleiders, 31–34
 - signaaltoepassingen, 33
 - vermogen-toepassingen, 33
- geleiders, halfgeleiders en isolatoren, 23
- generatie, *zie* generatie en recombinatie
- generatie en recombinatie, 15
 - generatie, optisch, 16
 - generatie, thermisch, 15
- recombinatie, 17
 - Auger, 17
 - radiatief, 17
- guard aansluiting
 - seeafscherming, 309
- Gummel, Hermann, 160
- Gummel-Poon model, 171
- halfgeleiders, 34–42
- hybride- π model, 172, 233
- instrumentatieversterker, 283
 - afscherming, 293
 - discrete component, 291
 - extra aandachtspunten, 293
 - gewone verschilversterker, 284
 - ontstaan, 286
 - terugkeerpad, 294
- isolatoren, 42–44
- Kahng, Dawon, 200
- kristallen, 12–22
- ladingsdragersdichtheid
 - Boltzmann-benadering, 18
 - Fermi-Dirac verdeling, 17
- ladingsopslag, 161
- Laserdiode, 137
- lawine-effect, 117
- LED, 137
 - kleuren, 138

- principe en symbool, 137
- schakelingen, 139
- verpakking, 138
- Lilienfeld, Julius, 200
- Meyer model, 232
- MIS-condensator, *zie* FET, MIS-condensator
 - accumulatie, 206
 - depletie, 206
 - dikte van het diëlektricum, 209
 - in rust, 204
 - werking(, 204
 - werking), 208
 - inversie, 207
 - mobiliteit in inversie, 209
 - vlakke band, 206
- Moll, John, 171
- MOS model, 232
- MOS-transistor, *zie* FET, MOS-transistor
- Ohms contacten, 141
- opamp
 - bandbreedte
 - inverterende versterker, 267
 - niet-inverterende versterker, 266
 - biasstromen, 272
 - biasstroomcompensatie, 274
 - common-mode gedrag, 259
 - CMRR, 260
 - definities, 259
 - in vergelijking met differentieel gedrag, 259
 - waarom ongewenst, 260
 - frequentie-afhankelijke versterking, 263
 - in gesloten lus, 266
 - in open lus, 263
 - ideale opamp, 256
 - ingangsbereik, 270
 - ingangsimpedantie, 275
 - met terugkoppeling, 276
 - zonder terugkoppeling, 275
 - input offsetspanning, 271
 - inverterende versterker
 - ingangsimpedantie, 278
 - uitgangsimpedantie, 279
 - niet-idealiteiten, overzicht, 258
 - niet-inverterende versterker
 - ingangsimpedantie, 276
 - uitgangsimpedantie, 277
 - offsetcompensatie, 271
 - PSRR, 261
 - rail-to-rail, *zie* ingangsbereik of uitgangsbereik
 - reële opamp, 257
 - slew rate, 269
 - stijgsnelheid, 269
 - uitgangsbereik, 270
 - uitgangsimpedantie, 275
 - met terugkoppeling, 276
 - zonder terugkoppeling, 275
 - orbitalen, *zie* elektronen, orbitalen
- passieve componenten, 61
 - behuizing en vorm, 61
 - condensatoren, *zie* condensatoren
 - spoelen, *zie* spoelen
 - surface mounted technology, 62
 - through-hole technology, 62
 - weerstand, *zie* weerstanden
- Pauli, Wolfgang Ernst, 5
- PCB, *zie* printed circuit boards
- Planck, Max Karl Ernst Ludwig, 5
- printed circuit boards, 48–59
 - aantal lagen, 50
 - baanafstanden, 51
 - baanbreedtes, 51
 - design rules, 51
 - geleiders, 49
 - maximale spanning, 52
 - maximale stroom, 52
 - opbouw, 50
 - soldeerflux, 58
 - soldeerproces, 58
 - soldeertin, 57
 - soldeerverbindingen, 57
 - standaardterminologie, 50
 - substraat, 48
 - surface-mount technology, 56
 - through-hole-technology, 56
- quantumefficiëntie, 130
- recombinatie, *zie* generatie en recombinatie
- Rutherford, Ernest, 5
- Schichman-Hodges model, 232
- Schottky diode, 141
- Schrödinger vergelijking, 7
- Schrödinger, Erwin, 5
- silicium, 34
 - gedopeerd, 36
 - energieniveaus, 39
 - geleidbaarheid, 40
 - ongedopeerd, 34
 - geleidbaarheid, 35
 - kristalstructuur, 34
- spanning in kristallen, 30
- spoelen, 88
 - maximumwaarden, 93
 - model, 89
 - principe, 88
 - temperatuursafhankelijkheid, 93
 - THT en SMT, 90
 - types, 90
 - waarde-aanduiding, 91

- waarden, 91
- stroom in kristallen, 25–29
 - diffusiestroom, 26
 - driftstroom, 26
 - termische beweging, 25
 - totale stroom, 29
- thermisch (on)evenwicht), 19
- Thomson, Joseph John, 5
- transittijd, 161
- varactor, 113
- varicap, 113
- VBIC model, 171
- veldeffecttransistor, *zie* FET
- weerstand, 63
 - maximumwaarden, 70
 - model, 64
 - principe, 63
 - temperatuursafhankelijkheid, 70
 - THT en SMT, 64
 - types, 64
 - variabele, 71
 - vaste, 63
 - waarde-aanduiding, 66
 - waarden, 66
- Zener effect, 116
- zonnecel, 125
 - invloed van halfgeleidermateriaal, 129
 - kwalitatieve beschrijving, 125
 - mono-, polykristallen of amorph, 130
 - schakelingen (serie en parallel), 135
 - stroom-spanningskarakteristiek, 126
 - temperatuursinvloed, 133
 - werkingspunt, 131

