

Centra in halfgeleiders

C.A.J. Ammerlaan

Natuurkundig Laboratorium der Universiteit van Amsterdam

De halfgeleiderfysica mag zich verheugen in een opleving van de belangstelling. De maatschappelijke gevolgen van de soms als stormachtig overkomende ontwikkelingen in de technische toepassingen van halfgeleidercomponenten zijn hieraan niet vreemd.

Geïntegreerde schakelingen, bij voorkeur als 'chip' aangeduid, en zonnecellen zijn voorbeelden van halfgeleiderelementen waarmee vakgenoot en leek zich bezighouden. De technische veelzijdigheid van halfgeleiders berust op de omstandigheid dat in deze materialen de elektrische geleiding in sterkte regelbaar is. Bovendien is er keuze in elektronen- en gatengeleiding (resp. n-type en p-type materiaal) waardoor p-n-overgangsstructuren gerealiseerd kunnen worden. De beheersing van de elektrische eigenschappen geschiedt door het op gecontroleerde wijze aanbrengen van centra in de halfgeleider. Al naar de ligging van de elektronenniveaus wordt onderscheid gemaakt in ondiepe en diepe centra. Eerstgenoemde beheersen meer de evenwichtsgeleiding, terwijl de tweede soort vooral van invloed is op de tijdsafhankelijke processen. Aan de hand van het voorbeeld 'donors in halfgeleiders' worden deze twee typen in het onderstaande artikel besproken. In de grondtoestand vertonen de donors de karakteristieken van diepe niveaus, terwijl hun aangeslagen toestanden alle kenmerken van ondiepe niveaus dragen.

Halfgeleiders

Halfgeleiders worden gekarakteriseerd door het ontbreken van energie-eigenwaarden en bijbehorende toestanden in een bepaald traject in het energiespectrum van de elektronen. De toestanden bij lage energieën, die de valentiebanden vormen, zijn in de grondtoestand geheel met elektronen bezet. Gescheiden door de zogenaamde *verboden zone* liggen daarboven de geleidingsbanden, die in de grondtoestand leeg zijn. In deze omstandigheden zijn halfgeleiders materialen zonder spectaculaire eigenschappen. De elek-

trische geleiding is klein, want slechts door thermische aanslag kan een gering aantal elektronen uit de valentieband naar de geleidingsband overgaan. De intrinsieke geleiding, afkomstig van deze vrije elektronen in de geleidingsband en van vrije gaten in de valentieband, neemt exponentieel toe met de temperatuur. Afgezien van diamagnetisme bezitten halfgeleiders met hun in covalente bindingen met gepaarde spins opgeborgen elektronen, geen opvallende magnetische karakteristieken. Optische quanta worden slechts geabsorbeerd als hun energie toereikend is om de verboden zone te overbruggen. In diamant, waarvan de bandafstand 5,5 eV bedraagt, zijn fotonen in het gebied van zichtbaar licht met hun energie van 1,6 tot 3,1 eV niet in staat deze interne excitaties tot stand te brengen. Zuiver diamant heeft daardoor een visuele doorzichtigheid als van het zuiverste water. Op overeenkomstige wijze geldt dit voor halfgeleiders als silicium en germanium, die eveneens in de diamantstructuur kristalliseren, maar een kleinere bandafstand bezitten (respectievelijk 1,17 en 0,75 eV). De transparantie ligt hier bij golflengten in het infrarood.

De verboden zone, het zij herhaald, is het dominante gegeven voor de fysische verschijnselen in halfgeleiders. Het bestaan van de verboden zone is voorwaardelijk gebonden aan de éénkristalstructuur in een halfgeleider. Een verboden zone in de bandenstructuur zal optreden wanneer een geschikte potentiaal met perfecte ruimtelijke regelmaat optreedt.

Centra

Het bandenschema wordt doorbroken wanneer door de aanwezigheid van centra in de halfgeleider de kristalpotentiaal afwijkingen van periodiciteit vertoont. De veelheid van bestaande centra kan ruwweg worden getweeëndeeld in centra van meer fysische en van meer chemische aard. Tot de eerste categorie behoren intrinsieke kristalroosterfouten, zoals roostervacatures, zelfinterstitiëlen, dislocaties en swirls. In prin-

cipe zijn de meeste van deze fouten altijd aanwezig als gevolg van thermodynamische wetmatigheden. Van chemische aard zijn onzuiverheidsatomen die als resultaat van de bereidingsgeschiedenis, maar meestal als opzettelijke toevoeging in het halfgeleiderkristal zijn aangebracht. In het algemeen veroorzaken de centra *elektronenniveaus in de verboden zone*. Een uitzondering hierop vormen de isoelektronische verontreinigingen, bijvoorbeeld GaP:As_p , die door de grote gelijkheid tussen onzuiverheids- en gastroosteratoom een te geringe verstoring betekenen. De niveaus in de verboden zone hebben een grote invloed op de elektrische en optische eigenschappen van halfgeleiders. De centra kunnen elektronen uitwisselen met de banden; dus als donor of acceptor fungeren. Een fraaie illustratie is te zien in *fig. 1*. De Hope-diamant is een p-type halfgeleider door

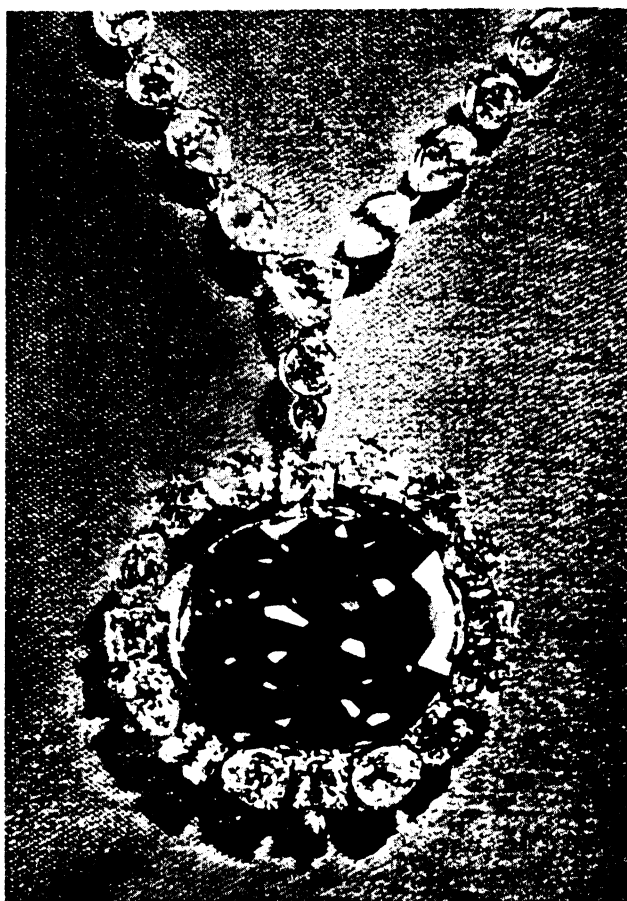


Fig. 1: De geschiedenis van 's werelds beroemdste halfgeleider, de Hope-diamant, gaat terug tot zijn vondst omstreeks 1640 in de Kollur-mijn in India. Dit met tragiek omweven juweel behoort thans tot de collectie van het Smithsonian Institution Museum in Washington, U.S.A.

de aanwezigheid van ongecompenseerde boriumatomen als substitutionele verontreiniging. De steen ontleent zijn blauwe kleur aan absorpties die samenhangen met de excitatie van elektronen uit de valentieband naar lege acceptortoestanden. De boriumonzuiverheden verhogen de waarde, om niet te spreken van de schoonheid, van deze unieke halfgeleider in bijzondere mate.

Centra zijn een zegen voor halfgeleidertechnologen die de elektrische eigenschappen van de materialen naar eigen wens willen beïnvloeden. *Centra zijn een uitdaging* voor de fysicus met belangstelling voor de fundamentele beschrijving van deze systemen. In het bijzonder is het onderzoek van centra die diepe niveaus in de verboden zone veroorzaken, een zwaar-temptesthema in de huidige halfgeleiderfysica.

Fig. 2 is een overzicht over enige verrichte studies aan silicium. Aan veel onzuiverheden in silicium werd reeds aandacht besteed, meer is nog als opgave voor de toekomst gelaten. Men mag hierbij bedenken dat aan silicium meer onderzoek is gewijd dan aan enige andere vaste stof. Voor andere halfgeleidermaterialen vertoont de landkaart meer witte plekken.

Een fundamentele verhandeling over de elektronische structuur van een centrum start met de formulering van de Hamiltoniaan H en de oplossing van de Schrödinger-vergelijking $H\psi = E\psi$ naar de energie-eigenwaarden E en de bijbehorende golf functies ψ . In het onderhavige geval is een voor de hand liggende schrijfwijze

$$H = H_0 + V, \quad (1)$$

waarin H_0 de Hamiltoniaan is voor de perfecte halfgeleider en V is toegevoegd als specifieke potentiaal voor het defect. De kristalterm H_0 is zeker belangrijk. Eenzelfde verontreiniging, gekarakteriseerd door een eigen V , zal in verschillende halfgeleiders immers uiteenlopende eigenschappen hebben. Anderzijds is ook de term V van belang, omdat in de zelfde halfgeleider verschillende verontreinigingen een verschillend gedrag vertonen. Van meet af aan is dus duidelijk dat H_0 en V op voet van gelijkheid behandeld moeten worden. Gastheer (halfgeleider) en gast (defect) vormen één geheel. Op de eigenschappen van het centrum laat elk zijn eigen invloed gelden.

In de volgende paragrafen wordt een bepaalde combinatie van halfgeleider en verontreiniging enigmatisch gedetailleerd besproken. De keuze is daarbij gevallen op de substitutionele donoren in silicium en germanium.

Resultaten van de effectieve massa-theorie zijn weer-gegeven in fig. 3. Om niet in te veel details te ver-vallen, zijn slechts een paar van de vele niveaus uit de Rydberg-reeks getekend. De experimenteel verkregen resultaten voor diverse donors, enkelvoudige uit kolom V en dubbele uit kolom VI van het periodieke systeem, zijn ter vergelijking opgenomen. Bij de chal-cogenide-donors is voor het tweede donorniveau de ionisatie-energie gedeeld door Z^2 ($=4$). Opvallend is de zeer goede overeenstemming tussen theorie en experiment voor de aangeslagen toestanden $2p_0$ en $2p_{\pm}$. Wat de $1s$ -toestand betreft is het resultaat voor de $1s(E)$ - en $1s(T_1)$ -niveaus zeer redelijk te noemen. Daarentegen liggen de toestanden $1s(A_1)$ aanmerkelijk dieper dan de effectieve massa-theorie voorspelt. De oorzaak van deze afwijking is duidelijk. In de potentiaal kan men schematisch *twee* gebieden onderscheiden. Op grote afstand wordt de Coulomb-potentiaal effectief door de halfgeleideratomen afge-schermd. De werking op lange afstand van de aantrek-king wordt correct met $V \propto 1/\epsilon_r r$ in rekening ge-bracht. Dicht bij de donor is de afscherming onvolle-dig en vervalt de factor ϵ_r in de noemer van de poten-tiaal. De potentiaal is daar veel dieper dan de gebruik-te formule aangeeft. Als gevolg van deze 'centrale-cel-correctie' valt de bindingsenergie groter uit. De elek-tronen in de aangeslagen toestanden $2p$ en hoger be-vinden zich op grote afstand van de donor. Bovendien is vanwege $|\psi(0)|^2 = 0$ voor p-golffuncties hun dicht-heid in de centrale cel extra laag. Het gebruik van een afgeschermd Coulomb-potentiaal is voor deze toe-standen klaarblijkelijk geheel in orde. Ook voor $1s(E)$ en $1s(T_1)$ toestanden geldt dat deze een knoop hebben op de donorpositie $r=0$. Dit vloeit voort uit de bijzon-dere vorm van de lineaire combinatie van golffuncties waaruit deze toestanden zijn samengesteld. Ook hier zijn daarom de centrale-cel-correcties gering, al zijn ze meetbaar aanwezig en hebben ze het verwachte teken. De $1s(A_1)$ golffuncties hebben een s-karakter ten op-zichte van de donorpositie. Een elektron in deze toe-stand heeft een redelijke ophoudkans in de centrale cel. Het bijbehorende energieniveau ligt daardoor die-per dan overeenkomt met de waarde van de effectieve massa-theorie. De $1s(A_1)$ -toestand is de werkelijke grondtoestand. De ionisatie-energie is afhankelijk van de chemische aard van de donor. Zoals verwacht, zijn de correcties voor de dubbele donors het grootst. Om deze behandeling in juist perspectief te plaatsen, moet worden opgemerkt dat de effectieve massa-theorie en zijn toepassing op enkelvoudige donors in sili-cium en germanium een gevestigd klassiek hoogte-punt in de halfgeleiderfysica vertegenwoordigt. De

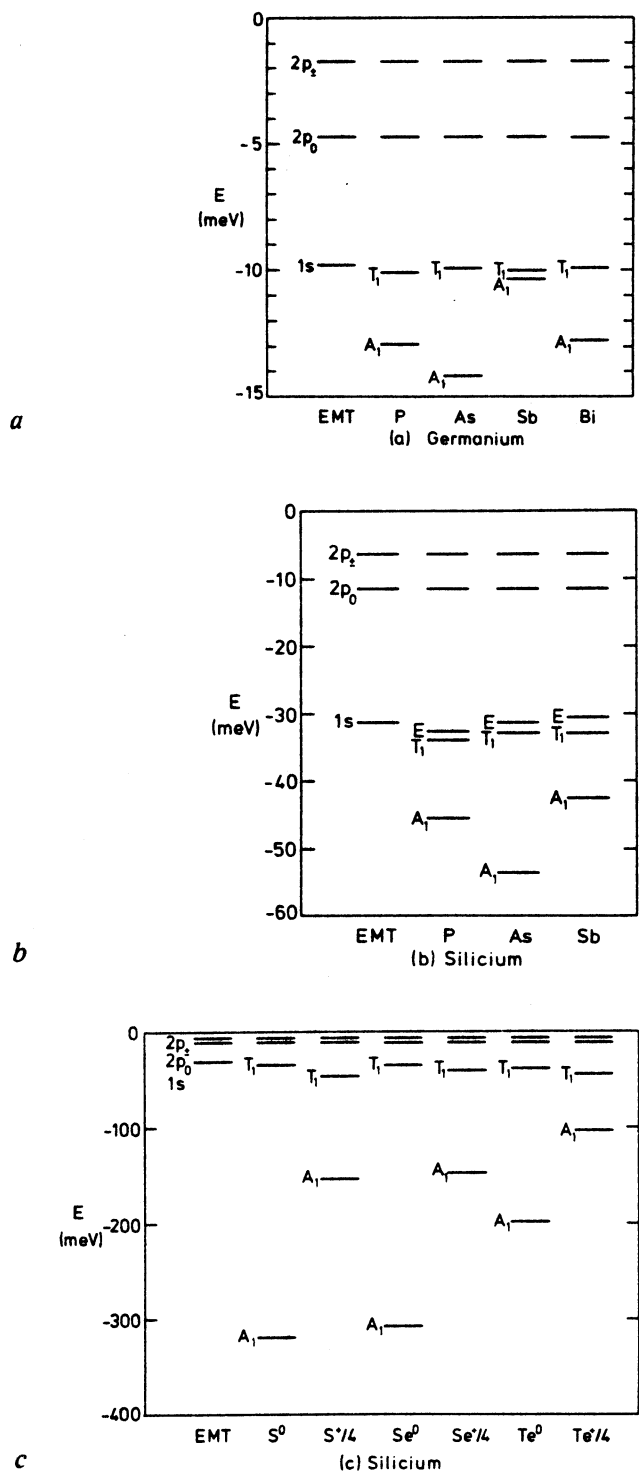


Fig. 3: *Energieniveaus van donors ten opzichte van de geleidingsband bij $E=0$ meV. De experimenteel bepaalde waarden vergeleken met de effectieve massa-theorie (EMT).*

a) Ondiepe enkelvoudige donors in germanium, b) Ondiepe enkelvoudige donors in silicium, c) Dubbele donors in silicium in neutrale en éénmaal geïoniseerde toestand.

tweewaardige chalcogenidedonors hebben, zoals fig. 3c laat zien, ionisatie-energieën van 200 tot 600 meV. Aangezien de verboden zone in silicium 1170 meV breed is, zijn dit typisch diepe niveaus en zijn de bijbehorende golf functies sterk gelocaliseerd. De in fig. 3c gepresenteerde gegevens zijn van recente datum. De ligging van de 1s(E) niveaus is zelfs nog onbekend. Tot verrassing van eigenlijk iedereen zijn ook met deze diepe centra goed gedefinieerde hogere Rydberg-niveaus verbonden.

DONORS - golf functies

Nauwkeurige informatie over de golf functie wordt verkregen uit elektronspinresonantie (ESR). De neutrale kolom-V-donors en de éénmaal geïoniseerde kolom-VI-donors bezitten een oneven aantal elektronen. De spins van de elektronen paren zich tot een totale $S = \frac{1}{2}$. De donors hebben een permanent magnetisch moment en zijn daardoor in ESR waarneembaar. Voor dit systeem is de eenvoudigste toereikende uitdrukking voor de energie:

$$H_{\text{ESR}} = -\vec{\mu}_e \vec{B} - (2/3)\mu_0 \vec{\mu}_e \vec{\mu}_n |\psi(0)|^2. \quad (4)$$

De eerste term is de energie van het magnetisch moment van het elektron in een magnetisch veld $\vec{B}$: de Zeeman-energie. Hyperfijn-interactie tussen elektron en magnetische donorkern wordt in de tweede term ge-

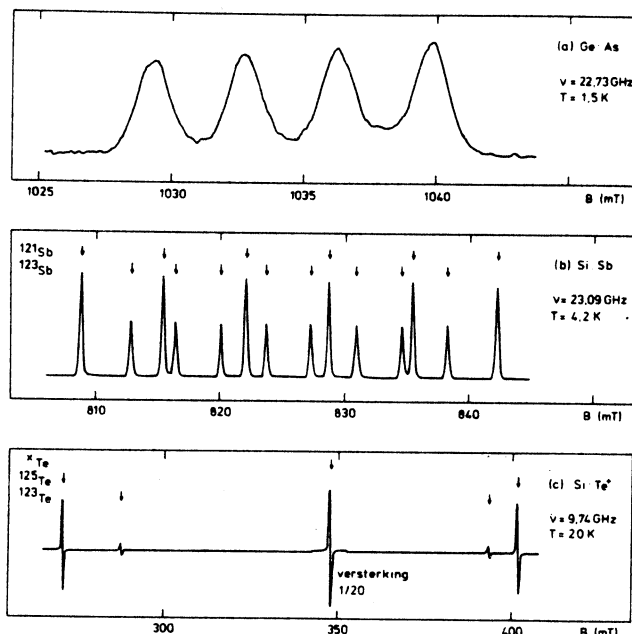


Fig. 4: Spectrum van de elektronspinresonantie van (a) Ge:As, (b) Si:Sb en (c) Si:Te*. *Te omvat alle tellurium-isotopen met kernspin $I = 0$.

ven. Uiteraard is deze in sterkte evenredig met de grootte van de betrokken magnetische momenten, $\vec{\mu}_e$ van het elektron en $\vec{\mu}_n$ van de kern, en van het contact $|\psi(0)|^2$ tussen beide. Gebruik makende van $\vec{\mu}_e = -g\mu_B \vec{S}$ en $\vec{\mu}_n = g_n \mu_N \vec{I}$ laat de spin-Hamiltoniaan zich schrijven als

$$H_{\text{ESR}} = g\mu_B \vec{B} \vec{S} + a \vec{S} \vec{I}, \quad (5)$$

met

$$a = (2/3)\mu_0 g\mu_B g_n \mu_N |\psi(0)|^2. \quad (6)$$

De elektron-spin is gequantiseerd volgens $m_S = \pm \frac{1}{2}$; de kernspin wordt op soortgelijke wijze beschreven met het quantumgetal m_I . In de benadering voor sterke velden worden de energieniveaus gegeven door

$$E(m_S, m_I) = g\mu_B B m_S + a m_S m_I. \quad (7)$$

Magnetische resonantie zal optreden wanneer het quantum $h\nu$ van opvallende straling gelijk is aan het energieverval tussen de niveaus met $m_S = -\frac{1}{2}$ en $m_S = +\frac{1}{2}$. De resonantieconditie luidt dus

$$h\nu = g\mu_B B + a m_I, \quad (8)$$

$$B = (h\nu - a m_I) / g\mu_B. \quad (9)$$

Het ESR-spectrum bestaat uit $2I + 1$ resonanties, behorende bij de kernquantumgetallen $m_I = -I, -I + 1, \dots, +I$. Fig. 4 laat enige voorbeelden zien. Het midden van de spectra ligt bij magnetisch veld $B = h\nu / g\mu_B$ en de onderlinge afstand van de hyperfijn-componenten bedraagt $a / g\mu_B$. De hyperfijnkoppelingsconstante a is dus eenvoudig uit het ESR-spectrum te bepalen. Via de relatie (6) is deze kennis direct om te rekenen in $|\psi(0)|^2$, dat wil zeggen in de waarschijnlijkheidsdichtheid van het gebonden donorelektron op de donorkern. Tabel I vermeldt de karakteristieken van isotopen die bij deze studies werden

Tabel I. Stabiele magnetische isotopen van enkelvoudige en dubbele donors in elementaire halfgeleiders.

Donor	Isotoop	Natuurlijke abundantie (%)	Kernspin I ($\hbar$)	Magnetisch moment $g_n \mu_N$ (μ_N)
15P	31P	100	1/2	+1,1317
33As	75As	100	3/2	+1,4390
51Sb	121Sb	57,25	5/2	+3,3589
	123Sb	42,75	7/2	+2,5465
83Bi	209Bi	100	9/2	+4,080
16S	33S	0,76	3/2	+0,6433
34Se	77Se	7,58	1/2	+0,5341
52Te	123Te	0,87	1/2	-0,7359
	125Te	6,99	1/2	-0,8871

Tabel II. Resultaten van elektronspinresonantie (ESR) aan enkelvoudige en dubbele donors en van de effectieve massa-theorie (EMT).

Half-ge-leider	Donor	Iso-top	g_e	g_n	a/h (MHz)	$ \psi(0) ^2$ (10^{30}m^{-3}) ESR	$ \psi(0) ^2$ (10^{30}m^{-3}) EMT
Ge	P	^{31}P	1,5631	+2,2634	35,6	0,17	0,023
	As	^{75}As	1,5700	+0,9593	61,5	0,69	
	Bi	^{209}Bi	1,5671	+0,9067	181	2,15	
Si	P	^{31}P	1,9985	+2,2634	117,53	0,439	0,038
	As	^{75}As	1,9984	+0,9593	198,35	1,747	
	Sb	^{121}Sb	1,9986	+1,3436	186,80	1,175	
		^{123}Sb	1,9986	+0,7276	101,52	1,179	
	Bi	^{209}Bi	2,0003	+0,0967	1475,4	13,736	
Si	S*	^{33}S	2,0054	+0,4289	312,4	6,13	0,306
	Se*	^{77}Se	2,0057	+1,0682	1658,4	13,07	
	Te*	^{123}Te	2,0023	-1,4718	2896,3	16,59	
		^{125}Te	2,0023	-1,7742	3491,7	16,60	

Tabel III. Spindichtheden $|\psi(0)|^2$ op de kern. Kolom 2 geeft de experimentele waarde voor de donor (d) in silicium. In kolom 3 staat een berekende waarde voor een vrij atoom (a) in de $(ns)^2(np)^3$ -configuratie. Kolom 4 vermeldt de onderlinge verhouding.

Element	$ \psi(0) _d^2$ (10^{30}m^{-3})	$ \psi(0) _a^2$ (10^{30}m^{-3})	$\frac{ \psi(0) _d^2}{ \psi(0) _a^2}$
P	0,439	48,99	0,009
As	1,747	113,15	0,015
Sb	1,177	145,30	0,008
S	6,13	67,08	0,091
Se	13,07	137,87	0,095
Te	16,59	170,84	0,097

toegepast. In tabel II zijn resultaten van ESR-onderzoek verzameld. Al dit ESR-werk heeft betrekking op donors in de $1s (A_1)$ -grondtoestand. De waarden die de effectieve massa-theorie levert voor $|\psi(0)|^2$, zijn ook in tabel II opgenomen. Vergelijking leert dat de experimenteel bepaalde waarden 10 tot 100 maal zo groot zijn als de theoretische. Dit bevestigt de *sterke lokalisatie van het elektron in de centrale cel*. Dit beeld was reeds opgeroepen door de beschouwing van de energie van de grondtoestand.

De kwantitatieve interpretatie van het donorelektron in de grondtoestand met behulp van de effectieve massa-theorie is geen groot succes. De theorie is voortreffelijk voor gedelokaliseerde elektronen, maar schiet tekort voor gelokaliseerde diepe toestanden. Het is nu verleidelijk bij de interpretatie in een ander uiterste te vervallen. In deze opvatting wordt het donorelektron vergeleken met elektrongolffuncties

van het vrije atoom, los van de halfgeleider. Tabel III geeft zulk een vergelijking. Inspectie leert dat het elektron van de enkelvoudige donors voor circa 1%, en van de dubbele donors voor circa 10% tot de centrale cel kan worden gerekend. Het inzicht dat zowel de halfgeleider via H_0 als de onzuiverheid via V op de donorgolffunctie hun invloed laten gelden, wordt bevestigd.

Een geslaagde toepassing van de techniek van constructie van golffuncties uit atomaire 'orbitals' kan worden ontleend aan de *antistructuurdefecten*. Een antistructuurdefect bestaat uit één enkel atoom in een binaire legering op een substitutionele plaats op het subrooster van de andere samenstellende component.

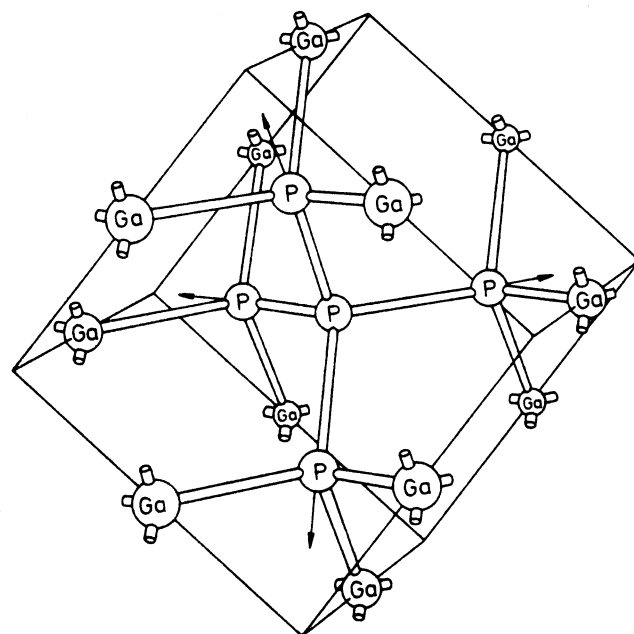


Fig. 5: Atomair model van het antistructuurcentrum P_{Ga} in galliumfosfide.

Het atomaire model van het fosfor-antistructuurcentrum in galliumfosfide ziet men in fig. 5. Het antistructuuratoom is een dubbele donor met diepliggende niveaus. Evenals de chalcogenidedonors is de positief geladen donor P_{Ga}^+ paramagnetisch. Onlangs werd voor de eerste maal het bestaan van deze antistructuurcentra door de waarneming van het ESR-spectrum ondubbelzinnig aangetoond. Het spectrum, opgenomen met het magneetveld $\vec{B}$ evenwijdig aan een $\langle 100 \rangle$ -kristalrichting, is weergegeven in fig. 6. De hyperfijnwisselwerking met het centrale antistructuur-fosforatoom veroorzaakt een splitsing van het spectrum in twee gelijke componenten. De vier

naaste-buurfosforatomen geven aanleiding tot een verdere splitsing in 2^4 componenten. In het geval $\vec{B} \parallel \langle 100 \rangle$ vallen deze zodanig samen, dat een vijflijnspectrum met intensiteitsverhoudingen 1:4:6:4:1 ontstaat. De hyperfijnstructuur in het ESR-spectrum weerspiegelt de atomaire structuur van het centrum op zeer karakteristieke wijze. De sterktes van de hyperfijnwisselwerkingen zijn in fig. 6 op te meten. Ze vormen, zoals in het voorafgaande is uiteengezet, een maat voor de lokalisatie van het defectelektron op de kernen. Een analyse van de resultaten wordt gebaseerd op een golf functie die als een lineaire combinatie van atomaire orbitals (LCAO) op de betrokken posities wordt gevormd. Toegepast op het P_{Ga} -centrum levert de analyse een concentratie op van 26% van de golf functie op de centrale positie en van 66% op de vier nabuurposities gezamenlijk. Niet minder dan 92% van het elektron wordt dus gevonden in het gebied van de centrale PP_4 -cluster. De sterke lokalisatie is geheel consistent met het diep-niveaukarakter van dit centrum.

Samenvatting

Centra verlenen aan halfgeleiders de mogelijkheid tot variatie van de fysische eigenschappen binnen ruime grenzen. In dit artikel werd aandacht besteed aan één categorie van onzuiverheden, donors, en de studie daarvan met twee experimentele methodes. Een gelijksoortige behandeling van substitutionele acceptors is aanzienlijk gecompliceerder, door de baanontarding in de top van de valentieband. Ook op het gebied van overgangsmetalen als verontreiniging in silicium en III-V-verbindingen, valt een gonzende activiteit waar te nemen. Ter illustratie: alleen al over het systeem Si:Fe verschenen in de afgelopen drie jaar een 25-tal tijdschriftartikelen. Vele van deze verontreinigingen hebben een amfoteer karakter. Ze introduceren verschillende niveaus in de zone en functioneren, al naar gelang de ligging van het Fermi-niveau, als donor

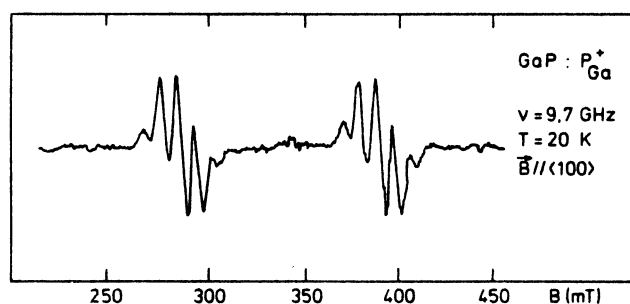


Fig. 6: Spectrum van de elektronspinresonantie van het antistructuurcentrum P_{Ga} in galliumfosfide.

of als acceptor. Het bekendste voorbeeld in dit verband is goud. De vacature representeert de meest elementaire vorm van een kristalroosterfout. Bij het creëren van een lege roosterplaats worden de bindingen met de vier naaste-buuratomen verbroken. Nieuwe bindingen worden gevormd, waarbij een ingrijpende plaatselijke reconstructie van het rooster plaatsvindt. Met deze roosterfouten zijn steeds diepe niveaus geassocieerd. Wisselwerkingen tussen al deze effecten komen veelvuldig voor. Dit leidt tot de vorming van defectparen, defectcomplexen en precipitaten.

De totaliteit van aanwezige centra is beslissend voor de elektrische eigenschappen van de halfgeleider. Vanzelfsprekend wordt de mate en soort van elektrische geleiding bepaald door de geïoniseerde donors en acceptors. Bij de absorptie van licht en de emissie ervan in luminescentieprocessen spelen de ligging en dichtheid van energieniveaus een dominerende rol. De niet-evenwichtsverschijnselen, zoals recombinatie en tijdelijke vangst van ladingdragers, wordt beheerst door werkzame doorsneden voor vangst en emissie van elektronen en gaten. De betekenis van centra voor de toepassing van halfgeleiders in praktisch bruikbare componenten is hierdoor evident. De schaalverkleining op het gebied van de toepassing stelt toenemend hogere eisen aan materiaalbeheersing.

In dit artikel is de nadruk gevallen op de theoretische behandeling van centra. De Schrödinger-vergelijking werd geïntroduceerd en de oplossingen voor energie en golf functie werden kritisch gezien. Voor de genoemde processen van absorptie en emissie is de vraag naar de waarschijnlijkheid ervan steeds aan de orde. Overgangswaarschijnlijkheden worden geschreven in termen van matrixelementen $\langle \psi_2 | H_{\text{storing}} | \psi_1 \rangle$. Het is duidelijk dat de golf functies van het elektron in de toestand ψ_1 , waarin het aanvankelijk verkeert, en de nieuwe toestand ψ_2 die het gaat innemen, bekend moeten zijn voor een voldoende inzicht in deze processen. In de halfgeleiderfysica staan het fundamentele onderzoek en de toepassing ervan dicht naast elkaar. Het gezegde van Boltzmann: "*Nichts ist praktischer als eine gute Theorie*" heeft hier zijn volle geldigheid.