



Nadruk verboden 1

Halfgeleiderlektronica Les 1

Inleiding

Reeds lang is bekend dat de materie ~~niet~~ oneindig deelbaar is, maar bestaat uit kleine deeltjes. De kleine deeltjes, waarin een stof kan voorkomen met behoud van alle eigenschappen noemen we moleculen.

Een molecuul kan weer worden onderverdeeld in atomen, welke onderling niet dezelfde eigenschappen behoeven te bezitten. Zijn de atomen, waaruit een molecuul is opgebouwd van verschillende soort, dan spreekt men van scheikundige verbinding; zijn de atomen van eenzelfde soort dan spreekt men van een element.

De atomen van verschillende soort hebben ook een verschillend gewicht. Als eenheid van atoomgewicht heeft men dat van het atoomwaterstof (H) genomen. Bij een vergelijk van de verschillende atoomgewichten tot het atoom Waterstof blijken deze zich als gehele getallen te verhouden. Zo is het atoomgewicht van zuurstof 16 en van koper 64.

Atomen blijken op hun beurt weer te zijn opgebouwd uit enige deeltjes, die te groeperen zijn in drie soorten, welke onderling afwijkende eigenschappen hebben. Deze verschillende eigenschappen hebben die deeltjes te danken aan de afwijkende elektrische toestand waarin zij zich bevinden. We onderscheiden:

1. Elektronen, welke een negatieve elektrische lading bezitten.
2. Protonen, welke een positieve elektrische lading hebben.
3. Neutronen, die geen elektrische lading hebben.

De protonen zijn veel (1836x) zwaarder dan de elektronen, terwijl neutronen eenzelfde gewicht hebben als de protonen. Een proton bezit even veel positieve elektrische lading als een elektron negatieve elektrische lading bezit.

In het atoom onderscheiden we een kern, waarin de protonen en neutronen zijn geconcentreerd. Om de kern heen bewegen zich de elektronen. De bijdrage tot het atoomgewicht van de elektronen is praktisch te verwaarlozen. De kern bezit altijd evenveel protonen als er elektronen in het atoom voorkomen. Het gehele atoom is elektrisch in evenwicht, dus neutraal.

De elektronen, behorende bij een bepaalde atoom, bewegen zich in bepaalde bolvormige of ellipsvormige vlakken om de kern. Deze vlakken, waarin de elektronen zich bewegen noemt men schillen. Deze schillen onderscheiden we door ze, vanaf de kern gerekend, aan te duiden met K-schil, L-schil tot en met P-schil. Zo heeft waterstof slechts één elektron in de K-schil, zuurstof 2 elektronen in de K-schil en 6 in de L-schil, koper in de K-schil 2 en L-schil 8, in M-schil 18 en in de N-schil 1 elektron. In de bijgaande tabel is een gedeelte van het zogenaamde periodieke stelsel weergegeven. In deze opsomming van verschillende elementen is tevens het aantal elektronen, dat per schil voorkomt, vermeld. Let wel, dat het nummer van het element gelijk is aan het totale aantal elektronen per atoom.

De K-schil kan maximaal 2 elektronen bevatten, terwijl elke volgende schil, als deze als buitenste schil fungeert maximaal 8 elektronen kan bevatten.

De bezetting in de buitenste schil van een atoom bepaalt in grote mate de mogelijkheid tot verbinding met een ander atoom. Vandaar dat de elektronen bezetting van de buitenschil gebruikt wordt om de waardigheid of valentie aan te geven.

Hg 2

Men geeft in het algemeen bij atomen met een klein aantal elektronen in de buitenste schil de valentie aan door de elektronen bezetting daarvan te vermelden. Dus is de valentie van waterstof (1), van aluminium (3) en van zink (2). Is de bezetting van de buitenschil groot, dus 7 of 8, dan vermeldt de valentie het aantal ontbrekende elektronen vergeleken bij een bezetting van 8 elektronen maximaal. Bij een bezetting van 4, 5 of 6 elektronen in de buitenschil, zijn beide valentiesaanduidingen mogelijk.

Ter nadere oriëntering vermelden we hierna nog enige getallen, betrekking hebbende op het atoom.

De afmetingen van een atoom zijn van de grootte orde van 10^{-8} cm, terwijl de afmetingen van de kern in de orde van grootte van 10^{-13} cm liggen. We zien eruit dat de elektronen, die zich in het atoom, buiten de kern bewegen relatief een bijzonder grote ruimte ter beschikking hebben.

Voor de massa van een atoom zijn de volgende getallen bekend.

De massa van een proton is $1,672 \cdot 10^{-27}$ kg.

" " " " neutron " $1,672 \cdot 10^{-27}$ kg.

" " " " elektron " $9,1071 \cdot 10^{-31}$ kg.

De elektrische lading van een proton is $1,602 \cdot 10^{-19}$ Coulomb, van een elektron eveneens $1,602 \cdot 10^{-19}$ Coulomb, terwijl een neutron geen lading bezit.

Daar in dit deel van de wetenschap, de joule een veel te grote energie eenheid is; gebruikt men hier de elektronvolt. Dit is de energietoename van een elektron dat een spanning van 1 Volt doorloopt. Is de lading van een elektron, dan zal bij het doorlopen van 1 volt een energie nodig zijn van $e \cdot 1 = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Joule. Hieruit volgt dat een elektron volt (afgekort teV) is $1,602 \cdot 10^{-19}$ Joule.

De mate van binding van een elektron met de kern, hangt samen met het aantal elektronen in de buitenste schil en het aantal bezette schillen. Bevindt zich in de buitenschil 1 of 2 elektronen dan zal een elektron zich gemakkelijk van het atoom losmaken en zich door de stof gaan bewegen. Men spreekt dan van vrije elektronen. Dergelijke stoffen zullen ook gemakkelijk elektriciteit geleiden.

Bij koper is op deze wijze 1 elektron per 2 atomen als vrij elektron te beschouwen. 1 cm^3 koper weegt $9 \cdot 10^{-3}$ kg. Het atoomgewicht van koper is 64. 1 atoom koper weegt dus $64 \times 1,672 \cdot 10^{-27}$ kg. In 1 cm^3 koper bevinden zich dus

$$\frac{9 \cdot 10^{-3}}{64 \times 1,672 \cdot 10^{-27}} = 84 \cdot 10^{21} \text{ atomen.}$$

Per cm^3 zijn dus $\frac{1}{2} \times 84 \cdot 10^{21} = 42 \cdot 10^{21}$ elektronen als vrije elektronen te beschouwen, dit wil zeggen dat dit aantal elektronen tot beweging in staat is. Het hangt natuurlijk van de werkzame veldsterkte af, of zij inderdaad in beweging zullen komen. Veronderstellen we nog even dat zij allen in beweging zijn, dan wordt per cm^3 een lading verplaatst van

$$42 \cdot 10^{21} \times 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Coulomb/cm}^3 = 6728 \text{ Coulomb/cm}^3.$$



HILVERSUM

HalfgeleiderlektronikaGedeeltelijke tabel van elektronenbezetting

Element No	Symbool	Aantal elektronen in de schillen						Naam van het element
		K	L	M	N	O	P	
1	H	1						1 Waterstof (hydrogenium)
2	He	2						2 Helium
3	Li	2	1					3 Lithium
4	Be	2	2					4 Beryllium
5	B	2	3					5 Berium
6	C	2	4					6 Koolstof (Carbonium)
7	N	2	5					7 Stikstof (Nitrogenium)
8	O	2	6					8 Zuurstof (Oxygenium)
9	F	2	7					9 Fluor
10	Ne	2	8					10 Neon
11	Na	2	8	1				11 Natrium
12	Mg	2	8	2				12 Magnesium
13	Al	2	8	3				13 Aluminium
14	Si	2	8	4				14 Silicium
15	P	2	8	5				15 Fosfor (Phosphorus)
16	S	2	8	6				16 Zwavel (Sulfer)
17	Cl	2	8	7				17 Chloor
18	Ar	2	8	8				18 Argon
19	K	2	8	8	1			19 Kalium
20	Ca	2	8	8	2			20 Calcium
24	Cr	2	8	13	1			24 Chroom
25	Mn	2	8	13	2			25 Mangaan
26	Fe	2	8	14	2			26 IJzer (Ferrum)
28	Ni	2	8	16	2			28 Nikkel
29	Cu	2	8	18	1			29 Koper (Cuprum)
30	Zn	2	8	18	2			30 Zink
31	Ga	2	8	18	3			31 Gallium
32	Ge	2	8	18	4			32 Germanium
33	As	2	8	18	5			33 Arsenicum
35	Br	2	8	18	7			35 Broom
36	Kr	2	8	18	8			36 Krypton
47	Ag	2	8	18	18	1		47 Zilver (Argentum)
49	In	2	8	18	18	3		49 Indium
50	Sn	2	8	18	18	4		50 Tin (Stannum)
51	Sb	2	8	18	18	5		51 Antimoon (Stibium)
53	J	2	8	18	18	7		53 Jodium
54	X	2	8	18	18	8		54 Xenon
78	Pt	2	8	18	32	17	1	78 Platina
79	Au	2	8	18	32	18	1	79 Goud (Aurum)
80	Hg	2	8	18	32	18	2	80 Kwik (Hydrargyrum)
82	Pb	2	8	18	32	18	4	82 Lood (Plumbum)
86	Rn	2	8	18	32	18	8	86 Radon

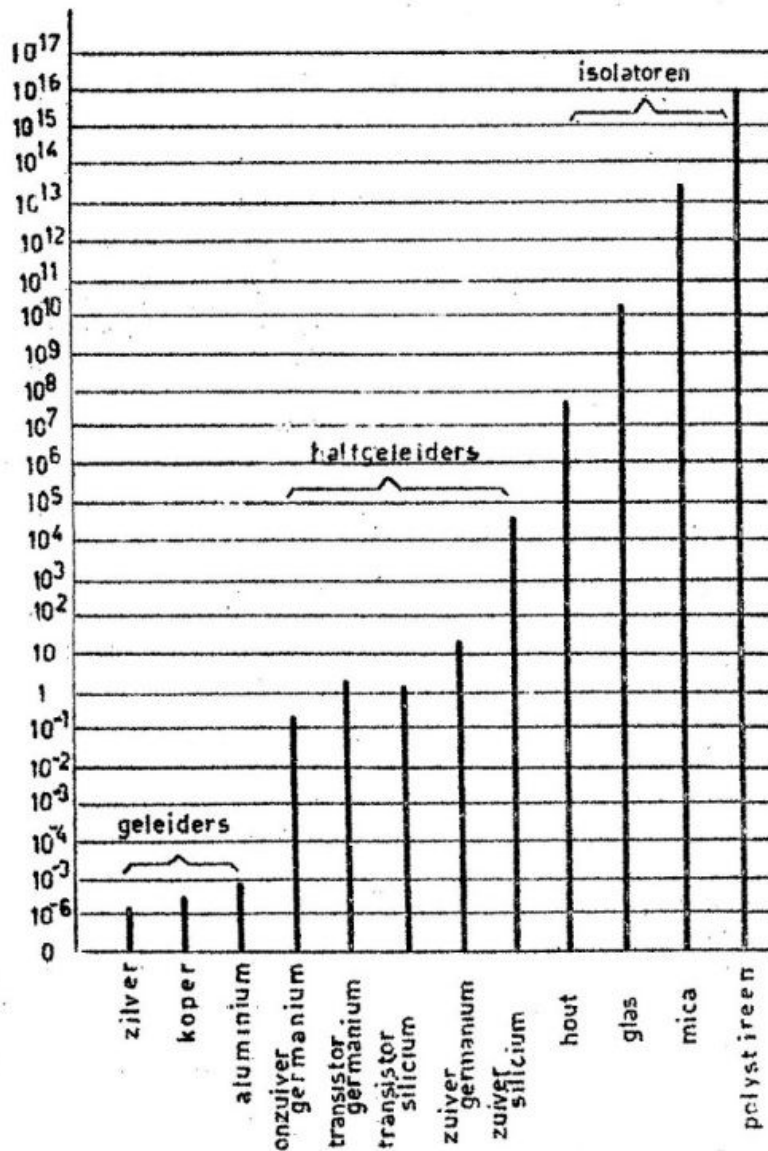


Fig. 1.1

maken van de kern.

Het zijn deze vrije elektronen, die zich in de stof tussen de atomen door bewegen en tot gevolg hebben dat de elektriciteit geleid wordt.

Stoffen, bestaande uit atomen, welke 8 elektronen in de buitenste schil bezitten, hebben een vrij constante structuur, daar zij niet gemakkelijk zich met andere stoffen verbinden en het ook niet gemakkelijk is daar elektronen uit vrij te maken. Deze stoffen gedragen zich in het algemeen als isolatoren, daar zij zeer weinig vrije elektronen bezitten.

Stoffen, die tussen deze beide uitersten gelegen zijn, voor wat betreft hun elektrisch geleidingsvermogen zijn bijv. germanium en silicium. Deze stoffen hebben 4 elektronen in de buitenste schil. Zie fig. 1,1 waarin de weerstand van verschillende stoffen per cm³ is aangegeven.

Zoals reeds opgemerkt bestaan de atomen uit een vaste kern, waaromheen een groot of klein aantal elektronen bewegen, die zich bewegen in bepaalde schillen om de kern. De eigenschappen van de atomen worden in grote trekken bepaald door het aantal elektronen dat zich in de buitenste schil bevindt.

De elektronen zijn in zekere mate gebonden aan de kern. Er is een zekere hoeveelheid energie nodig om een of meer elektronen vrij te maken van de kern. In het algemeen is bij atomen, waarbij een klein aantal elektronen in de buitenste schil voorkomen, een kleine hoeveelheid energie nodig om een elektron los te



Op verschillende wijze kunnen de halfgeleiders een stabiele structuur krijgen, nl. of door 4 elektronen op te nemen uit de omgeving of 4 elektronen af te geven aan andere atomen. Ook is het mogelijk dat een germanium atoom (afgekort Ge-atoom) of een Silicium atoom (afgekort Si-atoom) zich met 4 omgevende atomen verbindt door middel van 1 elektron, elk.

Het aantal elektronen dat een atoom in de buitenste schil bezit of te kort komt, noemt men de waardigheid of valentie van het atoom. Zo is, afgaande op het aantal elektronen dat in de buitenste schil voorkomt Ge-4-waardig, koolstof (C) 4-waardig, Stikstof (N) 5-waardig, zuurstof (O) 6-waardig, koper (Cu) 1-waardig en afgaande op het aantal ontbrekende elektronen in de buitenste schil Ge-4-waardig, C-4-waardig, N-3-waardig, O-2-waardig en Cu-7-waardig.

De verbinding van een atoom Ge met 4 Ge-atomen in de omgeving is weergegeven in fig. 1.2.

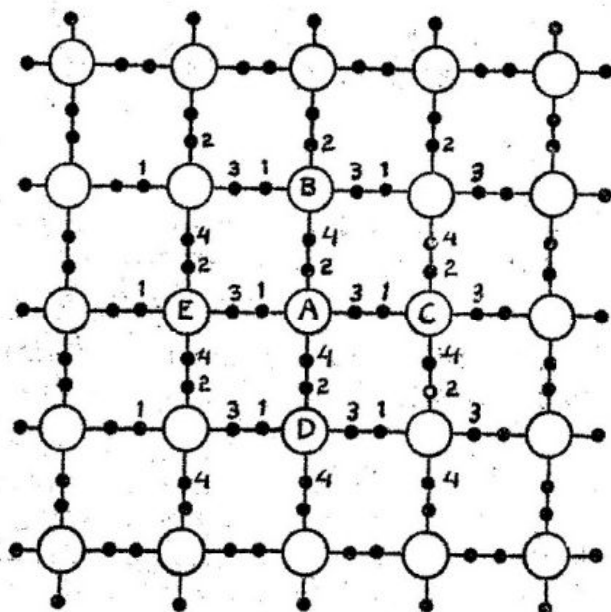


Fig. 1.2 De binding van een Ge-atoom met 4 omringende atomen, in een vlak voorgesteld.

De atomen A en B zijn gebonden door de elektronen A2 en B4. De atomen A en C door de elektronen A3 en C1, A en D door A4 en D2, A en E door A1 en E3. Het resultaat is dat elk atoom nu een elektron met een buuratoom gemeenschappelijk heeft en zo dus elk atoom 8 elektronen in de buitenste schil bezit en daarmee een stabiele structuur vormt, waarbij zeer weinig vrije elektronen voor zullen komen en dus een slechte geleiding van de elektriciteit tot gevolg heeft.

Tengevolge van temperatuurbeweging is het mogelijk dat een elektron uit zijn oorspronkelijke binding wordt losgeslagen. Dit elektron kan zich dan als een vrij elektron tussen de atomen door bewegen. Op de plaats waar dit elektron is losgeslagen blijft een open plaats een gat achter, d.w.z. een tekort aan elektronen en dus een positieve lading (zie fig. 1.3).

De dichte stippen stellen de elektronen voor, de kleine open cirkels de gaten. In deze figuur heeft door temperatuurbeweging het elektron A4 zijn plaats verlaten en beweegt zich naar rechts. Op de plaats van A4 blijft dus een gat, d.w.z. een positieve lading achter. Deze positieve lading kan tengevolge hebben dat een ander elektron uit de omgeving hiernaartoe getrokken kan worden. In fig. 1.4 is het elektron E3 naar de plaats van A4 gegaan, op de plaats van E3 is nu een gat, terwijl het oorspronkelijke elektron A4 meer naar rechts is bewogen. In fig. 1.5 is de volgende situatie weergegeven. Het elektron F4 heeft de plaats van het gat E3 ingenomen. Nu op de plaats F4 een gat ontstaat en is het oorspronkelijk elektron A4 nog meer naar rechts gegaan.

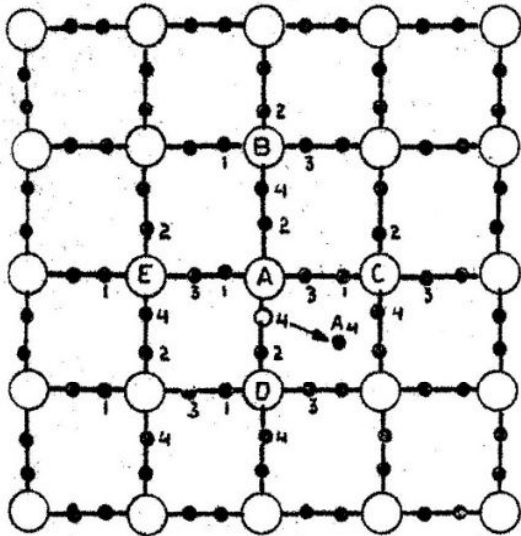


Fig. 1.3 Tengevolge van temperatuurschommeling heeft het elektron A4 zijn plaats verlaten

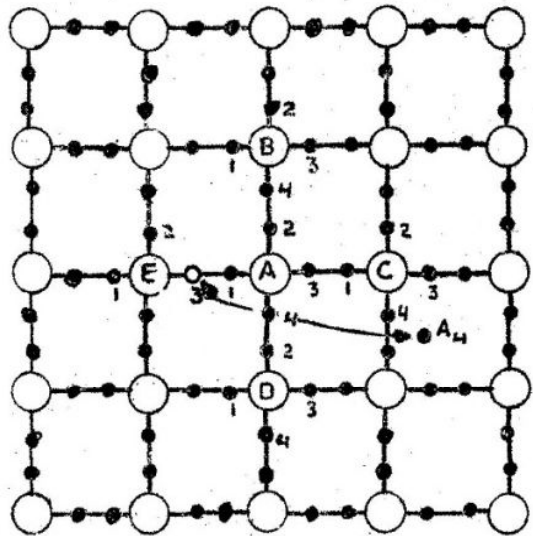


Fig. 1.4 Het elektron A4 beweegt zich naar rechts het gat A4 naar links

We zien dat het in het geheel er op neer komt, dat een negatieve lading (elektronen) zich naar rechts en een positieve lading (gaten) zich naar links bewegen.

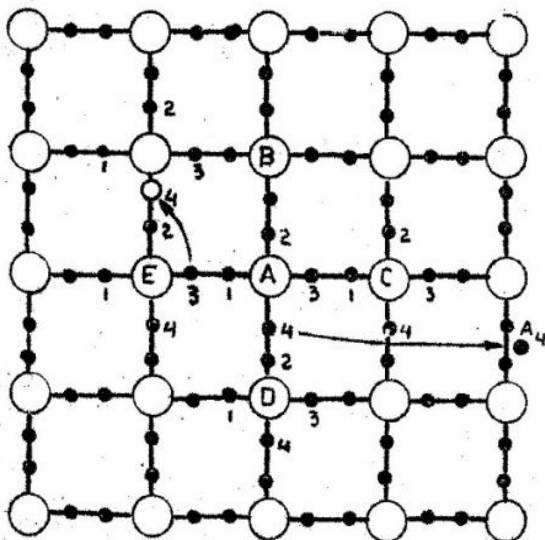


Fig. 1.5 Het gat E3 is naar F4 verplaatst; het elektron naar rechts.

Het ontstaan van vrije elektronen en gaten noemt men generatie. Als de aanwezige gaten weer worden opgevuld met elektronen, spreekt men van recombinatie. Vanzelfsprekend kan de verplaatsing van gaten en elektronen in alle richtingen plaats vinden.

In zuiver germanium (intrinsiek germanium) zijn de generaties even groot als de recombinaties. De elektronen bewegen zich in tegengestelde richting als de gaten. Zie fig. 1.6. Een gatenverplaatsing naar links heeft eenzelfde effect als een elektronenverplaatsing naar rechts. Het is dus alsof

een elektronenstroom naar rechts beweegt of een elektrische stroom naar links.

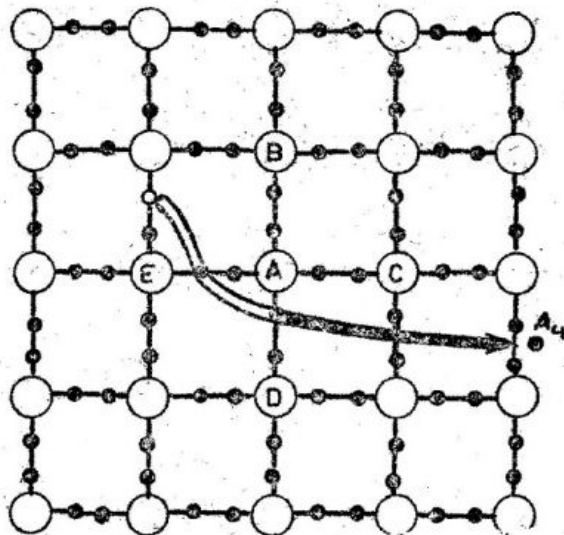
Halfgeleiderlektronika

Fig. 1.6 De baan van een elektron en een gat

Het aantal elektronen dat vrijkomt (generatie) hangt vrij sterk af van de temperatuur van het germanium. Bij hogere temperatuur neemt de verplaatsingsmogelijkheid van elektrische lading toe. Bij deze stoffen, die we halfgeleiders noemen neemt bij stijgende temperatuur het geleidingsvermogen toe, dus hebben zij een negatieve temperatuurscoëfficiënt. Dit in tegenstelling met de meeste geleidende metalen waarbij met stijgende temperatuur het geleidingsvermogen afneemt.

1.2 N-Germanium en p-Germanium

Het geleidingsvermogen van Ge kan aanzienlijk worden opgevoerd door zogenaamde verontreinigingen in de stof aan te brengen. Dit wil zeggen dat in het Germanium enige atomen van een ander element opgelost worden. Als we aan zuiver (intrinsiek) Germanium een geringe hoeveelheid arsenicum (As) toevoegen bijv. 1 atoom As op 10^8 atomen Ge) wordt het aantal vrije elektronen belangrijk vergroot. Arsenicum is 5-waardig. Een As-atoom kan dus de plaats van een Ge-atoom innemen. Het heeft echter 5 elektronen in de buitenste schil. Voor een van deze elektronen is er dus geen bindingsmogelijkheid. Met geringe energie kan dit elektron losgemaakt worden van het As-atoom en zich als een vrij elektron (geleidingselektron) door de stof bewegen. Het As-atoom is na het verwijderen van het elektron positief elektrisch geworden. De vreemde atomen die elektronen aan het Germanium leveren noemt men donors. Deze vorm van geleiding wordt ook wel overmaat geleiding of n-geleiding genoemd. Germanium waaraan donors zijn toegevoegd noemt men n-Germanium, afgekort n-Ge.

Ook kan men aan zuiver Ge enige atomen toevoegen die 3-waardig zijn. We voegen als verontreiniging enige Indium (In) atomen toe. (Ook weer in de verhouding 1 op 10^8) Een atoom Indium kan de plaats van een atoom Ge innemen, maar komt daarbij in de buitenste schil 1 elektron te kort. Een elektron uit de omgeving kan deze plaats innemen. Hierdoor komt dit elektron in zijn oorspronkelijk atoom een gat achter. Dit gat kan zich evenals een elektron vrij door de stof gaan bewegen. Op de plaats waar het Indium-atoom zich bevindt is nu een negatief geladen atoom gevormd.

De atomen die 3-waardige verontreinigingen vormen, dus gaten aan het Ge toevoegen noemt men acceptoren. Dit soort geleidingsvermogen wordt aangegeven als het defect geleidingsvermogen. Germanium waaraan acceptoren zijn toegevoegd noemt men p-Germanium. (afgekort p-Ge)

We moeten echter wel bedenken dat zowel p-Ge als n-Ge in zijn geheel neutraal is.

Worden beide verontreinigingen, donors en acceptoren aan Germanium toegevoegd, dan zullen deze elkaar neutraliseren, terwijl de aard van het geleidingsvermogen in een bepaald geval wordt bepaald door een overschot van een van beide verontreinigingen. Overheerst het aantal donors dan

Hg 8

spreekt men van n-Ge; overheerst het aantal acceptoren dan hebben we p-Ge.

In fig. 1.7 is een stuk p-Ge weergegeven. Bedenk dat het aantal positieve ladingsdragers (gaten) even groot is als het aantal negatieve atoomresten.

In fig. 1.8 is een stuk n-Ge weergegeven. Ook hier een even groot aantal negatieve ladingsdragers (elektronen) als positieve atoomresten.

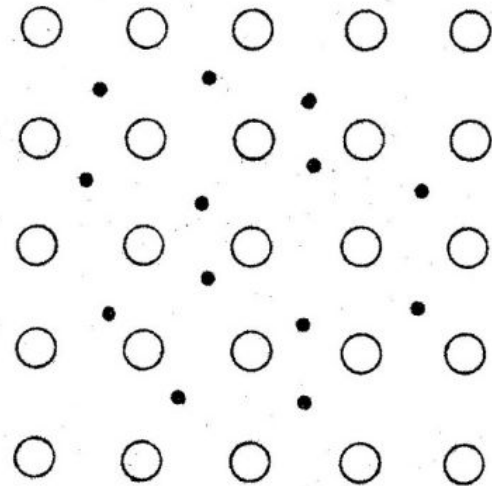
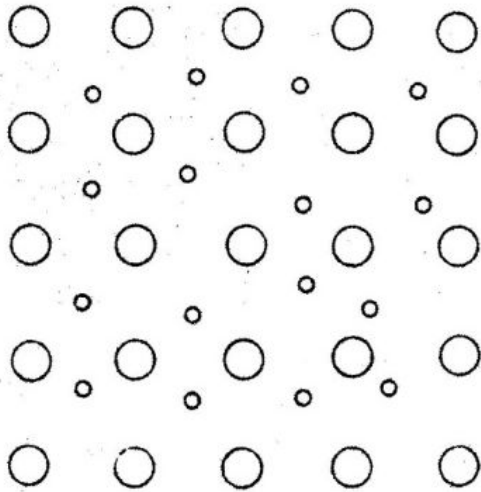


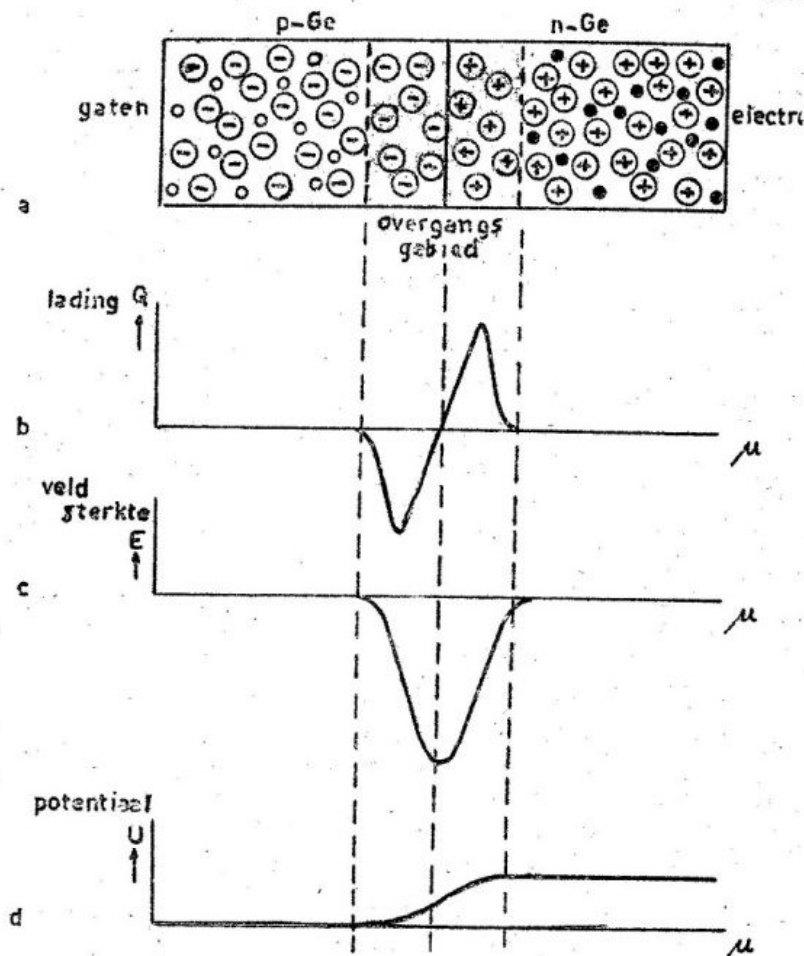
Fig. 1.7 P-Germanium

Fig. 1.8 N-Germanium

Oplossingen inzenden naar opgaven Hg no 12 t/m 20.

Halfgeleiderelektronika Les 3.1.3. Germanium diode

HILVERSUM

Fig. 1.9 Elektrische dubbellaag

We veronderstellen een stuk p-Ge en een stuk n-Ge zo tegen elkaar geplaatst, dat ze een geheel vormen. Aan weerszijden van het scheidingsvlak ontstaat een overgangsgebied (zie fig. 1.9)

De vrij bewegende elektronen uit het n-Ge zullen naar het p-Ge diffunderen en de gaten uit het p-Ge zullen naar het n-Ge diffunderen. Onder diffunderen verstaat men het bewegen van deeltjes van een gebied waar een teveel van deze soort is, naar een gebied waar een tekort van deze soort heerst. Een goede indruk van diffusie kunt ge krijgen door een druppel blauwe inkt in een glas schoon water te brengen. U ziet het blauw zich geleidelijk over de gehele hoeveelheid water verdelen. Door de boven aangegeven beweging van de gaten en elektronen zal het overgangsgebied rechts van het scheidingsvlak een positieve lading krijgen doordat dit gebied elektronen afgeeft aan het p-Ge en gaten daaruit ontvangt. Bedenk wel dat voordat het p-Ge en n-Ge elkaar aanraken deze beide delen elektrisch neutraal zijn. In het overgangsgebied links van de grenslaag ontstaat een negatieve lading, doordat dit gebied elektronen uit het n-Ge ontvangt en gaten daaraan afgeeft. In fig. 1,9a is de ladingsverdeling in het overgangsgebied aangegeven. In fig. 1,9b is de grootte van de lading als functie van de afstand aangegeven. De afstand is hier uitgedrukt in μ (micron = 10^{-6} m).

Tengevolge van deze gevormde elektrische lading ontstaat een elektrisch veld, waarvan het veldsterkte-verloop in fig. 1,9c is weergegeven. Deze veldsterkte is onder de as getekend, daar deze negatief is.

(Volgens definitie is $E = -\frac{dU}{dl}$ Volt/meter).

Dit ladingsverschil aan beide zijden van de grenslaag wordt algemeen aangeduid als elektrische dubbellaag. In fig. 1,9d is de potentiaalverdeling in het overgangsgebied getekend ten opzichte van de potentiaal van p-Ge.

De veldsterkte heeft een zodanige richting dat het de elektronen naar het n-Ge en de gaten naar het p-Ge terugdrijft.

Er treedt een evenwichtstoestand in, waarbij de veldsterkte juist voldoende is om het verder verplaatsen van lading door diffusie te beletten.

Deze evenwichtstoestand wil dus zeggen, dat geen elektronen en gaten meer door de dubbellaag kunnen heengaan. Het overgangsgebied werkt dus nu als een isolator. De dikte van deze grenslaag kan in de orde van grootte van 1 micron bedragen. Met behulp van een spanning, op de aldus gevormde dubbellaag aan te sluiten kan de grenslaag dunner of dikker gemaakt worden. Wordt de uitwendige spanning U_b met de positieve klem aan het n-Ge verbonden, dan wordt de daar bestaande positieve polariteit vergroot. (zie lijn b in fig. 1.13). Dit wil zeggen: de gaten worden sterker naar links en de elektronen sterker naar rechts gedrongen, tegen de diffusie-neiging in. De elektronen worden dus meer in het n-Ge en de gaten dus meer in het p-Ge gedrukt. Het overgangsgebied werkt hierdoor armer aan gaten en elektronen, dus dikker en de isolerende werking van dit gebied groter (zie fig. 1.10).

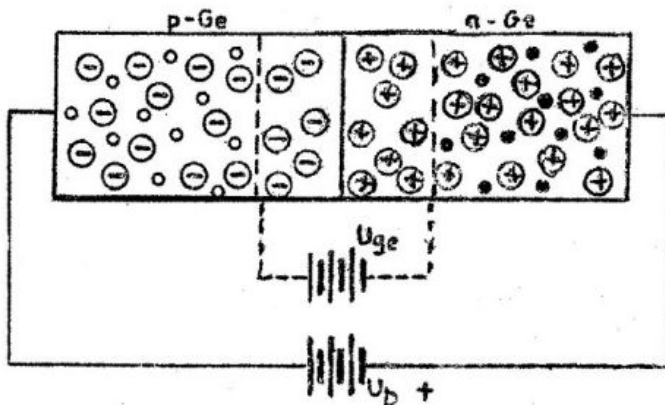


fig. 1.10 Een batterij aangesloten op een elektrische dubbellaag (sperrichting)

In deze figuur is de spanning, die door de elektrische lading aan weerszijden van de grenslaag wordt veroorzaakt, door een equivalente spanning vertegenwoordigd, namelijk door de batterij U_{ge} . We zien in de figuur ook dat beide spanningen elkaar tegenwerken. De overgangslaag rechts van de grenslaag, dus in het n-Ge is iets dikker dan links van de grenslaag, daar de elektronen zich gemakkelijker in de richting van de positieve klem van de batterij bewegen, dan de gaten zich in tegengestelde richting kunnen bewegen.

Op deze wijze hebben we met de schakeling van de batterij bereikt dat de elektrische dubbellaag als een sperlaag werkt. De germanium diode, ook wel p-n function genoemd, is in sperrichting werkzaam.

Ondanks het feit dat de aangelegde spanning de elektronen en gaten van de grenslaag verwijderd tracht te houden, zal er toch nog enig elektronen- en gaten transport door de grenslaag plaats vinden. Er treedt een zogenaamde lekstroom op. Het geringe geleidingsvermogen, dat ook bij intrinsiek Ge aanwezig is, doet zich nu ook gevoelen. Tengevolge van temperatuurschommelingen in het materiaal treedt steeds enige generatie (vrijkomen van elektronen) op, waardoor deze ook weer recombineren met aanwezige gaten aan de andere zijde van de grenslaag en dus de lekstroom

Halfgeleiderlektronika

een feit is. Bij kamertemperatuur is deze lekstroom gering, maar zal bij stijgende temperatuur toenemen, daar bij hogere temperatuur meer elektronen en gaten worden vrijgemaakt.

De stroom door de Ge-diode verloopt als functie van de aangelegde spanning zoals fig. 1,11 dit aangeeft.

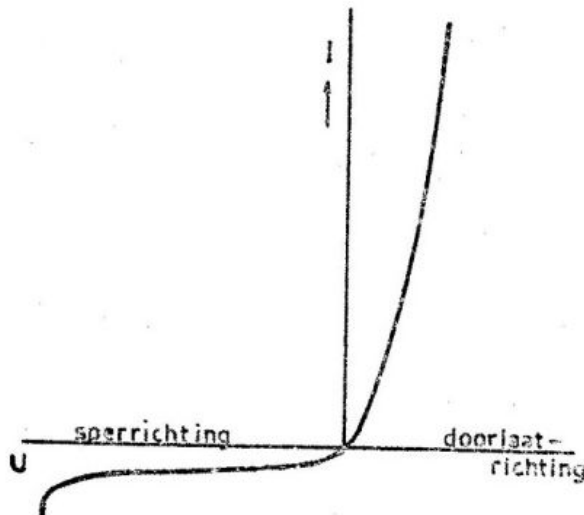


Fig. 1.11 De stroom door de Ge-diode als functie van de aangelegde spanning

In deze figuur is de spanning negatief aangegeven als deze met de positieve klem aan het n-Ge is verbonden. We zien dat bij deze negatieve spanning een zogenaamde lekstroom vloeit. Wordt de spanning in sperrichting, dus ook de spanning op de sperlaag tot grote waarde opgevoerd, dan wordt de lekstroom groter en kan hierdoor een duidelijke temperatuur stijging worden waargenomen, waardoor versterkte generatie en recombinatie wordt veroorzaakt. Dit heeft een grotere lekstroom, hogere temperatuur, meer generatie en recombinatie tot gevolg, waar weer groter lekstroom uit voortkomt; totdat de te grote verhitting beschadiging

van het kristal tot gevolg heeft.

Een te grote stroom kan worden voorkomen door in serie met de diode een weerstand op te nemen. Bij toenemende stroom valt over deze voorschakelweerstand een grotere spanning, dus wordt de spanning over de function kleiner. De gestippelde lijn in fig. 1.11 geeft de stroom in sperrichting met voorschakelweerstand aan. Voert de diode een kleine lekstroom, zodat de temperatuur niet noemenswaard stijgt, dan kan door een andere oorzaak de stroom in sperrichting nog een grote waarde aannemen. Als de temperatuur laag blijft kan de spanning in sperrichting zo ver worden opgevoerd, dat de veldsterkte in de sperlaag zo groot is geworden, dat de elektronen uit hun atoom worden weggerukt (dit wordt wel inwendige veldemissie of Zener-effect genoemd). Ook kunnen door de grote veldsterkte de elektronen zo veel worden versneld, dat door botsingen andere elektronen uit hun atoom worden weggeslagen. Deze laatsten zullen op hun beurt weer elektronen uit andere atomen vrij maken en neemt het aantal gaten en vrije elektronen als bij lawine-effect snel toe. De spanning waarbij dit gebeurt noemt men het Zener-punt van de diode (punt A in fig. 1.11).

Wordt op een Ge-diode de uitwendige spanning met de positieve pool aan het p-Ge verbonden, dan wordt de potentiaal van het p-Ge hoger, zodat meer gaten en elektronen in het overgangsgedebied worden gedreven (de gaten worden in de richting van het n-Ge en de elektronen in de richting van het p-Ge gestuurd).

Hg 12

De ladingen in het overgangsgedebied werken sterk verminderd, waardoor de spanning over dit gebied afneemt met de waarde van de aangelegde spanning (zie fig. 1.12). Het overgangsgedebied wordt van beide zijden met ladingsdragers overstroomd waardoor het overgangsgedebied goed geleidend wordt en ook dunner wordt (zie fig. 1.13).

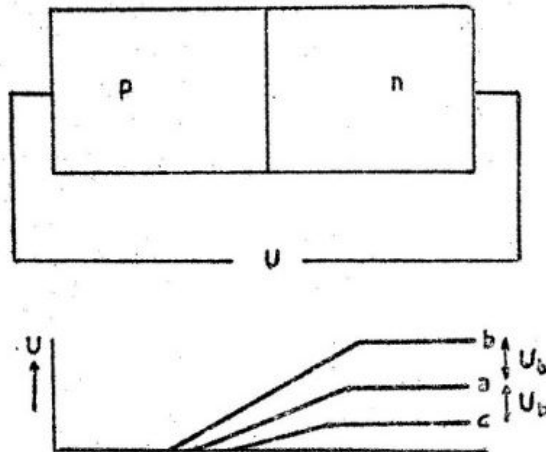


Fig. 1.12 a de spanning in de grenslaag als geen uitwendige spanning is aangesloten (zie ook fig. 1,9d)
 b met uitwendige spanning. Positieve kant van U aan n-Ge.
 c met uitwendige spanning. Negatieve kant van U aan n-Ge.

De stroom in het doorlaatgebied stijgt snel met toenemende spanning. Bij hogere spanning in doorlaatrichting wordt de dikte van het overgangsgedebied steeds kleiner, maar verdwijnt echter nooit geheel.

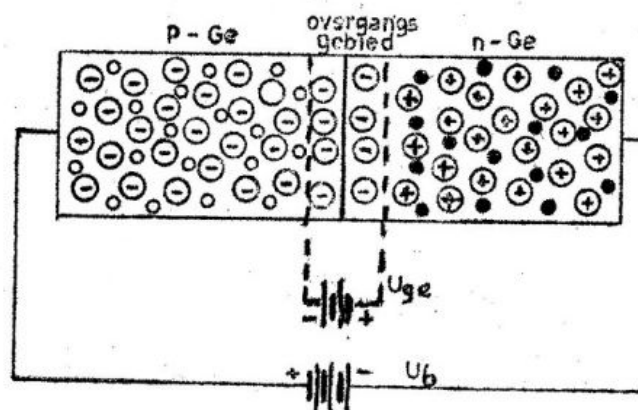


Fig. 1.13 Batterij op elektrische dubbellaag aangesloten (doorlaatrichting)
 Oplossingen inzenden van opgaven Hg no 21 t/m 29.

Halfgeleiderlektronika Les 4

1.4 Samenstelling en eigenschappen van de germanium-diode.

HILVERSUM

De in het voorgaande besproken elektrische dubbellaag, die als een diode werd voorgesteld, kan op verschillende manieren worden opgebouwd.

Men kan op een of andere manier de verontreinigingen in een hoeveelheid germanium insmelten waardoor dus een p-n overgang ontstaat.

Ook kan men een zogenaamde puntcontactdiode construeren (zie fig. 1.14) Het contact tussen de metalen contactpunt (1) en de halfgeleider (2) werkt als een gelijkrichter. De weerstand in de ene richting is groter dan in de andere richting.

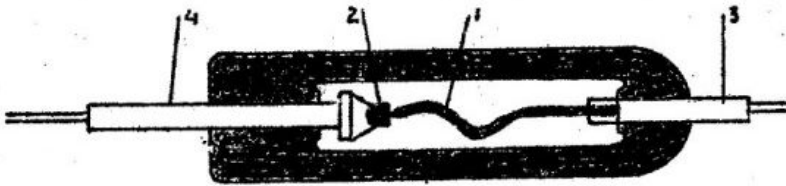


Fig. 1.14 Opbouw van een germanium-puntcontact-diode.

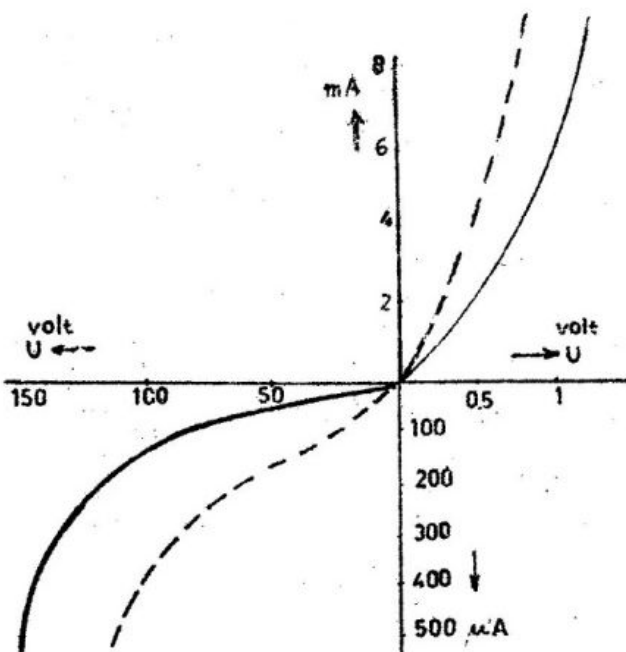


Fig. 1.15 Karakteristieken van een puntcontact diode

De van een fijne contactpunt voorziene veer 1, rust op het germanium kristal 2, contactveer en kristal zijn bevestigd op de steunpennen 3 en 4. Deze pennen zijn ingesloten in een glazen ballonnetje (5) om de atmosferische invloeden te weren.

In fig. 1.15 stelt de gestippelde lijn de karakteristiek voor van de aldus gevormde diode. De op deze wijze gevormde diode zal effectiever werken als het contact eerst geformeerd wordt. Het formeren vindt plaats door enige stroomstoten van grote intensiteit door de diode te zenden. Hierdoor kunnen de verontreinigingen uit het germanium oppervlak of uit de contactveer naar binnen diffunderen en zo een p-n overgang rond het contactpunt vormen.

In fig. 1.15 stelt de getrokken lijn de karakteristiek voor van de Ge-diode met puntcontact, nadat deze geformeerd is. Men lette op de verschillende schaalwaarden die gebruikt zijn voor de aangelegde spanning en stroom in doorlaatrichting en in sperrichting. U_d geeft de doorslagspanning aan. In deze figuur is duidelijk te zien dat het gelijkrichteffect groter is na het formeren van de p-n overgang, dan zonder deze formatie.

Het puntcontact van deze diode heeft een belangrijk voordeel ten opzichte van de p-n overgang met een groter oppervlak, n.l. dat een zeer kleine capaciteit gevormd wordt (ca 1 pF). Dit type Ge-diode is in dit opzicht beter geschikt voor hogere functies.

Moeten diodes geconstrueerd worden voor grote stromen dan maakt men deze p-n overgang met een groter oppervlak. Dit brengt natuurlijk een grotere capaciteit met zich mede.

In doorlaatrichting is er een gebied tot ongeveer 0,5 V, waarin de stroom vrij langzaam toeneemt met de spanning. Dit wordt gevolgd door een gebied, waarin de stroom vrij snel en ongeveer lineair toeneemt (zie fig. 1.15). Meestal wordt als kenmerkende grootte voor een diode de stroom in de doorlaatrichting bij 1 V opgegeven. Deze is dan de gemiddelde aangroeiing van de stroom per volt spanningverhoging in het gebied van 0 tot + 1 Volt. De steilheid in mA/V is bij + 1 Volt natuurlijk veel groter. Deze steilheid is in het algemeen groter dan die van een vacuimdiode.

De inwendige weerstand $\frac{AK}{AJ}$ is, bij niet te kleine waarden van de stroom in de doorlaatrichting, kleiner dan van een vacuimdiode.

1.5. Het gedrag van de germanium diode bij hoge frequenties.

Bij hoge frequenties doet zich een typisch verschijnsel voor. Dit verschijnsel duidt men aan met de engelse naam "hole-storage-effect". Als de diode in doorlaatrichting werkzaam is, ontstaat in het overgangsg gebied een verhoogde concentratie van ladingsdragers (gaten en elektronen). Keert men de spanning om (sperrichting) dan is in het eerste ogenblik de lekstroom nog niet zo klein als men in de karakteristiek afleest, doordat eerst de verhoogde concentratie van ladingsdragers moet worden teruggebracht tot die waarden die behoren bij de lekstroom die in sperrichting blijft vloeien.

In fig. 1.16 is het verloop van de stroom als functie van de tijd gegeven indien op de Ge-diode een rechthoekspanning van 20V bij een pulstijd van 20 μ sec werkzaam is.

Uit fig. 1.16c blijkt dat 2 μ sec na het inschakelen van de spanning de stroom nog niet tot de eindwaarde in sperrichting is gedaald. Bij korte duur van de spanningsimpuls in de keerrichting is de over deze tijd gemiddelde lekstroom groot. Indien de frequentie van de wisselspanning toeneemt, wordt de gemiddelde lekstroom over de negatieve periode groter, zoals volgt uit fig. 1.16c. Gebruiken we een dergelijke diode in een detectieschakeling dan zal het effect van de detector en de demping tengevolge van de detector ongunstiger worden, naarmate de frequentie hoger wordt.

Halfgeleiderlektronika

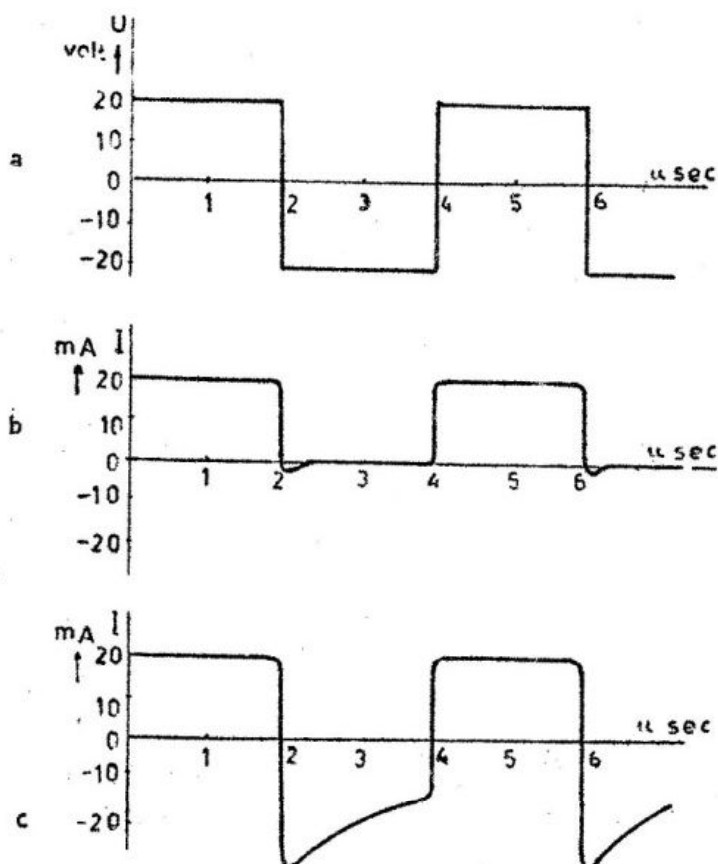


Fig. 1.16 a De aangelegde spanning
 b De stroom bij gering hole storage effect
 c De stroom bij groot hole storage effect

1.6 Het gedrag van de Ge-diode bij hogere temperatuur

Bij het hoger worden van de temperatuur van een Ge-diode worden steeds meer elektronen uit hun normale bindingen losgemaakt. Deze elektronen en de daarbij achterblijvende gaten vergroten het geleidingsvermogen en verlagen dus de inwendige weerstand van de diode. De maximaal toelaatbare spanningen in keerrichting worden dan lager dan bij normale kamertemperatuur. Ook de doorslagspanning wordt dan lager. In het algemeen is het dus gewenst de Germanium diode bij zo laag mogelijke temperatuur te gebruiken.

1.7 Vergelijking van germaniumdiodes met vacuumdiodes.

Ten opzichte van vacuumdiodes bezitten germanium diodes voor praktisch gebruik verschillende voordelen, doch ook enkele bezwaren.

Er is geen gloeidraad, zodat er ook geen vermogen voor gloeidraad voeding nodig is. De leidingen voor aansluiting van de gloeidraad, welke soms lang zijn, ontbreken uiteraard ook. Verder heeft men niet de moeilijkheid, dat via de gloeidraad brom wordt opgewekt, wat bij vacuumdiodes kan gebeuren als er een grote impedantie tussen kathode en aarde is. Een germanium diode kan op iedere gewenste plaats in een schakeling worden

aangebracht, onafhankelijk van de impedantie tussen de aansluitpunten en aarde.

Een germanium diode kan rechtstreeks in de bedrading worden opgenomen door twee aansluitdraden vast te solderen, er is geen buishouder nodig. De afmetingen zijn klein (ca 1 cm lengte) evenals het gewicht (ca 1 gram). Zij geven dus een eenvoudige, kleine, lichte constructie van de schakeling.

De shuntcapaciteit van een germaniumpuntcontactdiode is slechts 1 pF, hetgeen voor gebruik bij hoge frequenties een voordeel is. In doorlaatrichting is de inwendige weerstand van een germaniumdiode kleiner dan die van een vacuümdiode, hetgeen in de meeste schakelingen een belangrijk voordeel is, in het bijzonder bij kleine belastingsweerstand.

Bij een vacuümdiode is er reeds anodestroom als de aangelegde spanning 0 is; bij een germaniumdiode is de stroom 0 als de spanning 0 is (zie fig. 1.17).

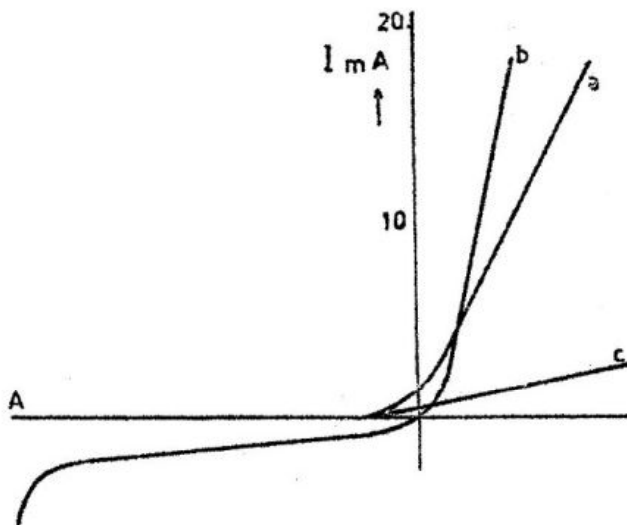


Fig. 1.17 a De karakteristiek van een vacuümdiode tussen de stroom en de anodespanning (voor kleine belasting)
 b De karakteristiek van een ge-diode tussen de stroom en de spanning
 c De karakteristiek van een vacuümdiode voor grote belastingsweerstand

In fig. 1.17 is a de I_a-U_a karakteristiek van een vacuümdiode terwijl b de karakteristiek is voor de stroom als functie van de spanning van een germanium diode. Tegenover deze voordelen van de germaniumdiode ten opzichte van de vacuümdiode staan enkele nadelen. Een vacuümdiode laat in sperrichting geen stroom door; in een ge-diode vloeit, vooral bij hoge spanning en bij hoge temperatuur een merkbare stroom in sperrichting. Verder kan een vacuümdiode een grote negatieve spanning tussen de anode en de kathode verdragen. Bij een ge-diode wordt bij een bepaalde negatieve spanning tussen 30 en 300 V, de inwendige weerstand

$$\frac{\Delta R_i}{\Delta J} \text{ nul.}$$

Een derde bezwaar van de ge-diode is het feit, dat de karakteristiek in de doorlaatrichting, maar vooral in de sperrichting, vrij sterk afhankelijk is van de temperatuur. Bovendien is bij hoge frequenties het verband tussen de stroom en de spanning afhankelijk van de frequentie.

Uit fig. 1.17 blijkt verder nog dat in doorlaatrichting de weerstand van de Ge-diode beduidend kleiner is dan die van de vacuümdiode. In punt A is de weerstand van de Ge-diode in sperrichting 0. Dat de karakteristiek daar terugbuigt is te danken aan de aanwezigheid van een voorschakelweerstand.

Terwille van de mogelijkheid van een vergelijk zij nog gegeven dat de karakteristiek a behoort bij de helft van een dubbeldiode EB 91, welke bestemd is voor gebruik met een kleine belastingsweerstand (ca 3000 Ω) terwijl de karakteristiek b behoort bij het diodegeleelte van de buis EAF 42, waarbij de belastingsweerstand gewoonlijk groot is, bijv. 0,5 M Ω . (Daar de plaats van punt A in verband met de grote spanning, de figuur onpraktisch groot zou maken is er een stuk tussen uitgenomen).



HILVERSUM

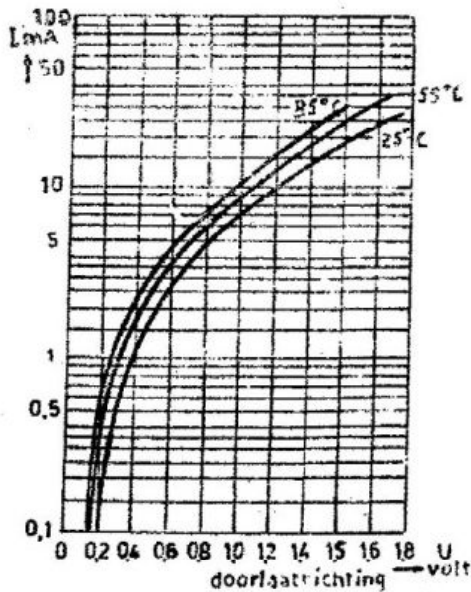
Halfgeleiderlektronica

Fig. 1.18 Doorlaatkarakteristieken van de diode OA 85

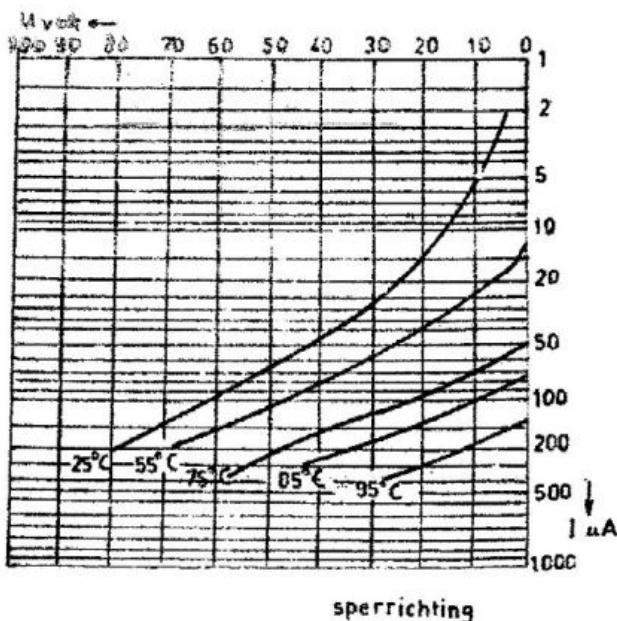


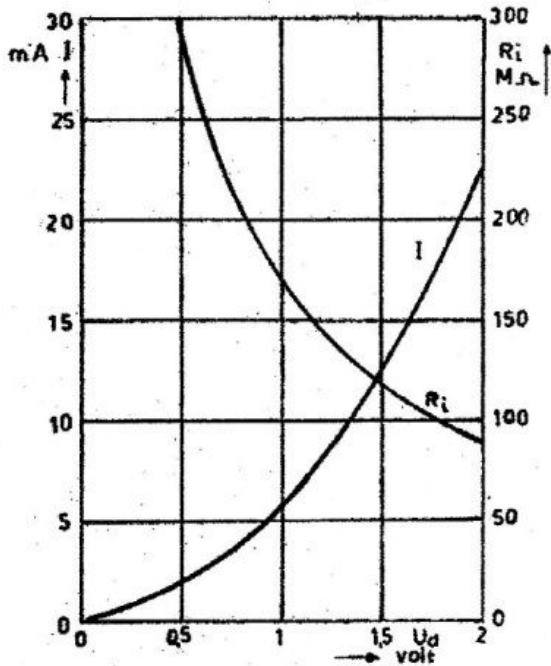
Fig. 1.19 Sperrkarakteristieken van de diode OA 85

In fig. 1.18 zijn enkele doorlaatkarakteristieken van de OA 85 gegeven als functie van de temperatuur, terwijl in fig. 1.19 enkele sperrkarakteristieken eveneens van de OA 85 gegeven zijn, bij verschillende temperaturen. Zo zien hieruit dat de temperatuur vooral in sperrichting de grootste invloed op de stroom, dus op de sperrweerstand heeft.

We zien dat bij hogere temperaturen de stroom in sperrichting groter wordt, dus de sperrweerstand kleiner.

Het feit dat de Ge-diode bij voldoende hoge spanning in sperrichting een zeer lage weerstand tengevolge van het Zener-effect verkrijgt, maakt het mogelijk dat deze diode ook als stabilisator geschakeld kan worden.

In het Zenerpunt neemt de stroom in sperrichting door de diode toe, zonder dat daartoe een spanningstoename nodig is. De weerstand van de diode is dan nul.



In fig. 1.20 a en b zijn respectievelijk de weerstand en stroom in doorlaat- en in sperrichting gegeven van de diode OA 86 bij een temperatuur van 20° C.

Fig. 1.20a De stroom en weerstand van de diode OA 86 in doorlaatrichting

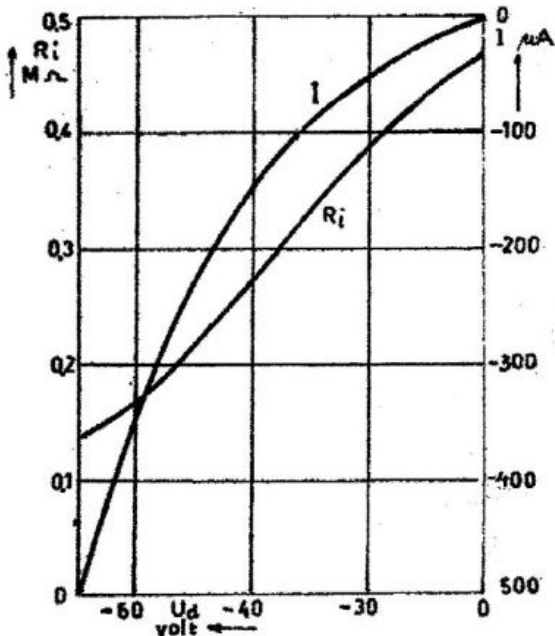


Fig. 1.20b De stroom en weerstand van de diode OA 86 in sperrichting

Oplossingen inzenden van opgaven Hg no 30 t/m 36.



Halfgeleiderlektronika Les 5

Hoofdstuk 2

De lagen transistor

2.1 Het principe

We kunnen een p-n-overgang, een Ge-diode dus op 2 manieren combineren met een tweede; en wel, door beide n-gebieden tegen elkaar aan te leggen en te verenigen tot een dunne laag, dan ontstaat de p-n-p lagen transistor.

Legt men de beide p-gebieden tegen elkaar en vormt deze tot een dunne laag dan ontstaat de n-p-n lagen transistor.

In fig. 2.1 zijn allereerst 2 stukken p-Germanium en een stuk n-Germanium getekend. In het p-Ge zijn vrije gaten en in het n-Ge vrije elektronen.

Worden deze 3 stukken Germanium tegen elkaar aan geplaatst, dan zien we twee overgangsgebieden gevormd. De beide overgangsgebieden zijn even dik, nu er geen uitwendige spanning werkzaam is.

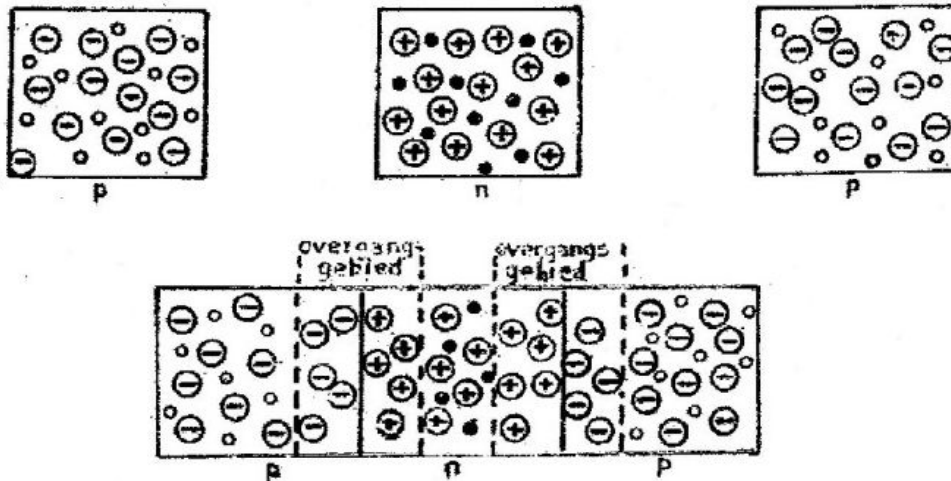


Fig. 2.1 Twee stukjes p-Ge en een stukje n-Ge
 a afzonderlijk ⊕ donator ○ gat
 b gecombineerd ⊖ acceptor . elektron

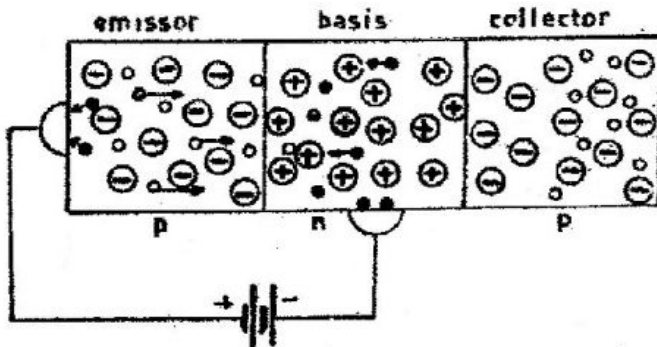


Fig. 2.2 De linker ge-diode is in doorlaatricting werkzaam.

In fig. 2.2 is wederom de p-n-p transistor weergegeven, echter is nu over de linker p-n-overgang, of diode een spanning aangesloten waardoor het p-Ge positief gemaakt wordt ten opzichte van het n-Ge. Deze diode is dus in doorlaatricting werkzaam. Het overgangsg gebied is aanmerkelijk dunner, de weerstand die daardoor wordt gevormd, kleiner dan het geval was bij de linkerdiode volgens fig. 2.1.

We zien dat de linker diode gaten aan het n-Ge levert, terwijl het n-Ge elektronen aan het linker p-Ge levert. De rechter diode, welke geen uitwendige spanning heeft gekregen heeft hetzelfde overgangsgebied als in fig. 2.1. De daar optredende weerstand tussen het p-Ge en het n-Ge is dus groot. De daar optredende evenwichtstoestand laat slechts een kleine uitwisseling van gaten en elektronen toe.

In fig. 2.3 is wederom de p-n-p transistor getekend echter in afwijking met de voorgaanden in de rechter diode voorzien van een uitwendige spanning, waarbij deze diode in sperrichting is geschakeld.

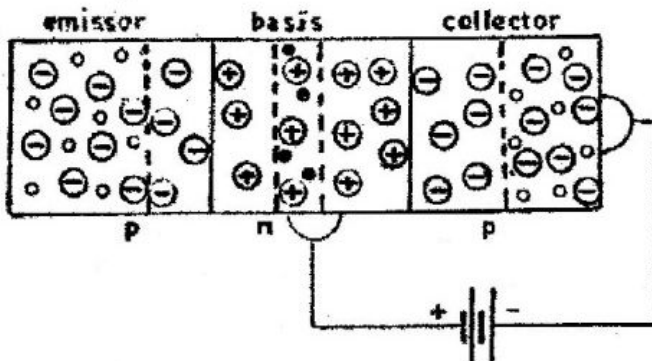


Fig. 2.3 De rechter diode is in sperrichting werkzaam.

diode is in doorlaatrichting en de rechter in sperrichting werkzaam.

Voor de goede orde zullen we nog even nagaan wat er in deze transistor gaat gebeuren.

Denken we de beide batterijen nog even weg en bezien we de diode, gevormd door collector en basis. dan zullen via deze junction de elektronen naar de collector en de gaten naar de basis bewegen. Hierdoor wordt de basis bij de overgang positief geladen, en de collector bij de overgang negatief geladen. Deze ladingen hebben een veldsterkte tot gevolg.

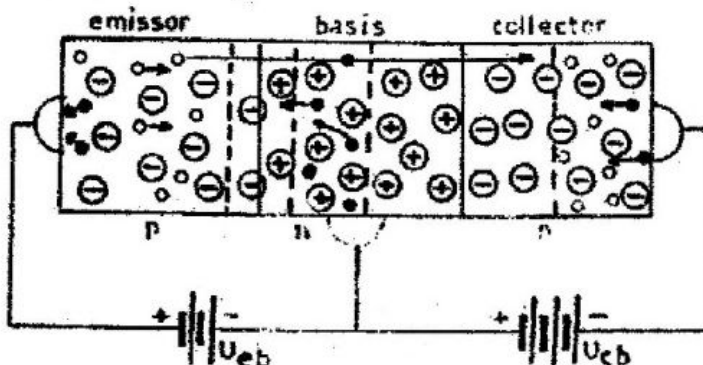


Fig. 2.4 p-n-p transistor met uitwendige spanning voor collector en emitter

We zien dat het overgangsgebied breder is geworden en dus een hogere weerstand vertegenwoordigt. De linker diode, waarop geen uitwendige spanning werkzaam is heeft weer hetzelfde overgangsgebied als in fig. 2.1. Om redenen die later duidelijker zullen worden noemen we het linker p-gebied de emissor, het rechter p-gebied de collector en het n-gebied de basis.

In fig. 2.4 is de p-n-p-transistor weergegeven met voor elke diode een uitwendige spanning. De linker

De richting van dit veld is van basis naar collector en werkt dit veld de bewegingen van gaten en elektronen tegen. Er ontstaat een evenwichtstoestand waarbij de elektronen- en gatenverplaatsing niet meer optreedt. De basis-collector overgang fungeert nu als een sperrlaag, daar hier nog slechts een zeer kleine ladingsverplaatsing optreedt.

De batterijspanning U_{cb} is nu zo gericht dat de aan betreffende overgang heersende veldsterkte wordt ondersteund.

Halfgeleiderlektronika

HILVERSUM

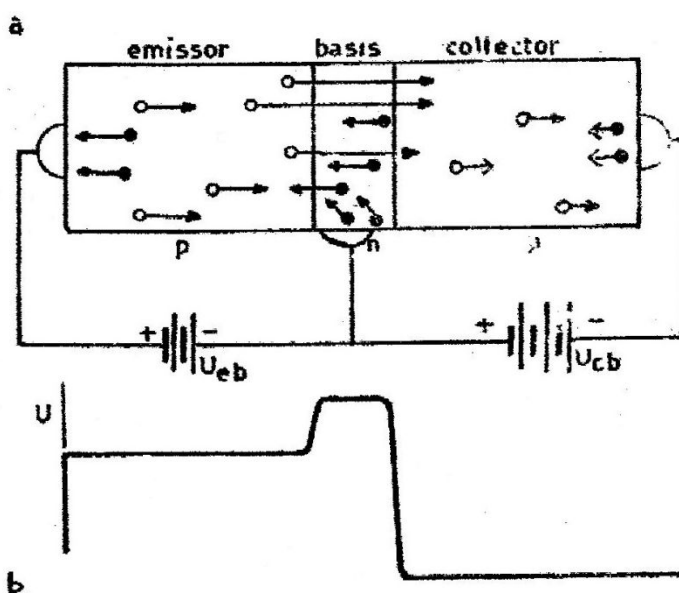
De gaten worden door dit veld verwijderd van de overgang en dus meer in de collector verplaatst, terwijl de elektronen van de overgang worden verwijderd gehouden door deze meer in de basis te trekken. De ladingsdragers verwijderen zich verder van de overgang, waardoor de sperlaag dikker wordt en de sperweerstand groter wordt.

Bij aansluiting van de batterijspanning U_{eb} tussen emissor en basis, ontstaat in dit gedeelte een veldsterkte waardoor de gaten naar en door de dubbellaag naar de basis gedreven worden en de elektronen uit de basis naar de emissor worden getrokken. We zien dus dat deze dubbellaag in doorlaatrichting is geschakeld.

De gaten die in de basis arriveren zullen met behulp van diffusie deze basis doorlopen, in het overgangsg gebied basis-collector komen en met behulp van de daar heersende potentiaal in de collector worden gedreven. Het gevolg hiervan is een stroom van gaten via basis naar collector. Deze stroom wordt in de hand gewerkt door de basis zeer dun te nemen, zodat het merendeel van de binnenstromende gaten vlug in het grensgebied collector-basis terecht komen en door de negatieve lading van de collector sterk worden aangetrokken.

In fig. 2.5 is bij de p-n-p transistor ook de potentiaalverdeling in de transistor weergegeven. We zien hierin dat de basis (n-gebied) positief is ten opzichte van de beide p-gebieden. Daar de collector-basis in sper-schakeling staat, is de sperweerstand en daarmee de spanningsval groot. Tussen de emissor en de basis, die in doorlaatrichting zijn geschakeld ontstaat een kleine spanning.

In het bovenstaande hebben we gezien dat het linker p-Ge gaten afgeeft, dus positieve lading levert, terwijl het rechter p-Ge deze opneemt, vandaar respectievelijk de namen emissor en collector. Het n-gebied wordt hier de basis genoemd. Het drijven van de gaten uit de basis naar de collector is nagenoeg onafhankelijk van het spanningsverloop daar, mits dit spanningsverloop niet kleiner wordt dan de diffusiespanning (0.3 a 0.5 volt).



Het aantal gaten, dat uit de emissor in de collector arriveert is niet gelijk. Een klein deel van de gaten die uit de emissor in de basis komen recombineert in de basis met de daarin voorkomende vrije elektronen. Dit is des te kleiner naarmate de sperlaag dunner is (0.1 tot 0.01 mm dik). Behalve de gatenstroom, treffen we nog een elektronenverplaatsing aan. Daar de elektronen hier de kleinste groep ladingsdragers betreft, spreekt men van minderheidsladingsdragers. Deze minderheidsstroom vloeit van basis naar emissor en draagt dus niet bij tot de collectorstroom.

In plaats van een transistor op te bouwen uit

Fig. 2.5 a De p-n-p transistor
b De potentiaalverdeling

Hg 22

twee p-gebieden en een n-gebied, is het ook mogelijk een transistor op te bouwen uit twee n-gebieden en een p-gebied. Op deze wijze ontstaat de n-p-n-transistor.

In fig. 2.6 is het principe van de n-p-n-transistor weergegeven.

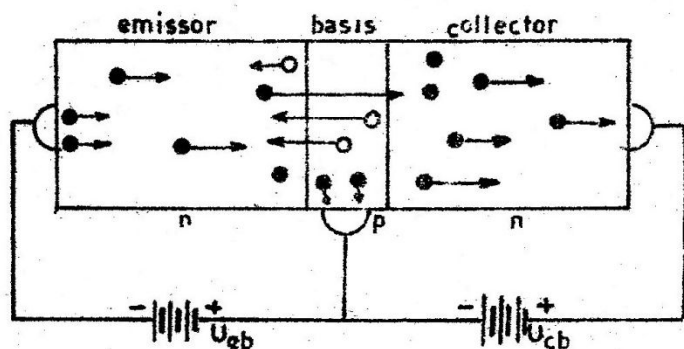


Fig. 2.6 De n-p-n transistor

stroom bij de p-n-p transistor.

We zien dat de rechter diode (collector-basis) in spoorrichting werkzaam is, terwijl de linker diode in doorlaatrichting werkzaam is. Nu levert de emissor echter elektronen aan de basis. Deze elektronen zullen uit het overgangsgebied van collector-basis diode in de collector gedreven worden. De stroomrichting is bij de n-p-n transistor juist tegengesteld aan de richting van de

De puntcontact transistor zoals deze in het voorgaande werd beschreven wordt op het ogenblik niet veel meer toegepast.

Tegenwoordig wordt de zogenaamde lagen transistor in hoofdzaak toegepast. Deze lagen transistor kan een geleegde transistor dan wel een getrokken transistor zijn. De eerste uitvoeringsvorm is wel de belangrijkste.

Onder de geleegde transistoren treft men in hoofdzaak het p-n-p type aan. De opbouw van een dergelijke transistor vindt als volgt plaats. Een dun plaatje n-geleidend germanium wordt aan de oppervlakken zorgvuldig geëetst. Op beide oppervlakken wordt een druppeltje indium gebracht. Het geheel wordt dan verhit tot circa 500°C , waardoor het indium smelt en een indiumlegering vormt met het germanium. Is van beide zijden de legering zover binnengedrongen, dat daartussenin nog een n-laag van de gewenste dikte overblijft, dan wordt het plaatje afgekeeld. De gewenste dikte van de n-laag ligt tussen 50 en 100 μm .

Aan beide zijden van deze n-laag vormen zich dunne lagen die weinig indium bevatten en daardoor p-geleidend germanium vormen. Deze dunne lagen maken eigenlijk deel uit van de collector en emissor. De n-laag daartussen vormt dus de basis. Aan de oppervlakten vormt zich indium en dikkere lagen. Deze lagen vormen goedgeleidende stroomtoevoeren aan collector en emissor.

De getrokken transistor wordt gevormd gedurende het trekken van het germaniumkristal uit het gesmolten germanium.

Terwijl het germanium wordt getrokken, worden donors (bijvoorbeeld antimonium) toegevoegd, waardoor dus n-geleidend Ge ontstaat. Als een voldoende groot stuk kristal uit het gesmolten materiaal is getrokken, worden acceptors (bijvoorbeeld gallium) in zodanige hoeveelheid toegevoegd dat niet alleen de daar voorkomende donors worden geneutraliseerd, maar bovendien een overschot aan acceptors ontstaat, waarmee p-geleiding gevormd wordt. Na korte tijd het trekproces te hebben voortgezet wordt een dunne p-laag (basis) gevormd waarna zoveel donors worden toegevoegd dat de p-geleiding (overschot acceptors) omslaat in n-geleiding (overschot donors). Is hierna een voldoende hoeveelheid n-geleidend materiaal getrokken, wordt het kristal uit de trekinstallatie genomen en in kleine blokjes gesneden. Het trekproces kan ook nog op andere wijze worden uitgevoerd. Het aantal verontreinigende atomen dat door het getrokken kristal wordt opgenomen is afhankelijk van de treksnelheid. Voor verschillende verontreinigingen ligt de maximum opname bij verschillende treksnelheden. Bij deze trekmethode worden in het gesmolten germanium, gelijktijdig donors en acceptors toegevoegd. Door het variëren van de treksnelheid worden laagsgewijze dan weer de ene dan weer de andere soort verontreinigingen in overwegend aantal in het groeiende kristal opgenomen.

Oplossingen inzenden van opgaven Hg no 37 t/m 40.

Halfgeleiderelektronika Les 6

2.2 De symbolen voor de transistor

In fig. 2.7a is het reeds bekende symbool van een triode-elektronenbuis weergegeven. Hierin is de kathode de leverancier van elektronen, de anode ontvangt elektronen en het rooster regelt de elektronenstroom naar de anode. Het vloeien van elektronen naar de anode wordt gestimuleerd door de anode een positieve potentiaal ten opzichte van de kathode te geven. In de uitwendige anodeketen vloeien de elektronen van anode naar kathode.

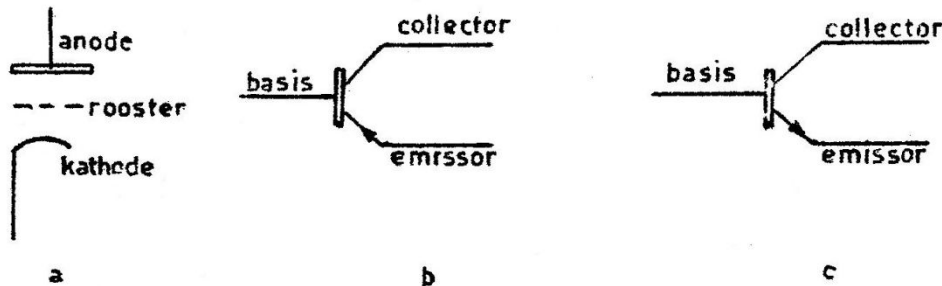


Fig. 2.7 a triode elektronenbuis
b p-n-p transistor
c n-p-n transistor

In de p-n-p transistor (fig. 2.7b) levert de emissor-gaten aan de collector. Het zijn dus positieve ladingdragers die de stroom van emissor naar collector verzorgen. Om deze stroom mogelijk te maken moet de collector potentiaal negatief zijn ten opzichte van de emissor potentiaal. In de uitwendige keten vloeien de elektronen van emissor naar collector.

In de n-p-n transistor (zie fig. 2.7c) wordt de stroom van emissor naar collector bewerkstelligd door elektronen. Hiertoe moet de collector potentiaal positief zijn ten opzichte van de emissor. In de uitwendige keten vloeien de elektronen van collector naar de emissor.

We komen nu tot de volgende algemene stelregels voor transistoren:

- De pijlrichting in de emissorketen geeft de zogenaamde positieve stroomrichting aan, dus tegengesteld aan de bewegingsrichting der elektronen van de gelijkstroom.
- De emissor-basis diode is altijd in doorlaatrichting geschakeld.
- De collector-basis diode is altijd in sperrichting geschakeld.
- Indien de ingangsspanning de spanning in doorlaatrichting ondersteunt, zal zowel de emissorstroom als de collectorstroom toenemen.
- Indien de ingangsspanning de spanning in doorlaatrichting tegenwerkt, zal zowel de emissorstroom als de collectorstroom afnemen.

2.3 Schakelingen van de transistor

Hierna volgen de drie principiële schakelingen waarin een transistor kan voorkomen. Terwille van een vergelijk geven we hierbij ook de aequivalente schakeling van een triode elektronenbuis.

In fig. 2.8a is de transistor in gemeenschappelijke basisschakeling weergegeven. Bij de transistor wordt het te versterken signaal toegevoerd aan de emitter-basisketen.

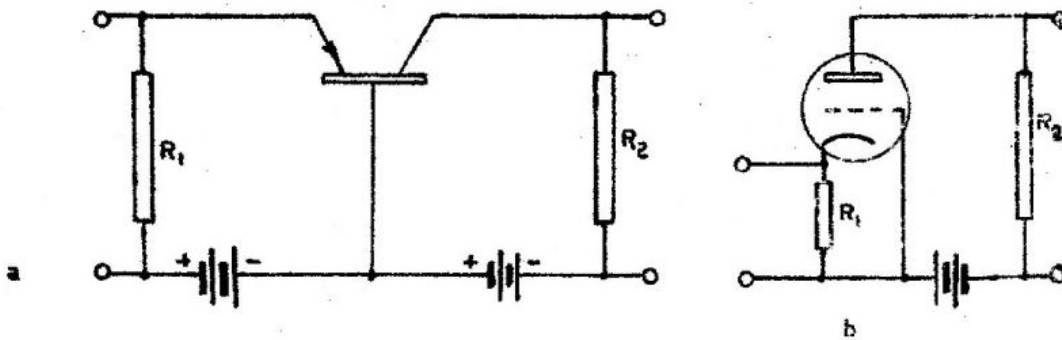


Fig. 2.8 a De transistor in gemeenschappelijke basisschakeling
b De triode in roosterbasisschakeling

Terwijl het uitgangssignaal beschikbaar komt in de collector-basisketen. De basis is, voor wisselspanning, op aardpotentiaal. In fig. 2.8b is de aequivalente triode schakeling in roosterbasisschakeling weergegeven.

In fig. 2.9a is de transistor in gemeenschappelijke emissorschakeling weergegeven. Het te versterken signaal wordt hierbij toegevoerd aan de emitter-basisketen en het uitgangssignaal komt beschikbaar in de collector-emissorketen. De emitter is hierbij op aardpotentiaal (voor wisselspanning). In fig. 2.9b is de aequivalente triode schakeling in kathode basisschakeling weergegeven.

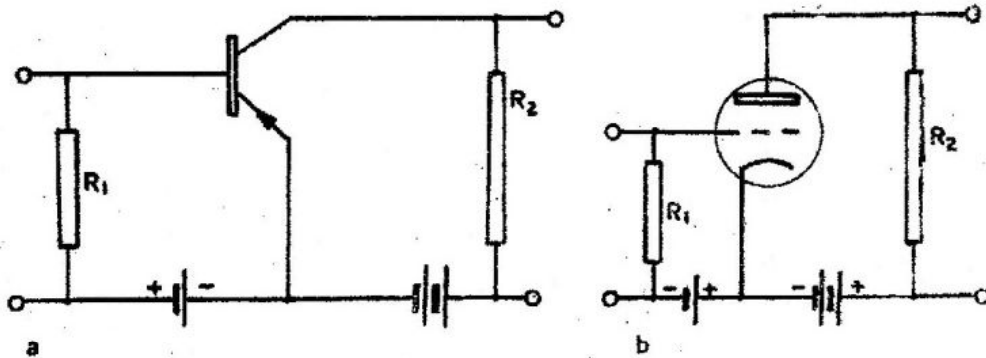


Fig. 2.9 a De transistor in gemeenschappelijke emissorschakeling
b De triode-elektronenbuis in kathode basisschakeling

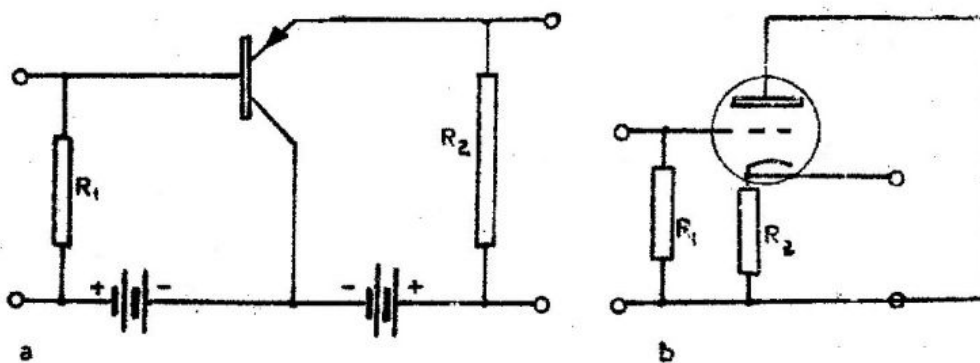


Fig. 2.10 a De transistor in gemeenschappelijke collector-schakeling
b De triode en anode basisschakeling

In fig. 2.10a is de transistor in gemeenschappelijke collector-schakeling weergegeven. Bij de gemeenschappelijke collectorschakeling wordt het te versterken signaal toegevoerd aan de collector-basisketen, terwijl het uitgangssignaal beschikbaar komt in de emitter-collector-keten. De collector is hier op aardpotentiaal (voor wisselspanning). In fig. 2.10b is de aequivalente triodeschakeling in anodebasisschakeling getekend.

Oplossingen inzenden van opgaven Hg no 41 t/m 46.

Halfgeleiderelektronika Les 7

2.4 De gelijkspanningen voor de transistor

HILVERSUM

1. De gemeenschappelijke basis-schakeling van de transistor kan, voor wat de gelijkspanningen betreft, geschakeld worden zoals fig. 2.8a dit weergeeft; dus met afzonderlijke batterijen voor de emitter-basis-keten en collector-basisketen. De benodigde spanning voor de emitter-basis diode is veel kleiner dan de spanning die nodig is voor de collector-basis diode.

Het is ook mogelijk de gelijkspanningen te verzorgen met behulp van één batterij. Er moet dan een spanningsdeler in de schakeling worden opgenomen. In fig. 2.11 is het principe van deze schakeling weergegeven.

De gelijkspanning die de collector ten opzichte van de basis moet hebben wordt door de batterij rechtstreeks geleverd.

Is de transistor een p-n-p transistor, dan is de collector-basis overgang in sperrichting werkzaam, door de collector negatief te maken ten opzichte van de basis.

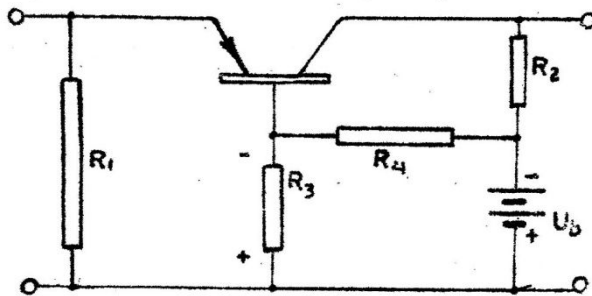


Fig. 2.11 De instelling van de transistor in gemeenschappelijke basis-schakeling met behulp van 1 batterij.

Wanneer de emitter-basis overgang in doorlaatrichting werkzaam zijn, dan moet de emitter positief zijn ten opzichte van de basis. Dit wordt verzorgd door de spanningsdeler bestaande uit de weerstanden R_3 en R_4 . De spanning over de weerstand R_3 , die door de batterij U_b wordt geleverd stelt de emitter positief in ten opzichte van de basis. Voor het geval dat de n-p-n transistor in gemeenschappelijke basis-schakeling moet werken behoeft de in fig. 2.11 weergegeven batterij U_b slechts worden omgekeerd. Door gebruik te maken van een batterij is het dus niet mogelijk de basis

voor gelijkspanning en voor wisselspanning op aardpotentiala te houden.

2. De gemeenschappelijke emissor-schakeling van de p-n-p transistor kan eveneens uitgevoerd worden met twee batterijen zoals fig. 2.9a dit aangeeft. Dit is de gewenste schakeling als het van het meeste belang is, dat de emitter voor wisselspanning zowel als gelijkspanning aan aarde ligt. Voor het geval dat het gewenst is dat de emitter-basisbatterij de collector-emissorbatterij ondersteund is, in fig. 2.12 een schakeling gegeven. Bij

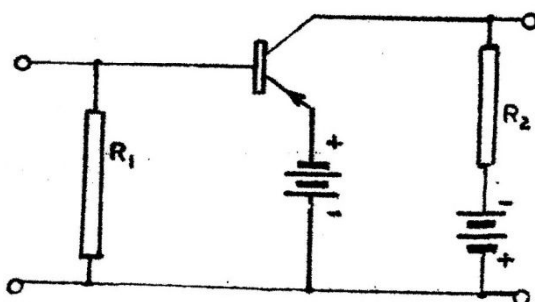


Fig. 2.12 De gemeenschappelijke emissor-schakeling met twee elkaar ondersteunende batterijen.

gebruik van een n-p-n transistor moeten beide batterijen omgekeerd worden. Het schakelen van de gemeenschappelijke emissor-transistor met behulp van één batterij kan plaatsvinden volgens fig. 2.13. De instelling wordt als volgt verkregen. Bij de p-n-p transistor moet de basis negatief zijn ten opzichte van de emitter. De collector heeft de grootste negatieve potentiaal en de emitter de grootste positieve potentiaal.

De potentiaal van de basis ligt daar tussen in, dit wil zeggen de basis moet iets negatief zijn ten opzichte van de emitter, daar deze overgang in doorlaatrichting werkzaam moet zijn en dus een kleine weerstand heeft. De stroom door de basis kan dus voor de benodigde spanning zorgen.

De beide p-n-dioden die in de transistor werkzaam zijn, doen nu dienst als spanningsdeler. De diode collectorbasis, in sperrichting werkzaam, bezit een grote weerstand en veroorzaakt dus een grote spanningsval. De rest van de spanning komt over de kleine weerstand, gevormd door de diode basis-emissor te staan en zorgt dat deze in doorlaatrichting werkt.

3. De schakeling van de transistor in gemeenschappelijke collectorschakeling kan met 2 batterijen op 3 verschillende manieren gebeuren. In fig. 2.10a is reeds een methode aangegeven. De spanning over de diode emissor-basis is hier gelijk aan het verschil van de 2 batterijspanningen.

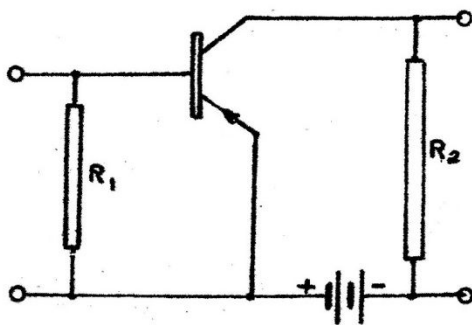


Fig. 2.13 Gemeenschappelijke emissor-schakeling met 1 batterij

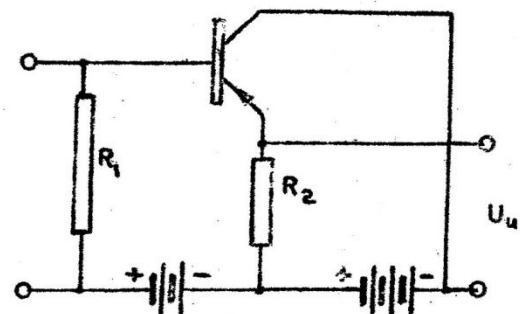


Fig. 2.14 Schakeling van de gemeenschappelijke collectorschakeling met 2 batterijen

De spanning emissor-basis is in fig. 2.14 gelijk aan het verschil van de batterijspanning U_1 en de spanning over R_2 . De schakeling kan ook worden uitgevoerd zoals fig. 2.15 dit aangeeft; hier is de spanning over de emissor basis overgang onafhankelijk van de spanning over de collector-basis diode. Indien een p-p-n transistor wordt geschakeld, moeten beide batterijen omgekeerd worden. In fig. 2.16 is aangegeven hoe de gemeenschappelijke collectorschakeling met een batterij wordt uitgevoerd. De sperspanning voor de collector basis overgang wordt direkt door de batterij geleverd. De spanning nodig voor de overgang emissor-basis, die, daar deze in doorlaatrichting werkzaam is, klein behoeft te zijn, wordt evenals bij de gemeenschappelijke emissorschakeling door de inwendige spanningsdeling in de transistor verkregen.

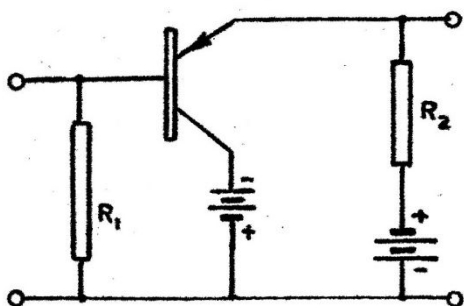


Fig. 2.15 Schakeling van gemeenschappelijke collector met 2 batterijen.

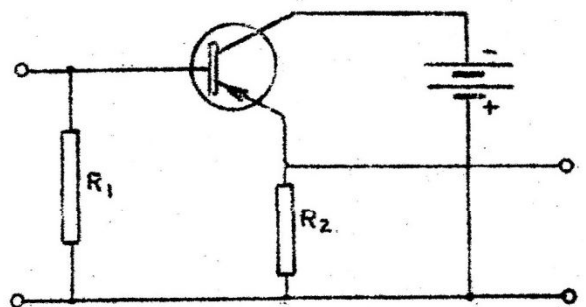


Fig. 2.16 Schakeling van de gemeenschappelijke collector met één batterij.

2.5 De versterking- en faserelaties bij de transistor en gemeenschappelijke basisschakeling

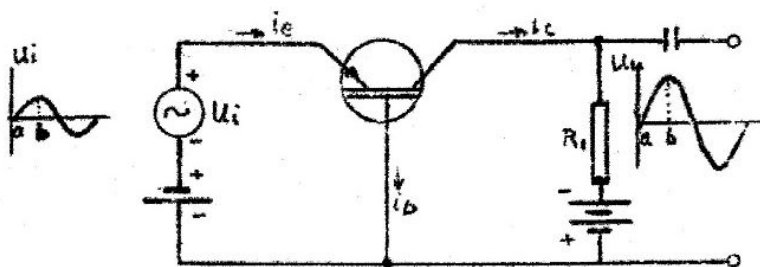


Fig. 2.17 De schakeling van transistor in gemeenschappelijke basis met werkzame wisselspanning

a De versterking De pijlen in fig. 2.17 geven de bewegingsrichting aan van de gaten, dus de positieve ladingen. De diode collector-basis is in sperrichting werkzaam. Door de hierbij optredende sperlaag zullen toch nog een klein aantal elektronen deze overgang passeren. We noemen deze stroom de lekstroom. Deze stroom wordt veroorzaakt door de zogenaamde minderheidsladingsdragers,

in dit geval de elektronen die van collector naar basis vloeien. Deze stroom, die we met I_{cbo} aanduiden, wordt gemeten met open emissorloten.

Voor de komende beschouwingen zullen we deze stroom (terwille van de eenvoud) verwaarlozen.

Zoals in het voorgaande reeds is opgemerkt vloeien niet alle gaten (bij p-n-p transistor) van emissor naar collector. Een klein deel zal in de basis met de daar beschikbare elektronen recombineren.

De collectorstroom I_c is dus kleiner dan de emissorstroom I_e . In het algemeen is I_c 90 a 98 % van I_e .

Wordt aan de ingang een wisselspanning aangelegd dan heeft dit natuurlijk tot gevolg dat de stroom I_c eveneens verandert en tengevolge daarvan ook de collectorstroom I_c .

Gedurende de tijd ab (fig. 2.17) neemt de spanning op de emissor toe en daarmee de stroom in emissor en collector, dus ook de spanning over de weerstand R_1 .

We zien dus dat de uitgangsspanning (U_{R1}) in fase met het ingangssignaal is.

De stroom verandering in emissor is niet veel kleiner dan de stroomverandering in de collector. Het is dus in hoofdzaak de grootte van de weerstand R_1 die bepaalt hoe groot de uitgangsspanning zal zijn.

Bij gebruik van de transistor in geaarde basis schakeling is het van belang hoe groot de collectorstroom verandering ΔI_c is bij een bepaalde emissorstroomverandering ΔI_e bij constante collectorspanning U_{cb} .

De verhouding tussen deze twee kleine stroomveranderingen bij constante waarde van U_{cb} noemt men de stroomversterkingsfactor

$\alpha = \frac{\Delta I_c}{\Delta I_e} U_{cb} = \text{constant}$. Indien we gebruik maken van kleine wisselstromen dan mogen we ook schrijven: $\alpha = \frac{i_c}{i_e}$. Deze factor is iets kleiner dan 1,

namelijk 0,9 a 0,998. (Bij een lawine transistor en puntcontacttransistor kan α iets groter zijn dan 1). Daar de stroom in de collectorloten nagenoeg onafhankelijk is van de spanning over de collector-basis overgang kunnen we hieruit de gevolgtrekking maken dat de uitgangsweerstand (inwendige weerstand van de transistorschakeling) groot moet zijn. Deze is in de praktijk $\frac{1}{2}$ a 1 M Ω .

Voor een wijziging van de emissorstroom is een zeer kleine spanningsverandering nodig, daar deze overgang in doorlaatrichting werkt en dus een zeer kleine weerstand vormt. De ingangsweerstand van deze transistor-schakeling is 50 a 100 Ω . Er moet aan de ingang dus altijd vermogen worden toegevoerd.

Om α te meten moeten we bedenken dat dit de kortsluitstroom-versterkingsfactor is. We meten deze dan met een kleine weerstand in de uitgangskring, zodat we praktisch nog van een kortsluitstroom kunnen spreken.

De grootte van de spanningsversterking kan nu gemakkelijk worden bepaald.

Aan de uitwendige weerstand R_1 zal tengevolge van een verandering in de collectorstroom ΔI_C een spanningsverandering $\Delta U_u = \Delta I_C \times R_1$ optreden. De emitterstroomverandering ΔI_E die de oorzaak is van de stroomverandering in de uitgang is iets groter dan ΔI_C (denk aan α).

Neemen we de ingangsweerstand aan emitter R_i , dan is aan de ingangsklemmen een spanningsverandering $\Delta U_i = \Delta I_E \cdot R_i$ nodig. De spanningsversterking is nu $\frac{\Delta U_u}{\Delta U_i} = \frac{\Delta I_C \times R_1}{\Delta I_E \times R_i} = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_E} \cdot \frac{R_1}{R_i} = \alpha \frac{R_1}{R_i}$. Daar α nagenoeg 1 is,

wordt de grootte van de spanningsversterking vrijwel alleen bepaald door de verhouding van de uitgangsweerstand R_1 tot de weerstand aan de ingang. Naarmate R_1 groter wordt gekozen, zal de spanningsversterking ook groter zijn. We kunnen de weerstand R_1 niet willekeurig groot maken. Wordt deze weerstand groter dan de weerstand van de sperlaag (collector-basis) gemaakt dan wordt de spanningsversterking ook afhankelijk van de sperweerstand. Is R_1 veel groter dan de sperweerstand R_{sper} dan nadert de versterking tot de grenswaarde

$\frac{R_{sper}}{R_1}$. We kunnen hierbij de stroomverandering toegevoerd aan de parallelschakeling van R_{sper} en R_1 denken. Is dus $R_1 \gg R_{sper}$: dan is de vervangingsweerstand hiervan gelijk aan R_{sper} en is de uitgangsspanning gelijk aan $\Delta I_C \times R_{sper}$. Dit is identiek aan de versterking die bij een triode wordt bereikt, indien R_a veel groter is dan R_i . Deze versterking is dan gelijk aan de versterkingsfactor van de buis.

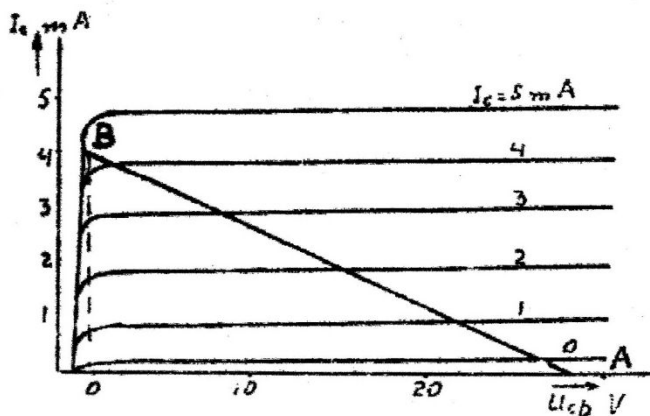


Fig. 2.18 Een bundel $I_C - U_{cb}$ karakteristieken van een transistor in geaarde-basis-schakeling

In fig. 2.18 is een bundel karakteristieken van een transistor gegeven, betrekking hebbende op de grootheden die bij gemeenschappelijke basis-schakeling van belang zijn. Deze karakteristieken zijn elk opgenomen bij een constante emitterstroom I_E . We zien dat de collectorstroom bij een bepaalde waarde van de emitterstroom I_E nagenoeg onafhankelijk van U_{cb} is. Dat de weerstand in collector-basisovergang dus groot is, blijkt hier ook.

Bij positieve spanning U_{cb} blijft de stroom groot en zal eerst bij kleine negatieve waarden van U_{cb} snel tot nul afnemen. Zonder, of zelfs bij een negatieve waarde van de collector-basisspanning, treedt aan de grenslaag van collector-basis overgang nog enige recombinatie op doordat nog enkele gaten en elektronen diffunderen.

We merken verder nog in de karakteristiekenbundel volgens fig. 2.18 op, dat de collectorstroom en de emitterstroom maar weinig in waarde verschillen.

Het is ook mogelijk in fig. 2.18 de belastingslijn van de weerstand R_1 op te nemen. De lijn AB stelt de belastingslijn voor bij een uitwendige weerstand van 7000Ω . Kiezen we het instelpunt in het midden van deze belastings



Halfgeleiderlektronika

HILVERSUM

tingslijn, dus bij $U_{cb} = 15$ volt en $I_c \approx 2$ mA, dan kan de transistor, met een sinusvormige wisselspanning, nagenoeg tot $U_{cb} = 0$ worden uitgestuurd. We zien hierbij dus dat de uitsturingmogelijkheid bij deze transistor-schakeling veel groter is dan bij een penthode in geaarde-roosterschakeling. Vatten we de eigenschappen van de transistor in geaarde basis-schakeling samen, dan kunnen we de volgende getallen ter oriëntatie vermelden:

- ingangsimpedantie $R_i = 50$ a 100Ω
- uitgangsweerstand $R_u = 100$ k Ω a 1 M Ω
- stroomversterking $\alpha = 0,9$ a $0,99$
- energieversterking 10^4 x

b De gelijkstromen

We gaan uit van de aangenomen pijlrichtingen volgens fig. 2.17, waarin de pijlen de bewegingsrichting van de positieve ladingsdragers (gaten) aan geven. De gelijkstromen die respectievelijk in emitter, basis en collector optreden zullen we als volgt aangeven: I_e , I_b en I_c .

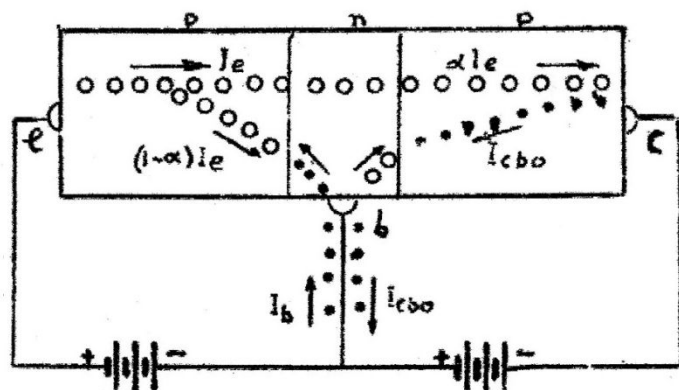
Volgens de wet van Kirchoff geldt dan: $I_e = I_b + I_c$.

Vatten we de karakteristieken op als rechte lijnen, dan mogen we hiervoor gelijkstromen ook de faktor α gebruiken, dus

$$\alpha = \frac{I_c}{I_e} \text{ en } I_c = \alpha I_e. \text{ Hieruit volgt dat: } I_e = I_b + \alpha I_e \text{ en}$$

$$I_b = (1 - \alpha) I_e$$

Zoals uit het voorgaande is gebleken treedt in de collector-basisketen nog een lekstroom I_{cbo} op, waarbij elektronen uit de collector naar de basis vloeien. In fig. 2.19 zijn deze stromen bij een p-n-p transistor aangegeven.



We zien dus dat indien we rekening houden met de lekstroom I_{cbo} , de basisstroom wordt:

$$I_b = (1 - \alpha) I_e - I_{cbo}$$

en de collectorstroom wordt:

$$I_c = \alpha I_e + I_{cbo}$$

De lekstroom I_{cbo} is, zolang de temperatuur laag blijft klein ten opzichte van αI_e , dus verwaarloosbaar. Bij hogere temperatuur neemt deze stroom echter zodanig toe dat deze al gauw niet meer verwaarloosbaar

Fig. 2.19 De gelijkstromen in een p-n-p transistor in gemeenschappelijke basischakeling

is (zie fig. 2.20). Voor stroomveranderingen en wisselstromen die klein blijven ten opzichte van de gelijkstromen, mogen de stroom I_{cbo} eveneens achterwege laten. In fig. 2.21 is de n-p-n transistor in gemeenschappelijke basischakeling weergegeven. De batterijen zijn vergeleken met de p-n-p transistor omgekeerd. We zien dat de bewegingen van gaten en elektronen ook tegengesteld zijn aan die bij de p-n-p transistor. Geven de pijlen dus weer de verplaatsingsrichting van positieve ladingsdragers (gaten) weer,

dan moeten de stroompijlen dus ook tegengestelde richting hebben aan die van fig. 2.19

2.5 De versterking en faseverlating van de transistor in geaarde emissorschakeling

a De versterking

Zoals we in het voorgaande hebben gezien is de ingangsweerstand van de geaarde-basischakeling klein (ca. 100Ω) en de uitgangsweerstand groot ($10^5 - 10^6 \Omega$).

Daar de sturing van deze transistor plaats vindt door een stroomverandering tot stand te brengen in de emitter-keten, was hiervoor dus ook een kleine spanning nodig en dus ook een klein vermogen. Daar de stromen in emitter en collector nagenoeg gelijk zijn, ligt het voor de hand niet de emitter te sturen, maar de basis, daar in de basisketen de stroom kleiner is.

Wordt de stroomverandering toegevoerd aan de basisketen, dan verandert het principe van de schakeling en ontstaat de geaarde-emissorschakeling. Hierin is de emitter als gemeenschappelijke elektrode in de basis- en collectorketen opgenomen.

Wordt bij de geaarde-emissorschakeling dezelfde ingangsspanning tussen emitter en basis-aansluiting gezet als bij de geaarde-basischakeling, is de stroom ongeveer 10% van de bij de geaarde-basischakeling, daar de ingangsweerstand nu hoger en wel ongeveer 1000Ω is.

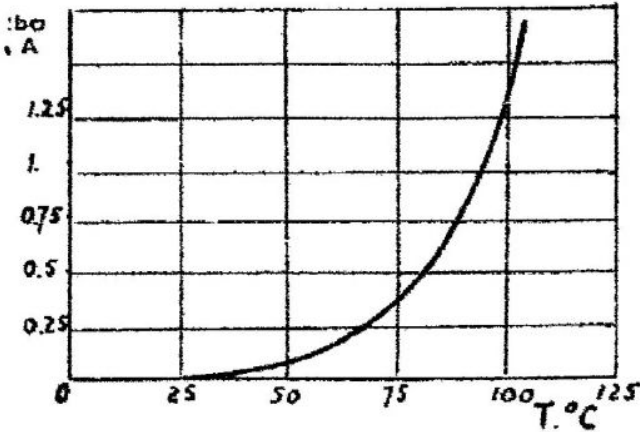


Fig. 2.20 De lekstroom I_{cbo} als functie van de temperatuur.

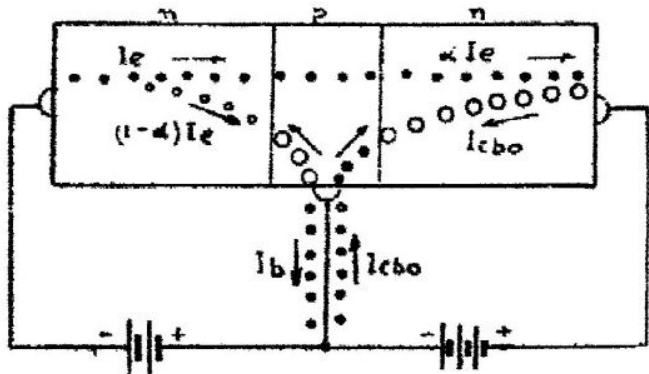


Fig. 2.21 De gelijkstromen bij de n-p-n transistor in gemeenschappelijke basischakeling

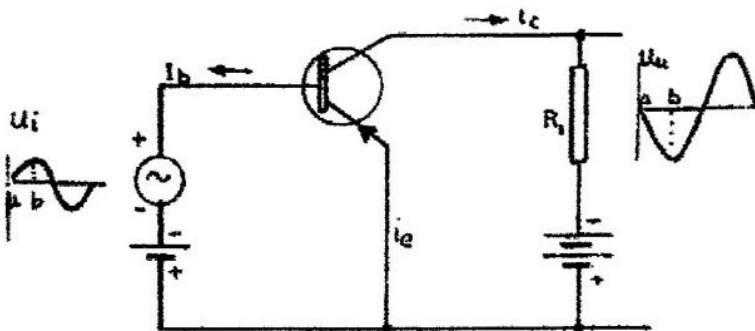


Fig. 2.22 p-n-p transistor in geaarde emissor schakeling.



In fig. 2.22 is de schakeling van de transistor in geaarde emissorschakeling weergegeven. Veronderstellen we dat de richting van de spanning gedurende de tijd ab in fig. 2.22 zodanig is, dat de batterij spanning tussen emissor en basis wordt tegengewerkt, dan zal de stroom I_e afnemen en tengevolge daarvan zal de stroom door de collector ook afnemen, met als gevolg dat de spanning over de weerstand R_1 ook zal afnemen, daar de afnemende stroom hierdoor vloeit. Bij de spanningstoename gedurende de tijd ab van de ingangsspanning zal de uitgangsspanning in dezelfde tijd afnemen. De uitgangsspanning is dus in tegenfase met de ingangsspanning bij de gemeenschappelijke emissorschakeling.

Volgens de wet van Kirchoff geldt weer: $i_e = i_b + i_c$.

Tevens is $\alpha = \frac{i_c}{i_e}$ als i_e , i_b en i_c de amplituden van kleine wisselstroompjes zijn $i_c = \alpha i_e = \alpha i_b + \alpha i_c$ en $i_c - \alpha i_c = \alpha i_b$ waaruit volgt:

$$i_c = \frac{\alpha}{1-\alpha} i_b .$$

Stellen we $\frac{\alpha}{1-\alpha} = \alpha'$, dan is $i_c = \alpha' i_b$. Zoals we in het voorgaande hebben gezien, varieert α tussen 0,9 en 0,99, dus is deze bijna 1. Is $\alpha = 0,99$, dan wordt $\alpha' = \frac{0,99}{1-0,99} = 99$ en $i_c = 99 i_b$. De stroomversterking is hier dus 99x.

b Gelijkstromen

Bezien we de gelijkstromen die bij de geaarde emissorschakeling optreden, dan kunnen we ook daarvoor volgens Kirchoff noteren: $I_e = I_b + I_c$. Veronderstellen we de karakteristieken recht, dan mogen we ook schrijven:

$$\alpha = \frac{I_c}{I_e}, \text{ dus wordt } I_c = \alpha I_e.$$

Indien we nu ook rekening houden met de intrinsieke lekstroom I_{cbo} , dan wordt

$$I_c = \alpha I_e + I_{cbo} \text{ en met de eerste vergelijking}$$

$$I_c = \alpha I_b + \alpha I_c + I_{cbo} \text{ of}$$

$$I_c - \alpha I_c = \alpha I_b + I_{cbo} \text{ en}$$

$$I_c = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_b + \frac{1}{1-\alpha} I_{cbo}.$$

$$\text{Stellen we } \frac{\alpha}{1-\alpha} = \alpha', \text{ dan wordt } I_c = \alpha' I_b + \frac{1}{1-\alpha} I_{cbo}.$$

De laatste breuk $\frac{1}{1-\alpha}$ kunnen we iets herleiden:

$$\frac{1}{1-\alpha} = \frac{1-\alpha+\alpha}{1-\alpha} = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} = 1 + \alpha' .$$

De vergelijking voor I_c wordt hiernede $I_c = \alpha' I_b + (\alpha' + 1) I_{cbo}$.

Daar α iets kleiner is dan 1, is α' veel groter dan 1 en is in de laatste uitdrukking 1 ten opzichte van α' te verwaarlozen en wordt

$$I_c = \alpha' I_b + \alpha' I_{cbo}$$

Hg 32

Hieruit volgt dat de stroom I_{CBO} , die bij de geaarde-basisschakeling, bij lage temperatuur te verwaarlozen is, nu versterkt in de uitgangsketen voorkomt en dus **niet** meer klein is ten opzichte van I_C en niet meer verwaarloosd mag worden. Daar dit een gelijkstroom is en alleen maar afhankelijk is van de temperatuur, mag deze in betrekking tot de wisselstroom worden verwaarloosd.

De geaarde-emissor schakeling heeft in principe veel overeenkomst met de kathode basisschakeling van een elektronenbuis.

In fig. 2.23 zijn enige karakteristieken gegeven, die het verband tussen collectorstroom I_C en de spanning U_{CE} , bij verschillende waarden van de basisstroom I_B geven.

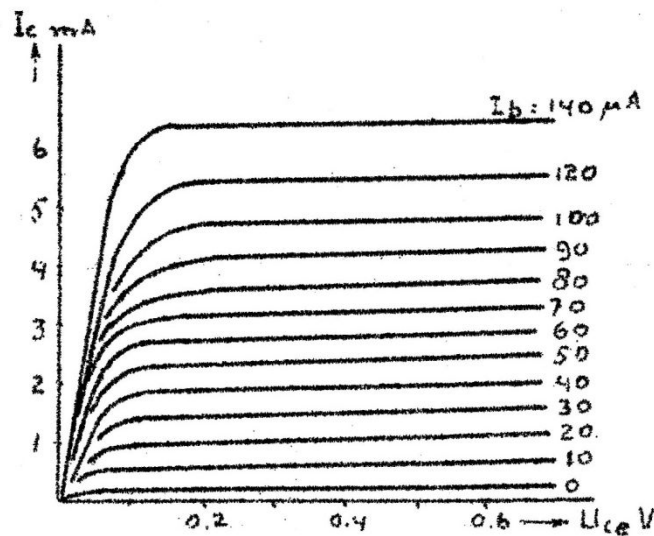


Fig. 2.23 I_C - U_{CE} karakteristieken van een transistor in geaarde emissor-schakeling

Ter oriëntatie vermelden we de volgende getallen van de geaarde emissor-schakeling

Ingangsimpedantie	$R_i = 500$ a 1000Ω
Uitgangsimpedantie	$R_u = 35$ a $100 K \Omega$
Stroomversterking	$\alpha' = 40$ a 100
Energieversterking	$10^5 \times$

Oplossingen inzenden van opgaven Hg no 53 t/m 60.

Halfgeleiderlektronika Les 92.7 De transistor in gemeenschappelijke collectorschakelinga Versterking

In fig. 2.24 is het principeschema van de transistor in gemeenschappelijke collectorschakeling weergegeven.

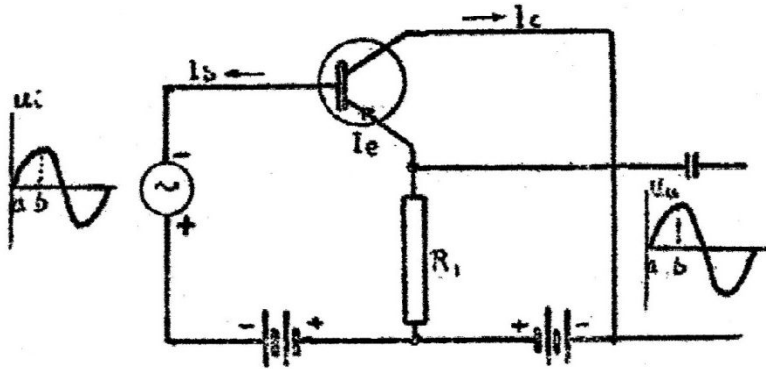


Fig. 2.24 De geaarde collectorschakeling

Brengen we in het tijdvak t^1 een toenemende spanning aan, die de stroom, gaande door de emitter-basis overgang, ondersteunt dan zullen de stromen I_b en I_e toenemen.

Neemt de stroom I_e toe, dan zal de spanning over R_1 ook toenemen en de potentiaal aan de bovenzijde van R_1 dalen en evenals deingangsspanning in negatieve richting toenemen. De uitgangsspanning is dus in fase met de ingangsspanning.

Als stroomvergelijking geldt weer:

$$i_e = i_b + i_c \quad \text{en verder } \alpha = \frac{i_c}{i_e} \quad \text{en } i_c = \alpha i_e$$

$$i_e = i_b + \alpha i_e \quad \text{waaruit volgt:}$$

$$i_e - \alpha i_e = i_b \quad \text{dus}$$

$$i_e = \frac{i_b}{1-\alpha} \quad \text{en daar } \frac{1}{1-\alpha} = \alpha' + 1 \quad \text{wordt dit}$$

$$i_e = (\alpha' + 1)i_b$$

De spanningsversterking van deze schakeling is iets kleiner dan 1 (Om de ingangsstroom te doen vloeien, moet een hoge spanning worden aangelegd, daar de ingangsimpedantie hoog is, of zoals het ook kan worden uitgedrukt, de spanningsveranderingen die aan de basis worden toegevoerd, worden tegengewerkt door de spanningsveranderingen in de emissorketen, die over R_1 ontstaan).



HILVERSUM

Hg 34

Deingangsimpedantie R_i is groter dan $20 \text{ K } \Omega$. Deze impedantie is afhankelijk van R_1 . De uitgangsimpedantie is ongeveer $1 \text{ K } \Omega$. De stroomversterking is groot en wordt bepaald door:

$$\frac{i_e}{i_b} . \text{ In het voorgaande werd reeds afgeleid: } i_c = \alpha i_e \text{ en } i_c = \frac{\alpha}{1-\alpha} i_b$$

dus volgt hieruit:

$$i_c = \alpha i_e = \frac{\alpha}{1-\alpha} i_b \text{ en } \frac{i_e}{i_b} = \frac{1}{1-\alpha} \text{ of } \underline{\underline{\frac{i_e}{i_b} = (\alpha' + 1)}}$$

De maximaal te bereiken energieversterking is ongeveer 40 x.

Deze schakeling vertoont principieel veel overeenkomst met de anodebasisschakeling van een elektronenbuis, ook wel kathodevolger genoemd.

Analoog hiermede noemt men de geaarde collectorschakeling van een transistor ook wel emissorvolger.

b Gelijkstromen

Voor gelijkstromen geldt wederom

$$I_e = I_c + I_b$$

Bij recht veronderstelde karakteristieken mogen we ook weer schrijven:

$$\alpha = \frac{I_c}{I_e} , \text{ dus wordt } I_c = \alpha I_e . \text{ Rekening houdende met de lekstroom } I_{cbo}$$

wordt $I_c = \alpha I_e + I_{cbo}$.

Dit gesubstitueerde in de stroomvergelijking geeft:

$$I_e = I_b + \alpha I_e + I_{cbo}$$

$$(1-\alpha)I_e = I_b + I_{cbo} \text{ en}$$

$$I_e = \frac{1}{1-\alpha} I_b + \frac{1}{1-\alpha} I_{cbo}$$

Vervangen we $\frac{1}{1-\alpha}$ weer door $(\alpha' + 1)$ dan geeft dit:

$$I_e = (\alpha' + 1) I_b + (\alpha' + 1) I_{cbo}$$

We zien dat de lekstroom versterkt in de emissorketen wordt aangetroffen, dus daar niet meer verwaarloosbaar is.

Oplossingen inzenden van opgaven Hg no 61 t/m 64.