

8 Halbleiterdetektoren

Übersicht

8.1	Einleitung	269
8.2	Halbleitergrundlagen	273
8.3	Grenzflächen	288
8.4	Teilchennachweis mit Halbleiterdetektoren	314
8.5	Einseitig strukturierte Siliziumdetektoren	318
8.6	Doppelseitig strukturierte Mikrostreifendetektoren	328
8.7	Hybride Pixeldetektoren	332
8.8	Seitwärtsverarmung und Silizium-Driftkammer	336
8.9	Charge-Coupled Devices (CCDs)	342
8.10	Monolithische Pixeldetektoren	346
8.11	Strahlenschädigung	359
8.12	Weitere Halbleitermaterialien für den Strahlungsnachweis	373

8.1 Einleitung

Halbleiterdetektoren werden bereits seit den frühen 1960er Jahren in der Kernphysik vor allem zur Energiemessung von Gammastrahlung eingesetzt (siehe zum Beispiel [507]). In diesem Kapitel konzentrieren wir uns allerdings auf ortsempfindliche Halbleiterdetektoren der Teilchenphysik, die seit den 1980er Jahren entwickelt werden. Ähnlich wie die Erfindung der Vieldrahtkammern zwanzig Jahre zuvor die elektronische Messtechnik für Teilchenphysikexperimente revolutionierte (siehe Kapitel 7), erfolgte ein ähnlicher Qualitätssprung durch die Entwicklung ortsauflösender Halbleiterdetektoren mit einer Elektrodenstrukturierung im Bereich 50–100 µm. Mit ihnen konnte die Genauigkeit der Ortsmessung um 1–2 Größenordnungen im Vergleich zu den bis dahin fast ausschließlich verwendeten Drahtkammern verbessert werden. Dadurch wurde erstmals die Messung von Sekundärvertices und damit von Lebensdauern schwerer Fermionen möglich. Zwei Beispiele dazu seien erwähnt:

- τ -Leptonen zerfallen mit einer Lebensdauer von $\tau_\tau \simeq 290$ fs in Endzustände mit einem geladenen Teilchen (z. B. $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$) oder mehreren geladenen Teilchen (z. B. $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$). Die dabei zurückgelegte Flugstrecke ist

$$d = \gamma\beta c\tau,$$

wobei βc die Geschwindigkeit des Teilchens und γ den Lorentz-Faktor für die Transformation vom τ -Ruhesystem in das Laborsystem darstellt. In dem Elektron-Positron-Speicherring LEP wurden τ^+ und τ^- bei einer Schwerpunktsenergie von ≈ 91 GeV paarweise produziert in der Reaktion

$$e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-.$$

In 'natürlichen' Einheiten ($\hbar = c = 1$) ist für τ -Leptonen mit Masse m , Energie E und Impuls p :

$$\gamma\beta = \frac{E}{m} \frac{p}{E} = \frac{p}{m} = \frac{45.5 \text{ GeV}}{1.78 \text{ GeV}} \simeq 25.6$$

und damit

$$\gamma\beta c\tau \simeq 2.2 \text{ mm} .$$

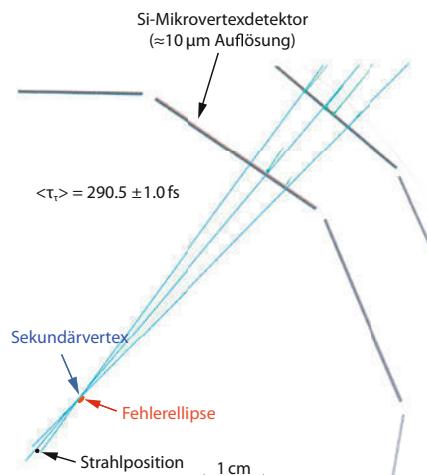
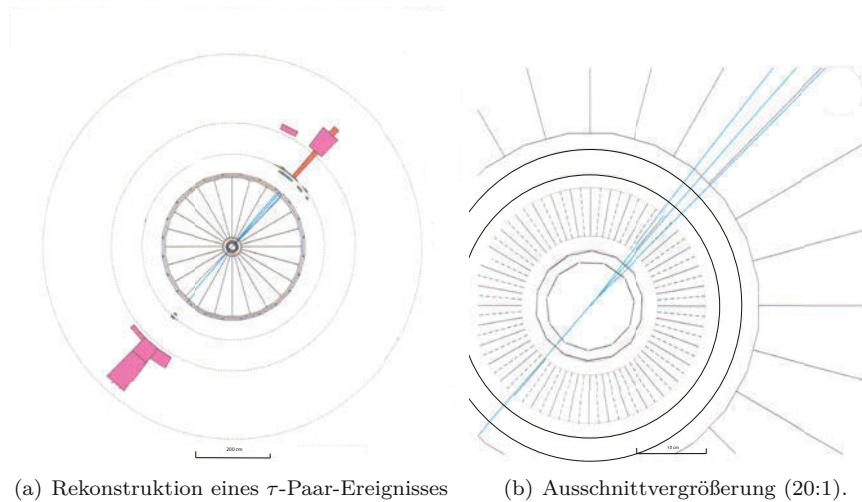
Der typische Abstand zwischen dem Wechselwirkungspunkt der Kollision und dem Zerfallspunkt der τ -Leptonen liegt also im mm-Bereich. Abb. 8.1 zeigt ein Ereignis dieses Typs und eine Ausschnittvergrößerung der inneren Zone. Mit Hilfe von Silizium-Mikrostreifendetektoren wurde die Extrapolation der Teilchenspuren in einem Großdetektor von mehreren Metern Durchmesser zum Wechselwirkungspunkt mit einer Genauigkeit im Bereich 10–100 μm möglich.

- Ähnliche Anforderungen entstehen bei der Erkennung von Sekundärvertices in Teilchenbündeln, 'Jets' genannt, zum Beispiel in der Reaktion $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow (b\mu^+\nu)(\bar{b}e^-\bar{\nu})$ wie in Abb. 8.2 in einer Computerrekonstruktion eines Kollisionsereignisses in einem LHC-Detektor gezeigt. Hier geht es darum, Jets mit Teilchen, die nicht vom Primärvertex, das heißt vom Kollisionspunkt der Reaktion, sondern von einem Sekundärvertex stammen, zu unterscheiden von solchen, die Ihren Ursprung im Primärvertex haben. Die Abkürzungen t und \bar{t} sowie b und \bar{b} in Abb. 8.2 bezeichnen Top/Bottom und Anti-Top/Anti-Bottom-Quarks. Die Top-Quarks zerfallen und gehen in Hadronen mit b -Quarkinhalt über, die eine Lebensdauer τ im Bereich von 1.5 ps besitzen und nach einer von ihrem Impuls abhängigen Wegstrecke $l = \beta\gamma c\tau$ zerfallen, die im mm- bis cm-Bereich liegt.

Ein idealisierter Detektor Um darzulegen, welche Parameter für einen Mikrovertexdetektor aus Siliziumdetektoren entscheidend sind, betrachten wir einen vereinfachten zweilagigen Mikrostreifendetektor, der außerhalb des Strahlrohrs nahe dem Wechselwirkungspunkt eines Speicherringexperiments installiert ist. Jede Lage des zylindrischen Detektors habe einen bestimmten Abstand vom Wechselwirkungspunkt der Reaktion r_1, r_2 und eine endliche Ortsauflösung σ_1, σ_2 . Wir betrachten das Problem vereinfacht mit geraden Spuren und ebenen Detektoren und beschränken uns auf den Einfluss der Detektorauflösung. Coulomb-Vielfachstreuung wird zuerst vernachlässigt. Ihr Einfluss auf die Sekundärvertextauflösung ist in Kapitel 3 behandelt, siehe Abb. 3.30 auf Seite 73.

Wir nehmen zuerst an, Detektor 2 sei perfekt ($\sigma_2 = 0$) und Detektor 1 habe die Auflösung $\sigma_1 > 0$. Dann kann die Auflösung des Stoßparameters σ_b direkt aus der Skizze in Abb. 8.3(a) als Abbildungsmaßstab entnommen werden:

$$\frac{\sigma_b}{\sigma_1} = \frac{r_2}{r_2 - r_1} .$$



(c) Ausschnittvergrößerung (200:1).

Abb. 8.1 Ereignisdarstellung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, bei der eines der beiden τ -Leptonen in drei Pionen zerfällt. Abbildungen 8.1(b) und 8.1(c) zeigen Ausschnittvergrößerungen, aus denen die präzise Messung von Spurpunkten im Silizium-Mikrovertexdetektor und die Erkennung eines so genannten 'Sekundärvertex' deutlich werden (OPAL-Detektor am Speicherring LEP, Quelle: CERN).

Nehmen wir umgekehrt an, dass Detektor 1 ideal sei (Abb. 8.3(b)), so gilt:

$$\frac{\sigma_b}{\sigma_2} = \frac{r_1}{r_2 - r_1}.$$

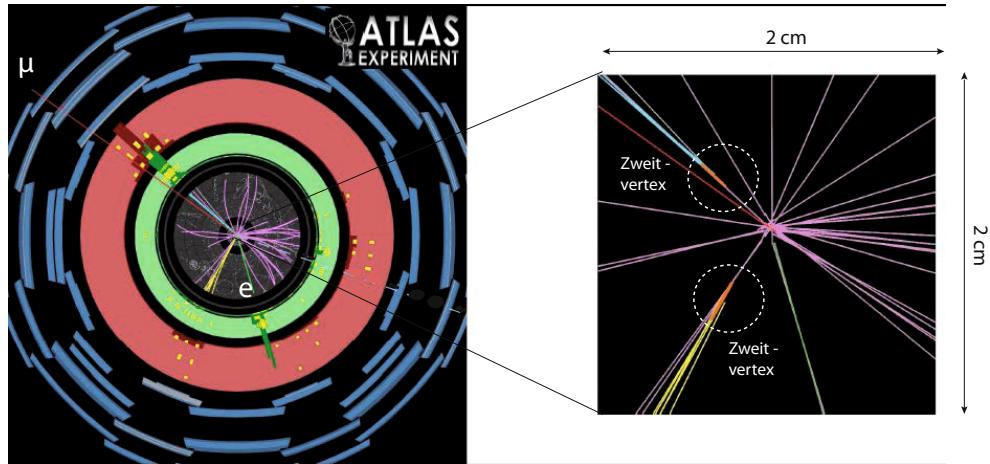


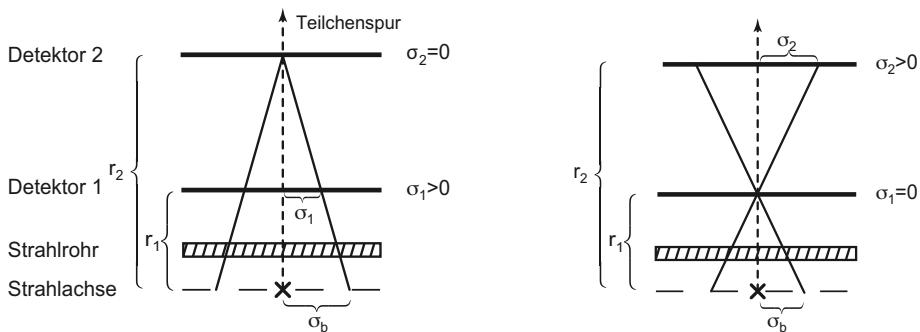
Abb. 8.2 Top-Antitop-Quark-Paarerzeugung in einer pp-Kollision am LHC (ATLAS-Experiment). Die beiden Top-Quarks zerfallen in Elektron (e) plus Neutrino (unsichtbar) beziehungsweise Myon (μ) plus Neutrino (unsichtbar) sowie je einem langlebigen b - oder \bar{b} -Quark. In der Ausschnittvergrößerung erkennt man die Sekundärvertices der b -Quark-Jets, die nicht am Kollisionspunkt entstanden sind. (Quelle: CERN)

Insgesamt erhalten wir durch quadratische Addition der beiden Auflösungen und eines weiteren Fehlerterms σ_{ms} , der von der Coulomb-Vielfachstreuung (multiple scattering) im Material des Strahlrohrs und der Siliziumdetektoren selbst herrührt (siehe Abschnitt 3.4):

$$\sigma_b^2 = \left(\frac{r_1}{r_2 - r_1} \sigma_2 \right)^2 + \left(\frac{r_2}{r_2 - r_1} \sigma_1 \right)^2 + \sigma_{\text{ms}}^2. \quad (8.1)$$

Folgende Konsequenzen ergeben sich für einen optimalen Vertexdetektor:

- Der Vorfaktor von σ_1 ist dominant. Daher muss die Auflösung von Detektor 1 so gut wie möglich sein.



(a) Detektor 2 ist als ideal angenommen. (b) Detektor 1 ist als ideal angenommen.

Abb. 8.3 Vereinfachter 2-Lagen-Detektor in ebener Geometrie. Das Zeichen \times markiert den Wechselwirkungspunkt, und σ_b bezeichnet den extrapolierten Messfehler der Spur am Wechselwirkungspunkt.

- Der 'Hebelarm' $r_2 - r_1$ sollte möglichst groß sein, um den Abbildungsmaßstab klein zu machen.
- r_1 sollte klein sein. Deshalb muss die erste Lage des Vertexdetektors möglichst nahe am Wechselwirkungspunkt angebracht werden.
- Strahlrohr und Detektor 1 müssen so dünn wie möglich sein, und ein Material mit großer Strahlungslänge sollte verwendet werden, um den Anteil der Vielfachstreuung klein zu halten.

Halbleiterdetektoren in Verbindung mit ASIC-Chips (**A**pplication **S**pecific **I**ntegrated **Circuit, siehe Abschnitt 17.6) ermöglichen die Umsetzung dieser Forderungen im Auflösungsbereich weniger Mikrometer. Im Vergleich zu Gasdetektoren unterscheiden sich Halbleiterdetektoren vor allem durch folgende Charakteristika:**

- Die Dichte von Festkörpern ist etwa drei Größenordnungen größer als die von Gasen. Bei gleicher Dicke resultiert daraus beim Durchgang eines geladenen Teilchens ein entsprechend größerer Energieverlust ($\frac{dE}{dx} \propto \rho$) und damit ein größerer Energieeintrag im Detektor, der zur Ladungsträgererzeugung bereit steht. Allerdings ist die Wahrscheinlichkeit für unerwünschte Wechselwirkungen in dem Detektormaterial auch entsprechend größer: Die Strahlungslänge X_0 ist bei gleicher Dicke viel kleiner.
- Die mittlere benötigte Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares bei Halbleitern im Vergleich zu der eines Elektron-Ion-Paares in Gasen ist etwa 5-mal kleiner. Daher wird mehr Ladung pro deponierter Energie im Detektor freigesetzt. Die erreichbare Auflösung bei der Messung der deponierten Energie ist demzufolge besser.
- Es ist kein Behälter zur Installation des Detektors notwendig, wie dies bei Gasen als Detektormedium meistens der Fall ist.
- Durch Mikrostrukturierung¹ der Elektroden können eine hohe Granularität und eine ausgezeichnete Ortsauflösung erzielt werden.
- Große Detektorvolumina beziehungsweise -flächen sind allerdings mit Halbleiterdetektoren nur sehr aufwändig herzustellen (siehe zum Beispiel die Spurdetektoren der LHC-Experimente).

Halbleiterdetektoren werden in einer Vielzahl von Bereichen eingesetzt, außerhalb der Elementarteilchenphysik beispielsweise auch in der Biomedizin zur Röntgendiagnostik oder für die Autoradiographie sowie bei der Echtzeit-Dosiskontrolle in der Strahlentherapie oder der Materialprüfung.

8.2 Halbleitergrundlagen

In diesem Abschnitt werden die grundlegenden Eigenschaften von Halbleitern, soweit sie für Detektoren relevant sind, zusammengefasst. Für detailliertere und weiter gehende

¹Mikrostrukturierung wird inzwischen allerdings auch in gasgefüllten Detektoren verwendet, siehe Abschnitt 7.9 über *Micro-Pattern-Gas-Detektoren*.

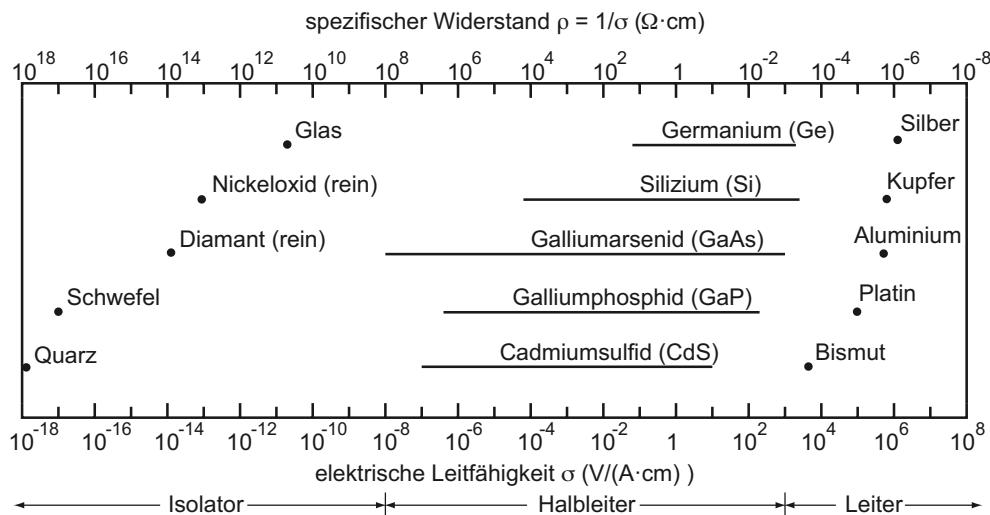


Abb. 8.4 Leiter, Halbleiter und Isolatoren (nach [767]).

Darstellungen wird auf die einschlägige Literatur (zum Beispiel [767, 766, 731, 204]) verwiesen.

8.2.1 Halbleitermaterialien für Detektoren

Alle Festkörper lassen sich hinsichtlich ihrer elektrischen Leitfähigkeit in Leiter, Halbleiter und Isolatoren einteilen. Abbildung 8.4 gibt einen vereinfachten Überblick. Der typische Bereich des spezifischen Widerstands von Halbleitern liegt zwischen 10^{-3} und $10^8 \Omega \cdot \text{cm}$. Neben Silizium und Germanium als reinen Elementhalbleitern sind auch die Verbindungshalbleiter aus Elementen der dritten und der fünften Hauptgruppe (so genannte III-V-Halbleiter) oder aus der zweiten und der sechsten Hauptgruppe des Periodensystems (II-VI-Halbleiter) für Halbleiterdetektoren interessant. Tabelle 8.1 gibt einen Überblick.

Die für Detektoren zum Nachweis von Teilchen oder Strahlung (Röntgen- oder Gammastrahlung) wichtigsten Halbleiter sind Silizium (Si), Germanium (Ge), Galliumarsenid (GaAs) und Cadmiumtellurid (CdTe). Als Detektormaterialien werden Silizium und

Tab. 8.1 Element- und Verbindungshalbleiter.

Element	IV-IV Verbindungen	III-V Verbindungen	II-VI Verbindungen	IV-VI Verbindungen
(C)	SiC	AIP, AlAs, AlSb,	CdS, CdSe, CdTe,	PdS, PbTe
Si	SiGe	BN, GaAs, GaP,	ZnS, ZnSe, ZnTe,	
Ge		GaSb, InAs, InP, InSb	HgS, HgSe, HgTe	

Tab. 8.2 Eigenschaften von Silizium, Germanium, Galliumarsenid, Cadmiumtellurid und Diamant. D = Diamant-Gitterstruktur, ZB = Zinkblende-Gitterstruktur bei 300 K

Eigenschaften	Si	Ge	GaAs	CdTe	Diamant
Ordnungszahl (Z)	14	32	31/33	48/52	6
Atommasse (u)	28.09	72.60	72.32	120.0	12.01
Dichte ρ (g/cm ³)	2.328	5.3267	5.32	5.85	3.51
Kristallstruktur	D	D	ZB	ZB	D
Gitterkonstante (Å)	5.431	5.646	5.653	6.48	3.57
HL-Typ	indirekt	indirekt	direkt	direkt	indirekt
Bandlücke E_{gap} (eV)	1.12	0.66	1.424	1.44	5.5
intrins. Ladungsträgerd. (cm ⁻³)	$1.01 \cdot 10^{10}$	$2.4 \cdot 10^{13}$	$2.1 \cdot 10^6$	10^7	≈ 0
spez. Widerstand ($\Omega \text{ cm}$)	$2.3 \cdot 10^5$	47	10^8	10^9	$\approx 10^{16}$
Dielektrizitätszahl (ϵ)	11.9	16	13.1	10.2	5.7
Strahlungslänge X_0 (cm)	9.36	2.30	2.29	1.52	12.15
mittlere Energie zur (e/h)-Erzeugung (eV)	3.65	2.96	4.35	4.43	13.1
Wärmeleitf. (300 K) ($\frac{\text{W}}{\text{cmK}}$)	1.48	0.6	0.55	0.06	>18
Beweglichkeit ($\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$)					
Elektronen μ_n	1450	3900	8500	1050	≈ 1800
Löcher μ_h	500	1800	400	90	≈ 2300
Lebensdauer					
Elektronen τ_e	>100 μs	$\sim \text{ms}$	1-10 ns	0.1-2 μs	≈ 100 ns
Löcher τ_h	>100 μs	$\sim \text{ms}$	20 ns	0.1-1 μs	≈ 50 ns

Germanium seit langem intensiv untersucht. GaAs und CdTe sind insbesondere wegen ihrer hohen Ordnungszahlen und der damit verbundenen guten Absorptionseigenschaften für Röntgenstrahlung interessant. In jüngerer Zeit hat auch (synthetischer) Diamant als Detektormaterial wegen seiner hohen Strahlungsfestigkeit das Interesse der Detektorphysiker gefunden. Diamant ist als Isolator klassifiziert. In Tabelle 8.2 sind die für Detektoren relevanten Eigenschaften dieser Halbleiter zusammengefasst.

Silizium ist mit Abstand das meistverwendete Material für Halbleiterdetektoren. Auslesechips sind nahezu ausschließlich aus Silizium hergestellt. Nach Sauerstoff ist Silizium das auf der Erde am weitesten verbreitete Element. Die Erdkruste besteht zu circa 28 % aus Silizium. Dort kommt es jedoch nur als Oxid (SiO_2) oder in Silikatform vor. Reines Silizium ist hochreaktiv und oxidiert sofort mit Luftsauerstoff.

Technisch wird Silizium aus SiO_2 mit einem Reinheitsgehalt von mehr als 95 % durch Reduktion mit reinem Kohlenstoff in Lichtbogenöfen hergestellt. Zur (chemischen) Darstellung des (reinen) Siliziums wird das Siliziumdioxid in dazu geeigneter Si-haltige Verbindungen wie Monosilan oder Trichlorsilan (SiHCl_3) überführt. Der technisch dominierende Prozess für die Si-Erzeugung ist die Wasserstoffreduktion des Trichlorsilan an heißen Siliziumstäben.

Die physikalische Hochreinigung erfolgt durch Zonenschmelzen, dabei wird im Vakuum durch einen aufrecht stehenden Siliziumstab mit Hilfe einer Induktionsspule eine schmelzflüssige Zone mehrmals von unten nach oben gezogen. Durch Absonderung der Verunreinigungen (Segregation) und Abdampfung kann man einen hohen Reinheitsgrad erzielen. Die Einkristallzüchtung erfolgt nach der so genannten Czochralski-Methode [763], wobei ein Keimkristall in einer Schmelze unter Drehung nach oben gezogen wird, oder nach dem Schwebezonenverfahren (*float zone technique, FZ*) [771], bei der ein polykristalliner Stab senkrecht durch eine Spule geschoben wird, die einen Wirbelstrom in dem Stab erzeugt, ihn dadurch erwärmt und zonenweise schmilzt. Bei der Erkaltung entsteht ein Einkristall.

Die fertigen, hoch reinen Kristalle ($\rho > \text{k}\Omega \text{ cm}$) werden für die Verwendung als Detektoren in dünne Scheiben (*wafer*) von $200 \mu\text{m}$ bis $300 \mu\text{m}$ Dicke und 10 cm oder 15 cm Durchmesser geschnitten und weiter verwendet. Chip-Wafer sind weniger hochohmig und werden in Größen bis 30 cm und Dicken bis $800 \mu\text{m}$ geliefert.

8.2.2 Kristallgitter und Energiebänder

Gitterstrukturen Si und Ge kristallisieren in der Diamantgitterstruktur (Abb. 8.5(a)), GaAs, CdTe und andere Verbindungshalbleiter in der Zinkblendestruktur (Abb. 8.5(b)) oder in der Zinksulfidstruktur (hexagonal). Im Gegensatz zu den Metallen bilden die Halbleiter keine dichtesten Kugelpackungen, die Zahl der unmittelbaren Nachbarn pro Atom ist also vergleichsweise gering mit einem typischen Gitterabstand von etwa 5.5 \AA .

Die Diamantgitterstruktur (Abb. 8.5(a)) kann man sich als zwei sich durchdringende, kubisch flächenzentrierte (fcc, *face-centered cubic*) Zellen vorstellen, die entlang der Diagonalen des Würfels um ein Viertel der Diagonalenlänge verschoben sind (siehe zum Beispiel [94, 517]). Alle Atome sind identisch, wogegen in der Zinkblendestruktur jeweils eine der fcc-Zellen aus den anderen Atomen der Verbindung besteht (Abb. 8.5(b)). In GaAs zum Beispiel liegen die Galliumatome in der Mitte eines aus Arsen-Atomen geformten Tetraeders und umgekehrt. Jedes Atom hat vier direkte Nachbarn, mit denen es kovalente Bindungen eingeht. Die Packungsdichte ist nur halb so groß wie die Packungsdichte des kubisch raumzentrierten Gitters (bcc, *body-centered cubic*).

Wichtig für manche Anwendungen ist, bei welcher Schnittrichtung durch den Kristall man die dichteste Packung von Atomen an der Oberfläche erhält. Zur Beschreibung der Kristallorientierung werden die 'Miller-Indizes' zur Darstellung von Gitterebenen verwendet, die eine Ebenenorientierung im Kristall durch ein Zahlentriplett beschreiben (siehe zum Beispiel [94], [765]). Abbildung 8.6 zeigt ausgezeichnete Kristallebenen, die auch häufig als Schnittebenen verwendet werden. Die (111)-Ebene ist die Ebene mit der dichtesten Packung der Gitteratome in einem fcc-Gitter.

Energiebänder Durch die dichte, periodische Anordnung der Atome des Festkörpers im Gitterverbund sind die Energieniveaus der Einzelatome durch den Einfluss vieler Nachbaratome aufgespalten. Die einzelnen Energieniveaus liegen energetisch so dicht

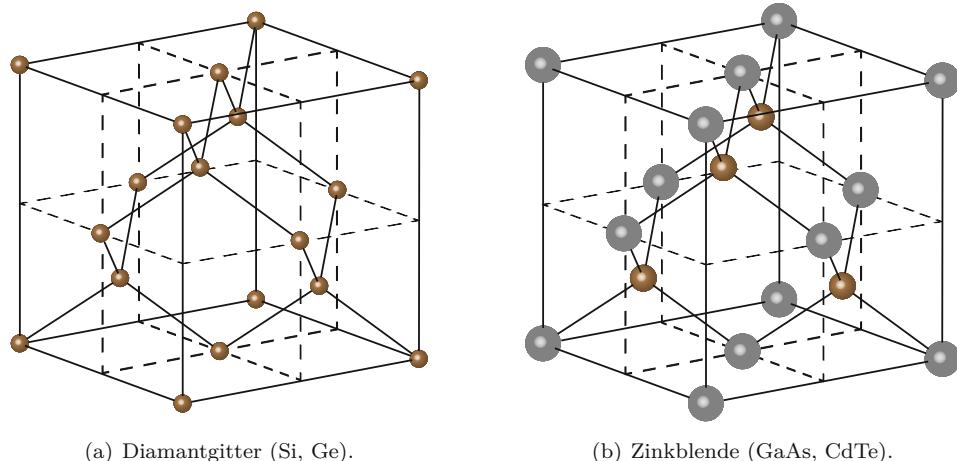


Abb. 8.5 Kubisch flächenzentrierte Gitterstrukturen von wichtigen Halbleitermaterialien. (a) Elementarzelle des Diamantgitters mit identischen Atomen. Die Kohlenstoffatome sitzen an den Ecken, an den Mittelpunkten der Würfelflächen und an den Zentren derjenigen vier der acht Oktanten, die nicht direkt nebeneinander liegen (nach [815]). (b) Im Zinkblendegitter (Verbindungen) sind die vier Zentren der nicht-verbundenen Oktanten durch das andere Atom ersetzt. Kubische Gitter besitzen nur einen Gitterparameter bzw. eine Gitterkonstante, der dem Abstand der Gitterebenen entspricht. Er beträgt 5.43 Å (Si), 5.66 Å (Ge), 5.65 Å (GaAs) und 6.48 Å (CdTe) (nach [820]).

beieinander (meV), dass man von 'Energiebändern' spricht, die wiederum durch einen Energieabstand ('Bandlücke', *gap*) voneinander separiert sind. Die am höchsten liegenden Bänder, Valenz- und Leitungsband genannt, bestimmen die elektrischen Leitungseigenschaften von Halbleitern. In den Bändern liegen die Energieniveaus so dicht, dass Übergänge leicht möglich sind und die Leitungseigenschaften von der Besetzung der Bänder und ihrer relativen Lage abhängt. Abbildung 8.7 gibt einen schematischen Überblick über die Bandstrukturen von Leitern, Halbleitern und Isolatoren.

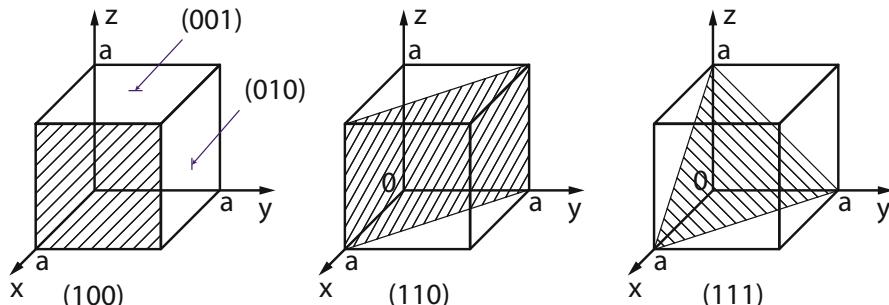


Abb. 8.6 Ausgezeichnete Gitterebenen, die in Halbleitern oft als Schnittebenen dienen (nach [767]).

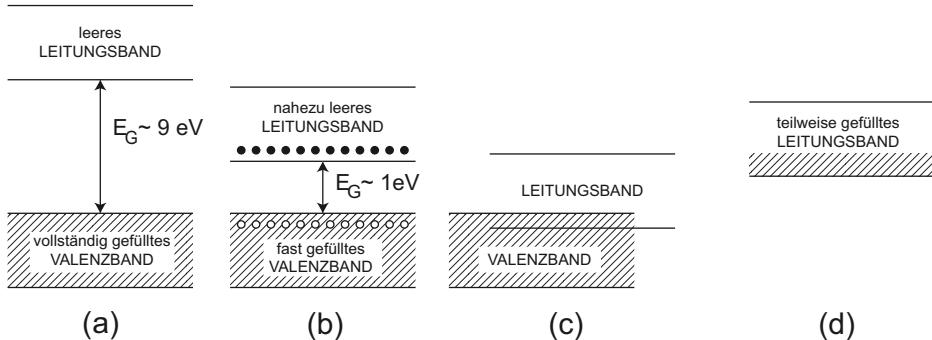


Abb. 8.7 Schematische Energiebandstruktur von Isolatoren (a), Halbleitern (b) und Leitern (c,d). Mit E_g ist der Energieabstand der Bandlücke bezeichnet.

In Isolatoren bilden die Elektronen im Valenzband sehr starke Bindungen zwischen benachbarten Atomen aus, die nur schwer aufbrechen. Das Pauli-Prinzip lässt nur zwei Elektronen mit entgegengesetzten Spins in einem Energieniveau zu. Die Valenzelektronen benachbarter Elektronen sind nicht frei und tragen daher nicht zur Leitung bei. Alle Zustände des Valenzbands sind besetzt, während die Zustände des Leitungsbands leer sind. Zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband existiert in Isolatoren eine sehr große Bandlücke (typisch ist etwa 9 eV, Abb. 8.7(a)). Durch thermische Anregung kann daher nur sehr unwahrscheinlich ein Elektron aus dem Valenz- in das Leitungsband gehoben werden. Stromfluss ist nicht möglich.

In Halbleitern sind die Bindungen zwischen Nachbaratomen weniger stark als in Isolatoren, was zu einer kleineren Bandlücke führt (1.12 eV in Silizium, Abb. 8.7(b)), so dass der energetische Abstand durch thermische Vibrationen oder durch äußere elektrische Felder überwunden werden kann. Die Bindung wird aufgebrochen; ein freies Elektron und ein freies Loch bleiben zurück. Dadurch sind frei bewegliche Elektronen im Leitungsband (und Löcher im Valenzband) vorhanden, die im elektrischen Feld zu Stromfluss führen.

Im Falle von Leitern (Metalle) ist das Leitungsband entweder teilweise gefüllt (Abb. 8.7(d)), oder Valenz- und Leitungsband überlappen (Abb. 8.7(c)), so dass keine Bandlücke existiert. Übergänge zwischen den Niveaus der Bänder sind durch ein externes elektrisches Feld ohne Weiteres möglich; Stromleitung erfolgt mit minimalem Energieaufwand.

Der energetische Abstand der Bänder, die Größe der Bandlücke E_{gap} , ist vom Gitterabstand abhängig. Temperatur oder Druck nehmen daher Einfluss auf ihre Größe (siehe zum Beispiel [767]). Mit wachsendem Druck und steigender Temperatur verringert sich die Bandlücke von Halbleitern. Für Si (GaAs) beträgt sie 1.12 eV (1.42 eV) bei Raumtemperatur, bei $T = 0 \text{ K}$ ist sie 1.17 eV (1.52 eV), und bei $T = 800 \text{ K}$ fällt sie auf 0.92 eV (1.19 eV). Druck verringert den Atomabstand im Gitter und die davon abhängige Größe der Bandlücke um etwa 2 meV pro bar. Bei sehr niedriger Temperatur befinden sich die meisten (*alle* wären es nur bei $T = 0 \text{ K}$) Elektronen eines Halbleiters im Valenzband und stehen nicht für die Leitung zur Verfügung. Bei höheren Temperaturen werden

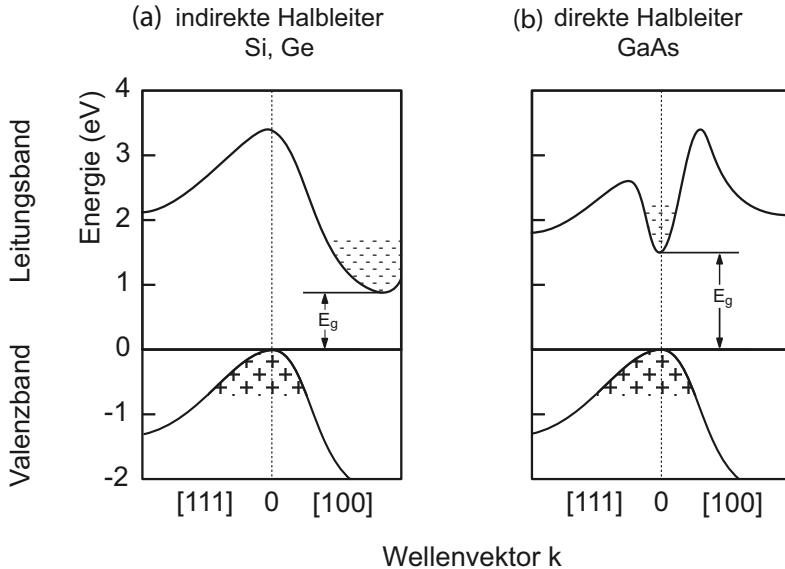


Abb. 8.8 Bandstruktur bei Germanium, Silizium und Galliumarsenid (nach [767]). Durch die Miller Indizes [---] wird die Kristallrichtung bezeichnet. [100] entspricht in kubischen Gittern der \vec{x} -Richtung, [111] bezeichnet die $(\vec{x} + \vec{y} + \vec{z})$ -Richtung. Für die Definition von Kristallrichtungen siehe zum Beispiel [93]. Ge und Si sind indirekte, GaAs ist ein direkter Halbleiter. Für Leitungsphänomene sind bei Halbleitern vor allem die Zustände in der Nähe der Bandkanten von Bedeutung.

jedoch einige Elektronen durch die verfügbare thermische Energie angeregt und wechseln in das Leitungsband, der Halbleiter wird leitend. Die Elektronen lassen Löcher im Valenzband zurück. Diese tragen ebenfalls zur Leitfähigkeit bei und werden als positive Ladungsträger interpretiert.

Direkte und indirekte Halbleiter Für ein umfassenderes Bild der Bandstruktur muss die Energie-Impuls-($E-k$)-Beziehung der Elektronen als Funktion der Kristallrichtung betrachtet werden. Bei 'indirekten' Halbleitern (wie zum Beispiel Si oder Ge) haben die Elektronen in den Senken des Leitungsbands (im Impulsraum) einen anderen Kristallimpuls $\hbar k$ als die Löcher in den Maxima des Valenzbands (Abb. 8.8(a)). Für einen Übergang muss daher ein Impulstransfer an das Kristallgitter stattfinden. Bei Galliumarsenid, einem 'direkten' Halbleiter, ist das nicht der Fall. Die Erzeugung von e/h-Paaren und deren Rekombination können ohne Impulsübertrag an das Gitter stattfinden (Abb. 8.8(b)). Lichterzeugung durch Rekombination ist dadurch effizienter, weshalb GaAs für die LED-Herstellung eines der bevorzugten Grundmaterialien ist. Für eine tiefer gehende Behandlung der Thematik wird der Leser auf die Literatur verwiesen, zum Beispiel [743, 767, 765].

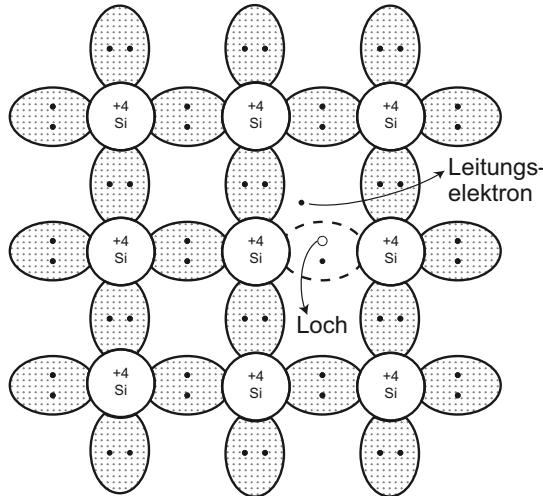


Abb. 8.9 Intrinsic conduction. An electron and a hole are thermally generated. They move freely in the solid (after [765]).

8.2.3 Eigenleitung, intrinsische Halbleiter

In diesem Abschnitt werden die Leitungseigenschaften von Halbleitern, meist am Beispiel von Silizium, ohne spezielle Dotierung besprochen. Dotierte Halbleiter werden in Abschnitt 8.2.4 besprochen. Bei $T > 0\text{ K}$ können in Halbleitern Bindungen aufbrechen; Valenzelektronen werden frei und hinterlassen 'Löcher'. Im Bändermodell ausgedrückt, werden die Valenzelektronen vom Valenzband in das Leitungsband gehoben und tragen so zum Stromfluss bei (Elektronenleitung). Analog kann ein Loch von einem Valenzelektron besetzt werden, das wiederum ein freies Loch an anderer Stelle hinterlässt; man spricht von Löcherleitung. Elektronen und Löcher sind somit wie freie Teilchen, nur mit unterschiedlichen 'effektiven' Massen behandelbar.

Die effektive Masse ergibt sich als Konsequenz der Abhängigkeit der Elektronenenergie ($E(\vec{k})$) vom Kristallimpuls $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ (\vec{k} = Wellenzahlvektor), das heißt seiner Bewegung in Gegenwart eines elektrischen Feldes, verursacht durch ein periodisches Gitter. Bei Betrachtung zunächst einer eindimensionalen Bewegung eines Elektronenwellenpakets gilt für dessen Gruppengeschwindigkeit

$$v = \frac{d\omega}{dk} = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk}$$

und für seine Beschleunigung:

$$a = \dot{v} = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{d^2 E}{dk^2} \right) \frac{dk}{dt}. \quad (8.2)$$

In einem elektrischen Feld \mathcal{E} nimmt die Bewegung des Elektrons die Energie

$$dE = e\mathcal{E}vdt = \frac{e\mathcal{E}}{\hbar} \frac{dE}{dk} dt \quad (8.3)$$

auf. Mit $dE = \frac{dE}{dk} dk$ folgt für die Beschleunigung a mit (8.2) und (8.3):

$$a = \underbrace{\frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk^2}}_{1/m_{\text{eff}}} e \mathcal{E}. \quad (8.4)$$

Die damit definierte 'effektive Masse' m_{eff} hängt von der Bandkrümmung ($d^2 E/dk^2$) im Impulsraum ab. Im Allgemeinen ist sie ein Tensor,

$$\frac{1}{m_{\text{eff},ij}} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E(k)}{\partial k_i \partial k_j}, \quad (8.5)$$

und abhängig von der Richtung der Elektronenbewegung im Kristall. Für Germanium und Silizium ergeben sich richtungsabhängig zwei verschiedene Werte für die effektive Masse für Elektronen, für GaAs nur ein Wert. Die Werte der effektiven Masse für Elektronen in Silizium bei 4 K, longitudinal und transversal zur [100]-Achse des Kristalls sind $m_{\text{eff},e}^{\text{long}} = 0.92 m_e$ und $m_{\text{eff},e}^{\text{trans}} = 0.19 m_e$ [411], wobei $m_e = 511 \text{ keV}/c^2$ die Elektronmasse ist. Ebenso erhält man für Löcher mehrere effektive Massen; hier spricht man von 'schweren' ($m_{\text{eff},p}^{\text{heavy}} = 0.53 m_e$) und 'leichten' ($m_{\text{eff},p}^{\text{light}} = 0.16 m_e$) Löchern [411].

Ladungsträgerkonzentration im thermischen Gleichgewicht

Um die Ladungsträgerkonzentration $n(E)$ im thermischen Gleichgewicht zu berechnen, muss man die Dichte der Energiezustände $Z(E)$ und deren Besetzungswahrscheinlichkeiten $f(E)$ kennen:

$$n(E) dE = Z(E) f(E) dE. \quad (8.6)$$

Dichte der Zustände Die Dichte der erlaubten Energiezustände $Z(E)$ gibt die Anzahl (pro Volumen und Energie) der Zustände an, die von Elektronen besetzt werden können. Dazu überlegen wir zunächst, wie viele Impulszustände es zwischen zwei Kugelschalen mit den Radien p und $p + dp$ im Impulsraum gibt. Das eingeschlossene Impulsvolumen beträgt $4\pi p^2 dp$. Die Elementarzelle im Phasenraum, die von genau einem Orts-Impuls-Zustand belegt werden kann, hat die Größe \hbar^3 . Da Elektronen sich in zwei verschiedenen Spin-Zuständen befinden können, ergibt sich, normiert auf ein Einheitsvolumen $V = 1$ des Ortsraumanteils, die Impulszustandsdichte zu:

$$Z(p) dp = 2 \frac{4\pi p^2 dp}{\hbar^3}.$$

Mit

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dp} &= \frac{d}{dp} \left(\frac{p^2}{2m_{\text{eff}}} \right) = \frac{p}{m_{\text{eff}}} \\ \Rightarrow dp &= \frac{m_{\text{eff}}}{p} dE = \frac{m_{\text{eff}}}{\sqrt{2m_{\text{eff}} E}} dE \\ \Rightarrow 4\pi p^2 dp &= 4\pi (2m_{\text{eff}} E) \frac{m_{\text{eff}}}{\sqrt{2m_{\text{eff}} E}} dE \end{aligned}$$

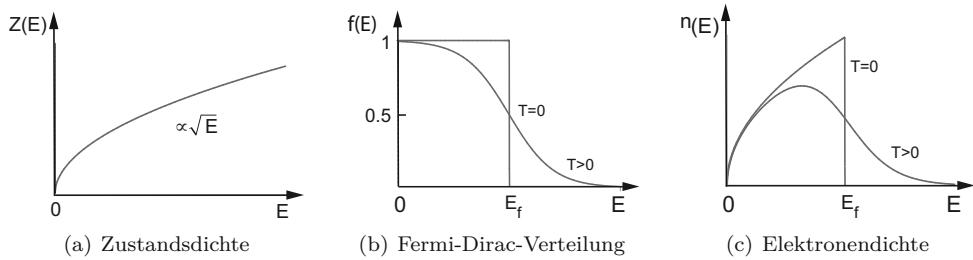


Abb. 8.10 Verlauf von (a) Zustandsdichte, (b) Fermi-Verteilung und (c) Besetzungsdichte (für Elektronen) in Festkörpern.

ergibt sich die Energiezustandsdichte zu:

$$Z(E) dE = 4\pi \left(\frac{2m_{\text{eff}}}{h^2} \right)^{3/2} \sqrt{E} dE. \quad (8.7)$$

Die Anzahl der Zustände pro Volumen und Energieeinheit, die von Elektronen besetzt werden können, wächst proportional zur Wurzel aus der Energie des Zustandes (siehe Abb. 8.10(a)): $Z(E) \propto \sqrt{E}$.

Fermi-Dirac-Verteilung Als Spin-1/2-Teilchen verteilen sich die Elektronen des Festkörpers auf die Quantenzustände des Bändermodells nach der Fermi-Dirac-Verteilung (Abb. 8.10(b)):

$$f_n(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-E_f}{kT}\right) + 1}, \quad (8.8)$$

mit k = Boltzmann-Konstante, T = Temperatur, E_f = 'Fermi-Energie', auch 'Fermi-Niveau' genannt. Der Index n in (8.8) bezeichnet die Verteilung für negative Ladungsträger (Elektronen), p in (8.9) für positive Ladungsträger (Löcher). Für $T = 0$ K besetzen die Elektronen die Bänder vollständig von der niedrigsten Energie bis zum Fermi-Niveau. Darüber liegende Zustände sind nicht besetzt. Bei $T > 0$ K wird E_f durch die Energie mit einer Besetzungswahrscheinlichkeit von 50 % definiert (Abb. 8.10(b)). Bei intrinsischen Halbleitern liegt E_f etwa in der Mitte der Bandlücke, bei $T = 0$ K exakt in der Mitte. Die Besetzungswahrscheinlichkeit für Löcher im Valenzband ist analog:

$$f_p(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_f-E}{kT}\right) + 1}. \quad (8.9)$$

Das Produkt aus Zustandsdichte und Besetzungswahrscheinlichkeit ergibt die Ladungsträgerdichte (Abb. 8.10(c)).

In dem Falle, dass wie bei Halbleitern ein 'verbotener' Bereich ohne Energieniveaus existiert, erhalten wir für die Zustandsdichte für Elektronen im Leitungsband beziehungsweise für Löcher im Valenzband (der Index L steht für Leitungsband, V für Valenzband):

$$Z(E)dE = 4\pi \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_L} \Theta(E - E_L) dE, \quad (8.10)$$

$$Z(E)dE = 4\pi \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_V - E} \Theta(E_V - E) dE. \quad (8.11)$$

Die Stufenfunktion Θ trägt dem abrupten Übergang von der Bandlücke in das Leitungsband beziehungsweise in das Valenzband Rechnung. Durch Multiplikation von $Z(E)dE$ mit der jeweiligen Fermi-Dirac-Verteilung (8.8) bzw. (8.9) erhält man $n(E)dE$ und $p(E)dE$ für den Halbleiter unter Berücksichtigung der Bandlücke. Nach Integration der Ladungsträgerdichten über die Energiebereich des Leitungs- beziehungsweise des Valenzbands erhält man die Anzahldichten n der Elektronen im Leitungsband und p der Löcher im Valenzband p :

$$n = 2 \left(\frac{m_{\text{eff},n} kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{E_L - E_f}{kT} \right) = N_L \cdot \exp \left(-\frac{E_L - E_f}{kT} \right), \quad (8.12)$$

$$p = 2 \left(\frac{m_{\text{eff},p} kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{E_f - E_V}{kT} \right) = N_V \cdot \exp \left(-\frac{E_f - E_V}{kT} \right), \quad (8.13)$$

wobei mit²

$$\begin{aligned} N_L &= 2 \left(\frac{m_{\text{eff},n} kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \approx 3.05 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}, \\ N_V &= 2 \left(\frac{m_{\text{eff},p} kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \approx 2.55 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} \end{aligned} \quad (8.14)$$

die effektiven Zustandsdichten im Leitungs- beziehungsweise im Valenzband definiert werden, mit den Zahlenwerten für Silizium bei 300 K. Hierbei sind für die effektiven Massen Zahlenwerte zu benutzen, die sich aus den auf Seite 281 erwähnten verschiedenen effektiven Massen für Elektronen und Löcher je nach der Zahl und Form der beitragenden Bandminima und -maxima an den Bandkanten berechnen. Die Werte $m_{\text{eff},n} = 1.14 m_e$ und $m_{\text{eff},p} = 1.01 m_e$ sind Mittelwerte mehrerer Berechnungen mit ähnlichen Resultaten (siehe [544], Seite 94). Die diskutierten Verhältnisse für einen intrinsischen Halbleiter sind in Abb. 8.11 dargestellt.

²Bei der Berechnung nähern wir zunächst den Ausdruck für $f_n(E)$ unter der Annahme, dass E_f ungefähr in der Mitte der Bandlücke liegt und damit $(E - E_f) \gg kT$ ist:

$$f_n(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_f}{kT}} + 1} \approx e^{-\frac{E-E_f}{kT}}$$

Die Integration über den Leitungsbandbereich kann bis ∞ erfolgen. Da f_n bzw. f_p exponentiell abfallen, ist dies eine erlaubte Näherung. Unter Berücksichtigung von $f_n(E) + f_p(E) = 1$ kann man diese Berechnung ebenso für die Löcher durchführen.

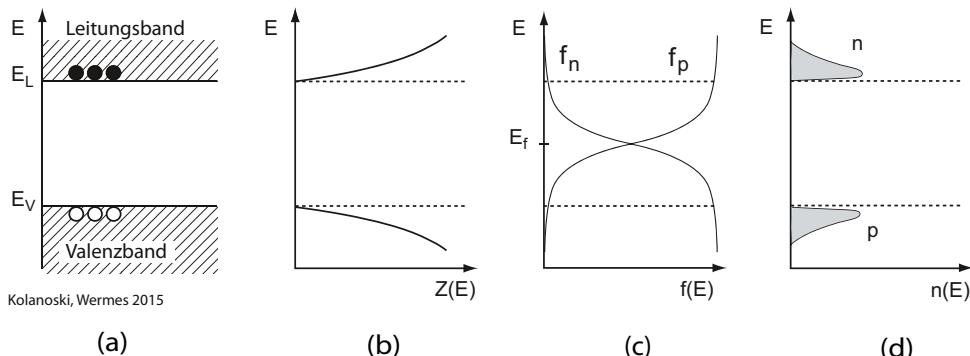


Abb. 8.11 Bändermodellverhältnisse in undotiertem Silizium (schematisch): (a) Banddiagramm, (b) Zustandsdichten, (c) Verlauf der Besetzungswahrscheinlichkeiten, (d) Ladungsträgerdichten im Leitungs- bzw. im Valenzband.

Das aus der Chemie bekannte Massenwirkungsgesetz (siehe [818]) gilt auch hier: Im thermischen Gleichgewicht halten sich Generations- und Rekombinationsprozesse von Elektronen im Leitungsband und von Löchern im Valenzband die Waage, das heißt es ist $n = p = n_i$ oder

$$n \cdot p = n_i^2 = \text{const.} \quad (8.15)$$

Gleichung (8.15) gilt auch, wenn eine Ladungsträgerart überwiegt, zum Beispiel hervorgerufen durch Dotierung (Abschnitt 8.2.4), weil die Generations-Rekombinations-Raten proportional zum Produkt der Ladungsträgerdichten sind. Je mehr Löcher bei einer gegebenen Zahl von Elektronen existieren, umso leichter ist es für ein Elektron, ein Loch zu finden.

Mit (8.12) und (8.13) erhalten wir aus (8.15):

$$\begin{aligned} n_i^2 &= n p = N_L N_V \exp\left(-\frac{E_L - E_V}{kT}\right) \\ &= N_L N_V \exp\left(-\frac{E_G}{kT}\right). \end{aligned} \quad (8.16)$$

Zu beachten ist die starke Temperaturabhängigkeit ($\propto T^3$) des Produkts der Ladungsträgerdichten, da N_L und N_V temperaturabhängig sind. Für Silizium erhält man mit den Zahlenwerten von (8.14) bei 300 K eine 'intrinsische' Ladungsträgerdichte³ von (siehe auch Tabelle 8.2):

$$n_i \approx 1.01 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}. \quad (8.17)$$

n_i hängt von der Bandlücke $E_G = E_L - E_V$ und von der Temperatur ab, aber nicht von der Fermi-Energie E_f .

³In der Literatur wurde lange $n_i = 1.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ geführt, ein Wert, der nach neueren Berechnungen [392, 750, 544] in Übereinstimmung mit Messungen des Widerstands von intrinsischem Silizium [751] nicht mehr haltbar ist.

Da in einem intrinsischen Halbleiter die Konzentration der Löcher gleich der Konzentration der Elektronen ist ($n = p$), folgt mit (8.12) und (8.13):

$$\begin{aligned} m_{\text{eff},n}^{3/2} \exp\left(-\frac{E_L - E_f}{kT}\right) &= m_{\text{eff},p}^{3/2} \exp\left(-\frac{E_f - E_V}{kT}\right) \\ \Rightarrow E_f &= \frac{E_L + E_V}{2} + \frac{3kT}{4} \ln\left(\frac{m_{\text{eff},p}}{m_{\text{eff},n}}\right). \end{aligned} \quad (8.18)$$

Die Fermi-Energie liegt also für $T = 0\text{ K}$ genau in der Mitte der Bandlücke. Eine geringe Abweichung ergibt sich bei endlicher Temperatur durch das Verhältnis der effektiven Massen von Löchern und Elektronen.

Leitfähigkeit in intrinsischem Silizium Die Leitfähigkeit intrinsischen Siliziums ist gegeben durch:

$$\sigma_i = n_i e (\mu_e + \mu_h) \simeq 2.8 \cdot 10^{-4} (\Omega\text{m})^{-1}, \quad (8.19)$$

wobei die intrinsische Ladungsträgerkonzentration $n_i \approx 1.01 \cdot 10^{10}$ und die in Tab. 8.2 angegebenen Werte für die Mobilitäten benutzt wurden. Zum Vergleich: Die Leitfähigkeit von Kupfer beträgt $\sigma_{\text{Cu}} = 10^8 (\Omega\text{m})^{-1}$.

8.2.4 Dotierung, extrinsische Halbleiter

Durch den Einbau von Fremdatomen in einen Halbleiter lassen sich dessen Leitungseigenschaften gezielt verändern. Bringt man beispielsweise Atome eines 5-wertigen Elements (P, As, Sb) in einen 4-wertigen Halbleiter, so kommt es zu einem Überschuss an Leitungselektronen gegenüber den vorhandenen Löchern (n-Dotierung, Abb. 8.12(a)). Die Dotierung mit 3-wertigen Atomen (B, Al) führt zu einem Überschuss an Löchern (p-Dotierung, Abb. 8.12(b)). Dotierte Halbleiter werden in Gegenüberstellung zu intrinsischen Halbleitern auch extrinsische Halbleiter genannt. Natürlich bleibt der Halbleiter bei der Dotierung mit neutralen Atomen elektrisch neutral. Lediglich die für Leitungseigenschaften zur Verfügung stehende Anzahl der Ladungsträger wird erhöht oder erniedrigt. Die Erhöhung der Anzahl einer Ladungsträgerart durch Dotierung bewirkt eine Verminderung der Anzahl der anderen. Bei einem Überschuss von Elektronen zum Beispiel kann es leichter zur Rekombination und damit zur Vernichtung von Löchern kommen. Thermisch stellt sich ein Gleichgewicht zwischen den Ladungsträgerkonzentrationen ein. Wie im vorigen Abschnitt erläutert gilt das Massenwirkungsgesetz (8.15) auch in dotierten Halbleitern. Die Erhöhung der Dichte einer Ladungsträgerart verringert diejenige der anderen durch Rekombination.

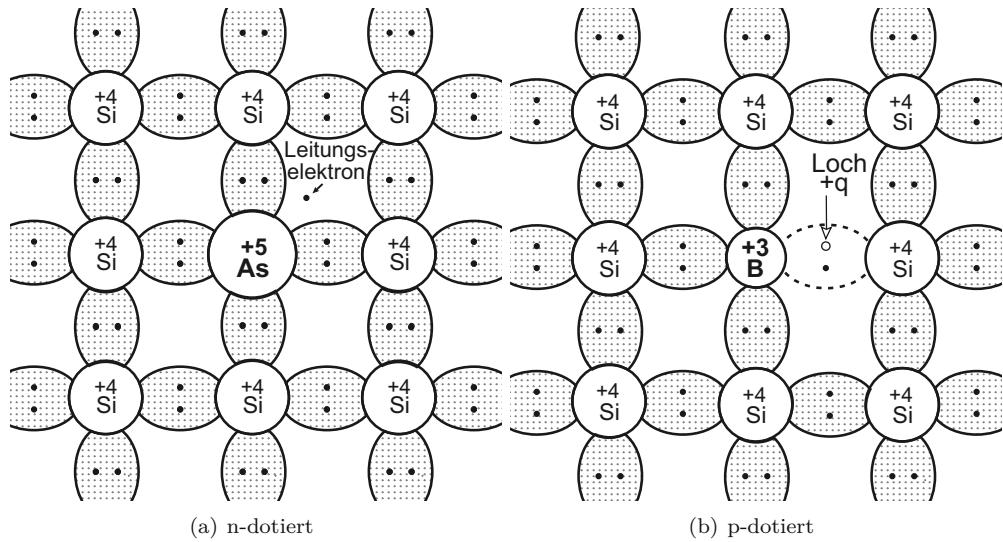


Abb. 8.12 Schematische Darstellung der Bindungsverhältnisse in n- und in p-dotierten Halbleitern (nach [765]).

Ein Beispiel verdeutlicht typische Verhältnisse in Silizium. Wir nehmen an, ein reiner Siliziumkristall sei mit $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ Arsenatomen dotiert worden. Nach (8.15) folgt dann für die Ladungsträgerdichten:

$$n = N_D + n_i \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}, \quad (8.20)$$

$$p = \frac{n_i^2}{n} \approx \frac{10^{20}}{10^{16}} = 10^4 \text{ cm}^{-3}.$$

Im Bändermodell liegt das Energieniveau des 5. Valenzelektrons (Donatorniveau, E_D) dicht unter dem Leitungsband (Abb. 8.13(a)). Es gibt neue Zustände in der Zustandsdichteverteilung (Abb. 8.13(b)). Die Energiedifferenzen zwischen Donatorniveau und Leitungsband sind von der Größenordnung 10^{-2} eV , so dass bei Zimmertemperatur die meisten Donatoren ionisiert sind. Dadurch wird das Fermi-Niveau von seinem intrinsischen Wert E_f auf den Wert mit Dotierung E_F angehoben (Abb. 8.13(c)). Die Besetzungszahlen verschieben sich zugunsten der Elektronen im Leitungsband (Abb. 8.13(d)).

Für n-Dotierung erhalten wir:

$$\begin{aligned} n \approx N_D &= N_L \exp\left(-\frac{E_L - E_F}{kT}\right) = N_L \exp\left(-\frac{E_L - E_f}{kT}\right) \exp\left(-\frac{E_f - E_F}{kT}\right) \\ &= n_i \exp\left(\frac{E_F - E_f}{kT}\right) \end{aligned} \quad (8.21)$$

und für p-Dotierung:

$$p \approx N_A = n_i \exp\left(\frac{E_f - E_F}{kT}\right). \quad (8.22)$$

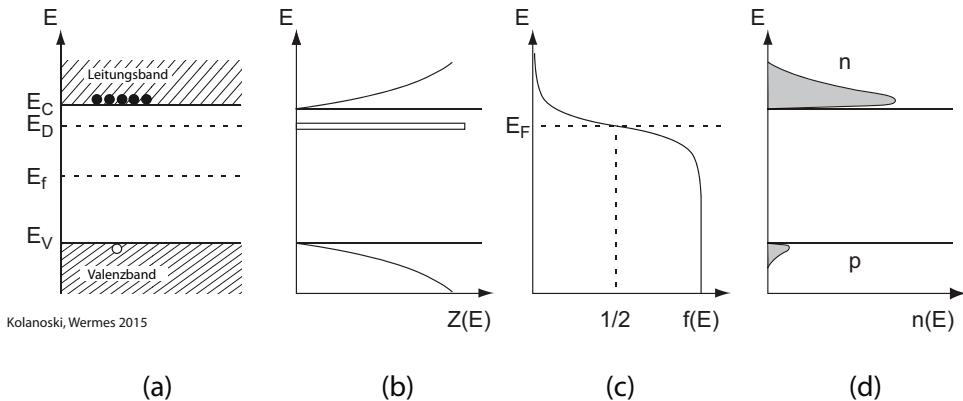


Abb. 8.13 Die Verhältnisse in Silizium mit n-Dotierung (schematisch): (a) Bandstruktur mit zusätzlichem Donatorniveau, (b) Zustandsdichten in Leitungs- und Valenzband sowie Donatorzustände, (c) Fermi-Dirac-Besetzungswahrscheinlichkeit von Elektronen unter Berücksichtigung des Donatorniveaus, (d) Besetzungsahldichten von Elektronen im Leitungsband und von Löchern im Valenzband.

Der Abstand zwischen dem Fermi-Niveau E_F und dem intrinsischen Fermi-Niveau E_f ist also ein Maß für die Abweichung des Halbleitermaterials vom intrinsischen Material.

Für die Energieabstände ergibt sich entsprechend mit den Zahlenwerten des Beispiels (8.20) (für $T = 300\text{ K}$):

$$\begin{aligned} E_F - E_f &= kT \ln \frac{N_D}{n_i} = 0.348 \text{ eV}, \\ E_L - E_F &= kT \ln \frac{N_L}{N_D} = 0.209 \text{ eV}, \\ E_F - E_V &= 1.12 \text{ eV} - 0.209 \text{ eV} = 0.911 \text{ eV}. \end{aligned} \quad (8.23)$$

Für p-Dotierung sind entsprechende Ersetzungen in (8.23) durchzuführen: $N_D \rightarrow N_A$, $N_L \rightarrow N_V$, $E_L \rightarrow E_V$, und die Vorzeichen der Differenzen sind umzukehren. Bei gleichzeitiger Anwesenheit von Donatoren und Akzeptoren und/oder für hohe Dotierungskonzentrationen sind die Verhältnisse komplizierter und die in (8.12) und (8.13) auf Seite 283 angesetzten Näherungen sind nicht mehr gültig. Das Fermi-Niveau E_F kann auch zwischen dem Donatorniveau E_D und der Leitungsbandkante E_L liegen. Bei $T = 0$ und n-Dotierung liegt E_F per Definition zwischen E_D und E_L . Außerdem ist die Wahrscheinlichkeit, dass aus einem Fremdatom ein Dotierungszustand wird, der ionisiert werden kann, für Donatoren und Akzeptoren nicht gleich groß (siehe dazu [767]).

Außer durch gezielte Dotierung verursachen auch andere Verunreinigungen durch Fremdatome in reinen Halbleitern zusätzliche Energieniveaus, die als Donatoren oder als Akzeptoren wirken können, je nach ihrer Lage in der Bandlücke. Niveaus in der Mitte der Bandlücke können als Generations-Rekombinations-Zentren zur Erhöhung des so genannten Detektorleckstroms beitragen, der dem Sperrstrom einer in Sperrrichtung geschalteten Diode entspricht. Abb. 8.14 zeigt die energetische Lage verschiedener Ver-

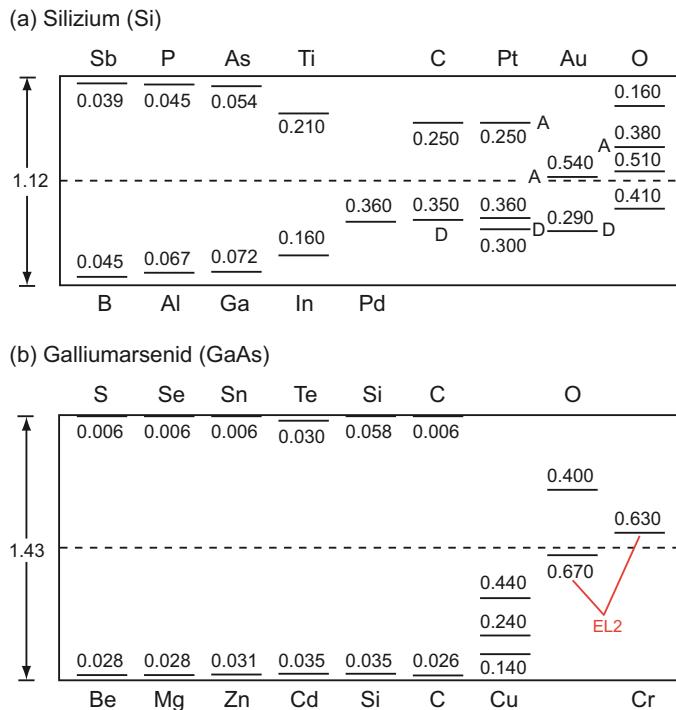


Abb. 8.14 Ionisationsenergien (in eV) von verschiedenen Verunreinigungen in Silizium (a) und Galliumarsenid (b). Alle Angaben in eV. Zu beachten sind die EL2 genannten Zustände in der Mitte der Bandlücke bei GaAs (nach [767]).

unreinigungen in der Bandlücke von Silizium und von Galliumarsenid. Die beiden EL2 genannten Zustände in der Nähe der Bandmitte bei GaAs kommen dadurch zustande, dass ein Ga-Atom auf einen As-Platz sitzt und umgekehrt. Da sie in der Mitte der Bandlücke liegen, spielen sie eine wichtige Rolle beim Betrieb von GaAs-Sensoren (siehe Abschnitt 8.12.2). Abbildung 8.15 zeigt die Konzentrations- und Temperaturabhängigkeit der Lage des extrinsischen Fermi-Niveaus E_F als Differenz zum intrinsischen Fermi-Niveau: $E_F - E_f$. Mit abnehmender Konzentration von Fremdatomen wird die Differenz kleiner, ebenso mit zunehmender Temperatur. Vor allem Ersteres spielt eine Rolle bei der Wahl von Dotierungsprofilen.

8.3 Grenzflächen

Ein Halbleiterdetektor ist eine spezielle Form einer Diode, die aus der Halbleiterelektronik als Schaltelement bekannt ist. Zum Verständnis dieser Detektorart ist insbesondere die Physik der Grenzflächen wichtig, und zwar nicht nur Halbleiter-Halbleiter-Übergänge, sondern auch Metall-Halbleiter- und Metall-Isolator-Halbleiter-Übergänge. Die weitaus meisten Halbleiterdetektoren in der Teilchenphysik haben als Grundma-

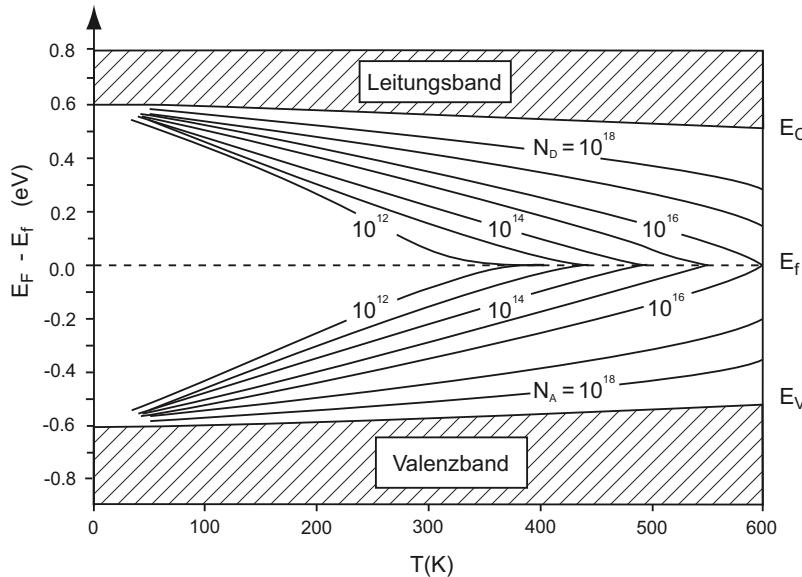
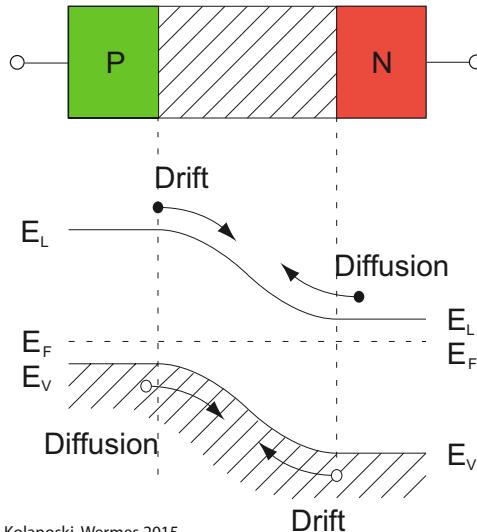


Abb. 8.15 Abhängigkeit der Differenz von intrinsischer (E_f) und extrinsischer (E_F) Fermi-Energie von der Temperatur und von der Konzentration von Fremdatomen (nach [403]).

terial dotiertes Silizium. Ihr Verhalten wird vornehmlich durch die Eigenschaften der Grenzschicht zwischen p- und n-dotiertem Silizium (pn-Grenzschicht) bestimmt. Metall-Halbleiter-Grenzschichten treten bei Verbindungen mit der Außenwelt (Metallkontakte) auf. Metall-Oxid-Halbleiter-Schichten, die die Mikroelektronik revolutioniert haben (MOS-Transistoren), sind wichtig für spezielle Detektortypen und -auslegungen (zum Beispiel CCDs) und sind unverzichtbar für die in der Auslese verwendete Mikroelektronik (ASIC-Chips). MOS-Schichten werden aber häufig auch unvermeidbar an Kontakten geformt, da Silizium in Luft leicht oxidiert. In den nachfolgenden Abschnitten werden wir Halbleiter-Halbleiter-, Halbleiter-Metall- und Halbleiter-Oxid-Metall-Übergänge eingehender behandeln.

8.3.1 Der pn-Übergang als Halbleiterdetektor

Bringt man p- und n-dotiertes Halbleitermaterial in Kontakt, so spricht man von einem pn-Übergang. Im Bändermodell kann er wie in Abb. 8.16 unter der Annahme eines abrupten Übergangs vereinfachend dargestellt werden. Im p-dotierten Teil des Kristalls dominieren die Löcher als Ladungsträger, die Fermi-Energie liegt nahe am Valenzband. Im n-dotierten Teil des Übergangs sind die Verhältnisse genau umgekehrt: Die Majoritätsladungsträger sind hier die Elektronen, und die Fermi-Energie liegt nahe am Leitungsband. Durch das starke Konzentrationsgefälle der beiden unterschiedlichen Ladungsträgerarten an der Grenzfläche kommt es zu einem Diffusionsstrom I_{diff} (siehe Abschnitt 4.4.1), das heißt, die Elektronen des n-dotierten Teils werden in den p-dotierten Teil des Kristalls



Kolanoski, Wermes 2015

Abb. 8.16 Drift- und Diffusionsstrom an einer pn-Grenzschicht.

diffundieren, die Löcher vom p-dotierten in den n-dotierten Teil. An der Grenzschicht kommt es durch Rekombination der Ladungsträger zu der Ausbildung einer an freien Ladungsträgern verarmten Zone, Verarmungszone oder auch Depletionszone (*depletion zone*) genannt.

Die Verarmungszone ist bestimmt durch die ionisierten Atomrumpfe und ist daher nicht neutral. Die p-Grenzschicht hat eine negative, die n-Grenzschicht eine positive Raumladungsdichte $\rho(x)$. Daher hat die Verarmungszone auch den Namen 'Raumladungszone'. Es bildet sich durch die Raumladung ein intrinsisches elektrisches Feld aus, welches einen Driftstrom I_{drift} in entgegengesetzter Richtung zum Diffusionsstrom I_{diff} bewirkt.

Eine eindimensionale Betrachtung ist hinreichend. Abb. 8.17 zeigt den Verlauf von Ladungsdichte, elektrischem Feld und Potenzial für einen abrupten Übergang. Verursacht durch die Raumladungszone ist das elektrische Feld linear ansteigend mit einem Maximum \mathcal{E}_{\max} an der Grenze zwischen p- und n-Leiter, im Gegensatz zu einer mit einem Dielektrikum gefüllten Parallelplattenanordnung, die ein konstantes Feld besitzt. Die dadurch entstehende intrinsische Spannung oder Diffusionsspannung U_{bi} (engl. *built-in voltage*) liegt bei Silizium bei etwa 0.6 V, bei GaAs bei etwa 1.2 V, logarithmisch abhängig von der Dotierungsstärke (vgl. Gl. (8.30)). Ohne externe Spannung sind Drift- und Diffusionsstrom im thermischen Gleichgewicht.

Die Raumladungszone ist im Gleichgewicht nur von der Dotierung der Halbleiter abhängig. Die Ladungsdichte $\rho(x)$ ist gegeben durch:

$$\rho(x) = \begin{cases} -eN_A & \text{für } -x_p < x < 0, \\ +eN_D & \text{für } 0 < x < x_n. \end{cases} \quad (8.24)$$

Daraus können das elektrische Feld $\mathcal{E}(x)$ und die Potenzialdifferenz U_{bi} berechnet werden. Da der Halbleiter in den Gebieten außerhalb der Raumladungszone elektrisch neutral ist

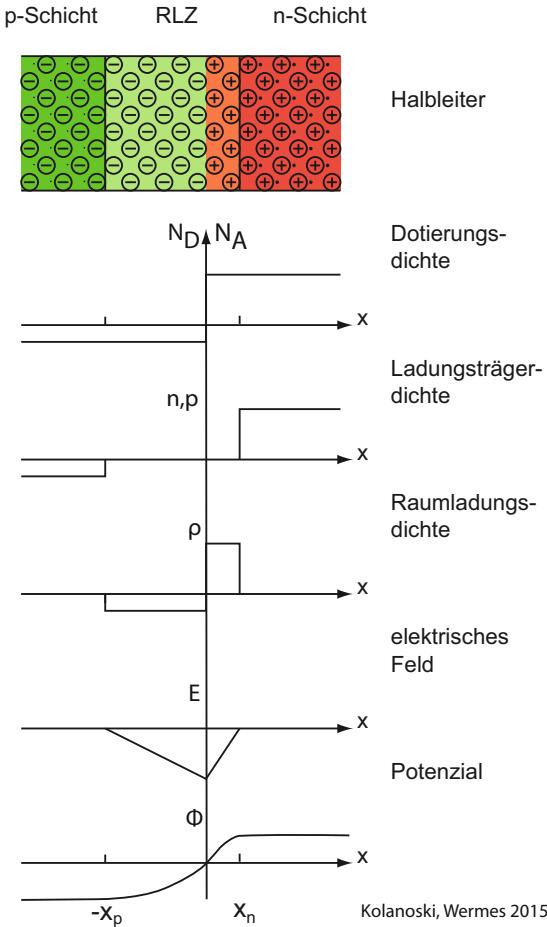


Abb. 8.17 Dotierungs- und Raumladungsdichten, Feldstärke und Potenzialverlauf in einem abrupten pn-Übergang. RLZ = Raumladungszone.

und dort kein Feld herrscht, fordern wir als Randbedingungen $E(-x_p) = E(+x_n) = 0$, wobei x_p und x_n die Eindringtiefen der Raumladungszone im p- beziehungsweise im n-dotierten Teil des Halbleiters sind.

Um die Neutralität des Halbleiters insgesamt zu wahren, müssen die Ladungsträgerzahlen in beiden Teilen der Raumladungszone gleich sein. Es gilt die 'Neutralitätsbedingung':

$$N_A x_p = N_D x_n . \quad (8.25)$$

Die Raumladungszone breitet sich daher stärker in das schwächer dotierte Gebiet aus. Mit der eindimensionalen Maxwell-Gleichung für das \mathcal{E} -Feld und (8.24) sowie (8.25) folgt mit den Randbedingungen $\mathcal{E}(-x_p) = \mathcal{E}(+x_n) = 0$:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0}\rho(x) \quad (8.26)$$

$$\Rightarrow \mathcal{E}(x) = \begin{cases} \frac{-eN_A}{\epsilon\epsilon_0}(x + x_p), & -x_p < x < 0, \\ \frac{+eN_D}{\epsilon\epsilon_0}(x - x_n), & 0 < x < x_n. \end{cases} \quad (8.27)$$

Das maximale Feld liegt bei $x = 0$:

$$\mathcal{E}_{\max} = -\frac{eN_A}{\epsilon\epsilon_0}x_p = \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0}(-x_n). \quad (8.28)$$

Der Spannungsabfall über der Verarmungszone, die Diffusionsspannung U_{bi} , kann als Differenz der Potenziale im n- bzw. im p-Gebiet außerhalb der Raumladungszone direkt aus den Ladungsträgerdichten gewonnen werden: $U_{bi} = \phi_p - \phi_n$, wobei $\phi_p = \phi(-x_p)$ und $\phi_n = \phi(x_n) =$ die Potenziale an den Grenzen der Verarmungszone sind, welche gleichzeitig die Integrationsgrenzen für die Berechnung des Potenzialverlaufs darstellen:

$$\phi(x) = \begin{cases} \phi_p + \frac{eN_A}{2\epsilon\epsilon_0}(x + x_p)^2, & -x_p < x < 0, \\ \phi_n - \frac{eN_D}{2\epsilon\epsilon_0}(x - x_n)^2, & 0 < x < x_n. \end{cases} \quad (8.29)$$

Das Potenzial verläuft quadratisch über den Bereich der Raumladungszone und ist konstant außerhalb. Die Diffusionsspannung U_{bi} hängt mit der Differenz der intrinsischen (E_f) und der extrinsischen (E_F) Fermi-Energien in den jeweiligen n- und p-Gebieten zusammen: $E_f - E_F^p = -e\phi_p = kT \ln \frac{N_A}{n_i}$ und $E_F^n - E_f = -e\phi_n = kT \ln \frac{N_D}{n_i}$ und ergibt sich damit zu:

$$U_{bi} = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \stackrel{s_i}{\approx} 0.6 - 0.8 V, \quad (8.30)$$

wobei der Wertebereich typisch für Silizium mit üblichen Dotierungskonzentrationen in Halbleiterelektronikbauteilen ist.

In Abhängigkeit von den Verarmungstiefen x_p und x_n ist die Spannungsdifferenz gegeben als:

$$\begin{aligned} U_{bi} &= - \int_{-x_p}^{x_n} \mathcal{E}(x) dx = \frac{e}{2\epsilon\epsilon_0} (N_A x_p^2 + N_D x_n^2) \\ &= \frac{e}{2\epsilon\epsilon_0} x_p^2 \frac{N_A}{N_D} (N_A + N_D). \end{aligned} \quad (8.31)$$

Im letzten Schritt der obigen Ableitung wurde die Neutralitätsbedingung (8.25) verwendet, mit der x_p auch durch x_n ersetzt werden kann. Aus (8.31) erhält man die Eindringtiefen der Verarmungszone in die Teilgebiete der Grenzschicht:

$$x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e} U_{bi} \frac{N_D}{N_A \cdot (N_D + N_A)}}, \quad (8.32)$$

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e} U_{bi} \frac{N_A}{N_D \cdot (N_D + N_A)}}, \quad (8.33)$$

$$\frac{x_p}{x_n} = \sqrt{\frac{N_D}{N_A \cdot (N_D + N_A)} \cdot \frac{N_D \cdot (N_D + N_A)}{N_A}} \approx \frac{N_D}{N_A}, \quad (8.34)$$

im Einklang mit (8.25). Die ladungsträgerfreie Verarmungszone ist größer auf der schwächer dotierten Seite der pn-Grenzschicht.

Typisch für Halbleiterdetektoren sind Dotierungen und damit verbundene Breiten der Verarmungszonen in der Größenordnung:

$$\begin{aligned} N_A &= 10^{19} \text{ cm}^{-3} & N_D &= 2.3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \\ \Rightarrow x_p &\approx \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e} U_{bi} \cdot \frac{N_D}{N_A^2}} = 4 \cdot 10^{-6} \mu\text{m} \\ \Rightarrow x_n &\approx x_p \cdot \frac{N_A}{N_D} \approx 20 \mu\text{m}. \end{aligned}$$

Man kann also den Beitrag von x_p zur Verarmungszone vernachlässigen, so dass für die Breite der Verarmungszone d gilt:

$$N_A \gg N_D \Rightarrow x_p \ll x_n, \quad (8.35)$$

$$d \approx x_n \approx \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e} U_{bi} \frac{1}{N_D}}.$$

Die Verarmungszone breitet sich von der Grenzschicht hauptsächlich in die schwächer dotierte Zone des Halbleiterdetektors aus.

Fermi-Niveau über der Grenzschicht Ein wichtiger Grundsatz, der zur Betrachtung von Energieniveaus an Grenzschichten allgemein herangezogen werden kann, ist, dass im thermischen Gleichgewicht (das heißt zum Beispiel ohne extern angelegte Spannung) das Fermi-Niveau über der Grenzschicht konstant ist.

Der Beweis kann über die Betrachtung der Stromdichten in Halbleitern nach Gl.(4.127) in Kapitel 4, Seite 127, geliefert werden. Zum Beispiel gilt für Löcher (für Elektronen analog) im thermischen Gleichgewicht, dass kein Löcherstrom mehr fließt:

$$j_p = j_{p,\text{Drift}} + j_{p,\text{Diff}} = +e\mu_p p |\vec{\mathcal{E}}| - eD_p \frac{dp}{dx} = 0, \quad (8.36)$$

wobei p und μ_p Löcherdichte bzw. Löcherbeweglichkeit bezeichnen, $\vec{\mathcal{E}}$ die elektrische Feldstärke und D_p den Diffusionskoeffizienten für Löcher. Mit (8.22) gilt für die Ableitung:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{p}{kT} \left(\frac{dE_f}{dx} - \frac{dE_F}{dx} \right). \quad (8.37)$$

Das elektrische Feld $|\vec{\mathcal{E}}|$ ist der Gradient der ursprünglichen Energieniveaus (E_f oder E_L , E_V), geteilt durch die Ladung:

$$|\vec{\mathcal{E}}| = \frac{1}{e} \frac{dE_f}{dx}. \quad (8.38)$$

Die Löcherdichte $p(x)$ ist nach (8.37) durch den Abstand der Fermi-Energie E_F vom intrinsischen Fermi-Niveau E_f bestimmt und verändert sich über der Grenzschicht. Unter Verwendung der Einstein-Relation (Gleichung (4.132) auf Seite 128) folgt aus (8.36), (8.37) und (8.38):

$$j_p = \mu_p p \left(\frac{dE_f}{dx} - \frac{dE_f}{dx} + \frac{dE_F}{dx} \right) = 0 \Rightarrow \frac{dE_F}{dx} = 0.$$

Im thermischen Gleichgewicht ist das Fermi-Niveau E_F über einer Grenzschicht konstant.

Kontinuitätsgleichung Die Stromdichtheitgleichungen (4.127) und (8.36) im vorigen Abschnitt gelten für stationäre Gleichgewichtsbedingungen. Zur Beschreibung von Ladungsträgerinjektionen, das heißt hier Generation und Rekombination von Ladungsträgern, sind die Kontinuitätsgleichungen maßgeblich. Die Änderung der Ladungsträgerkonzentration ist die Differenz aus Generations- und Rekombinationsraten plus dem Nettostrom, der in und aus dem betrachteten Bereich fließt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= G_n - R_n + \frac{1}{e} \vec{\nabla} \vec{j}_n, \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= G_p - R_p + \frac{1}{e} \vec{\nabla} \vec{j}_p, \end{aligned} \quad (8.39)$$

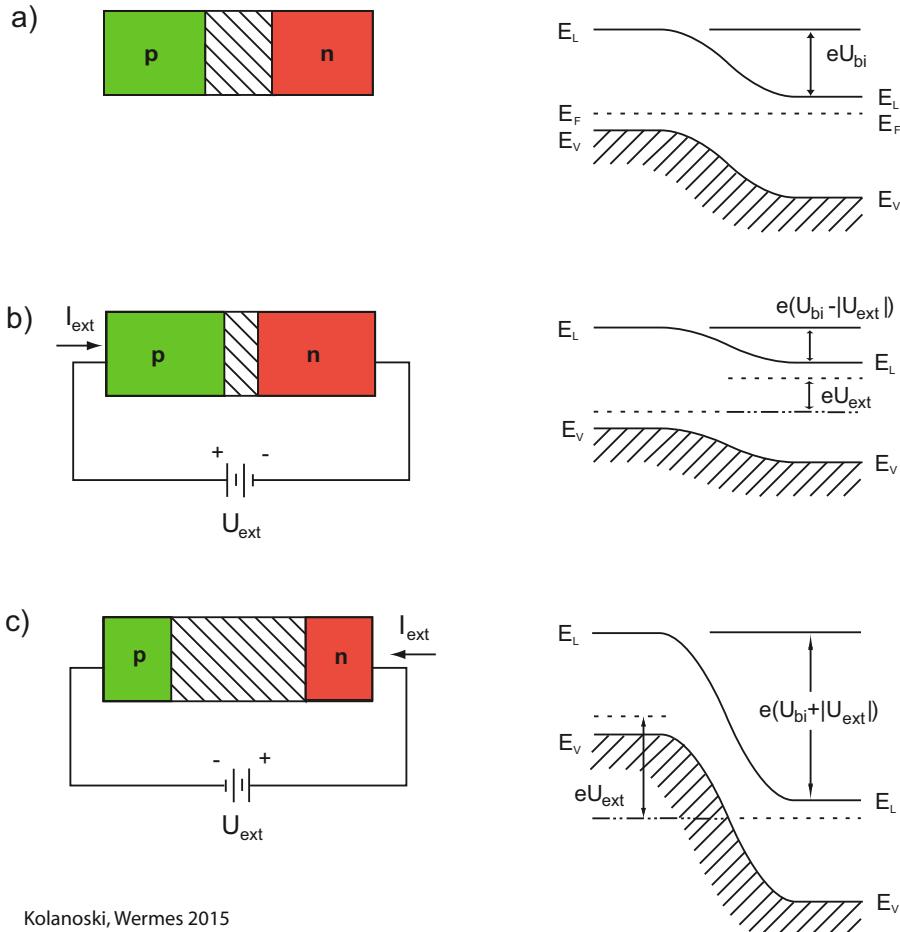
wobei $G_{n,p}$ und $R_{n,p}$ die Generations- beziehungsweise Rekombinationsraten sind (Einheit $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$), verursacht durch externe Einflüsse wie Energiedeposition durch Teilchen oder durch Licht, oder durch Generations-Rekombinations-Zentren in der Bandlücke, zum Beispiel verursacht durch Gitterdefekte. Für den uns interessierenden, weitgehend eindimensionalen Fall können die Gleichungen explizit wie folgt geschrieben werden:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= G_n - R_n + n \mu_n \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + \mu_n \mathcal{E} \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}, \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= G_p - R_p + p \mu_p \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + \mu_p \mathcal{E} \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}, \end{aligned} \quad (8.40)$$

mit den Bezeichnungen wie in (8.36). Eine Lösung dieser Gleichungen erfolgt in aller Regel numerisch durch computergestützte Programme⁴.

pn-Grenzschicht unter externer Spannung Legt man eine externe Spannung U_{ext} zwischen der n- und p-Seite, so ändert sich die Breite der Verarmungszone abhängig von der Größe und der Polung der angelegten Spannung (Abb. 8.18). Das System ist nicht mehr im thermischen Gleichgewicht, und (8.15) verändert sich zu $np > n_i^2$ beziehungsweise $np < n_i^2$. Ist die angelegte Spannung U_{ext} an der p-Seite positiv relativ zur n-Seite

⁴Ein Beispiel für ein Computerprogramm zur Lösung der Kontinuitätsgleichungen (8.39) ist das Programm TCAD [764].



Kolanoski, Wermes 2015

Abb. 8.18 Diode ohne und mit externer Spannung: a) ohne externe Spannung, b) mit externer Spannung: in Durchlassrichtung, c) mit externer Spannung: in Sperrrichtung (Betrieb von Halbleiter-Detektoren).

($U_{ext} > 0$, Durchlassrichtung), so verringert sich das elektrostatische Potenzial U_{bi} über der Verarmungszone um U_{ext} , und der Driftstrom wird im Vergleich zum Diffusionsstrom reduziert. Im Vergleich zur Gleichgewichtssituation diffundieren mehr Elektronen von der n-Seite auf die p-Seite und mehr Löcher von der p-Seite auf die n-Seite (Minoritätsladungsträgerinjektion). Die Verarmungszone wird kürzer (vergleiche (8.32) und (8.33)). Bei Anlegen einer Sperrspannung mit demselben Vorzeichen wie U_{bi} ($U_{ext} < 0$, negative Spannung an der p-Seite oder positive an der n-Seite, relativ zur jeweils anderen Seite) wird das elektrostatische Potenzial im Vergleich zum Gleichgewichtszustand erhöht und wirkt dem Diffusionsstrom entgegen, welcher kleiner wird. Die Verarmungszone wird breiter. In den Gleichungen (8.32), (8.33) und (8.35) muss U_{bi} durch $U_{bi} - U_{ext}$ ersetzt werden, wobei U_{ext} negativ für die Sperrrichtung anzusetzen ist.

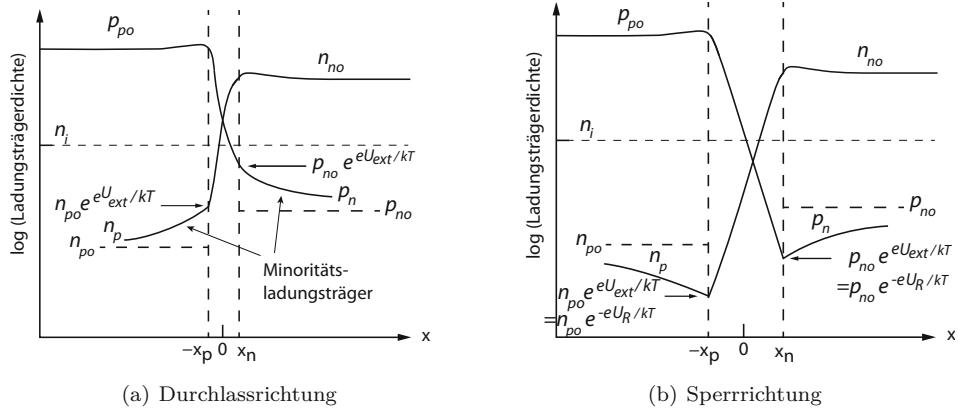


Abb. 8.19 Verlauf der Ladungsträgerkonzentration einer in (a) Durchlass- und (b) Sperrrichtung (Betrieb für Halbleiterdetektoren) betriebenen pn-Grenzschicht in logarithmischer Darstellung (nach Shockley [741, 767]). U_R in (b) bezeichnet die Sperrspannung, mit umgekehrtem Vorzeichen zu U_{ext} im Durchlassfall.

Abbildung 8.19 zeigt den Verlauf der Ladungsträgerkonzentrationen über der pn-Grenzschicht, den wir nachfolgend für die Fälle der Durchlassrichtung (Abb. 8.19(a)) und der Sperrrichtung (Abb. 8.19(b)) berechnen wollen. Dazu nutzen wir die Annahmen aus, dass [765]:

1. die Grenzen zwischen der Raumladungszone und den äußeren neutralen Bereichen als abrupt angenommen werden können,
 2. die Ladungsträgerdichten an den Grenzen der Verarmungszone durch das elektrostatische Potenzial $U_{bi} - U_{ext}$ bestimmt sind,
 3. die injizierten Minoritätsladungsträger eine viel kleinere Dichte besitzen als die Majoritätsladungsträger und letztere daher anzahlmäßig nahezu unverändert bleiben,
 4. dass keine Rekombinations- oder Generationsströme in der Verarmungszone auftreten und die Elektronen- und Löcherströme daher in der Verarmungszone konstant sind.

Damit können die Ladungsträgerdichten zunächst an den Grenzen der Verarmungszone und mit Hilfe der Boltzmann-Transportgleichung dann auch in der Verarmungszone berechnet werden [765].

In den neutralen Bereichen außerhalb der Raumladungszone können annähernd Gleichgewichtsverhältnisse angenommen werden. Die Konzentrationen der Majoritätsladungsträger sind auch dort durch die Dotierungsdichten N_A und N_D gegeben. Nach (8.30) kann U_{bi} dann durch

$$U_{bi} = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \approx \frac{kT}{e} \ln \frac{p_{po} n_{no}}{n_i^2} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{no}}{n_{po}} = \frac{kT}{e} \ln \frac{p_{po}}{p_{no}} \quad (8.41)$$

ausgedrückt werden, wobei (8.15) verwendet wurde. Dabei sind $n_{no} \approx N_D$ und $p_{po} \approx N_A$ die Majoritätsladungsträgerkonzentrationen (Elektronen im n-Bereich, Löcher im

p-Bereich); der Index o indiziert die Verhältnisse im thermischen Gleichgewicht. Die Minoritätsladungsträgerdichten im Gleichgewicht sind entsprechend n_{po} und p_{no} . Nach den Majoritätsladungsträgerkonzentrationen aufgelöst erhalten wir:

$$n_{no} = n_{po} \exp(eU_{bi}/kT), \quad (8.42)$$

$$p_{po} = p_{no} \exp(eU_{bi}/kT). \quad (8.43)$$

Diese Gleichungen stellen den Zusammenhang zwischen den Ladungsträgerkonzentrationen an der Grenze der Raumladungszone und U_{bi} her. Mit der Bedingung bzw. Annahme (2) von Seite 296 können wir nun schließen, dass dieselbe Beziehung gültig bleibt, wenn das elektrostatische Potenzial um U_{ext} vergrößert oder verkleinert wird, so dass wir für die Majoritätsladungsträgerdichten an den Grenzen der Verarmungszone im Nicht-Gleichgewichtszustand folgende Beziehungen erhalten:

$$n_n = n_p \exp(e(U_{bi} - U_{ext})/kT) \approx n_{no} \quad (8.44)$$

$$p_p = p_n \exp(e(U_{bi} - U_{ext})/kT) \approx p_{po} \quad (8.45)$$

Hierbei wurde Annahme (4) von Seite 296 benutzt, die besagt, dass die durch U_{ext} verursachte Minoritätsladungsträgerinjektion die Majoritätsladungsdichten nahezu unverändert lässt. Einsetzen von (8.42) und Auflösung nach n_p ergibt für die Elektronenkonzentration an der Grenze der Verarmungszone im p-Bereich ($x = -x_p$) und analog für die Löcherkonzentration p_n am Ende der Verarmungszone ($x = x_n$) auf der n-Seite:

$$n_p = n_{po} \exp(eU_{ext}/kT), \quad (8.46)$$

$$p_n = p_{no} \exp(eU_{ext}/kT). \quad (8.47)$$

Über der Verarmungszone nehmen die Majoritätsladungsträgerkonzentrationen über viele Zehnerpotenzen ab, eine Folge der exponentiellen Abhängigkeiten in den Gleichungen dieses Abschnitts (man beachte auch die logarithmische Darstellung in Abb. 8.19). Ihre Konzentrationen liegen am Ende der Raumladungszone deutlich unterhalb der Gleichgewichtsminoritätsladungsträgerkonzentrationen. Abhängig von der Höhe der Sperrspannung können die Ladungsträgerkonzentrationen dort verschwindend klein werden.

Der weitere Verlauf der Dichten in den neutralen äußeren Zonen ist durch die Diffusionslängen (charakteristische Strecke bis zur Rekombination) der Ladungsträger (L_n und L_p) bestimmt und kann aus den Boltzmann-Transport-Gleichungen (siehe auch Kapitel 4) berechnet werden [767, 725]:

$$n_p(x \leq -x_p) = n_{po} + n_{po} (\exp(eU_{ext}/kT) - 1) \cdot \exp\left(\frac{x + x_p}{L_n}\right), \quad (8.48)$$

$$p_n(x \geq x_n) = p_{no} + p_{no} (\exp(eU_{ext}/kT) - 1) \cdot \exp\left(-\frac{x - x_n}{L_p}\right). \quad (8.49)$$

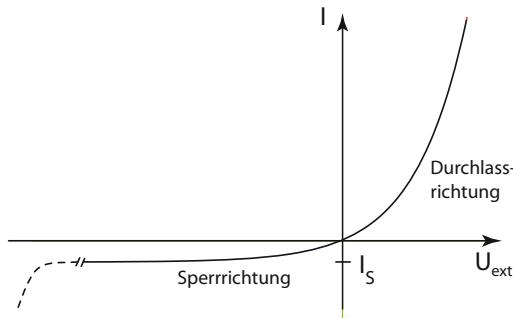


Abb. 8.20 Ideale Diodenkennlinie nach der Schottky-Gleichung (8.50). Die gestrichelte Linie kennzeichnet den Durchbruch bei hohen Sperrspannungen, der nicht in (8.50) enthalten ist.

Innerhalb der Verarmungszone nimmt die Ladungsträgerkonzentration vom Majoritätswert p_p (n_n) auf der einen Seite der Zone zum Minoritätswert p_n (n_p) auf der anderen Seite ab. Der Konzentrationsverlauf in der Verarmungszone wird in sehr guter Näherung durch die Konzentrationswerte an den Enden der Verarmungszone am Übergang zum neutralen Bereich bestimmt, also durch die Dotierungsdichten und die angelegte äußere Spannung. Für Halbleiterdetektoren typische Dotierungskonzentrationen sind auf Seite 293 angegeben.

Strom-Spannungs-Charakteristik Unter den angesetzten idealisierenden Annahmen wird in der Verarmungszone kein Strom erzeugt; er kommt ausschließlich aus den Außenbereichen ohne Raumladung [765]. Der Gesamtstrom ist konstant über dem Halbleiter und ist bestimmt durch die Minoritätsladungsträgerdichten und deren Diffusionscharakteristika, wie zum Beispiel für Löcher durch die Stromdichte j_p in (8.36). Der Strom weist ein von der extern angelegten Spannung abhängiges exponentielles Verhalten auf [765, 566], was von den ebenfalls exponentiellen Abhängigkeiten der Ladungsträgerkonzentrationen herröhrt:

$$I = I_S (e^{eU_{ext}/kT} - 1), \quad (8.50)$$

mit dem Sättigungssperrstrom

$$I_S = eA \left(\frac{D_n n_{po}}{L_n} + \frac{D_p p_{no}}{L_p} \right) \approx eA \left(\frac{D_n n_i^2}{L_n N_A} + \frac{D_p n_i^2}{L_p N_D} \right),$$

wobei A die Querschnittsfläche und $D_{n,p}$ die Diffusionskonstanten für Elektronen beziehungsweise Löcher darstellen. Die Bedeutungen der anderen Größen wurden bereits weiter oben angegeben. Der zweite Term ergibt sich aus (8.15) mit $N_A \approx p_{po}$ und $N_D \approx n_{no}$. Gleichung (8.50) ist als Shockley-Gleichung [741] (Kennlinie einer idealen Diode) bekannt und in Abbildung 8.20 dargestellt.

Halbleiterdetektoren werden in Sperrrichtung betrieben (positives Potenzial an dem n-dotierten Teil der Diode), um eine möglichst große Verarmungszone zu bekommen, die das Volumen für den Teilchennachweis darstellt (siehe Abschnitt 8.4). Die externe Spannung U_{ext} hat dann dasselbe Vorzeichen wie U_{bi} . In der Verarmungszone absorbierte Energie erzeugt Elektron/Loch-Paare. In einem Detektor ohne Verarmungszone würden

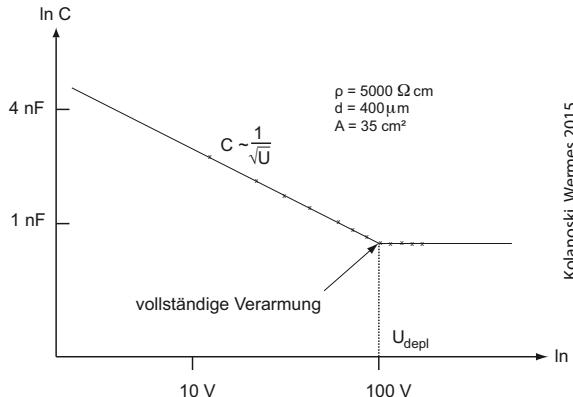


Abb. 8.21 Bestimmung der Verarmungsspannung aus dem Kapazitätsverlauf einer Diode.

diese schnell rekombinieren und kein Signal auf den Elektroden des Detektors erzeugen, in einem von Ladungsträgern verarmten Detektor jedoch ist die Wahrscheinlichkeit einer Rekombination gering. Die e/h-Paare driften daher im E-Feld verlustfrei zu den Elektroden und erzeugen ein Ladungs/Strom-Signal (siehe Kapitel 5).

Mit angelegter äußerer Spannung ändert sich Gleichung (8.35) zu:

$$d \approx x_n \approx \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e} \frac{1}{N_D} (U_{bi} + U_{ext})} \approx 3.6 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{U_{ext}}{N_D (\text{V cm})}}. \quad (8.51)$$

Um die Dicke des Detektors (für einen Silizium-Detektor typisch ist $d = 300 \mu\text{m}$) vollständig zu verarmen, muss bei einer gegebenen Substratdotierung von $2.3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ eine Spannung von $U_{ext} \approx 160 \text{ V}$ angelegt werden.

Diodenkapazität Eine Flächendiode kann aufgrund der ladungsfreien Zone hinsichtlich ihrer Kapazität als ein mit einem Dielektrikum gefüllter Plattenkondensator betrachtet werden. Die Kapazität zur Rückseite ist:

$$\frac{C}{A} = \frac{\epsilon \cdot \epsilon_0}{d}.$$

Dabei ist A die Fläche und d die Breite der Verarmungszone. Die relative Dielektrizitätszahl ϵ hat für Silizium den Wert 11.9 (Tabelle 8.2). Für eine $300 \mu\text{m}$ dicke Flächendiode aus Silizium ist

$$\frac{C}{A} \simeq 35 \frac{\text{pF}}{\text{cm}^2}.$$

Da die ladungsträgerfreie Zone d nach (8.51) von der externen Spannung abhängt, ist es möglich, aus der Messung der Kapazität die Verarmungsspannung zu bestimmen. Abbildung 8.21 zeigt die Abhängigkeit der Kapazität C von der externen Spannung. Nähert sich die Kapazität einem konstanten Wert, so ist die Spannung zur vollständigen Verarmung des Detektors erreicht, denn die Verarmungszone kann nicht größer werden als die Dicke des Detektors.

Leckstrom Bei einer in Sperrrichtung betriebenen Diode oder einem Halbleiterdetektor beobachtet man einen so genannten Leckstrom I_L , der sowohl Volumen- als auch Oberflächenanteile besitzen kann, die von verschiedenen Ursachen herrühren. Die wichtigste Ursache für den Volumenleckstrom ist die thermische Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren in der Verarmungszone, deren Stärke durch das Vorhandensein von Rekombinations- und Einfangzentren in der Bandlücke stark beeinflusst wird. Die Größe dieses Generationsstroms ist proportional zum Volumen $V = A \cdot d$, wobei A der Querschnitt und d die Breite der Verarmungszone ist, und ist damit nach (8.51) von $\sqrt{U_{ext}}$ abhängig:

$$I_L^{gen} = eV \frac{n_i}{2\tau}, \quad (8.52)$$

wobei mit τ die mittlere Lebensdauer der Ladungsträger bezeichnet wird. Ein weiter Beitrag zum Leckstrom röhrt von der Bewegung der Minoritätsladungsträger durch die Grenzschicht her, zum Beispiel von Elektronen aus dem p-Bereich in den n-Bereich (I_S in Gleichung (8.50)).

Der Leckstrom ist stark temperaturabhängig:

$$I_L^{gen} \propto T^2 e^{-\frac{E_G}{2kT}}, \quad (8.53)$$

wobei die T^2 -Abhängigkeit charakteristisch für thermionische Emission von Ladungsträgern mit kinetischen Energien $\frac{1}{2} m_{\text{eff}} v^2$ über eine Barriere ist (siehe zum Beispiel [767], Seite 154).

In einem Halbleiterdetektor liegt die typische Größenordnung des Leckstroms bei Raumtemperatur im nA/cm^{-2} -Bereich [544], kann aber $\mu\text{A}/\text{cm}^{-2}$ erreichen, wenn er einem hohen Fluss an Stahlung ausgesetzt wird. Die Leckstrommessung ist daher eine wichtige Methode zur Charakterisierung von Strahlenschädigungen (siehe Abschnitt 8.11).

Oberflächenbeiträge zum Leckstrom haben meist herstellungs- oder behandlungsbedingte Ursachen wie Oberflächenschädigungen oder Ablagerungen. Eine Unterscheidung der Beiträge (Oberfläche oder Volumen) ist im Prinzip durch die unterschiedlichen charakteristischen Abhängigkeiten von der Betriebsspannung möglich, der Volumenbeitrag ist proportional zum Volumen unter der Elektrode, also $\propto \sqrt{U_{ext}}$, während der Oberflächenbeitrag eher linear mit der angelegten Spannung verläuft; Letzteres hängt allerdings auch von der Geometrie der Oberflächenstrukturen ab. In der Regel ist der Volumenbeitrag zum Leckstrom dominant.

8.3.2 Die n^+n - oder p^+p -Grenzschicht

Grenzschichten desselben Dotierungstyps, aber mit unterschiedlicher Dotierungsstärke⁵ (n^+n oder p^+p) erzeugen ebenfalls ein Potenzialgefälle ähnlich wie bei einer pn-Struktur. Wie Abb. 8.22 für eine abrupt angenommene n^+n -Struktur zeigt, entsteht auch in diesem Fall eine Raumladungszone, wenn wegen des Konzentrationsunterschieds Elektronen von

⁵Es ist in der Literatur üblich, starke (bzw. schwache) oder sehr starke (bzw. sehr schwache) Dotierungskonzentrationen mit n^+ (n^-) und n^{++} (n^{--}) relativ zu der Dotierung n des Substrats anzugeben, entsprechend für p-Dotierung.

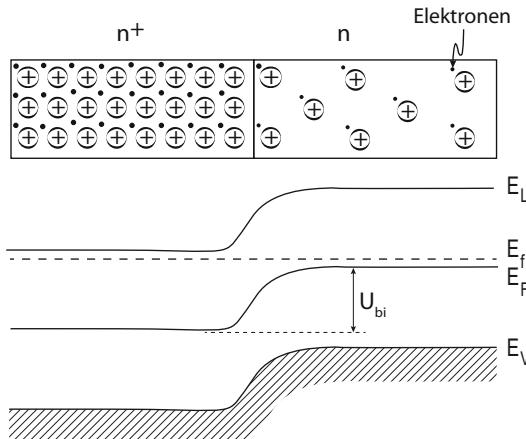


Abb. 8.22 n^+ - n -Übergang: (a) Kontakt zweier verschieden dotierter n-Halbleiterschichten, (b) Darstellung im Bändermodell (nach [566], mit freundl. Genehmigung von Springer Science+Business Media).

der n^+ -Region in die n -Region diffundieren und dadurch die n -Seite negativ wird, während die n^+ -Seite positiv wird. Das entstehende elektrische Feld bringt die Diffusion zum Erliegen. Im Bändermodell ist das Fermi-Niveau E_F nach Einstellung des thermischen Gleichgewichts über der Struktur gleich, die Bänder verbiegen sich. Wie in der pn-Schicht entsteht eine Diffusionsspannung U_{bi} .

8.3.3 Der Metall-Halbleiter-Übergang

An den metallischen Auslesekontakten eines Halbleiterdetektors entsteht eine andere Art Grenzschicht, der Metall-Halbleiter-Übergang. Das Verhalten dieser Grenzschicht hängt sowohl von der Art des Metalls als auch von der Dotierungsart und -stärke des Halbleiters ab. Die nachfolgenden charakteristischen Eigenschaften von Metallen sind zum Verständnis von Metall-Halbleiter Kontakten wesentlich:

- Anders als beim Halbleiter ist das Leitungsband von Metallen teilweise mit Elektronen gefüllt (siehe Abb. 8.7). Daher liegt das Fermi-Niveau nicht in der Bandlücke, sondern innerhalb des Leitungsbands des Metalls.
- Die Zahl der Leitungselektronen im Metall ist vergleichsweise groß (Größenordnung 10^{23} cm^{-3}). In einem perfekten Leiter kann sich kein elektrisches Feld einstellen ($\vec{E} = 0$) und es kann keine Potenzialdifferenz zwischen den Enden des Leiters entstehen. Die Beschreibung der metallischen Grenzfläche ist daher allein durch die Oberflächenladungen bestimmt.

Abbildung 8.23 erläutert die energetischen Verhältnisse bei einem Metall-Halbleiter-Übergang. Unter der 'Austrittsarbeit' (*work function*) versteht man die Energie, die nötig ist, um ein Elektron von der Fermi-Energie ins 'Kontinuum', auch 'Vakuum' genannt, zu befördern: $e\Phi = E_{vac} - E_F$. Für Metalle ($e\Phi_M$) ist sie abhängig von der Art des Metalls, für Halbleiter ($e\Phi_S$) von Art und Grad der Dotierung. Eine für die Halbleiterseite der Grenzschicht ebenfalls wichtige Größe ist die 'Elektronenaffinität' $e\chi_S$. Sie

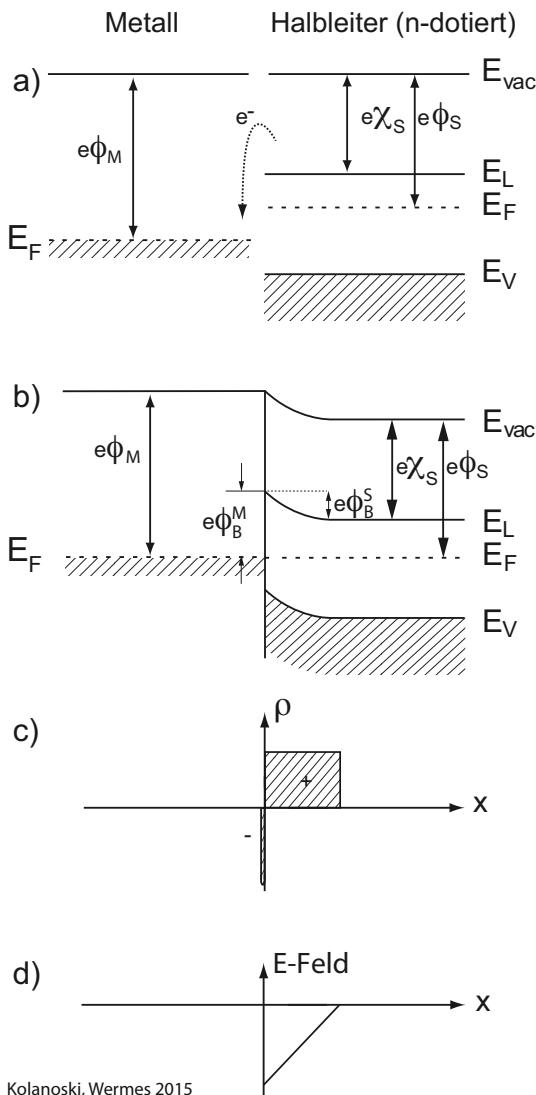


Abb. 8.23 Schottky-Kontakt: (a) Metall und n-dotierter Halbleiter vor dem Kontakt in separatem thermischem Gleichgewicht, (b) Kontakt ohne externe Spannung im thermischen Gleichgewicht nach Elektronentransport (mit resultierender Bandverbiegung), (c) Verteilung der Ladungsdichte, (d) elektrisches Feld.

beschreibt den Unterschied in der Energie eines freien Elektron zu seiner Energie, wenn es in den Gitterverbund eingetreten ist, und entspricht der Energiedifferenz zwischen Leitungsbandunterkante und Kontinuum (Vakuum): $E_{vac} - E_L$; $e\chi_S$ ist unabhängig von der Dotierung und kleiner als $e\Phi_S$.

Schottky-Kontakt Wir betrachten zuerst den Fall, dass $e\Phi_M > e\Phi_S$ ist. Man spricht dann von einem 'Schottky-Kontakt'. Dieser Fall ist in Abb. 8.23 für den Übergang vom Metall zu n-Silizium dargestellt. Die Verhältnisse für p-Silizium findet man in der einschlägigen Literatur (zum Beispiel in [767]). Abbildung 8.23(a) zeigt die Grenzflächen vor der Berührung in separatem thermischem Gleichgewicht. Nach dem Kontakt fließen die Elektronen des Halbleiters aufgrund der Energiedifferenz in das Metall, bis auch hier

wieder ein thermisches Gleichgewicht hergestellt ist und die Fermi-Niveaus im Metall und im Halbleiter gleich sind ($E_F^M = E_F^S$). Die Bänder biegen sich, von der Grenzschicht aus gesehen, im Halbleiter nach unten (Abb. 8.23(b)). Im Metall bildet sich eine negative Oberflächenladung aus. Im Halbleiter entsteht durch das Abwandern der Elektronen eine ladungsträgerfreie positive Raumladungszone (Abb. 8.23(c)). Abbildung 8.23(d) zeigt den Verlauf des resultierenden elektrischen Feldes. Die Verhältnisse erinnern an die einer Diode (pn-Übergang) mit Barrierausbildung an der Grenzschicht. Die Differenz zwischen Metall-Austrittsarbeits und Elektronenaffinität, $e(\Phi_M - \chi_S) =: e\Phi_B^M$, zwei von äußeren Einflüssen unabhängigen Materialparametern, ergibt die Höhe der Barriere, die Elektronen im Metall überwinden müssen, um in den Halbleiter zu kommen. Ihre Höhe wird durch eine externe Spannung nicht verändert (siehe zum Beispiel [766], S. 164). Die Barriehöhe für Elektronen im Halbleiter, $e(\Phi_M - \Phi_S) := e\Phi_B^S$, hingegen, ist durch die Größe der Bandverbiegung gegeben. Ihre Höhe ist die 'eingebaute Spannung' $U_{bi} = \Phi_B^S$, analog zum pn-Übergang, die durch eine externe Spannung wie dort verstärkt oder abgeschwächt wird und damit einen gleichrichtenden Kontakt (*Schottky contact*) ermöglicht.

Im thermischen Gleichgewicht halten sich der Strom von Elektronen in den Halbleiter und der entgegengesetzte Strom vom Halbleiter in das Metall die Waage. Bei angelegter externer Spannung U_{ext} wird der Potenzialunterschied an der Grenze entweder reduziert (Vorwärtsspannung) oder erhöht (Rückwärtsspannung). Der Strom aus dem Metall in den Halbleiter ist unverändert im Vergleich zum thermischen Gleichgewichtsfall, da die Barriehöhe unverändert bleibt. Der Stromfluss aus dem Halbleiter zum Metall jedoch ändert sich exponentiell, ähnlich wie bei der pn-Grenzschicht (8.50):

$$I = I_S (e^{eU_{ext}/kT} - 1), \quad (8.54)$$

mit dem Sättigungssperrstrom

$$I_S = A_R^* T^2 e^{-e\Phi_B^M/kT},$$

wobei A_R^* die effektive Richardson-Konstante, $A_R^* = 110(32) \text{ A K}^{-2} \text{ cm}^{-2}$ für n-Silizium (p-Silizium) ist [765]. Die externe Spannung ist positiv bzw. negativ, für Vorwärts- beziehungsweise Sperrbetrieb. Im Gegensatz zur pn-Grenzschicht, in der die Kennlinie hauptsächlich von den Minoritätsladungsträgerdichten bestimmt wird (Seite 298), sind in einem Metall-Halbleiter-Kontakt die Majoritätsladungsträger für die Strom-Spannungs-Charakteristik (8.54) verantwortlich.

Ohm'scher Kontakt In dem Fall, dass die Austrittsarbeits im Metall kleiner als im Halbleiter ist, $e\Phi_M < e\Phi_S$, spricht man von einem 'ohmschen Kontakt', definiert durch einen verschwindend kleinen Kontaktwiderstand, da keine oder nur verschwindend kleine Barrieren für Elektronen existieren (Abb. 8.24(a)). Elektronen fließen vom Metall in den n-Halbleiter und erzeugen dort eine negative Nettoladung. Die Bänder biegen sich von der Grenzschicht weg nach oben. Es wird keine ladungsträgerfreie Raumladungszone gebildet, und die Potenzialbarriere für Elektronenfluss vom Metall zum Halbleiter ist klein. Es sind nur kleine externe Spannungen nötig, damit Elektronen sich in beide Richtungen durch

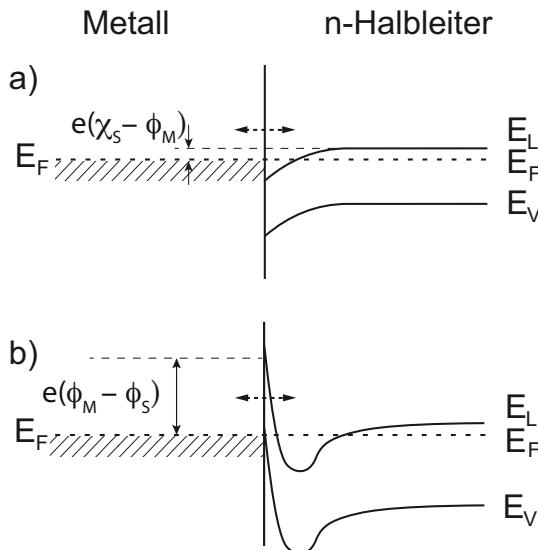


Abb. 8.24 Ohm'scher Kontakt: a) verschwindender Kontaktwiderstand, b) durchtunnelbare Barriere bei hoher Dotierung des Halbleiterrandes.

Kolanoski, Wermes 2015

die Grenzfläche bewegen können. Abbildung 8.24(a) zeigt diesen Fall nach Herstellung des thermischen Gleichgewichts ($E_F^M = E_F^S$).

Häufig ist es schwierig, ein geeignetes Metall zu finden, das bei Kontakt mit einem dotierten Halbleiter keine Barriere aufbaut und gleichzeitig so beschaffen ist, dass es als Kontakt am Halbleiter gut haften bleibt. Daher wird meist eine andere Methode verwendet, um einen ohmschen Kontakt zu erhalten. Durch eine sehr hohe n⁺-Dotierung ($\gtrsim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) von etwa 10 nm Tiefe wird in diesem Bereich das Fermi-Niveau E_F^S fast bis zur Leitungsbandkante hochgezogen. Nach Kontaktierung mit dem Metall ist dadurch Φ_M kleiner als Φ_S . An dem dem Metall zugewandten Rand des n-Halbleiters entsteht eine räumlich sehr schmale Barriere, die von den Elektronen bei Anbringung einer Spannung durchtunnelt werden kann (Abb. 8.24 (b)) und eine nahezu lineare Strom-

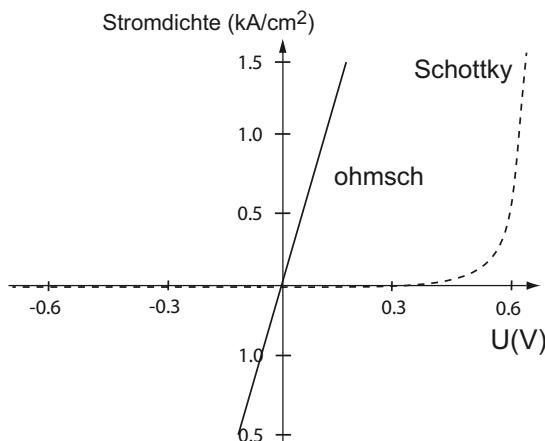


Abb. 8.25 Typische Strom-Spannungs-Kennlinien für einen gleichrichtenden (Schottky: GaAs, Dotierungskonzentration 10^{15} cm^{-3} , gestrichelte Linie) und einen ohmschen ($10^4 \Omega \text{ cm}^2$, durchgezogene Linie) Metall-Halbleiter-Übergang.

Spannungs-Charakteristik aufweist. Der weitere Verlauf der Bandstruktur folgt dem einer n⁺n-Struktur wie in Abschnitt 8.3.2 beschrieben.

In Abb. 8.25 sind die Strom-Spannungs-Kennlinien für beide Fälle dargestellt. Für den Schottky-Übergang ergibt sich ein gleichrichtender Kontakt wie bei einer Diode, für den ohmschen Kontakt erhält man ein lineares Verhalten wie bei einem Widerstand.

8.3.4 Der MOS-Übergang

Unter einem MOS-Übergang (MOS = *Metal Oxide Semiconductor*) versteht man eine Doppelgrenzschicht aus drei Materialien: Metall-Oxid-Halbleiter [819]. Die MOS-Struktur spielt eine herausragende Rolle in der Mikroelektronik, weil sie die Struktur für Feldeffekt-Transistoren (FET) ist. Für eine ausführliche Beschreibung verweisen wir den Leser auf die vielfältige Literatur, zum Beispiel [744, 767, 204].

Der weitaus größte Teil der Chip-Elektronik zur Auslese von Detektoren (siehe Abschnitt 17.6) basiert auf MOSFETs, die als Kombination von NMOS- und PMOS-Transistoren auf demselben Substrat realisiert sind (CMOS-Prozess) und die 'komplementäre' CMOS-Logik für komplexe Schaltkreise ermöglichen (siehe zum Beispiel [814]). CMOS-Technologie verwendet sowohl p-Kanal- als auch n-Kanal-MOSFETs auf einem gemeinsamen Substrat und stellt heute für integrierte Schaltkreise die am häufigsten genutzte Logikfamilie dar. Um in einem Substrat beide Transistorarten unterzubringen, wird ein Transistor in speziell dotierten Bereichen, so genannten Wannen, eingebettet. Zum Beispiel sind PMOS-Transistoren in p-Substraten in N-Wannen untergebracht. Ein wesentlicher Vorteil der CMOS-Technologie besteht darin, dass sie ohne Widerstände auskommt und dass digitale Schaltelemente so ausgelegt werden können, dass die Transistoren nur im Umschaltmoment Strom ziehen und die Verlustleistung daher im Wesentlichen nur von der Taktfrequenz abhängt. Für weitere Vertiefung der Thematik sei auf die einschlägige Literatur verwiesen.

Besonders stark verzahnt sind Sensor und Auslese-Chip bei Pixeldetektoren⁶ (Abschnitte 8.7 und 8.10). Auch andere Halbleitersensoren besitzen MOS-Strukturen: MOS-CCDs (Abschnitt 8.9) zum Beispiel verwenden sie, um die Ladung in einer CCD-Zelle zum Ausleseknoten zu schieben. DEPFET-Pixeldetektoren (Abschnitt 8.10.2) haben einen einzelnen MOSFET in jedem Pixel zur Verstärkung der Signalladung. Die Steuerwirkung von MOSFETs kann auch bei der Spannungsversorgung von Mikrostreifendetektoren ausgenutzt werden (Abschnitt 8.5.4).

Perspektivansicht und Querschnitt einer MOS-Struktur sind in Abb. 8.26 zu sehen. Heute wird bei Transistoren statt des Metalls fast ausschließlich stark dotiertes Polysilizium (n⁺ oder p⁺) verwendet, da es höhere Temperaturen aushält, ohne mit dem Oxid zu reagieren. Die Physik der MOS-Struktur ist dadurch unverändert, und der Name ist geblieben. Kontaktierungen von Halbleiterdetektoren, wenn Sie nicht direkt zum Halbleiter, sondern über eine Oxidschicht erfolgen, sind typisch Al-SiO₂-Si -MOS-Strukturen.

⁶Der Begriff 'Pixel' ist aus der Abkürzung für *picture element* entstanden. Pixel sind 2-dimensionale Sensoreinheiten. Im Sprachgebrauch werden sie als viel kleiner verstanden als *pads*.

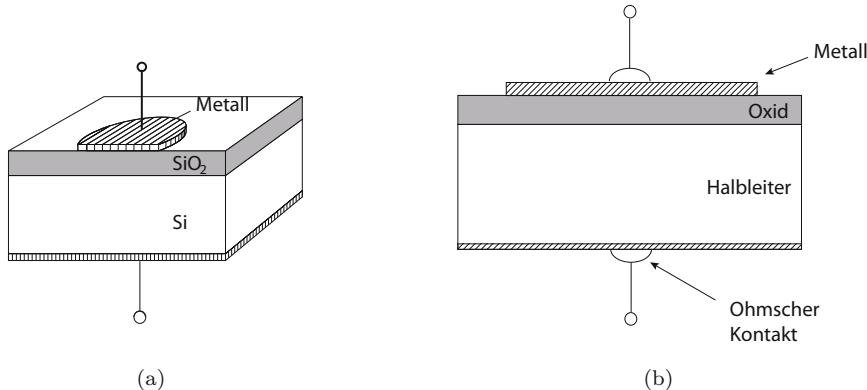


Abb. 8.26 Perspektivansicht (a) und Querschnitt (b) einer MOS-Struktur.

Im Unterschied zu den bisher diskutierten Grenzschichten Halbleiter-Halbleiter und Metall-Halbleiter liegt jetzt also ein Isolator zwischen Metall und Halbleiter. Durch diesen fließt bei anliegender externer Spannung in sehr guter Näherung kein Gleichstrom. Wir können daher Metall und Halbleiter separat im thermischen Gleichgewicht betrachten. Das Bändermodell liefert unter der Annahme eines abrupten Übergangs eine gute Beschreibung der Phänomene, die von der angelegten Spannung U_{ext} abhängen. Um dies zu illustrieren, betrachten wir in den Abbildungen 8.27 bis 8.32 MOS-Strukturen mit einem n-dotierten Halbleiter (entspricht der Ausgangssituation für einen PMOS-Transistor), entsprechend unserer bevorzugten Wahl in diesem Kapitel. Für die in der Literatur meistens gewählte Beschreibung mit p-dotiertem Halbleiter (Situation für NMOS-Transistoren) gelten gleiche Überlegungen mit geeigneten Vorzeichenwechsel (siehe zum Beispiel [766]).

Wir betrachten zunächst eine ideale MOS-Struktur, definiert durch die (nicht realistische) Annahme, dass die Austrittsarbeiten im Metall und im Halbleiter gleich groß sind, $e\Phi_M = e\Phi_S$, und dass neben den Ladungen im Halbleiter nur an der Metalloberfläche weitere Ladungen existieren, also insbesondere, dass im Oxid oder an den Grenzflächen keine (festen) Ladungen existieren [767]. Das heißt, dass die Struktur ohne externe Spannung feldfrei ist und an den Grenzflächen keine Bandwölbung auftritt. Die Bänder sind 'flach' (Abb. 8.27(b)). Aus der Abbildung entnehmen wir:

$$0 = e\Phi_M - e\Phi_S = e\Phi_M - \left(e\chi_S + \frac{E_G}{2} - e\psi_B \right),$$

wobei angenommen wird, dass das intrinsische Fermi-Niveau des Halbleiters E_f in der Mitte der Bandlücke liegt (siehe Gl. (8.18)). Die Bezeichnungen sind wie in Abschnitt 8.3.3: χ_S = Elektronenaffinität, E_G = Energiewert der Bandlücke, ψ_B ist die Differenz zwischen extrinsischem und intrinsischem Fermi-Niveau im Substrat (engl. *bulk*) des Halbleiters.

Reale MOS-Strukturen unterscheiden sich von der idealen Struktur der Abb. 8.27 derart, dass die Differenz der Austrittsarbeiten nicht verschwindet und dass in der Regel

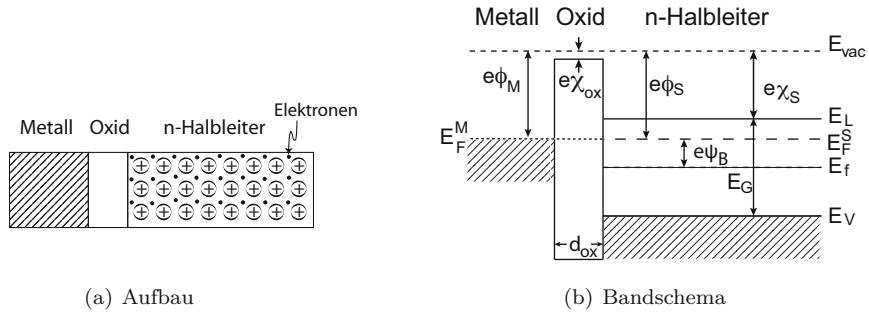


Abb. 8.27 Ideale MOS-Struktur, in der kein elektrisches Feld herrscht (nach [767] und [566]).

Ladungen im Oxid oder an den Grenzflächen vorhanden sind. Letzteres ist insbesondere bei Strahlenschädigungen wichtig (siehe Abschnitt 8.11). Hier vernachlässigen wir Oxidladungen zunächst. Die Größe der Austrittsarbeit im Halbleiter $e\Phi_S$ hängt von Art und Höhe der Dotierung ab. Sie liegt bei Silizium typisch zwischen 4.1 eV und 5.2 eV. Für Aluminium als ein typisches Kontaktmetall bei Siliziumdetektoren ist die Austrittsarbeit im Metall $e\Phi_M$ mit 4.1 eV meist kleiner als im Silizium (Abb. 8.28(a)):

$$e\Phi_{MS} = e\Phi_M - e\Phi_S < 0. \quad (8.55)$$

Die Spannung $U = \Phi_{MS}$ entspricht der Diffusionsspannung U_{bi} in Gl. (8.30) bei der pn-Grenzschicht. Im Oxid ist die Elektronenaffinität deutlich geringer als im Metall oder im Halbleiter, in SiO_2 beträgt sie $e\chi_{ox} = 0.9$ eV.

Bringt man die Schichten in Kontakt, so gleichen sich die Fermi-Niveaus im Metall E_F^M und im Halbleiter E_F^S an, wie auf Seite 293 beschrieben. Das Vakuum-Niveau bleibt zusammenhängend. Die Bänder der einen Seite verschieben sich relativ zur anderen Seite (Abb. 8.28(b)). Die Bandverbiegung wird verursacht durch eine Ladungsträgerumverteilung (Anreicherung oder Verarmung) an der Halbleitergrenzschicht, da durch das Oxid (Isolator) keine Ladung von der einen auf die andere Seite fließen kann. Der Verlauf des Potenzials (und der Energiebänder) im Oxid ist linear, da das Feld im Oxid konstant ist; im Halbleiter ist die Abhängigkeit quadratisch bis in den Bereich ohne Ladungssanhäufung beziehungsweise -verarmung, in dem die Bänder konstant sind. Um den Zustand mit flachen Bändern wieder herzustellen, muss eine Spannung (das ist beim MOS-Transistor die Gate-Spannung) der Größe

$$U_{ext} = U_{FB} = -\Phi_{MS} \quad (8.56)$$

extern angelegt werden, welche 'Flachbandspannung' heißt. Das System kommt dadurch aus dem thermischen Gleichgewicht ($E_F^M \neq E_F^S$). Vorsicht ist bei den Vorzeichen der Potenziale und der Spannungen geboten: Wir legen U_{ext} an der Metallseite relativ zum Erdpotenzial an. Φ_{MS} ist die Potenzialdifferenz zwischen Metall und Halbleiter, die durch $U_{ext} = U_{FB}$ (am Metallkontakt) kompensiert wird, um den Flachbandzustand einzustellen. U_{FB} ist positiv bei n-Silizium als Substratmaterial (PMOS-Transistor), negativ bei p-Substrat (NMOST).

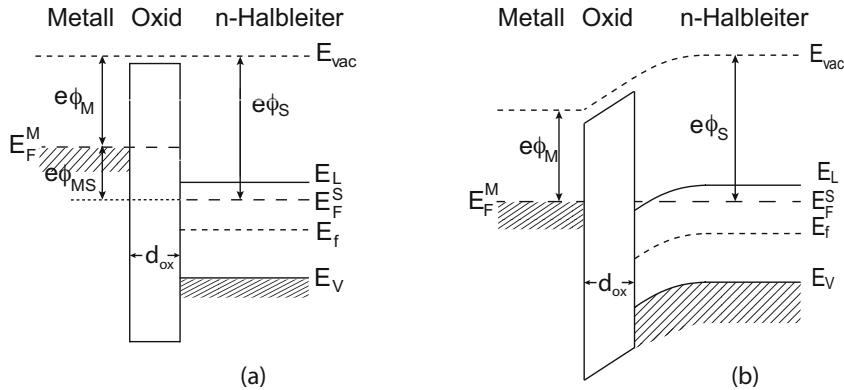


Abb. 8.28 Reale MOS-Struktur ohne externe Spannung. (a) Bandstruktur vor der Kontaktierung; (b) MOS-Struktur nach Kontakt im thermischen Gleichgewicht mit Wölbung der Bänder (nach [767] und [566]).

Ausgehend von diesen Verhältnissen, unterscheiden wir die folgenden Zustände des MOS-Übergangs in Abhängigkeit von der angelegten externen Spannung zwischen Metall und Halbleiter:

Flachbandzustand $U_{ext} = U_{FB}$ (Abb. 8.29):

Es gibt keine Wölbung der Bänder. Die freien Ladungsträger des Halbleiters sind bis zur Grenzschicht homogen im Kristall verteilt.

Anreicherung $U_{ext} > U_{FB}$ (Abb. 8.30):

Das positive Potenzial (relativ zum Gleichgewichtszustand) an der Metallseite bewegt auch das Potenzial an der Oxid-Halbleiter-Grenze in positive Richtung und zieht die beweglichen Elektronen des Halbleiters in Richtung des Isolators. Es

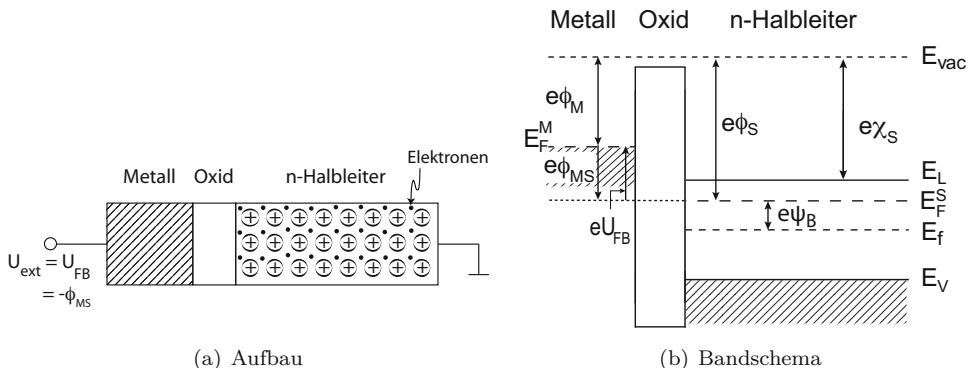


Abb. 8.29 MOS-Struktur nach Anlegung einer externen Spannung $U_{ext} = U_{FB} = -\Phi_{MS}$: Flachbandzustand (nach [767] und [566]).

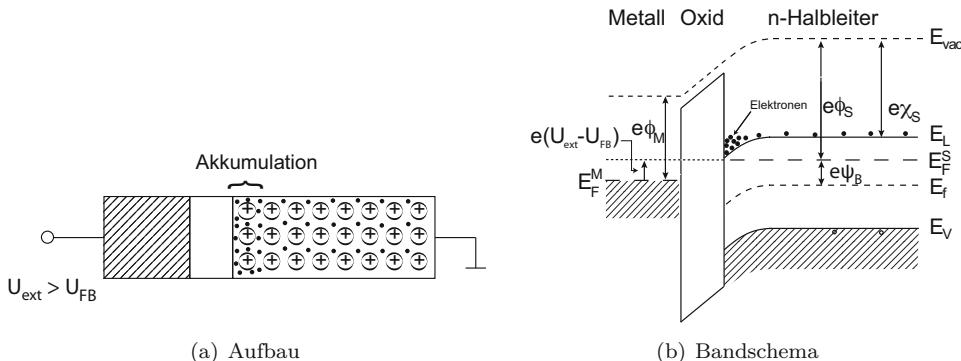


Abb. 8.30 MOS-Struktur: Anreicherung. Elektronen werden von der positiven externen Spannung an die Grenzschicht gezogen (nach [767] und [566]).

entsteht eine (noch stärkere) Elektronenanreicherung an der Halbleiter-Isolator-Schicht. Es kommt zu einer Aufwölbung der Bänder von der Grenzschicht in Richtung Halbleiter. Da kein Strom durch die Struktur fließt, gibt es im Halbleiter kein Potenzialgefälle, und die Energieniveaus bleiben weiter entfernt von der Grenzschicht konstant. An der Grenzschicht des Halbleiters zum Oxid wird der Abstand des Leitungsbands zur Fermi-Energie geringer. Aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit der Elektronenkonzentration (8.21), $n_n = n_i \exp((E_f - E_F)/kT)$, ist die Elektronen-Anreicherungsschicht so dünn, dass sie durch eine Oberflächenladungsdichte approximiert werden kann:

$$Q_{acc} = -\epsilon_{ox}\epsilon_0 \frac{U_{ext} - U_{FB}}{d_{ox}} = -C_{ox} (U_{ext} - U_{FB}), \quad (8.57)$$

wobei

$$C_{ox} = \epsilon_{ox}\epsilon_0/d_{ox} \quad (8.58)$$

die Oxidkapazität pro Fläche ist.

Verarmung $U_{ext} < U_{FB}$ (Abb. 8.31)

Das negative Potenzial (relativ zum Gleichgewichtszustand) stößt die Elektronen vom Isolator ab. Es entsteht eine Verarmungszone an der Grenzfläche zwischen Isolator und Halbleiter. Es kommt zu einer Abwölbung der Bänder, von der Grenzschicht aus gesehen. Der Abstand des Valenzbands zur Fermi-Energie E_F^S wird dort geringer. Zum Verständnis der elektrischen Verhältnisse in der Struktur sind folgende Berechnungen nützlich. Oberflächenladung, elektrisches Feld \mathcal{E}_S (positive Richtung ist vom Metall zum Halbleiter) und Potenzial ψ_S an der Grenzfläche des Halbleiters können in eindimensionaler Näherung recht einfach in Abhängigkeit von der Verarmungstiefe d_S angegeben werden, wenn man annimmt, dass das Potenzial tief im Halbleitersubstrat null ist und keine Oxidladungen vorhanden sind [566]:

$$Q_S = eN_D d_S, \quad \mathcal{E}_S = -\frac{eN_D}{\epsilon_S \epsilon_0} d_S, \quad \psi_S = \frac{eN_D}{2\epsilon_S \epsilon_0} d_S^2. \quad (8.59)$$

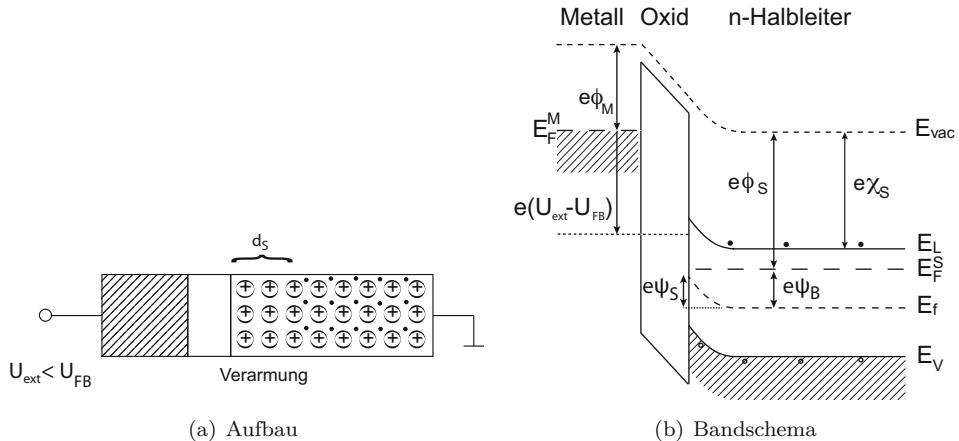


Abb. 8.31 MOS-Struktur: Verarmung. Die negative externe Spannung drückt die Elektronen im n-Halbleiter von der Grenzschicht weg (nach [767] und [566]).

Das Potenzial ψ_S charakterisiert die Stärke der Bandverbiegung (Abb. 8.31(b)).

Das Feld im Oxid E_{ox} ist konstant und nach dem Gauß'schen Satz direkt proportional zum Feld an der Halbleiteroberfläche:

$$\mathcal{E}_{ox} = \frac{\epsilon_S}{\epsilon_{ox}} \mathcal{E}_S = -\frac{eN_D}{\epsilon_{ox}\epsilon_0} d_S. \quad (8.60)$$

Damit beträgt die Differenz zwischen externer Spannung und Flachbandspannung:

$$U_{ext} - U_{FB} = -\psi_S + \mathcal{E}_{ox} d_{ox} = -\frac{eN_D}{\epsilon_0} d_S \left(\frac{d_S}{2\epsilon_S} + \frac{d_{ox}}{\epsilon_{ox}} \right). \quad (8.61)$$

Die Dicke der Verarmungsschicht ergibt sich in Abhängigkeit von der angelegten Spannung relativ zur Flachbandspannung und von den Oxidparametern zu:

$$d_S = \sqrt{\frac{2\epsilon_S\epsilon_0}{eN_D} (U_{FB} - U_{ext}) + \left(\frac{\epsilon_S}{\epsilon_{ox}} d_{ox} \right)^2} - \frac{\epsilon_S}{\epsilon_{ox}} d_{ox}. \quad (8.62)$$

Inversion $U_{ext} \ll U_{FB}$ (Abb. 8.32)

Wählt man eine externe Spannung, die deutlich negativer als die Flachbandspannung ist, so wird die Bandwölbung noch stärker, bis das intrinsische Fermi-Niveau E_f an der Grenzfläche Isolator-Halbleiter höher liegt als das extrinsische Fermi-Niveau E_F^S in der Mitte des Halbleiters, das heißt $e\psi_S > e\psi_B$. Der effektive Leitungstyp an der Si-SiO₂-Grenzfläche wechselt von n- nach p-leitend. Die Minoritätsladungsträgerkonzentration (hier: Löcher im n-Gebiet) an der Grenzfläche (bezeichnet durch (0)),

$$p_n^S = n_i \exp \left(\frac{E_f(0) - E_F^S(0)}{kT} \right), \quad (8.63)$$

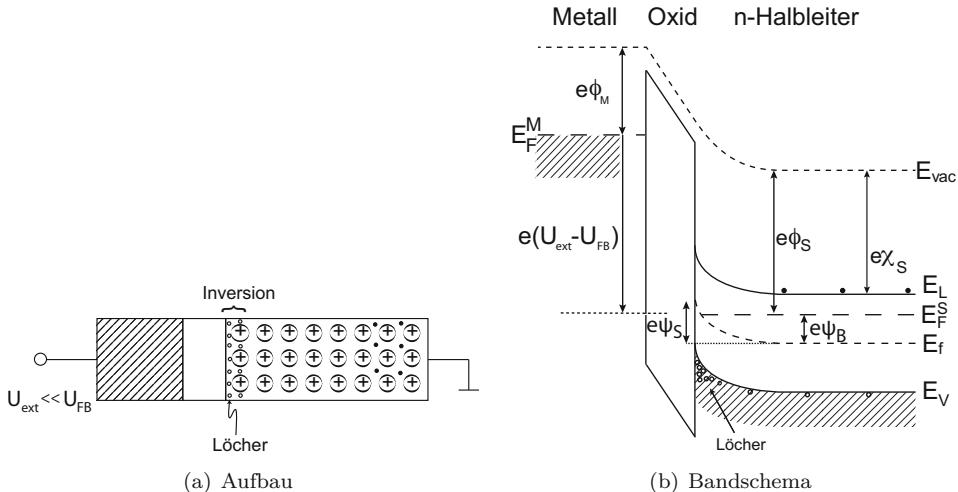


Abb. 8.32 MOS-Struktur: Inversion. Die externe Spannung ist so groß, dass die Elektronen weit in den Halbleiter, weg vom Oxid, gedrückt werden und thermisch erzeugte Löcher sich an der Grenzschicht zum Oxid häufen (nach [767] und [566]).

wächst jetzt exponentiell. Thermisch entstehende Minoritätsladungsträger (Löcher) werden aus dem Substrat zur Isolatorschicht gesaugt, die Ladungsträgerschicht unmittelbar am Halbleiter-Oxid-Übergang ist invertiert (Minoritätsladungen statt Majoritätsladungen) und schirmt die sich anschließende verarmte Zone im Halbleiter von der externen Spannung ab.

Inversion ist der Zustand der MOS-Struktur, der für Feldeffekt-Transistoren wesentlich ist [817]. Der Strom im Transistorkanal fließ zwischen den *Source* bzw. *Drain* genannten Anschlüssen und wird von dem *Gate*-Anschluss gesteuert. Die Gate-Spannung entspricht unserer externen Spannung U_{ext} . Bei Inversion wird der Drain-Strom durch Minoritätsladungsträger (bei n-Substrat also Löcher) gebildet. Man spricht von 'schwacher' Inversion, wenn $e\psi_S \gtrsim e\psi_B$ gilt, was bedeutet, dass an der Halbleiteroberfläche zum Oxid $E_f \gtrsim E_F^S$ ist. Dann ist dort die Löcherkonzentration so groß wie oder größer als die intrinsische Elektronenkonzentration n_i . 'Starke' Inversion tritt ein, wenn die Löcherkonzentration in der Inversionsschicht p_n^S größer wird als die Elektronenkonzentration im Substrat des Halbleiters, die von der Dotierungsstärke bestimmt wird ($n_n^B \approx N_D$). Dies ist der Fall, wenn gilt:

$$\begin{aligned} p_n^S &= n_i \exp \left(\frac{e\psi_S - e\psi_B}{kT} \right) \gtrsim n_n^B \approx N_D = n_i \exp \left(\frac{e\psi_B}{kT} \right) \\ \Rightarrow \psi_S - \psi_B &\gtrsim \psi_B \\ \Rightarrow \psi_S &\gtrsim 2\psi_B. \end{aligned} \quad (8.64)$$

Die Verarmungstiefe ist dann nahezu maximal, weil eine weitere Erniedrigung von U_{ext} wegen des Abschirmeffekts der Inversionslage vor allem eine Erhöhung der

Ladung Q_{inv} dieser Schicht bewirkt, und beträgt mit (8.59) und den Annahmen dazu:

$$d_{max} = \sqrt{\frac{2\epsilon_S \epsilon_0 (2\psi_B)}{eN_D}}, \quad (8.65)$$

mit typischen Werten im 10-nm-Bereich. Das elektrische Feld an der Halbleiteroberfläche zum Oxid beträgt entsprechend:

$$\mathcal{E}_S = -\frac{eN_D}{\epsilon_S \epsilon_0} d_{max} = -\sqrt{\frac{2eN_D (2\psi_B)}{\epsilon_S \epsilon_0}}. \quad (8.66)$$

Das Feld im Oxid ist konstant und kann wie in (8.60) aus \mathcal{E}_S durch Skalierung mit dem Verhältnis der Dielektrizitätskonstanten von Oxid und Silizium gewonnen werden, wenn die Ladungsdichte der Inversionslage an der Oxid-Halbleiter-Grenze zusätzlich berücksichtigt wird:

$$\mathcal{E}_{ox} = -\frac{1}{\epsilon_{ox} \epsilon_0} (eN_D d_{max} + Q_{inv}). \quad (8.67)$$

Das Potenzial der angelegten Spannung U_{ext} fällt somit vom Kontakt über der Struktur bis zur Halbleiteroberfläche wie folgt ab (mit $\Phi_{MS} = -U_{FB}$ aus (8.55)):

$$\begin{aligned} U_{ext} &= \Phi_{MS} - 2\psi_B + \mathcal{E}_{ox} d_{ox} \\ &= \Phi_{MS} - 2\psi_B - \frac{d_{ox}}{\epsilon_{ox} \epsilon_0} (eN_D d_{max} + Q_{inv}) \\ &= \underbrace{\Phi_{MS} - 2\psi_B - \frac{\sqrt{2e \epsilon_S \epsilon_0 N_D (2\psi_B)}}{C_{ox}}}_{U_T} - \frac{Q_{inv}}{C_{ox}}, \end{aligned} \quad (8.68)$$

$$(8.69)$$

wobei im letzten Schritt d_{max} aus (8.65) und C_{ox} aus (8.58) verwendet wurden. Gleichung (8.68) definiert die Schwellenspannung U_T als die externe Spannung, die zum Erreichen 'starker Inversion' notwendig ist. Durch Vergrößerung von $|U_{ext}|$ wächst die Ladung der Inversionsschicht gemäß

$$Q_{inv} = (U_T - U_{ext}) \cdot C_{ox}. \quad (8.70)$$

Ortsfeste Oxidladungen Dieses Bild der Beschreibung der MOS-Struktur wird durch die Gegenwart von ortsfesten Ladungen in der Oxidschicht gestört. Da der Strom im Kanal von MOS-Transistoren außer von der Gate-Spannung auch von den Ladungen an den Grenzen oder in der MOS-Struktur abhängt, kann die Erzeugung zusätzlicher Ladungen das Transistor-Schaltverhalten beeinflussen. Durch verschiedene Effekte, vor allem durch Strahlungseinflüsse von außen, können unterschiedliche Ladungsarten entstehen (siehe Abschnitt 8.11):

Unbewegliche positive Oxidladungen: Dies sind positive Si-Ionen unmittelbar in der SiO_2 -Grenzschicht, die während des Oxidationsprozesses entstehen. Durch Reaktionen mit Si-O- und Si-Si-Komplexen an der Oberfläche der Oxidschicht werden sie ortsfest.

Ortsfeste SiO_x -Defekte: Diese Gitterdefekte können während der Oxidation an der Grenzschicht entstehen, oder während des Detektorbetriebs durch Strahlenschäden in der gesamten Oxidschicht. Sie wirken als Ladungsfallen.

Ortsfeste Grenzflächenladungen: Diese können durch Kristallfehler wie beispielsweise nicht abgesättigte Bindungen an der Grenzschicht entstehen.

Bewegliche Ladungen: Überwiegend Na^+ - oder K^+ -Ionen in der Oxidschicht oder an der $Si-SiO_2$ -Grenzschicht zwischen Oxid und Halbleiter, die durch Verunreinigungen entstehen.

Diese störenden Ladungen werden im Folgenden unter dem Namen Oxidladungen zusammengefasst. Sie erzeugen ein elektrisches Feld, welches die Flachbandspannung verändert:

$$U_{FB} = -\Phi_{MS} - \frac{\Sigma Q_i^{ox}}{C_{ox}}, \quad (8.71)$$

mit C_{ox} aus (8.57) als Kapazität pro Fläche der Oxidschicht mit der Dicke d_{ox} .

Es ist wichtig, die Ladungsdichte im Siliziumdioxid und die Grenzflächenladungsdichte zu kennen, um das Detektorverhalten zum Beispiel nach Schäden durch Strahlung berechnen zu können. Während die Oxidladungsdichte aus der Veränderung der Flachbandspannung nach der Bestrahlung bestimmt werden kann, können Grenzflächenladungen mit einer speziellen Diode, die über ein außen liegendes MOS-Gate kontrolliert wird (*gate controlled diode*, GCD), gemessen werden [131]. Ihre Funktionsweise wird nachfolgend anhand von Abb. 8.33 erläutert.

Eine kreisförmige pn-Diode ist umgeben von einem ringförmigen *Gate*, das auf einer Oxidschicht aufgebracht ist und somit eine MOS-Struktur bildet. Liegt eine positive Gate-Spannung an, wie auf Seite 308 für den Fall der 'Anreicherung' definiert, so besteht der Strom I_D nur aus dem Leckstrom $I_{vol,bulk}$ der Diode, der nur von der Ausdehnung der Verarmungsszone unter der Diode abhängt (Abb. 8.33 (c)). Verringert man die Gate-Spannung bis zur Flachbandspannung und darüber hinaus, so beginnt auch die MOS-Struktur zu verarmen und sich mit der Verarmungszone der Diode zu verbinden (Abb. 8.33 (d)). Der mit negativ werdender Gate-Spannung erfolgende Stromzuwachs erhält Anteile sowohl durch die um den MOS-Bereich vergrößerte Verarmungszone ($I_{vol,gate}$) als auch durch die Rekombinations-Generations-Zentren an der $Si-SiO_2$ -Grenzschicht (I_{ox}). Erreicht die Gate-Spannung allerdings die Inversion, so wird der Grenzflächenstrombeitrag I_{ox} durch die Inversionslage wieder abgetrennt und trägt nicht mehr zu I_D bei (Abb. 8.33 (e)). Der Diodenstrom ist jetzt wieder unabhängig von der Gate-Spannung, aber er ist größer als in Abb. 8.33 (c), weil die Verarmungszone jetzt um den Bereich der MOS-Struktur größer ist. Für die zur Inversion nötige Spannung gilt:

$$U_{gate}^{\text{inv}} = -\Phi_{MS} + U_D - 2 \frac{E_F - E_f}{e} - \frac{\Sigma Q_i^{ox}}{C_{ox}}, \quad (8.72)$$

wobei U_D die Spannung an der Diode ist. Der Faktor 2 vor der Differenz der Fermi-Niveaus röhrt von der Definition (8.64) der starken Inversion her. Der Beitrag des Stromes I_{ox} (siehe Abb. 8.33) ist proportional zur Dichte der Grenzflächenzustände.

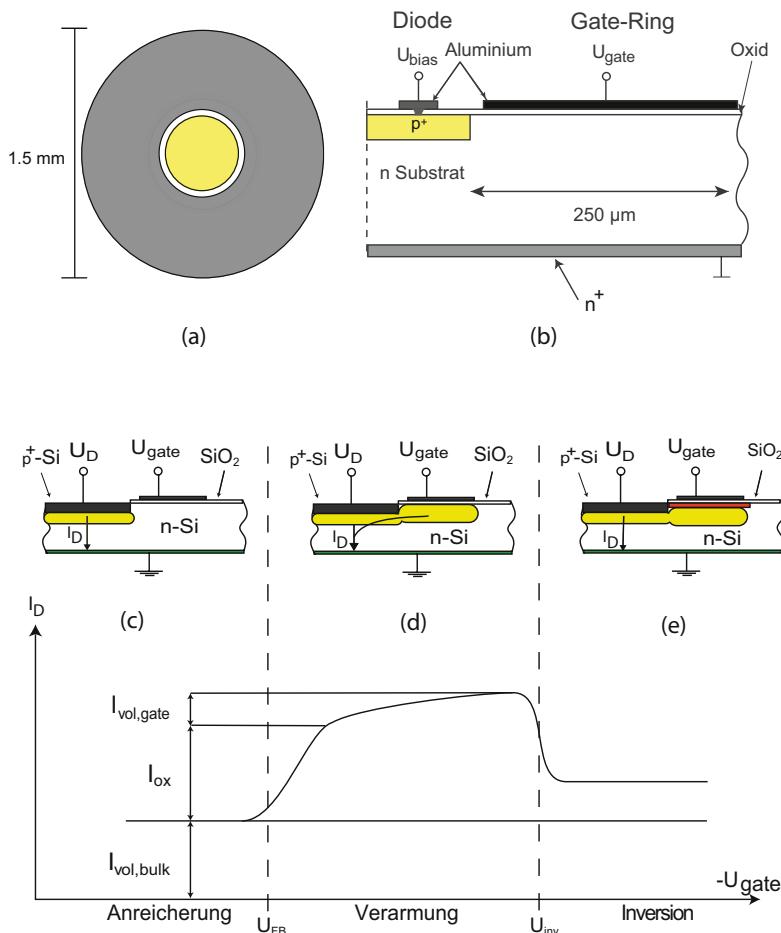


Abb. 8.33 Gate Controlled Diode (GCD) zur Messung von Oxidladungen. Die kreisförmige Diode (a) ist von einer ringförmigen MOS-Struktur umgeben; (b) Seitenansicht. (c)–(e) Verarmungszonen (oben) und Verlauf des Diodenstroms (unten), nach [404, 131]). Erläuterungen im Text.

8.4 Teilchennachweis mit Halbleiterdetektoren

Bei Energieverlust eines geladenen Teilchens durch Ionisation oder bei Absorption eines Photons (siehe Kapitel 3) werden von einem Teil der im Halbleiter deponierten Energie Elektron-Loch-Paare freigesetzt. Die Ladungsträgerpaare werden im elektrischen Feld eines hinreichend ladungsträgerarmen Halbleitersubstrats getrennt und erzeugen bei ihrer Drift zu den Elektroden ein Influenzsignal. Dies ist ausführlich in Kapitel 5 beschrieben. Das elektronische Signal wird in Größe und Form von der deponierten Ladungsmenge und der Geschwindigkeit der Ladungsdrift bestimmt. Die Geschwindigkeit hängt nach dem

Drude-Modell [297] von der Ladungsträgerbeweglichkeit μ und der Größe des elektrischen Feldes im Halbleiter ab:

$$v_D = \mu \cdot E,$$

wobei wir hier vernachlässigen, dass auch die Mobilität feldabhängig sein kann und die Driftgeschwindigkeit bei hohen Feldstärken in Sättigung geht (siehe Abschnitt 4.7.1). Die Abhängigkeit über einen großen Feldstärkebereich ist in Gleichung (4.123) in Abschnitt 4.7.1 angegeben. In Silizium ist bei vollständiger Verarmung (ohne Überspannung) das mittlere elektrische Feld wegen des linearen Verlaufs der Feldstärke gerade die Hälfte des maximalen Feldes; bei Überspannung addiert sich ein konstanter Feldbetrag dem linearen Verlauf hinzu (siehe Abb. 5.10 auf Seite 154).

Ortsempfindliche Halbleiterdetektoren (Mikrostreifen- oder Pixeldetektoren), die in der Hochenergiephysik verwendet werden, sind meistens sehr dünn (typisch 200–300 μm). Die in Detektoren typischen Geschwindigkeiten sind von der Größenordnung 50 $\mu\text{m}/\text{ns}$. Die maximale Zeit, die die Ladungsträger brauchen, um die Verarmungszone zu durchqueren, ist typisch:

$$t = \frac{d}{v_D} \approx \frac{300 \mu\text{m}}{50 \mu\text{m}/\text{ns}} \approx 6 \text{ ns}.$$

Verglichen mit anderen Detektortypen ist dies eine sehr kurze Zeit. Halbleiterdetektoren sind 'schnell'.

Um die Größe des Ladungssignals, die beim Durchgang eines hochenergetischen geladenen Teilchens in einem 300 μm dicken Siliziumdetektor im Mittel erzeugt wird, zu berechnen, benötigen wir den mittleren Energieverlust und die Energie w_i , die im Mittel aufgewendet werden muss, um ein Elektron/Loch-Paar zu erzeugen (Tabelle 8.2). Letztere ist größer als die Bandlücke ΔE , da ein Teil der deponierten Energie nicht zur Erzeugung von Ladungsträgern verwendet wird, sondern an das Kristallgitter (Phononanregungen) abgegeben wird.

Der Energieverlust eines ionisierenden Teilchens wird durch die asymmetrische 'Landau-Verteilung' beschrieben (Abb. 14.9 auf Seite 547). Der wahrscheinlichste Wert (*most probable value*, MPV) ist vom Mittelwert verschieden. Der mittlere Energieverlust für ein minimal ionisierendes Teilchen in einem 300 μm dicken Siliziumdetektor beträgt $\frac{dE}{dx} \approx 0.39 \text{ keV}/\mu\text{m} = 117 \text{ keV}/300 \mu\text{m}$, der wahrscheinlichste Wert (MPV) ist 84 keV/300 μm . Entsprechend erhalten wir:

$$\frac{dE}{dx} \frac{300 \mu\text{m}}{w_i} = \frac{117 \cdot 10^3 \text{ eV}}{3.65 \text{ eV}} \approx 32000 \text{ e}/h \hat{=} 5 \text{ fC} \quad (\text{Mittelwert})$$

oder

$$= \frac{84 \cdot 10^3 \text{ eV}}{3.65 \text{ eV}} \approx 23000 \text{ e}/h \hat{=} 3.7 \text{ fC} \quad (\text{MPV}).$$

Die mittlere Energie für ein Elektron-Loch-Paar w_i ist temperaturabhängig [400]. Der gebräuchliche Wert für w_i bei 300 K beträgt etwa 3.65 eV.

Der zeitliche Verlauf des Stromsignals für eine verarmte Siliziumdiode mit Raumladung ist durch Gleichung (5.83) in Kapitel 5, Abschnitt 5.4, gegeben:

$$i_S(t) = \frac{e}{d} \left(\frac{a}{b} - x_0 \right) \left(\frac{1}{\tau_e} e^{-t/\tau_e} \Theta(T^- - t) + \frac{1}{\tau_h} e^{t/\tau_h} \Theta(T^+ - t) \right), \quad (8.73)$$

wobei Θ die Stufenfunktion bezeichnet, x_0 den Entstehungsort des Ladungspaares und a, b Parameter zur Beschreibung des Feldes darstellen, die in Abschnitt 5.4, Gleichung (5.72) definiert sind. $\tau_{e,h}$ sind charakteristische Ladungssammlungszeiten für Elektronen bzw. Löcher. Das Ladungssignal ergibt sich entsprechend nach Integration (Abschnitt 5.4, Gl. (5.84)). Es kann, solange die Ladungsträger die Elektroden noch nicht erreicht haben, in der kurzen Form

$$Q_S(t) = -e \frac{a - b x_0}{b d} (e^{t/\tau_h} - e^{-t/\tau_e}) \quad \text{für } t < T^- \text{ und } t < T^+ \quad (8.74)$$

geschrieben werden. Hierbei sind T^+ und T^- die jeweiligen Ankunftszeiten für Elektronen und Löcher. Bei einer Teilchenspur muss über alle Strom- beziehungsweise Ladungsbeiträge entlang der Spur bis zu ihrer Ankunft an den Elektroden integriert werden (siehe Abschnitt 5.4.2).

Abbildungen 8.34(a), (b) zeigen den gemessenen zeitlichen Verlauf des Stromsignals in einem Siliziumdetektor nach Einschuss von α -Teilchen an der Sammelelektrode abgewandten Seite für Elektronen und für Löchersammlung [333]. Alpha-Teilchen mit geringer Reichweite werden verwendet, um eine sehr lokale Ladungsdeposition zu erzielen und um gezielt nur Elektronen (bei Bestrahlung von der p-Seite) beziehungsweise Löcher (bei Bestrahlung von der n-Seite) zur Signalentstehung beitragen zu lassen. Der charakteristische Verlauf gemäß Gleichung (8.73) ist erkennbar. Der Abfall (Anstieg) der Stromamplitude für Elektronen (Löcher) als Funktion der Zeit röhrt ursächlich von dem linearen Abfall des elektrischen Feldes im Silizium her, der durch die Raumladung in der verarmten Zone verursacht wird. Aus dem Verlauf können Driftgeschwindigkeit und Mobilität der Ladungsträger bestimmt werden (vergleiche auch Tabelle 8.2).

Zum Vergleich dazu ist in Abb. 8.34(c), (d) der Stromsignalverlauf in einem Einkristall-Diamantdetektor gezeigt (siehe Abschnitt 8.12.4), der keine Raumladungszone im Inneren aufweist, im Gegensatz zu Silizium. Die Stromamplitude ist zeitlich konstant als Folge des konstanten elektrischen Feldes im Inneren des Diamanten, in dem im Gegensatz zu verarmtem Silizium keine Raumladung existiert. Die Mobilität der Löcher ist hier um etwa 20% höher als die der Elektronen.

Ortsmessung In Streifen- oder in Pixelgeometrie strukturierte Elektroden erlauben eine genaue Ortsbestimmung des Teilcheneintritts. Liegt nur eine digitale Information vor (1 = Treffer, 0 = Nicht-Treffer) so ist die erzielbare Auflösung hauptsächlich durch den Abstand p der Elektroden gegeben. Die mittlere quadratische Abweichung vom wahren Eintrittsort bei senkrechtem Teilchendurchtritt und unter Vernachlässigung von Diffusion beträgt:

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{p} \int_{-p/2}^{-p/2} x^2 dx = \frac{p^2}{12}. \quad (8.75)$$

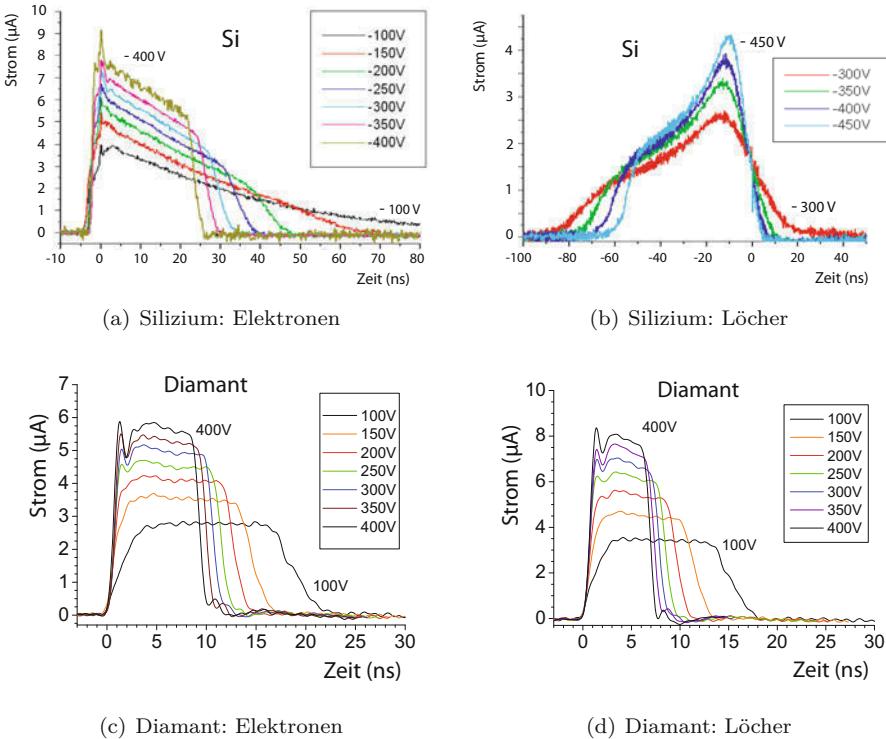


Abb. 8.34 Gemessene Stromsignale in einem Siliziumdetektor (1mm dick) und einem Ein-kristall-Diamantdetektor (500 μm) für verschiedene Detektorspannungen [333]: (a), (b) Silizium, (c), (d) Diamant. Die Signale werden durch Beschuss mit α -Teilchen auf der der Elektrode abgewandten Seite erzeugt. α -Teilchen, zum Beispiel aus einer ^{241}Am -Quelle (siehe Tabelle A.1), haben eine geringe Reichweite, so dass eine sehr lokale Ladungserzeugung erfolgt.

Eine detaillierte Betrachtung der Ortsauflösung in Detektoren mit segmentierten Elektronen ist in Anhang E zu finden. Mit Mikrostreifen- und Pixeldetektoren mit typischen Elektrodenabständen zwischen 20 μm und mehreren 100 μm werden für die binäre Auflösung (das heißt ohne Verwendung von Pulshöheninformation) Werte bis hinunter zu etwa 10 μm erreicht.

Bei analoger Auslese können die Ladungen auf den ausgelesenen Streifen zu einer genaueren Bestimmung des Ortes durch gewichtete Mittelung zwischen den Streifen herangezogen werden. Voraussetzung dafür ist, dass die Breite der Ladungswolke an den Elektroden in einer ähnlichen Größenordnung liegt wie der Abstand zwischen den Elektroden. Für typisch 250–300 μm dünne Mikrostreifendetektoren der Teilchenphysik erreicht die Ladungswolke durch Diffusion feldstärkenabhängig eine Ausdehnung von 5–15 μm . Daher erfolgt die Mittelung meist zwischen zwei Streifen:

$$x = \frac{S_1 x_1 + S_2 x_2}{S_1 + S_2}, \quad (8.76)$$

wobei mit $S_{1,2}$ die Signale (Ladungen) zweier benachbarter Streifen bezeichnet sind. Mit einem sehr vereinfachenden und unvollständigen Ansatz ergibt sich die Genauigkeit der Ortsbestimmung mit einfacher Fehlerfortpflanzung zu

$$\sigma_x = \left(\frac{N}{S} \right) \cdot p \cdot \sqrt{\beta}, \quad (8.77)$$

wobei als Fehler der Signalmessung das Signalrauschen N angenommen wurde. (S/N) ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis; β ist ein Faktor zwischen 0.5 und 1, der von der Aufteilung der Gesamtladung auf die beiden Streifen abhängt: $\beta = 1 - 2a_1(1 - a_1)$, wenn mit a_1 der Bruchteil der Ladung auf Streifen 1 bezeichnet ist. Für (8.77) wurde nur unkorreliertes Rauschen der einzelnen Auslesekanäle betrachtet und keine gemeinsamen Rauschanteile (*common mode noise*). Eine ausführlichere Behandlung der erzielbaren Ortsauflösung mit strukturierten Elektroden findet sich in Anhang E.

Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, dass mit der Methode kapazitiver Ladungsteilung auch über Abstände von Auslesestreifen interpoliert werden kann, die weit größer als die Breite der Ladungswolke sind. Korrelierte Rauschbeiträge, die in (8.76) ignoriert wurden, sind in [565] behandelt. Weitere Effekte, die die Auflösung beeinflussen, sind der Einfluss von Diskriminatorschwellen und von Schwankungen in der Verstärkung der Auslesekanäle.

8.5 Einseitig strukturierte Siliziumdetektoren

Wir unterscheiden und gliedern im Folgenden nach einseitig- und doppelseitig strukturierten und entsprechend prozessierten Detektoren. Die Unterscheidung bezieht sich darauf, ob die zur Detektorfertigung verwendeten Siliziumwafer nur auf einer Seite oder auf beiden Seiten Technologieschritte zur Mikrostrukturierung benötigen. Ersteres ist technologisch weitaus einfacher und kostengünstiger. Prozessierung der Siliziumwafer von beiden Seiten ermöglicht eine Strukturierung der Elektroden beider Detektoroberflächen. Dies wiederum erlaubt eine größere Variabilität bei der Konzeption von Teilchenspurdetektoren. Außerdem kann dieselbe Materialschicht für die Bestimmung zweier Koordinaten des Teilchendurchtritts verwendet werden. Die doppelseitige Prozessierung ist allerdings auch deutlich teurer als eine einseitige, da spezielle Vorkehrungen zum Schutz der bereits prozessierten Seite getroffen werden müssen. Daher werden einseitig prozessierte Detektoren oft bei Großdetektoren bevorzugt, wenn große Flächen mit Halbleiterdetektoren instrumentiert werden sollen. Die gezielte Dotierung lokaler Volumina mit Fremdatomen, meist an der Oberfläche der Halbleiterdetektoren, erfolgt anstelle der in der Mikroelektronik oft verwendeten Diffusionstechnik meist durch Ionen-Implantierung, das heißt durch Be- schuss mit Ionen, deren Energie die Eindringtiefe bestimmt.

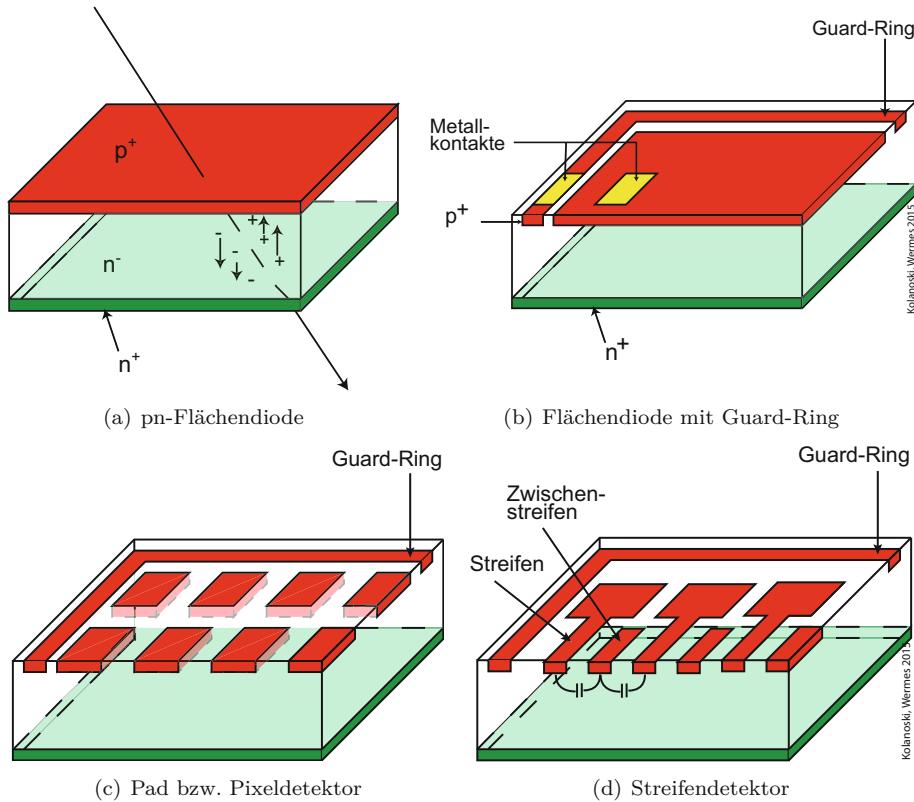


Abb. 8.35 Bauformen einseitig prozessierter pn-Detektoren (nach [337]).

8.5.1 Geometrien

Im Folgenden stellen wir die wichtigsten Bauformen einseitig strukturierter Halbleiterdetektoren vor.

pn- oder Flächendiode: Die einfachste Detektorform ist die Flächendiode. Sie kann in der Größenordnung von einigen cm^2 hergestellt werden und besteht typischerweise aus einer $300\ \mu\text{m}$ dicken Si-Fläche, die, wie in Abb. 8.35(a) gezeigt, dotiert ist. Die Bezeichnung n^+ bzw. n^- steht wieder für stark/schwach n-dotiert, entsprechend für p-Dotierung. Die aktive Detektorfläche wird in der Regel mit einem Schutzring (*guard ring*) umgeben, der Oberflächenströme am Rand der Diode, die insbesondere durch die Schnittkanten entstehen können, aufnimmt und dadurch das Rauschverhalten der Diode verbessert (Abb. 8.35(b)).

Pad- und Pixeldetektoren: Man kann den Wafer in kleinere Flächen (*pads*) unterteilen. Erreichen die Pads eine Kantenlänge im $100\ \mu\text{m}$ -Bereich, so spricht man von einem Pixeldetektor (Abb. 8.35(c)). Pixeldetektoren in Experimenten haben entweder rechteckig längliche (zum Beispiel $50\ \mu\text{m} \times (250)400\ \mu\text{m}$ in ATLAS) oder eher

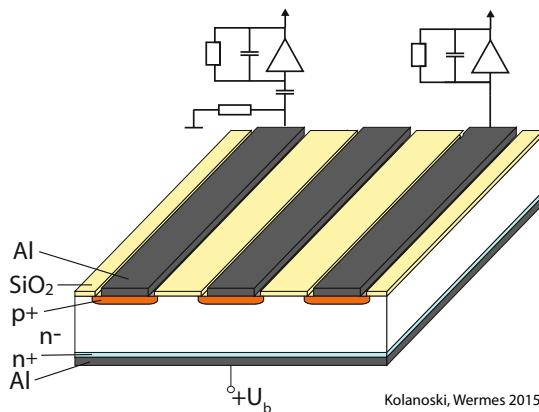


Abb. 8.36 Direkt (DC, rechts) und kapazitiv (AC, links) gekoppelte Auslese eines Streifendetektors.

quadratische (zum Beispiel $100 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$ in CMS) Pixel. Auch bei Pad- und Pixeldetektoren umgibt ein Schutzring die aktive Detektorfläche.

Streifendetektoren: Unterteilt man die Wafer-Fläche in Streifen mit einem typischen Abstand von $50 \mu\text{m}$ bis $100 \mu\text{m}$, so spricht man von einem Mikrostreifendetektor. Dieser liefert zwar nur eine eindimensionale Ortsinformation des Teilchens, ist aber einfacher auszulesen als ein Pixeldetektor. Man benötigt nur N Auslesekanäle gegenüber N^2 beim Pixeldetektor. Beim Streifendetektor kann man die Kontakte zur Chip-Elektronik am Rand des Detektors platzieren.

8.5.2 DC- und AC-Kopplung

Abbildung 8.36 zeigt einen Mikrostreifendetektor im Querschnitt, der rechts durch eine direkte (DC) und links durch eine kapazitive (AC) Ankopplung an den Vorverstärker ausgeselesen wird. Das Substratmaterial ist hier schwach n-dotiert (n^-), die Streifen an der Oberfläche sind stark p-dotiert (p^+), und der Rückkontakt besitzt eine n^+ -Lage zur ohmschen Ankopplung an den metallischen Rückkontakt (siehe dazu Abschnitt 8.3.3). Auf den p^+ -Implantationen befinden sich Al-Streifen und zwischen diesen eine Oxydschicht. Bei DC-Auslese muss der Vorverstärker den thermisch erzeugten Detektorleckstrom I_L aufnehmen und zum Beispiel durch einen Strom mit umgekehrtem Vorzeichen kompensieren. Bei AC-Auslese wird der Leckstrom über die Spannungsversorgung abgeführt; nur das Kleinsignal erreicht den Verstärker über die Kapazität.

Prinzipielle Nachteile einer DC-Auslese, die von der Größe und der Variation des Leckstroms abhängig ist, sind Verschiebungen und Schwankungen der Nulllinie des Signals (*pedestal shifts*), eine Verringerung des Wertebereichs der Auslese ('dynamischer Bereich') und möglicherweise Sättigungseffekte in der Elektronik. Eine Verbindung mit dem Vorverstärker über einen Koppelkondensator (AC-Kopplung) vermeidet diese Nachteile. AC-Kopplung zwischen Elektrode und Vorverstärker ist bei Mikrostreifendetek-

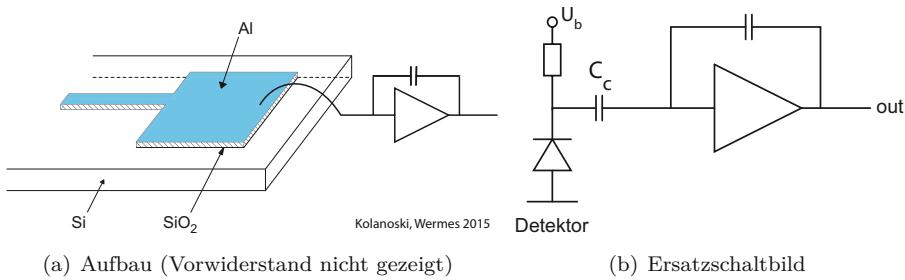


Abb. 8.37 AC-Kopplung bei Mikrostreifendetektoren.

toren allerdings nicht durch Zwischenschaltung diskreter Kondensatoren möglich, weil die Abstände zwischen den Streifen dafür zu klein sind. Eine geeignete Methode ist es, zwischen der Elektrodenimplantation des Mikrostreifens und der Kontaktmetallisierung eine dünne SiO_2 -Schicht aufzuwachsen. Die $\text{Si}-\text{SiO}_2-\text{Al}$ -Struktur stellt einen Kondensator dar, der, wie in Abb. 8.37 gezeigt, mit einem Verstärker verbunden ist. Ein Nachteil der AC-Kopplung ist die Gefahr von Mikroschäden im Oxid der Kapazität (*pin holes*), die zu Kurzschläßen führen können und den Verstärker dann auf DC-Potenzial legen. Die Gefahr dazu wächst mit der Fläche der Oxidschicht.

8.5.3 Kapazitive Ladungsteilung

Beim Durchtritt eines Teilchen durch einen Mikrostreifendetektor zeigt nicht nur der getroffene Streifen (das heißt der Streifen mit der maximalen Influenzladung) ein Signal, sondern auch die Nachbarelektroden, da sie mit diesem über das Substratmaterial kapazitiv gekoppelt sind (C_i), wie Abb. 8.38 zeigt. Bei kapazitiver Ladungsteilung wird diese Kopplung ausgenutzt, um nur einen Bruchteil der Streifen mit einem Verstärkerkanal

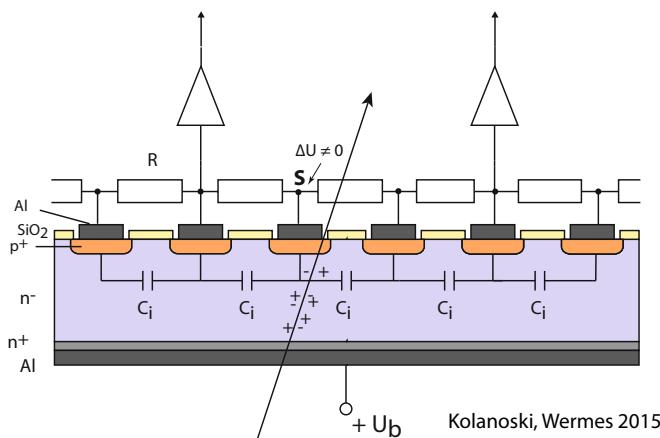


Abb. 8.38 Prinzip der kapazitiven Ladungsteilung bei der Auslese von Mikrostreifendetektoren.

bestücken zu müssen. Durch die Widerstände wird das Potenzial der Elektroden zeitlich konstant gehalten. Sei nun ein Streifen S getroffen und Q die auf dessen Elektrode gesammelte Ladung, die eine kurzzeitige Potenzialänderung hervorruft. Durch kapazitive Kopplung dieser Potenzialänderung erscheinen an den Verstärkereingängen links und rechts von S dann die Ladungen $Q_L = \frac{2}{3}Q$ und $Q_R = \frac{1}{3}Q$ im Verhältnis der Serienkapazitäten C_i zu jeder Seite. Hierbei wurden nur die Zwischenstreifenkapazitäten zum nächsten Nachbarn berücksichtigt und weitere Kapazitäten (zum Beispiel zur Rückseite) demgegenüber vernachlässigt. Aus der durch Ladungsteilung auf zwei Auslesestreifen gemessenen Information kann auf den Ort des Teilchendurchtritts zurück geschlossen werden. Die nicht ausgelesenen Streifen heißen Zwischenstreifen.

8.5.4 Versorgung mit Spannung (*Biasing*)

Halbleiterdetektoren, bei denen sich nur auf einer Seite mikrostrukturierte Elektroden befinden, können durch einen einzelnen Kontakt auf der unstrukturierten Seite mit Spannung versorgt werden. Die ausgelesenen Elektroden müssen allerdings auf ein definiertes Potenzial (zum Beispiel Erdpotenzial) gelegt werden. Dies kann unter Umständen über den angeschlossenen Verstärkerchip erfolgen (virtuelle Masse). Häufig sind aber weitergehende Technologien notwendig, zum Beispiel um die Sensorelemente der Detektoren auch vor der Verbindung mit der Ausleseelektronik elektrisch testen zu können (siehe auch Abschnitt 8.5.5). Bei doppelseitig strukturierten Detektoren (Abschnitt 8.6) ist die explizite Spannungsversorgung der Mikroelektroden unerlässlich. Wir beschreiben daher hier allgemeine Technologien der Spannungsversorgung (*bias voltage*, Arbeitspunkt-einstellung) und Verarmung des Halbleitersubstrats bei mikrostrukturierten Elektroden. Die Spannungsversorgung muss hochohmig erfolgen, damit der Stromfluss durch den Detektor begrenzt wird und da sie eine parallele Rauschquelle darstellt, die für kleine Widerstände höhere Rauschbeiträge bewirkt (siehe Abschnitt 17.10.3). Es werden verschiedene Methoden verwendet, um eine hochohmige Anbindung der (Hoch)-Spannung zu erreichen.

Polysiliziumwiderstände (Abb. 8.39): Polykristallines Silizium, das auf SiO_2 aufgebracht wird, hat die Eigenschaften eines Leiters mit Flächenwiderständen von bis zu $100\text{ k}\Omega$. Die Leitungsbahn wird in einer Mäanderstruktur auf den Kristall aufgebracht, um sie so lang wie möglich zu machen. Spannungsvorwiderstände von $50\text{--}200\text{ M}\Omega$ können auf diese Weise erreicht werden.

Ein Nachteil dieser Methode ist, dass es aus Platzgründen nicht leicht ist, große Widerstände zu erzielen (für Streifendetektoren ist dies noch eher möglich als für Pixeldetektoren), und dass die Widerstandswerte von Wafer zu Wafer variieren können. Außerdem erfordert das Aufbringen des Polysiliziums auf den Wafer einen speziellen Prozessschritt, der die Kosten erhöht.

Punch-Through-Biasing (Abb. 8.40): Die Verarmungszone unter einer Implantation dehnt sich auch in lateraler Richtung aus. Dies wird beim *Punch-Through-Biasing* aus-

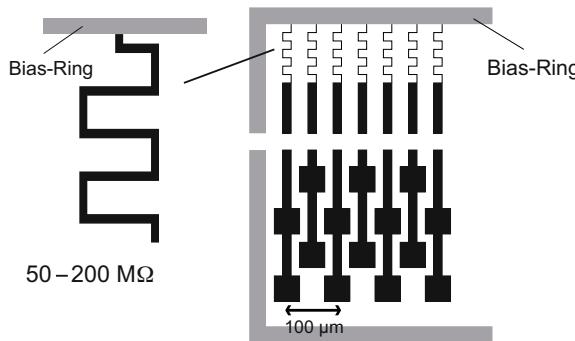


Abb. 8.39 Mäanderförmige Poly-Silizium-Widerstände zur Spannungsversorgung eines Siliziumdetektors (*poly silicon biasing*).

genutzt [493]. Die Verbindung von Elektrodenstreifen (in der Abbildung links) und Bias-Streifen oder -Ring (rechts) erfolgt durch die Verarmungszone, die unter dem Bias-Ring entsteht. Ohne angelegte Spannung bilden sich unter den p^+ -Implantationen nur die intrinsischen Verarmungszenen aus. Bei Erhöhung der Spannung am Bias-Streifen wächst die Verarmungszone in das Gebiet der Elektrodenstreifen hinein. Sie berührt die Verarmungszone der Streifen bei einer *Punch-Through*-Spannung von $U_B = U_{PT}$. Wird die Bias-Spannung größer als U_{PT} , so wachsen die Verarmungszenen ineinander. Ladungsträger können sich in dieser Zone frei bewegen. Die leitende Verbindung entsteht durch thermische Emission von Ladungsträgern (*thermionic emission*) aus dem *punch-through*-Kontakt. Das Potenzial des unkontaktierten Streifens folgt dem des Bias-Streifens abzüglich der *punch-through*-Spannung, die über der Verarmungsdistanz abfällt und von der Größe des Leckstroms abhängig ist. Bei weiterer Erhöhung der Bias-Spannung wächst dann auch die zum Betrieb des Streifendetektors notwendige Verarmungszone im Substrat unter den Streifen in das Detektionsvolumen hinein (bis zur vollständigen Verarmung des Detektors).

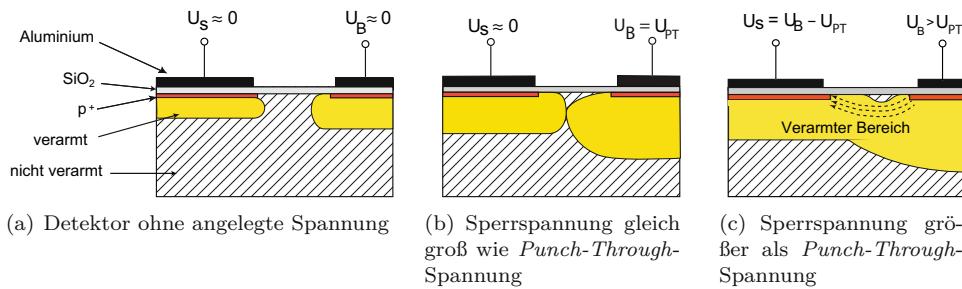


Abb. 8.40 Spannungsversorgung der Streifen oder Pixel eines Siliziumdetektors durch die *Punch-Through*-Technik. Die Elektroden (Streifen) des Detektors werden durch Anlegen der Spannung U_{PT} an den *Punch-Through*-Kontakt (zum Beispiel eine außen implantierte Streifenelektrode) auf das gewünschte Potenzial gebracht (siehe Text).

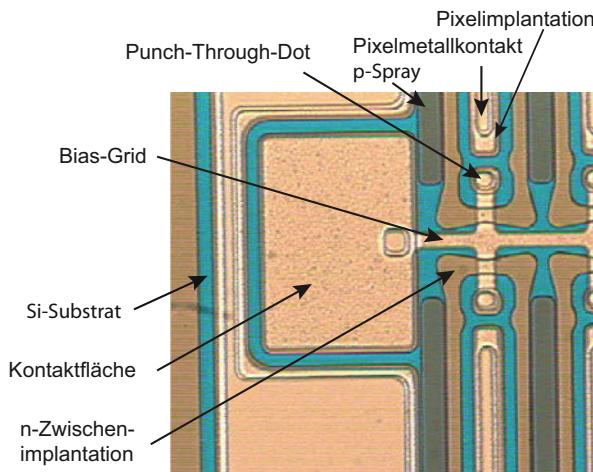


Abb. 8.41 Foto eines Pixelensors [1] (Aufsicht Randbereich). Über das für die Potenzialversorgung zuständige Zuleitungsgitter (*Bias-Grid*) werden durch den *Punch-Through*-Effekt die einzelnen Pixelimplantationen auf ein definiertes Potenzial gebracht.

Der Vorteil dieser Form der Spannungsversorgung liegt in der Tatsache, dass weniger Platz nötig ist als bei der Versorgung durch Widerstände. Außerdem wird kein zusätzlicher Technologieschritt benötigt.

Durch einen zusätzlichen Metallkontakt auf dem Feldoxid⁷ (FOX) als Gate zwischen dem Bias-Streifen und dem Elektrodenstreifen könnte zusätzlich eine Kontrolle des Stromflusses zwischen diesen vorgenommen werden (FOXFET-Biasing, nicht in Abb. 8.40 gezeigt).

8.5.5 Spannungsversorgung von Pixeldetektoren

Bei Pixeldetektoren stellt sich die Frage, wie die von einander isolierten Pixel, deren Anzahl pro Detektormodul in Größenordnungen von 10^4 – 10^5 kommen kann, auf ein festes Potenzial gelegt werden können. Bei 'hybriden' Pixeldetektoren, bei denen eine in Pixel strukturierte pn-Diode (Sensor) und ein gleich strukturierter Auslese-Chip getrennte Einheiten sind (siehe Abschnitt 8.7), wird die Verarmungsspannung über einen einzelnen Kontakt auf der unstrukturierten Rückseite des Halbleitersensors angelegt. Die Pixelelektroden der strukturierten Seite sind durch Mikrolötverbindungen (*bump bonds*) mit dem Auslese-Chip verbunden [697] und erhalten bei DC-Kopplung durch diese Verbindung ein definiertes Potenzial. Bevor diese Verbindung besteht, sind die einzelnen Pixel im allgemeinen aber nicht auf einem definierten Potenzial. Dies ist vor allem beim Testen des Sensors vor der Bestückung mit Auslese-Chips sehr von Nachteil. Dem kann durch ein *Bias-Grid* abgeholfen werden, das zwischen allen Pixeln verläuft und die einzelnen Pixelimplantationen durch *Punch-Through-Biasing* auf ein festes Potenzial legt (Abb. 8.41).

⁷In der Halbleitertechnologie bezeichnet das Feldoxid eine mehrere 100 nm dicke Oxidschicht, die zunächst ganzflächig durch thermische Oxidation aufgebracht wird und später nasschemisch strukturiert wird. Es dient vornehmlich zur seitlichen Isolation von Transistoren, im Gegensatz zum (dünnen) Gate-Oxid.

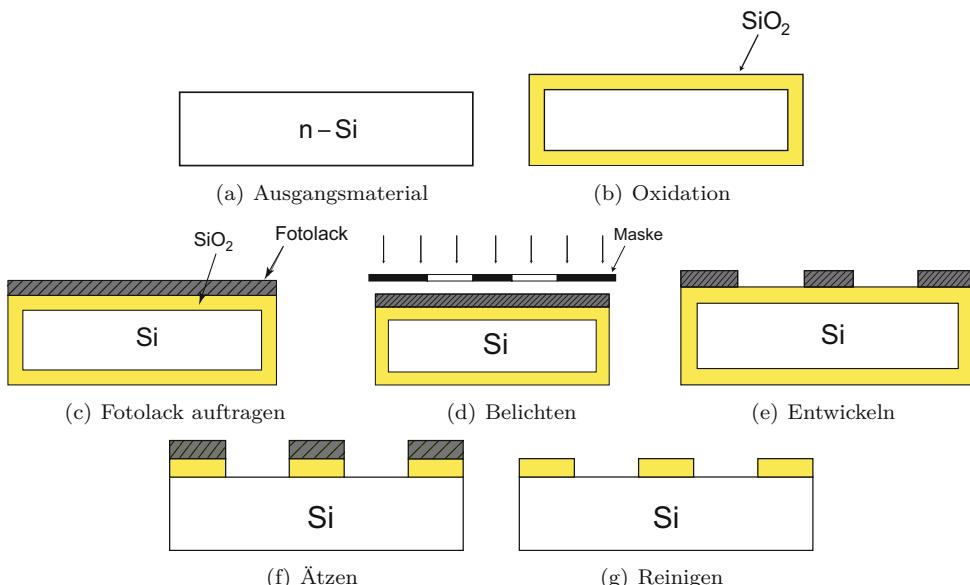


Abb. 8.42 Prozessschritte der Fotolithografie

8.5.6 Strukturierungstechniken

Die für die Spannungsversorgung, die Auslese der Signale und die Elektronik-Chips benötigten Mikrostrukturen auf dem Si-Wafer werden fotolithografisch hergestellt. Die Arbeitsschritte des Fotolithografieprozesses und der Strukturierung des ursprünglichen Halbleiter-Wafers werden hier anhand der Abbildungen 8.42 und 8.43 für p-Elektroden auf n-dotiertem Siliziumsubstrat kurz erläutert. Für Details dieser wichtigen Technologie wird auf die einschlägige Literatur, zum Beispiel [662], verwiesen.

- Die ursprünglich schwach n-dotierte Siliziumscheibe wird im Ofen bei 1035°C oxidiert. Dadurch entsteht eine Oxidschicht gleichmäßiger Dicke auf dem gesamten Wafer (Abb. 8.42(b)).
- In der Oxidschicht werden die Fenster, durch die die Dotierung stattfinden soll, durch Fotolithografie geöffnet (Abb. 8.42):
 - Auf die Oxidschicht wird UV-empfindlicher Fotolack aufgebracht (Abb. 8.42(c)).
 - Durch eine Maske, welche die Form der zu erzeugenden Struktur hat, wird der Fotolack belichtet (Abb. 8.42(d)).
 - Bei der Entwicklung werden die belichteten Stellen des Fotolacks entfernt, das Oxid kommt wieder zum Vorschein (Abb. 8.42(e)).
 - Durch Ätzen wird die Oxidschicht überall dort abgetragen, wo sie nicht durch den verbliebenen Fotolack geschützt wird (Abb. 8.42(f)).
 - Danach wird der Fotolack wieder entfernt. Zurück bleibt der Wafer mit einem Negativ der Maske als Oxidschicht (Abb. 8.42(g)).

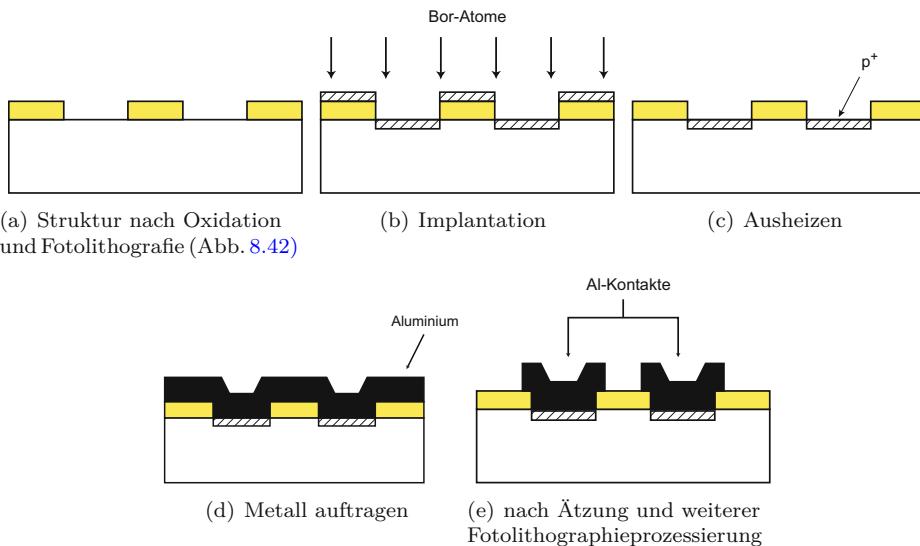


Abb. 8.43 Prozessschritte zur Halbleiterstrukturierung (hier: p-Elektroden auf n-Substrat).

- Der Wafer wird jetzt p^+ -dotiert. Bei der Ionenimplantation wird er mit $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ Bor-Atomen beschossen, welche auf 15 keV beschleunigt werden.
- Das Material wird für 30 min auf 600°C erhitzt. Hierbei verdampfen die Bor-Atome, die auf der Oxidschicht niedergegangen sind. Außerdem heilen auch die durch den Beschuss entstandenen Fehlstellen im Si-Gitter aus.
- Um die Kontakte herzustellen, wird eine Aluminiumschicht aufgedampft.
- In einem weiteren Fotolithografieprozess wird auch die Aluminiumschicht in Elektroden strukturiert.

Derartige Technologieschritte werden unter anderem bei der Herstellung von CMOS-Chips zur Auslese der Detektoren, von Leiterbahnen für die Spannungsversorgung des Detektors sowie zur Strukturierung der Oberfläche des Sensors verwendet (Streifen, Pixel, Pads). Die kostenintensiven Schritte hierbei sind diejenigen, für die eine Maske benötigt wird.

8.5.7 Zweidimensionale Ortsinformation

Um zweidimensionale Ortsinformationen zu erhalten, kann man mehrere gekreuzte Streifenebenen einführen. Nachteilig hierbei ist, dass die Materialdicke dabei verdoppelt wird, was mehr Coulomb-Vielfachstreuung und Sekundärwechselwirkungen zur Folge hat. Streifendetektoren, die von beiden Seiten prozessiert worden sind, werden im nachfolgenden Abschnitt behandelt.

Häufig ist es günstiger, die Streifen auf beiden Seiten nicht in einem 90°-Winkel anzurichten. Gründe dafür können zum Beispiel sein, alle Auslese-Chips zu einer Seite

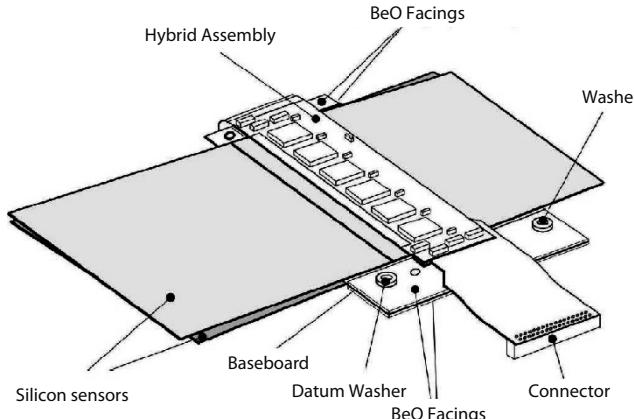


Abb. 8.44 Technische Zeichnung eines Moduls des ATLAS-Mikrostreifendetektors SCT [2]. Zwei einseitig strukturierte Mikrostreifen-detektoren sind in einem Kreuzungswinkel von 40 mrad gegeneinander verdreht (aus [2], Quelle: CERN).

auszurichten und so anzutragen, dass sie möglichst außerhalb der aktiven Nachweisfläche anderer Sensoren liegen. Befindet sich der Spurdetektor in einem Magnetfeld, das parallel zur Strahlrichtung orientiert ist (typisch für Collider-Experimente), so kann in Magnetfeldrichtung (meistens die Strahlrichtung) eine schlechtere Auflösung als in der Ebene senkrecht dazu, in der die Impulse bestimmt werden, akzeptiert werden, so dass mit deutlich kleineren Kreuzungswinkeln (*stereo angle*) gearbeitet werden kann. Im ATLAS-Experiment besteht der SCT genannte 4-lagige Mikrostreifendetektor [2] aus einseitig strukturierten Silizium-Streifendetektoren, die um einen Kreuzungswinkel von nur 40 mrad gegeneinander versetzt sind. Die Konstruktion eines Moduls aus zwei gegeneinander verdrehten Mikrostreifendetektoren ist in Abb. 8.44 gezeigt.

Bei zwei und erst recht bei mehreren gleichzeitig auftretenden Treffern treten bei Detektoren mit gekreuzten Streifenebenen Mehrdeutigkeiten auf, die eine eindeutige Festlegung der wahren Trefferposition erschweren und die effektive Belegungsdichte des Detektors deutlich erhöhen. Abbildung 8.45 zeigt das Auftreten von unechten Treffern (Geister) bei orthogonaler Anordnung (Abb. 8.45(a)) der Streifen und bei kleineren Stereowinkeln (Abb. 8.45(b)). Man erkennt, dass kleinere Stereowinkel die Dichte der falschen Trefferzuordnungen verringert, was die Mustererkennung bei der Spurfindung vereinfacht. Siehe dazu auch die Stereo-Anordnungen von Vieldrahtkammern in Abb. 7.42 in Kapitel 7.

Speziell Spurtrigger (siehe Kapitel 18) profitieren enorm von einer Beschränkung in der Zahl der ausgelesenen Detektoreinheiten. Bei kleinen Teilchenraten kann die Mustererkennung der Offline-Software mit dem Problem mehrfacher Trefferzuordnungen zurecht kommen. Bei hohen Teilchenmultiplizitäten jedoch, typisch wenn die Belegungswahrscheinlichkeit (*occupancy*) einer Ausleseelektrode pro Lesezyklus die Größenordnung von 1% erreicht, können die Rekonstruktionssoftware und die Datennahme insgesamt an ihre Grenzen stoßen. Hier sind kürzere Streifen, beziehungsweise generell kleinere Elektroden (Pixeldetektoren), ein Ausweg, die *occupancy* zu reduzieren. Die Materialdicke wird dabei nicht erhöht, wohl aber die Zahl der Auslesekanäle und damit die notwendige Komplexität der Elektronik (siehe Abschnitt 8.7).

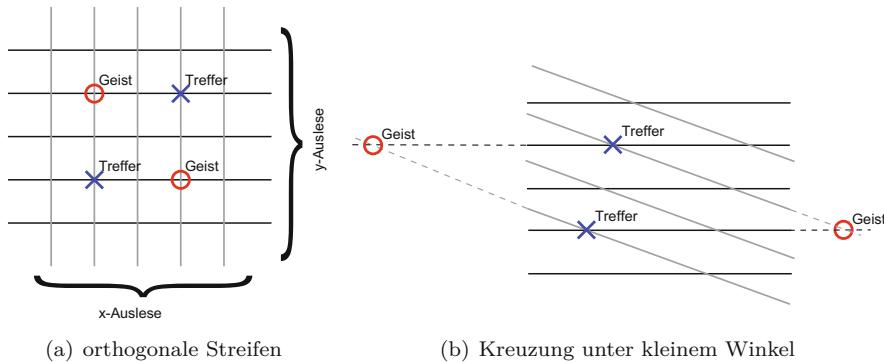


Abb. 8.45 Mehrdeutigkeiten (Geisterbilder) bei der Zuordnung zeitgleicher Treffer. (a) orthogonale Streifen, (b) Kreuzung unter kleinerem Winkel. In (b) ist die Dichte der Mehrdeutigkeiten geringer.

8.6 Doppelseitig strukturierte Mikrostreifendetektoren

Mikrostreifendetektoren, die beidseitig strukturiert wurden, liefern beide Koordinaten des Teilchendurchgangs aus derselben Ladungssammlung in einer Detektordicke. Die auf beiden Seiten registrierten Treffer sind zudem miteinander korreliert, da sie von derselben Signalladungsdeposition herrühren. Dies kann zur Reduzierung der in Abschnitt 8.5.7 beschriebenen Mehrdeutigkeiten verwendet werden.

Abbildung 8.46 zeigt den Aufbau eines doppelseitigen Mikrostreifendetektors, der durch *Punch-Through-Biasing* über speziell dafür vorgesehene Streifen auf beiden Seiten des Detektors mit Spannung versorgt wird.

Die Herstellungskosten sind für doppelseitig prozessierte Detektoren deutlich höher als für einseitig prozessierte. Der Wafer benötigt aufgrund seiner beidseitig sensiblen Flächen spezielle Maßnahmen zum Schutz bei der Handhabung. Weiterhin sind mehrere zusätzliche Maskenschritte nötig, um Kurzschlüsse zwischen den Streifen auf der zweiten Seite auszuschließen (siehe nachfolgenden Abschnitt).

8.6.1 Besondere Anforderungen doppelseitiger Detektoren

Isolation der n-Seite Bei den zuvor behandelten einseitig prozessierten Streifendetektoren isoliert die nach Anlegung der Betriebsspannung entstehende Raumladungszone zwischen den Streifen und dem Substrat auch die p-Streifen untereinander (siehe Abb. 8.47). Wir bleiben hier und im Folgenden zur Veranschaulichung zunächst bei p-in-n-Detektoren mit p-Streifen-Implantationen in n-Substrat. Möchte man nun auf der anderen Seite des Substrats eine zweite Ebene von Streifenelektroden anbringen, so stellt sich die Frage, wie diese zu dotieren sind. p^+ -Streifen scheiden aus, da man damit zwei Dioden gegen-

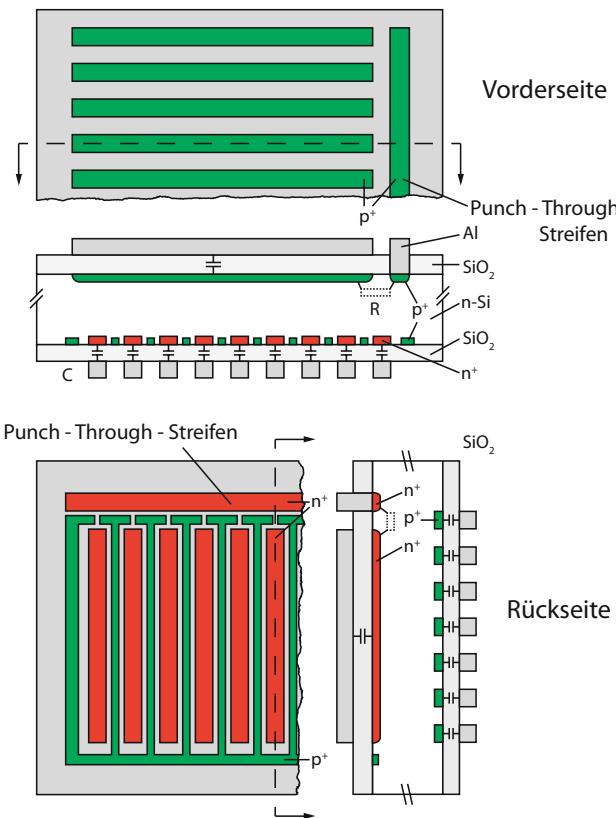


Abb. 8.46 Layout eines doppelseitigen Mikrostreifendetektors mit *Punch-Through-Biasing* über dedizierte Streifen auf beiden Seiten des Detektors ([566], mit freundl. Genehmigung von Springer Science+Business Media).

einander schalten würde, das heißt p-Streifen in n-Substrat auf beiden Seiten⁸. Eine Möglichkeit ist die Verwendung von Streifen, die stärker n-dotiert sind als das Substrat, also n⁺-Streifen. Die n⁺-Streifen bilden allerdings im n⁻-Substrat keine Raumladungszone aus und sind daher nicht gegeneinander isoliert. Wie Abb. 8.48(a) zeigt, bildet sich unter der Siliziumdioxid-Schicht zwischen zwei Streifen eine Elektronen-Akkumulations-Schicht aus, die die n⁺-Streifen kurzschließt. Ursache dieser Akkumulationsschicht sind durch aufgebrochene Bindungen vorhandene positive Ladungen an der Si-SiO₂-Grenzschicht, die Elektronen unter diese Schicht ziehen. Auf der gegenüberliegenden Seite mit p-Streifen in n-Substrat tritt dieses Problem nicht auf, da diese pn-Regionen als Dioden Verarmungszonen bilden, die ladungsträgerfrei sind.

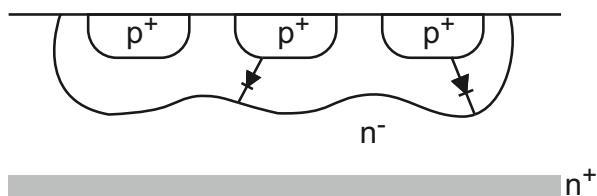


Abb. 8.47 An der 'Diodenseite' des Detektors (hier p in n) ist die Isolation durch die Raumladungszone an der pn-Grenzschicht gegeben.

⁸Solch eine Anordnung wird allerdings bei Silizium-Driftkammern verwendet, s. Abschnitt 8.8.

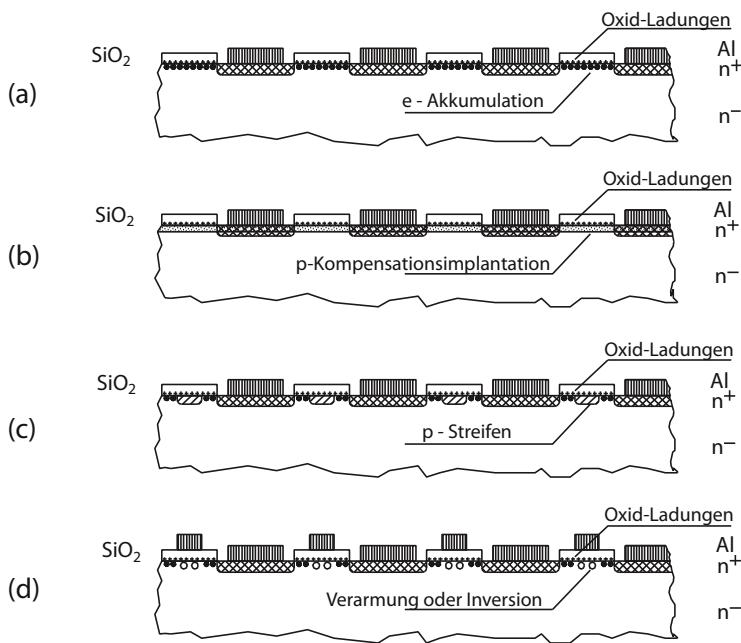


Abb. 8.48 Isolationsproblem und Abhilfen für n⁺-in-n-Streifen: (a) ohne Kompensation erfolgt Kurzschluss; (b) p-Spray-Isolation; (c) p-Stop-Isolation; (d) Field-Plate-Isolation; MOS-Struktur ([566], mit freundl. Genehmigung von Springer Science+Business Media). Erläuterungen im Text.

Es gibt verschiedene Verfahren, um die Isolation der n-Streifen gegeneinander sicherzustellen und die Akkumulationssschicht zu unterbrechen. Sie sind in Abb. 8.48 dargestellt:

p-Spray (Abb. 8.48(b)) bezeichnet ein Verfahren, bei dem der Wafer vor dem Aufbringen der n⁺-Dotierung für die Streifen an der Oberfläche großflächig p⁻-dotiert wird. Die Ansammlung der Elektronen wird hier durch die p-Dotierung kompensiert. Die Dotierungskonzentration muss hierbei sorgfältig eingestellt werden. Dotiert man zu wenig, so bleiben Elektronen an der Si-SiO₂-Grenze übrig, die zum Kurzschluss der Streifen führen können; dotiert man zu stark, entstehen an den p⁻-n⁺-Kontaktstellen sehr hohe elektrische Felder. Einen guten Kompromiss kann man finden, indem die Dosierung der Dotierung in der Mitte zwischen den Streifen höher als am Rand gewählt wird ([697] und Referenzen darin). Das *p-Spray*-Verfahren ist zudem kostengünstiger als die beiden folgenden.

p-Stop (Abb. 8.48(c)) bezeichnet ein Verfahren, bei dem ein p⁺-Streifen zwischen die n⁺-Streifen aufgebracht wird. Mit dem n-Substrat bildet er eine Diode. Die e⁻-Akkumulations-Schicht wird dadurch unterbrochen. Zur Herstellung sind zwei zusätzliche Maskenschritte notwendig.

Field-Plate (Abb. 8.48(d)): Zwischen den n⁺-Streifen wird eine MOS-Struktur erzeugt. Durch Anlegen einer geeigneten Spannung kann ein elektrisches Feld im Substrat erzeugt werden, das die Elektronen der Akkumulationslage in das Substrat drückt.

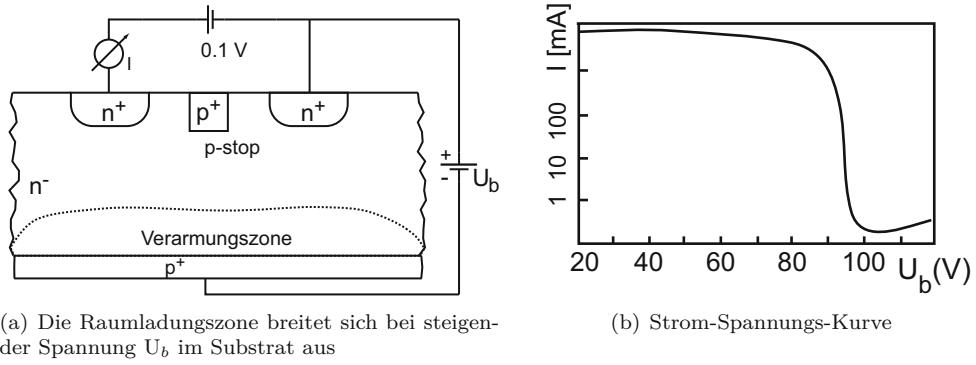


Abb. 8.49 Methode zur Messung der Abschnürspannung durch Strommessung zwischen benachbarten Streifen (nach [566] und Referenzen darin).

Messung der Abschnürspannung Möchte man die Verarmungsspannung (*bias voltage*) zwischen den beiden Seiten des Detektors so einstellen, dass sich die Raumladungszone gerade vollständig ausbildet, so kann man im Falle von Sensoren mit n^+ -in- n Streifen-elektroden zu einer eleganten Methode greifen. Man misst den Widerstand zwischen zwei benachbarten n^+ -Streifen (siehe Abb. 8.49). Solange sich die Verarmungszone nicht vollständig ausgebildet hat, was bedeutet, dass es im n^- -Substrat im Bereich der n^+ -Streifen noch freie Ladungsträger gibt, so kann zwischen den Streifen noch Strom fließen. Misst man diesen Strom gegen die angelegte Spannung U_b , so lässt sich die vollständige Ausbildung der Raumladungszone (vollständige Verarmung) an einem sprunghaft anwachsenden Widerstand beziehungsweise einem abfallenden Strom erkennen, da die Verarmungszone den Strom zwischen den Elektroden abschnürt. Diese Messung ist auch während des Betriebs des Detektors möglich. Damit lässt sich die nötige Verarmungsspannung dynamisch einstellen, und Effekte zum Beispiel durch Strahlenschädigung können kompensiert werden.

8.6.2 Siliziumstreifendetektoren als Vertexdetektoren

Si-Mikrostreifendetektoren werden in Experimenten der Hochenergiephysik vor allem als so genannte Vertexdetektoren eingesetzt, mit denen Zerfallspunkte (Vertices) längerlebiger Teilchen, die bis zu ihrem Zerfall einige hundert μm bis einige mm weit fliegen, nachgewiesen werden können. Prominente Beispiele sind b -Quarks oder τ -Leptonen mit Lebensdauern im Bereich von Pikosekunden (siehe auch Abschnitt 8.1). Abbildung 8.50 zeigt Beispiele für ein Experiment mit festem Target und für ein Collider-Experiment. Für die LHC-Experimente geht die Verwendung der Streifendetektoren über die Erkennung von Sekundärvertices hinaus. Da konventionelle Gasdetektoren aufgrund der hohen Teilchenraten bei Proton-Proton-Kollisionen nur in hinreichend großer Entfernung vom Kollisionspunkt verwendet werden können, werden siliziumbasierte Streifen- und Pixel-

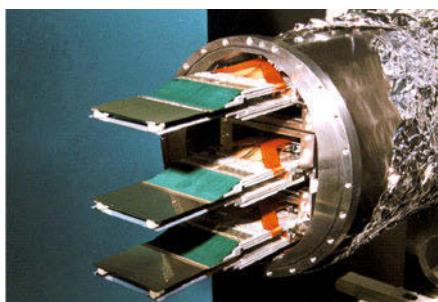
(a) *Fixed Target Experiment (HERA-B)*(b) *Collider-Experiment (H1)*

Abb. 8.50 Beispiele von Mikrostreifendetektoren als Vertexdetektoren: (a) Si-Streifendetektoren des HERA-B-Experiments zur präzisen Identifizierung von Sekundärvertices [129]. Die Detektoren waren nur 26 mm vom Strahl entfernt platziert. (b) Zweilagiger Si-Vertextdetektor des H1-Experiments, dessen innerste Lage 5.75 cm von der Strahllinie entfernt betrieben wurde [655]. Quelle: DESY.

detektoren für den Nachweis von Spuren geladener Teilchen als *Tracking*-Detektoren eingesetzt, wobei den Pixeldetektoren dominant die Aufgabe der Sekundärvertexerkennung zufällt.

Das LHC-Experiment CMS besitzt einen Spurdetektor aus Siliziumstreifen mit einer Fläche von fast 200 m^2 [239]. Abbildung 8.51(a) zeigt das Arrangement der Detektormodule in der Endkappe (TEC) des Streifendetektors. Das LHCb-Experiment am LHC ist spezialisiert auf den Nachweis langlebiger bottom-Hadronen, die Sekundärvertices im Abstand weniger mm vom Produktionspunkt haben. Dazu wurde ein Vertexdetektor aus Mikrostreifendetektoren, VELO-Detektor genannt, entwickelt [73, 632], der bis auf 7 mm Abstand an den Strahl herangefahren wird (Abb. 8.51(b)).

Die Größenverhältnisse von Halbleiterdetektoren in Collider-Experimenten ist in Abb. 8.52 veranschaulicht. In den Anfängen wurden Halbleiterstreifendetektoren als reine Vertexdetektoren eingesetzt, bei den LHC-Experimenten ATLAS und CMS bestehen die Spurdetektoren ganz (CMS) oder teilweise (ATLAS) aus Streifen- und Pixeldetektoren.

8.7 Hybride Pixeldetektoren

Pixeldetektoren [697] ermöglichen eine echte dreidimensionale Ortsbestimmung selbst bei hohen Teilchenflüssen. Bei LHC treten Teilchenflüsse von bis zu 10^{11} Teilchen pro Sekunde im Nachweisvolumen der Spurdetektoren auf. Bei einer angenommenen Luminosität (Design-Luminosität) von $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ fliegen bei jeder Strahlkreuzung im zeitlichen Abstand von 25 ns etwa 1200 geladene Teilchen durch den Spurdetektor. Die Belegungsdichte (*occupancy*) der kollisionsnahen Detektoren ist entsprechend hoch, und für die Rekonstruktion der Ereigniskollision ist eine Vielzahl von unabhängigen Sensor-Elementen nötig. Bis zu radialen Abständen von etwa 15 cm vom Wechselwirkungspunkt sind daher

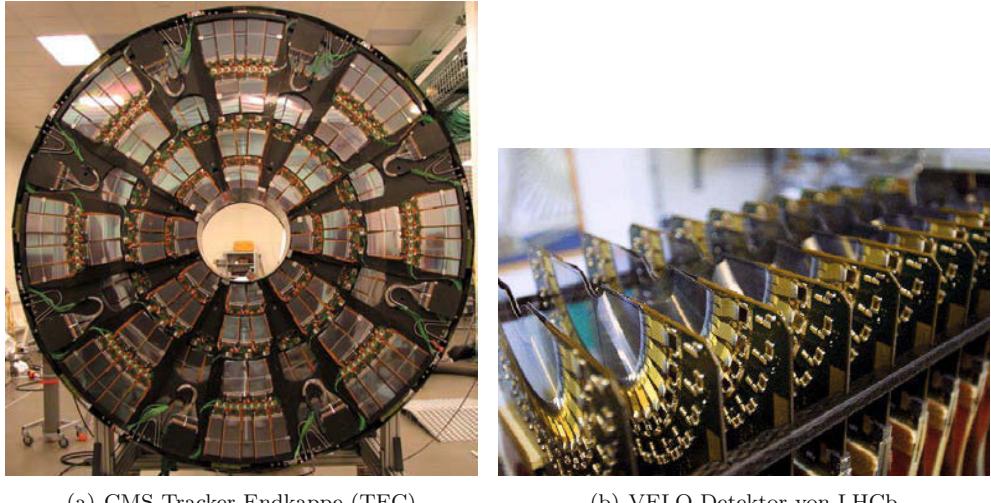


Abb. 8.51 Mikrostreifendetektoren in LHC-Experimenten: (a) Der Endkappen-Detektor (TEC) des CMS-Experiments ist in 9 Ebenen mit trapezförmigen Sektoren (*petals*) unterteilt, die überlappende Streifenmodule auf der Vorder- und der Rückseite enthalten [239] (Quelle: CERN/CMS Collaboration); (b) Silizium-Streifendetektoren im *Vertex Locator* (VELO) des LHC-Experiments LHCb [632, 73] zur präzisen Messung von Sekundärvertices (Quelle: CERN/LHCb Collaboration).

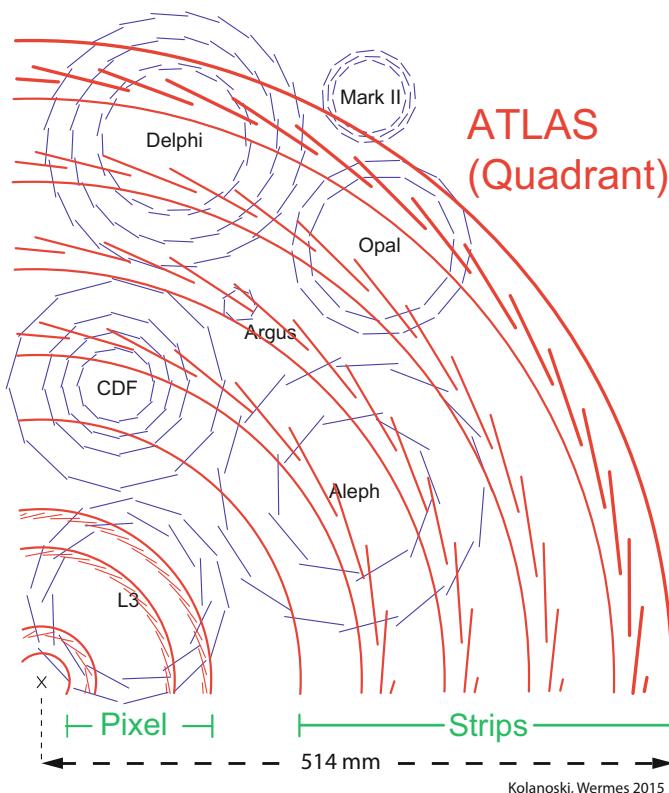


Abb. 8.52
Größenvergleich verschiedener Silizium(vertex)-detektoren, die in Collider-Experimenten bisher zum Einsatz kamen. Der hier nicht gezeichnete Spurdetektor des CMS-Experiments [628, 239] aus Siliziumstreifen- und Pixeldetektoren hat einen Außenradius von 1.25 m.

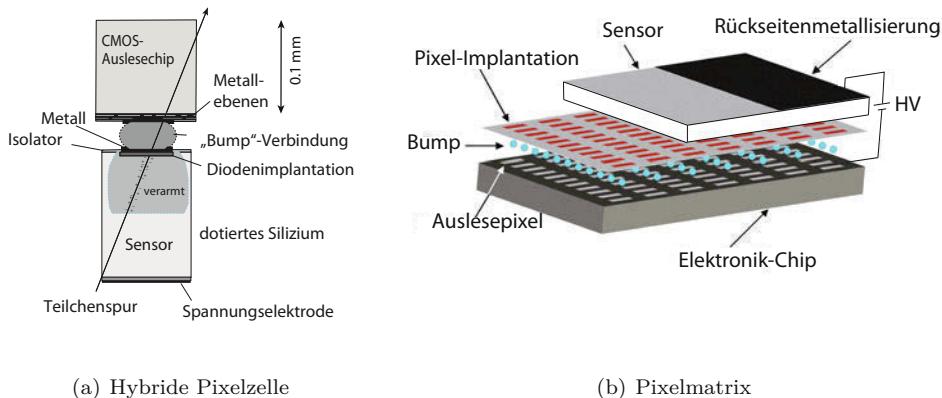


Abb. 8.53 Hybrider Pixeldetektor: (a) Aufbau einer individuellen Pixelzelle mit Sensor- und Elektronikzelle, (b) hybride Pixelmatrix. Sensor und Elektronik-Chip besitzen Pixel gleicher Größe, die mit *Bump*-Kontakten miteinander verbunden sind. Die Pixelimplantation ist zur besseren Darstellung vom Si-Sensor getrennt dargestellt, anders als in der Realität.

Pixeldetektoren das Nachweisinstrument der Wahl. Die Pixel haben typische Abmessungen im $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ -Bereich, quadratisch oder rechteckig ($50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$). So genannte 'hybride' Pixeldetektoren sind (im Gegensatz zu monolithischen, Abschnitt 8.10) aus zwei oder mehr Teilkomponenten aufgebaut, die exakt zueinander passen: dem Pixel-Sensor, einem in Pixelzellen strukturierten Siliziumdetektor (siehe Abb. 8.35(c)), und einem oder mehreren Pixel-Elektronik-Chips. Sensor und Chip sind in jedem Pixel durch eine leitende Mikroverbindung (*bump bond*) miteinander verbunden. Abbildung 8.53(a) zeigt den Aufbau einer einzelnen Pixelzelle, Abb. 8.53(b) den einer Matrix mit vielen Pixelzellen.

Der gesamte Pixeldetektor ist modular aufgebaut. Abbildung 8.54 zeigt den Aufbau eines Moduls anhand des ATLAS-Pixeldetektors. Ein Modul besteht aus einem Siliziumsensor, in dem durchgehende Teilchen Ladung erzeugen, 16 signalverstärkende und detektierende Auslese-Chips, die die Zeilen- und die Spaltenadresse des Treffers sowie eine Zeitmarke generieren und bis zum Ereignistrigger speichern, sowie aus weiterer Versorgungs- und Steuerungselektronik. Die Auslese von Pixeldetektoren ist in Kapitel 17 beschrieben. Ausführliche Literatur zu Pixeldetektoren findet man in [697, 1].

Pixel- und Streifensensoren bei hohen Teilchenflüssen Bei LHC treten am Ort der innersten Detektoren nahe am Wechselwirkungspunkt Teilchenflüsse von bis zu 10^{14} Teilchen pro cm^{-2} und Jahr auf. Nach einem integrierten Teilchenfluss (Fluenz) von etwa $2-3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ tritt bei den verwendeten Siliziumsensoren (mit Substratdotierung $N_D \approx 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) eine 'Typinversion' (siehe Abschnitt 8.11.1 und Abb. 8.81) auf, das heißt aus dem n-dotierten Si-Material wird effektiv p-dotiertes Silizium. Die effektive Ladungsträgerdichte und auch die zur vollständigen Verarmung notwendige Spannung nehmen ab, um danach wieder mit wachsender Teilchenfluenz anzusteigen. Dies ist in Abb. 8.81 in Abschnitt 8.11 gezeigt.

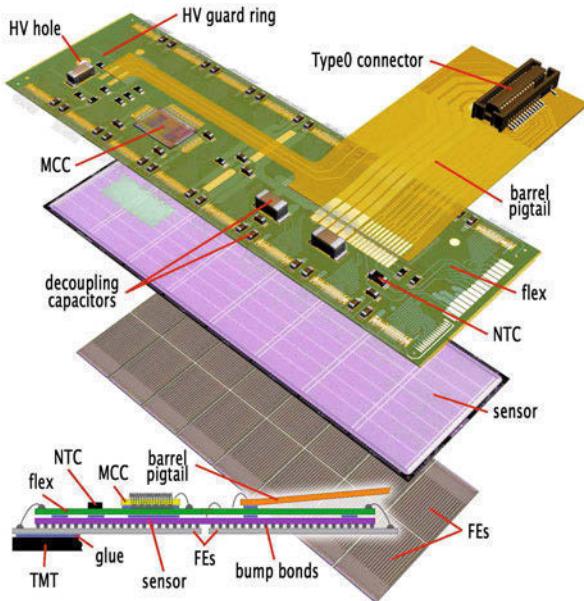


Abb. 8.54 Aufbau eines ATLAS-Pixelmoduls [1], perspektivisch und als Querschnitt (unten). Der Aufbau besteht aus drei Ebenen: Chipebene (unten), Sensorebene (Mitte), Verdrahtungsebene (oben). Chip- und Sensorebene sind durch Bump- und Flipchip-Technologie verbunden, eine Feinleiterplatine zur Verdrahtung der Signale ist auf die Rückseite des Sensors geklebt. Ein weitere flexible Leiterbahn (ganz oben) verbindet das Modul mit externen Anschlüssen. Die Abmessungen betragen $6.08 \times 1.64 \text{ cm}^2$ (aktive Fläche). (Quelle: CERN/ATLAS).

Die (p^+n^-)-Grenzschicht (Diode) eines $p^+-n^-n^+$ -Pixeldetektors 'wandert' daher nach Wechsel des Ladungsvorzeichens der Raumladungszone (von $p^+-n^-n^+$ zu $p^+-p^-n^+$) von der ursprünglichen Seite zu der gegenüberliegenden Seite, mit entsprechend geänderter Ausbildung der Verarmungszone. Diese wächst dann mit steigender Verarmungsspannung von der neuen n^+p^- -Grenzschicht aus in den Sensor hinein.

Aus diesem Grunde sind die LHC-Pixeldetektoren als $n^+-n^-p^+$ -Sensoren ausgelegt, die nach Typinversion zu $n^+-p^-p^+$ Strukturen werden [697, 1]. Der Vorteil einer solchen Anordnung liegt darin, dass nach hoher Strahlenbelastung der Sensor von der Seite mit den Pixelektroden aus verarmt wird (Abb. 8.55) und somit auch dann den Betrieb erlaubt, wenn keine vollständige Verarmung in der gesamten Senortiefe mehr möglich ist. Hochspannung wird auf der Rückseite appliziert. Über Guard-Ringe wird das Potenzial zum Rand hin abgebaut, damit über die in der Regel leitenden Schnittkanten keine hohe Spannung an die Pixelseite gelangt, die mit den empfindlichen Vorverstärkereingängen in Kontakt steht. Die Isolation der n^+ -in- n -Pixel erfolgt bei den LHC-Detektoren durch die *p-Spray*-Technik (siehe Abschnitt 8.6) mit einem optimierten Dotierungsprofil [1]. Diese Technik weist nach Bestrahlung niedrigere Feldstärken an den Pixel-Substrat-Übergängen auf als alternative Techniken und ist daher durchbruchfester.

Um die Pixelsensoren bereits vor der Chip-Bestückung testen zu können, müssen alle Pixelimplantationen auf ein festes Potenzial gebracht werden. Dies erfolgt durch eine spezielle, über sämtliche Pixel verteilte Metallgitterstruktur (*bias grid*, Abb. 8.41), mit deren Hilfe ein Spannungskontakt an jede Zelle durch *punch-through* erfolgt (siehe Abschnitt 8.5.5).

Pixeldetektoren können höhere Bestrahlungen tolerieren als Streifendetektoren, da sie feiner segmentiert sind. Die Schädigung durch Strahlung führt zu einem Leckstrom, der

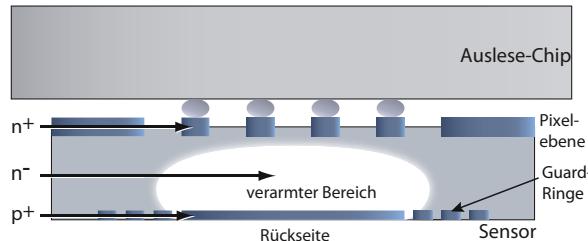
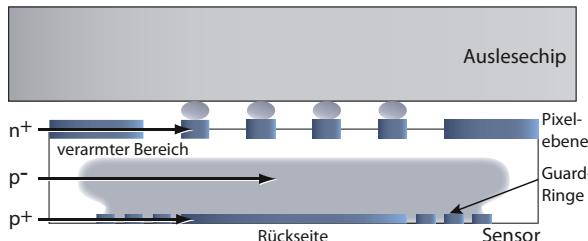
(a) n^- -Substratdotierung vor der Bestrahlung.(b) p^- -Substratdotierung nach der Bestrahlung.

Abb. 8.55 n^- -nach p^- -Typinversion im Falle von n^+ -in- n^- -Pixelsensoren: (a) vor der Bestrahlung, (b) nach der Bestrahlung mit mehr als 3×10^{12} Teilchen pro cm^2 (Fluenz der Typinversion bei typischer Anfangsdotierung). Die Guard-Ringe an der Sensorunterseite bringen das Potenzial zum Rand hin auf Erdpotenzial.

das Rauschen erhöht und letztlich die Nachweiseffizienz des Detektors herabsetzt. Die Größe des Leckstroms I_L ist proportional zu dem Volumen des Sensors und teilt sich auf die Elektroden auf. Bei Pixeldetektoren wird der Leckstrom daher von vergleichsweise vielen Zellen (Vorverstärkern) verarbeitet und ist pro Auslesezelle im Vergleich zu Streifendetektoren klein. Abbildung 8.56 zeigt das Layout der Zellen der ATLAS-Pixelsensoren sowie das Antwortverhalten des Detektors nach einer Bestrahlung mit mehr als 10^{15} Teilchen pro cm^2 . Man erkennt eine weitgehend homogene Ladungssammlung über der gesamten Fläche mit Ausnahme der Region zwischen den Pixeln, wo sich das in Abschnitt 8.5.5 beschriebene *bias-grid* befindet, sowie am Rand, wo sich die Bump-kontakte befinden. Doch auch in diesen Bereichen ist der Detektor noch ausreichend sensitiv, das heißt, das Signal ist um ein Vielfaches größer als das Rauschen.

8.8 Seitwärtsverarmung und Silizium-Driftkammer

Durch eine Technik, die Seitwärtsverarmung oder Seitwärtsdepletion genannt wird, werden neue Detektortypen möglich. Auf einem n^- -dotierten Halbleiter werden auf Ober- und Unterseite p^+ -dotierte Gebiete (Streifen oder Ringe) implantiert (Abb. 8.57(a)). Zusätzlich wird auf einer Seite eine isolierte n^+ -Region angebracht. Legt man an die beiden p^+ -Regionen eine negative Spannung, so erzeugt man zwei Verarmungszonen innerhalb

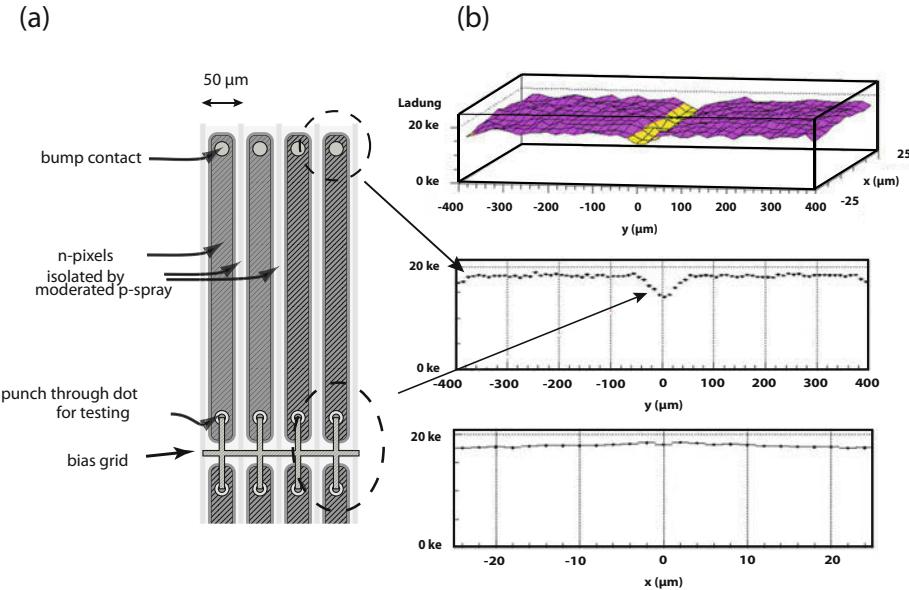


Abb. 8.56 (a) Layout der ATLAS-Pixelsensorzellen (n^+ in n , frühe Variante) [1]. Die Zellen werden über das *bias grid* durch *punch-through* zwischen *punch-through dot* und Pixelimplantation mit Spannung versorgt. Der Sensor ist über die *bump* Kontakte mit dem Elektronikchip verbunden. (b) gemessene Ladung (in Einheiten von tausend Elektronen, ke) in einer Doppelpixelzelle (zwei Kopf an Kopf gespiegelte, hintereinander liegende Einzelzellen mit dem *bias grid* als Spiegelachse in der Mitte) nach Bestrahlung mit 2×10^{15} Protonen/cm² (~ 600 kGy). Dargestellt ist die nachgewiesene Ladung in der Zelle bei Durchtritt eines minimal ionisierenden Teilchens (Dicke des Sensors 250 µm) in 2-dimensionaler Darstellung (oben) und in Projektion (Mitte und unten). Quelle CERN/ATLAS.

des Halbleiters, jeweils zwischen p^+ - und n^- -Region. Erhöht man den Wert der Spannung weiter (Abb. 8.57(b)), so berühren sich die beiden ladungsfreien Zonen. Es entsteht eine Situation, als wären zwei Dioden (np-pn) miteinander verbunden. Das elektrische Feld fällt linear bis zur Mitte ab und steigt dann wieder linear an. Das Potenzial ist parabelförmig mit einem Minimum (für Elektronen) in der Mitte.

Werden durch Strahlung Elektron-Loch-Paare erzeugt, so driften die positiv geladenen Ladungsträger zu den p^+ -Elektroden an den Seiten, die Elektronen driften in das Potenzialminimum in der Mitte des Halbleiters. Legt man an die p^+ -Regionen verschiedene Spannungen an, so kann die Position des Minimums innerhalb des Halbleiters verschoben werden (Abb. 8.57(c)).

Um die zur vollständigen Verarmung notwendige Spannung zu bestimmen, wird die Kapazität zwischen dem n^+ -Kontakt und der gegenüberliegenden Rückseite des Detektors gemessen. Abbildung 8.58(a) zeigt die Idee hinter dieser Messung: Die Kapazität ist abhängig von der Breite der Verarmungszone und kann mit der angelegten Spannung reguliert werden. Im Kapazitäts-Spannungs-Diagramm (C-V-Diagramm, Abb. 8.58(b))

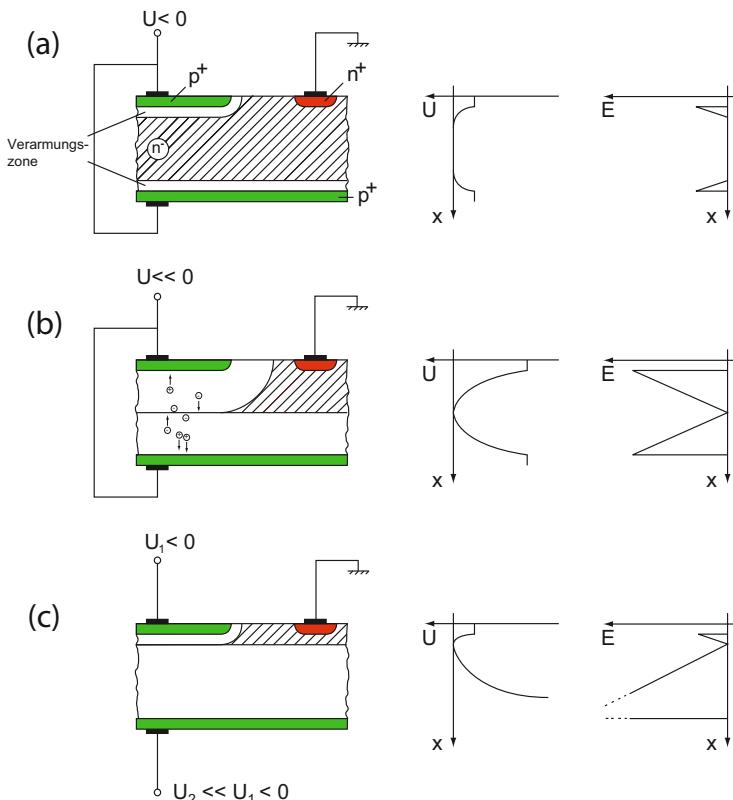


Abb. 8.57 Prinzip der Seitwärtsdepletion. (a) $U < 0$, der Sensor ist noch nicht verarmt, (b) $U \ll 0$, die Verarmungszonen berühren sich, (c) Verschiebung des Potenzialminimums unter die Oberfläche.

wird diese Abhängigkeit deutlich. Der Knick bei -75 V lässt auf den Kontakt der beiden Verarmungszonen schließen.

Silizium-Driftkammer Auf dem Prinzip der Seitwärtsdepletion basiert die *Silizium-Driftkammer* [371, 675]. Eine schematische Zeichnung ist in Abb. 8.59(a) zu sehen. Das n-Substrat erhält durch streifenförmige p-Implantationen an Ober- und Unterseite bei geeigneter Spannungsversorgung eine lineare Feldformung, die die Elektronen zu segmentierten n-Anoden führt. Wir wählen wie bisher die x -Koordinate für die Detektor Tiefe. Die Driftrichtung der Elektronen sei die z -Koordinate. In y -Richtung sei der Detektor als unendlich ausgedehnt angenommen. Die Potenzialverhältnisse in x -Richtung werden durch die eindimensionale Poisson-Gleichung beschrieben:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_r}, \quad (8.78)$$

wobei ρ die Raumladungsdichte im Inneren des Sensors ist. Mit den Randbedingungen $\phi(x = -\frac{d}{2}) = \phi(x = \frac{d}{2}) = U_0(z)$ bei gegebener Detektordicke d und Betriebsspannung

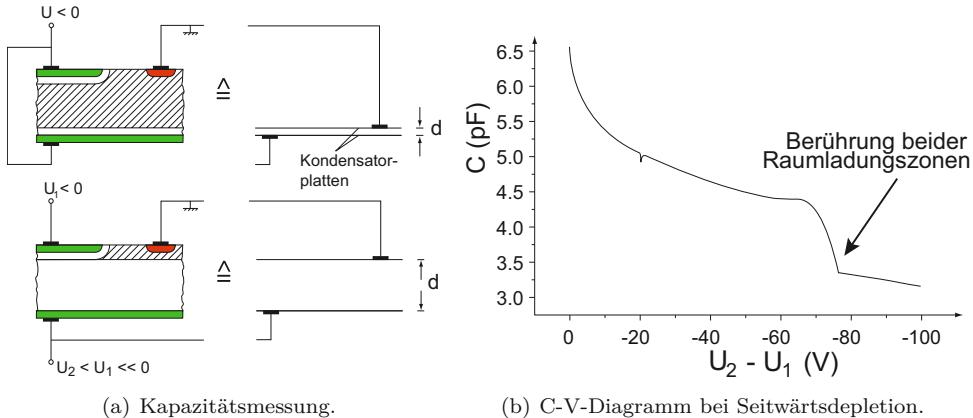


Abb. 8.58 Prinzip der Kapazitätsmessung bei Seitwärtsdepletion: (a) Messanordnung, (b) C-V-Messkurve [606].

$U_0(z)$, ergibt sich bei vollständiger Verarmung senkrecht zur Detektoroberfläche die Lösung:

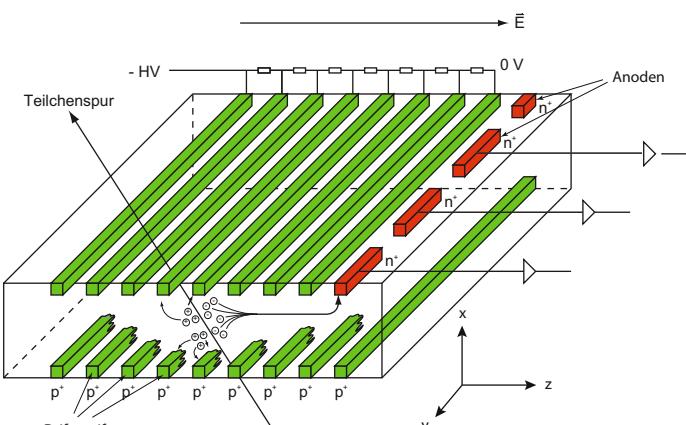
$$\phi(x, z) = U_0(z) - \frac{\rho}{2\epsilon_0\epsilon_r} \left(x^2 - \frac{d^2}{4} \right), \quad (8.79)$$

wobei $U_0(z)$ zur Formung eines überlagerten linearen Potenzials z -abhängig ist. Dies ist ein parabelförmiger Potenzialverlauf.

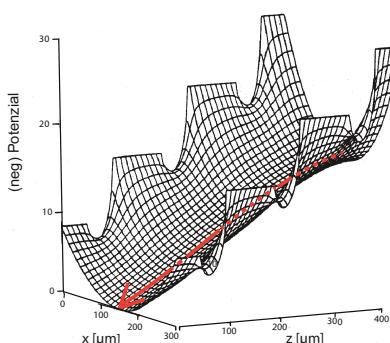
Im Detektorvolumen erzeugte negative Ladungsträger werden im Minimum der Parabel gesammelt; Löcher driften zu den Oberflächenelektroden. Durch Überlagerung eines linearen Potenzials in z -Richtung durch eine Spannungsteilerkette, die die p-Streifen in Abb. 8.59(a) mit unterschiedlichen Spannungen versorgt, wird ein konstantes Driftfeld in dieser Richtung erzeugt, in dem die im Minimum gesammelten Elektronen zu den Auslese-Anoden driften. Die Koordinaten der Ladungserzeugung können durch Messung der Driftzeit und der in y -Richtung segmentierten Anodenkoordinate gewonnen werden. In Abb. 8.59 ist der Potenzialverlauf in der Driftregion (Abb. 8.59(b)) sowie in der Region in der Nähe der Anoden (Abb. 8.59(c)) zusammen mit dem Driftverlauf von Elektronen gezeigt. Die Elektronen folgen dem Potenzialgradienten, bis sie in der Anodenregion zur Anode gelenkt werden.

Die erzielbaren Ortsauflösungen liegen bei 20–40 μm in der Driftrichtung und bei etwa 1/5 des Anodenabstands (typisch: <50 μm) in der Richtung senkrecht dazu. Probleme bereitet die starke Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit der Ladungsträger im Halbleiter, so dass eine Eichung der Driftzeit schwierig ist. Auch die Erzeugung präziser Potenzialgradienten für das Driftfeld mittels integrierter Widerstände bedarf großer Sorgfalt.

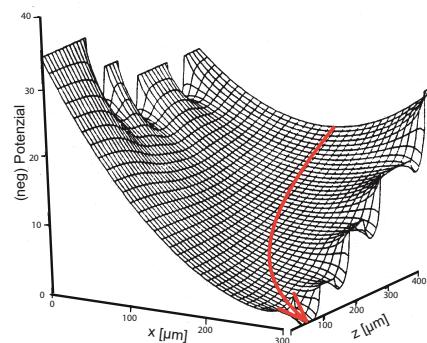
Die Vorteile von Silizium-Driftkammern gegenüber anderen Halbleiterdetektoren sind zum einen die vergleichsweise geringe Zahl der Auslesekanäle, welche zur 2-dimensionalen Ortsbestimmung benötigt werden. Die Sammelelektroden (Anoden) können außerdem geometrisch sehr klein ausgeführt werden, mit kleiner Kapazität, was ein gutes Signal-



(a) Prinzip einer Silizium-Driftkammer



(b) Feldstreifenregion



(c) Anodenregion

Abb. 8.59 (a) Aufbau einer Silizium-Driftkammer; (b,c) Potenzialverlauf in der Silizium-Driftkammer (nach [760, 757], mit freundl. Genehmigung von Elsevier). Die Elektronen driften aufgrund des Potenzialgradienten in Richtung der Anode (b), an welcher sie dann gesammelt werden (c).

zu-Rausch-Verhältnis ermöglicht. Wegen der vergleichsweise langen Zeiten für die Elektronensammlung (typisch im μs -Bereich) eignet sich die Siliziumdriftkammer nicht für Hochratenanwendungen. Die gute zweidimensionale Ortsauflösung (typisch ca. $20 \times 20 \mu\text{m}^2$) und gute Trennung eng benachbarter Teilchen ($< 50 \mu\text{m}$ [249]) ermöglicht allerdings ausgezeichnet die Vermessung von Ereignissen mit hohen Teilchenmultiplizitäten. Eine typische Anwendung sind Schwerionenreaktionen (siehe zum Beispiel [242]).

Neben der in Abb. 8.59(a) gezeigten Form der Silizium-Driftkammer ist eine zylindrische Form möglich [242]. Abbildung 8.60(a) zeigt einen solchen Aufbau: Auf eine n^- -dotierte Halbleiterscheibe werden p^+ -Ringe aufgebracht. Die Anoden können wie in der Abbildung nach außen oder alternativ als Sammeldiode nach innen gelegt werden (Abb. 8.61), je nachdem, ob der ortsaufgelöste Teilchennachweis (Anoden außen) oder spektroskopische Anwendungen mit hoher Energieauflösung (Anode innen) im Fokus der Anwendung stehen.

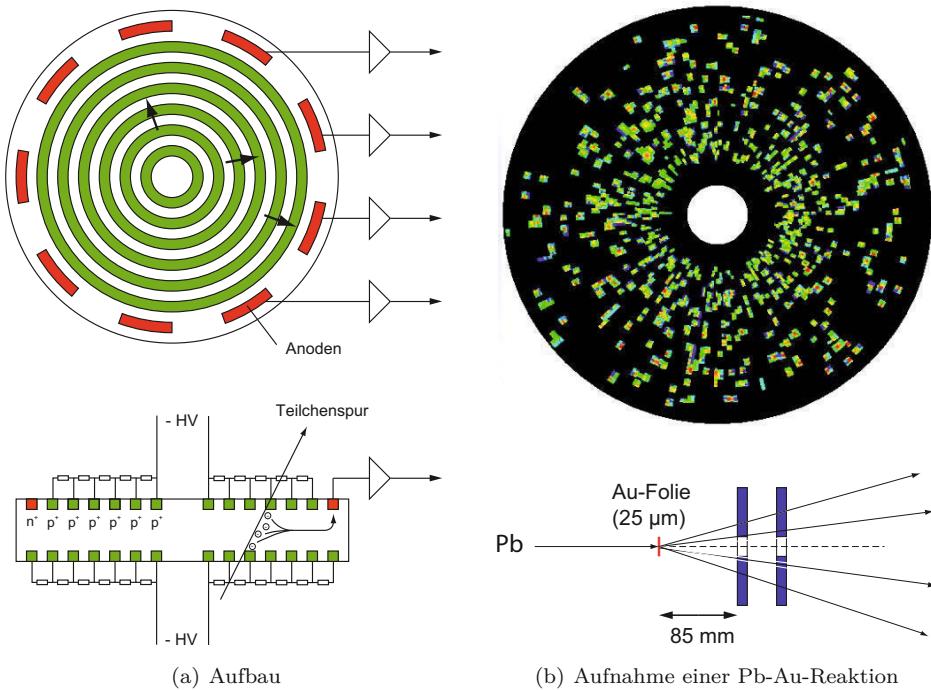


Abb. 8.60 Zylindrische Silizium-Driftkammer [242]: (a) Aufbau der SiDC, (b) Treffer von Teilchenspuren einer Schwerionen-Kollision (mit freundl. Genehmigung der CERES/NA45 Collaboration).

Die Variante mit innen liegender Anode [494] (Abb. 8.61) bietet die Möglichkeit einer großen Sammelfläche für Strahlung bei gleichzeitig kleiner Kapazität der Sensorelektrode (wegen der sehr kleinen geometrischen Abmessungen der fast punktförmigen Anode), was sehr gute Rauschegenschaften zur Folge hat (siehe Abschnitt 17.10.3). In [536] wurden Energieauflösungen von 152 eV bei 6 keV deponierter Energie und bei -20°C erzielt mit Dioden, die aktive Flächen von mehreren Quadratzentimetern besitzen.

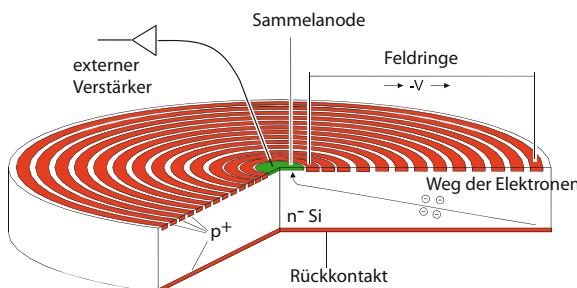


Abb. 8.61 Kreisförmige Silizium-Driftkammer (Silizium-Drift-Diode) mit nur einer zentralen Anode für spektroskopische Anwendungen (nach [536], mit freundl. Genehmigung von Elsevier).

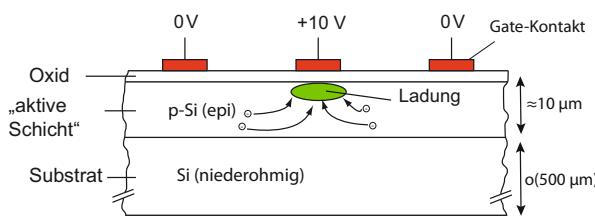


Abb. 8.62 Prinzipieller Aufbau einer CCD-Zelle. Ladung (hier Elektronen), die durch Absorption von Licht unter dem Oxid erzeugt wird, wird unter dem positiven Potenzial des Gate-Kontakts gesammelt und von dort weiter transportiert.

8.9 Charge-Coupled Devices (CCDs)

Charge-Coupled Devices, kurz CCDs, wurden 1970 erfunden [198] und sind als optische Sensoren schon lange im Einsatz in der Medientechnik, zum Beispiel als Video-Kameras (CCD-Kameras). Erst in jüngerer Zeit wurden sie von CMOS-Kameras weitgehend verdrängt.

8.9.1 MOS-CCDs

Abbildung 8.62 zeigt schematisch das Prinzip einer CCD. Die in einer 'aktiven' Schicht (Raumladungszone) erzeugte Ladung wird zuerst lokal in einem Potenzialminimum gespeichert und dann zu einem Ausleseknoten (siehe Abb. 8.64) transportiert. Bei MOS-CCDs wird das Potenzialminimum durch eine MOS-Struktur mit Metallkontakten als Gates auf der SiO_2 -Schicht des Siliziumsubstrats erzeugt. In konventionellen MOS-CCDs werden Minoritätsladungsträger (zum Beispiel Elektronen in p-Silizium) gesammelt und unmittelbar in der Grenzschicht zwischen Oxid und Halbleiter zum Ausgang transportiert (siehe unten). In weiterentwickelten Techniken, unter anderen *Buried-Channel*-CCDs, erfolgen Speicherung und Transfer in einer geringfügig tiefer liegenden Schicht. Wir verweisen dazu auf die einschlägige Literatur, zum Beispiel [444, 767].

In der Standard-CCD wird eine auf einem Substrat aufgewachsene Lage epitaxialen⁹, meist p-dotierten Siliziums (epi-Si) als photoaktive Schicht nach oben hin von einer Oxidschicht begrenzt, auf der sich Elektroden (Gates) befinden (Abb. 8.62). Epitaktisches Silizium wird in der Chip-Elektronik vor allem für optische Anwendungen als Absorptionslage für (optische) Photonen verwendet. Das Dotierungsprofil lässt sich darin gut kontrollieren, und epi-Silizium kann weitgehend frei von Verunreinigungen wie Sauerstoff oder Kohlenstoff aus einer Gasatmosphäre abgeschieden und dadurch sehr hochohmig gemacht werden, was eine höhere Mobilität der durch einfallendes Licht erzeugten Ladungsträger zur Folge hat. Die Gate-Elektroden werden mit einer geeigneten Spannungskonfiguration versehen, so dass von dem absorbierten Licht in der aktiven Schicht erzeugte Ladungen unter der Oxidoberfläche gehalten und kontrolliert verschoben werden können.

⁹Unter epitaktischem Silizium versteht man eine auf einem kristallinen Siliziumsubstrat aufgewachsene Siliziumschicht, welche die kristallographische Orientierung des Substrats beibehält.

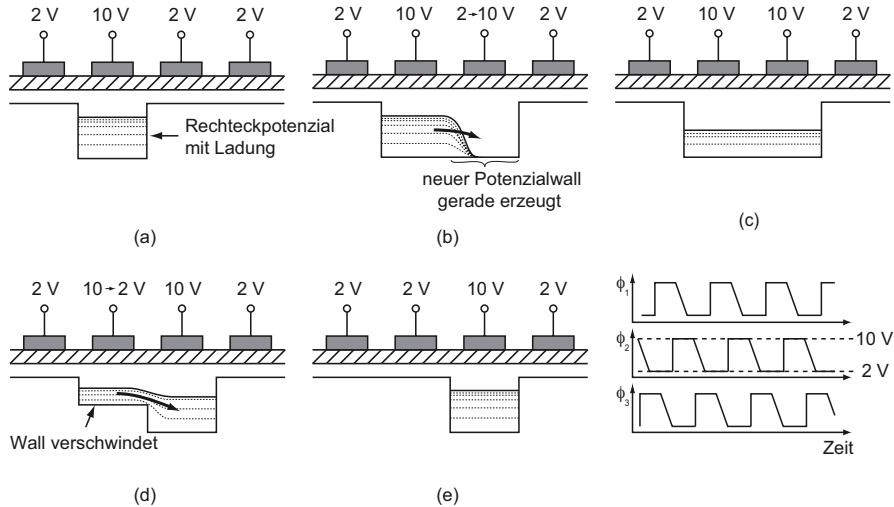


Abb. 8.63 Eimerkettenprinzip der Auslese eines CCD-Detektors (nach [153][503][697]).

Die aktive (epi)-Schicht ist sehr dünn, typisch $10\text{ }\mu\text{m}$, maximal etwa $30\text{ }\mu\text{m}$. Sie wird von den Potenzialen zwischen dem Rückseitenkontakt des Substrats und einem Diodenstreifen (n^+ -Kontakt an der Oberseite in Abb. 8.65(a)) verarmt. Die metallischen Gate-Elektroden sind als Streifen (ähnlich denen eines Mikrostreifendetektors) ausgebildet. Beim Durchgang einzelner hochenergetischer Teilchen werden in dieser dünnen Schicht nur vergleichsweise wenige Ladungsträger erzeugt (einige 100), die sich unter den Elektroden sammeln. Für den Nachweis einzelner geladener Teilchen mit MOS-CCDs werden daher hohe Anforderungen an die Rauscheigenschaften der Auslesekette gestellt. Für Licht (viele Photonen) ist die Ausbeute an Ladungsträgern in der Regel allerdings groß genug, um ein ausreichendes Signal zu erhalten und weiter zu verarbeiten.

Um das Signal auslesen zu können, werden die Ladungsträger schrittweise in Richtung einer Auslese-Elektrode gebracht. Dies geschieht durch eine geschickte Taktung der Elektroden ('Eimerketten'-Prinzip), wie in Abb. 8.63 dargestellt: (a) Unter einer der Elektroden (10V) befindet sich Ladung in einem Potenzialtopf. Der Potenzialtopf wird durch die beiden Nachbarelektroden begrenzt, an die eine geringere Spannung angelegt ist (2 V). (b) Die rechte Nachbarelektrode wird von 2 V auf 10 V gesetzt, der Potenzialtopf wird damit breiter. Die Ladungsträger fließen nach rechts (c). Der Potenzialtopf hat nun eine größere räumliche Ausdehnung. (d) Die ursprünglich auf 10 V beschaltete Elektrode wird nun auf ein Potenzial von 2 V gebracht, die Elektronen fließen nun in den rechten Teil des Topfs. (e) Schließlich befinden sich alle Elektronen unter der rechten Elektrode, die Ladung ist insgesamt um eine Position nach rechts verschoben worden.

Um eine zweidimensionale Auflösung zu erreichen, werden mehrere Eimerketten und eine Auslese-Anode verwendet. Dieses Prinzip ist in Abb. 8.64 dargestellt: Die Ladungsträger werden zeilenweise nach unten verschoben. Die letzte Zeile wird am Ende des Sammelprozesses zur Auslese-Anode geschoben.

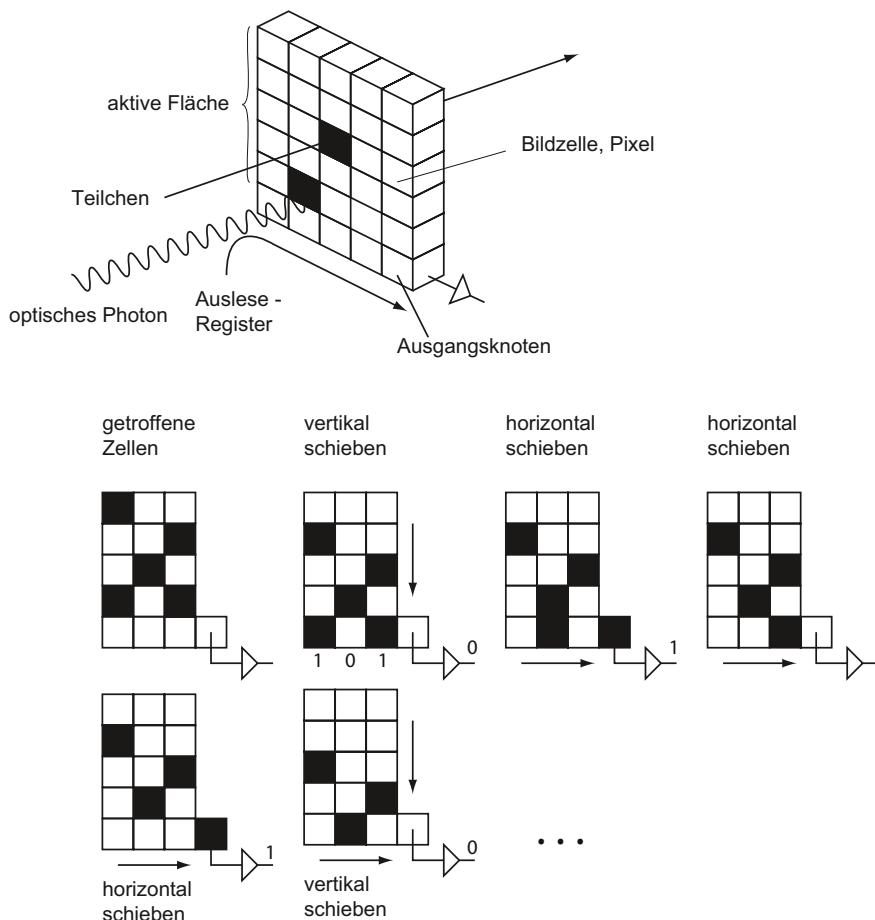


Abb. 8.64 Ausleseprinzip einer CCD-Matrix. Die Ladung wird zunächst in vertikale Richtung verschoben, parallel in allen Zellen; die unterste Reihe wird dann horizontal weitergetaktet (nach [566], mit freundl. Genehmigung von Springer Science+Business Media).

Eine schnellere, aber schaltungstechnisch aufwendigere Auslese erfolgt parallel, das heißt an jeder Zeile oder Spalte befindet sich eine Auslese-Elektrode. Die räumliche Auflösung für den Nachweis geladener Teilchen ist gegeben durch die Größe der Pixel. Diese liegt typisch bei Dimensionen von $10\text{--}20 \mu\text{m}$, womit Ortsauflösungen im Bereich weniger μm erzielbar sind.

Das Taktten der CCDs mit Taktraten im MHz-Bereich ist zwar mit einer sehr guten Effizienz möglich (die Verluste sind auf dem 10^{-5} -Niveau), allerdings ist der gesamte Auslesevorgang vergleichsweise langsam. Für Anwendungen, in denen eine hohe Aufnahmerate verlangt wird, wie dies häufig bei Experimenten der Teilchenphysik der Fall ist, sind CCDs in der Regel nicht verwendbar. Ein weiteres Problem sind so genannte Geistertreffer, die auftreten, wenn der Detektor getroffen wird, während die Auslese noch erfolgt. Man kann die Geistertreffer aber durch das Kopieren der Daten in spezi-

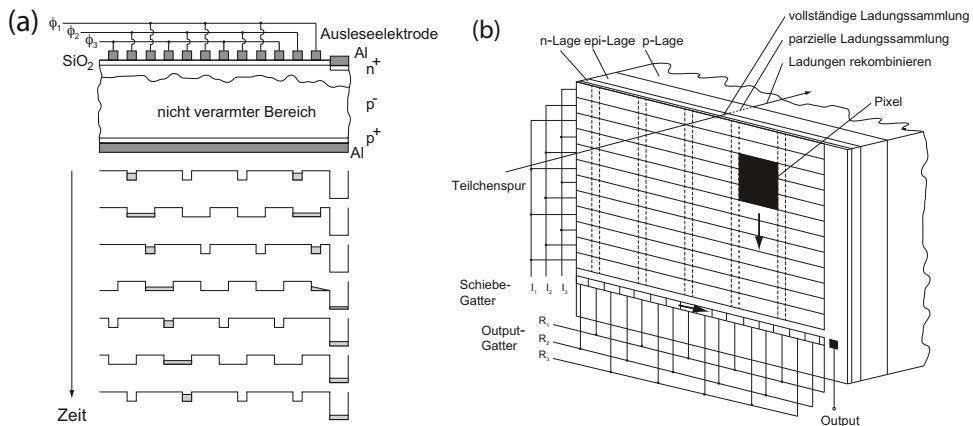


Abb. 8.65 (a) Ausleseprinzip einer 3-Phasen-MOS-CCD, (b) Ausschnitt aus einer 2-dim. CCD-Matrix (nach [566], mit freundl. Genehmigung von Springer Science+Business Media). Reale CCDs benötigen überlappende Gate-Elektroden, um Barriereneffekte zu vermeiden.

elle, jeder CCD-Zelle zugeordnete Speicherzellen (so genannte vertikale Schieberegister) eliminieren. Abbildung 8.65(a) zeigt das Ausleseprinzip in einer eindimensionalen Anordnung. Dabei werden drei Taktsignale verwendet (*3-Phasen-MOS-CCD*). Abb. 8.65(b) zeigt einen Ausschnitt einer großen 2-dimensionalen CCD-Matrix.

In Experimenten der Hochenergiephysik wurde die CCD-Technologie im SLD-Detektor am Beschleuniger SLC, Stanford (siehe Tabelle 2.2), eingesetzt [111, 271, 270]. Die CCD-Technologie wurde hier in Konkurrenz zu Mikrostreifendetektoren gewählt, da sie eine bessere Ortsauflösung besitzen (Zellengröße $22 \times 22 \mu\text{m}^2$, Ortsauflösung $\approx 5 \mu\text{m}$) und da beim SLC zwischen dem Eintreffen aufeinanderfolgender Kollisionsergebnisse ausreichend Zeit zur Auslese zur Verfügung stand (160 ms). Bei den CCD-Detektoren wird sehr wenig Ladung ($\lesssim 1600 \text{ e}^-$) in den etwa $20 \mu\text{m}$ dünnen epi-Si-Lagen deponiert, allerdings ist das Rauschen des CCD-Systems mit etwa 30 e^- ebenfalls sehr gering. Eine Kühlung auf etwa -80°C wegen der Leckstromproduktion ist notwendig. Abbildung 8.66 zeigt die beiden Halbschalen des SLD-Vertexdetektors aus MOS-CCDs, der unmittelbar außerhalb des Strahlrohrs ($r=13 \text{ mm}$) eingesetzt wurde.

Für Experimente an Beschleunigern wie LEP, HERA oder gar LHC sind CCD-Detektoren allerdings viel zu langsam. In Tabelle 8.3 sind einige Eigenschaften von MOS-CCDs als Detektoren im Vergleich zu Mikrostreifendetektoren und hybriden Piexeldetektoren aufgeführt.

8.9.2 pn-CCDs

MOS-CCDs haben den Nachteil, dass die für die Ladungssammlung aktive Schicht sehr dünn ist und daher für hochenergetische geladene Teilchen in der Regel zu wenig Signallauf ergibt. pn-CCDs [589] werden im Gegensatz dazu auf einem vollständig verarmten,

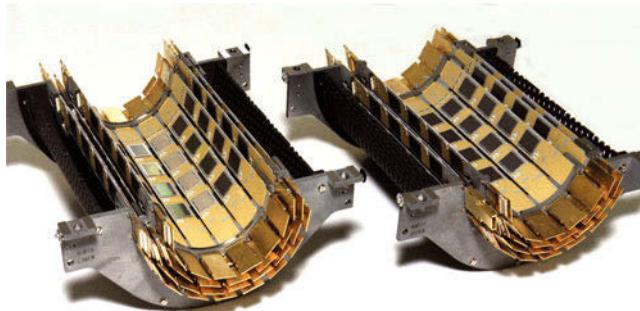


Abb. 8.66 Die beiden Halbschalen des CCD-basierten Vertexdetektors des SLD-Experiments [271]. Der Detektor bestand aus vier konzentrischen Lagen und besaß etwa 250 CCD-Detektoren.

hochohmigen Siliziumsubstrat aufgebaut (Abb. 8.67). Der Aufbau basiert wie bei der Silizium-Driftkammer auf dem Prinzip der Seitwärtsdepletion. Anders als bei der MOS-CCD ist das Substrat hochohmig und vollständig durch Vorder- und Rückseitenkontakte verarmt. Die Elektroden sind p^+ -Übergänge. Durch asymmetrische Spannungswerte wird das Potenzialminimum in die Nähe der Detektoroberfläche verschoben, wo die Schiebe-Elektroden sitzen. Neben der vorteilhaften Ladungssammlung in dem ganzen, vollständig verarmten Sensor ist ein weiterer Vorteil, dass durch ein dünnes, großflächiges p^+ -Eintrittsfenster auf der Rückseite Röntgenphotonen niedriger Energie ($\lesssim 10$ keV) mit räumlich homogener Empfindlichkeit nachgewiesen werden können. Anwendung findet diese Technik zum Beispiel im Röntgen-Satelliten XMM-Newton [759].

8.10 Monolithische Pixeldetektoren

8.10.1 Einführung

Die in Abschnitt 8.7 eingeführten Pixeldetektoren sind Hybridstrukturen, bei denen der 'aktive' Sensor und der Auslese-Chip (auch *front end chip* genannt) getrennte Komponenten sind, die durch Mikro-Verbindungstechnologie miteinander verbunden werden. Dieser Typ von Pixeldetektoren wurde sehr erfolgreich in Experimenten eingesetzt und ist spe-

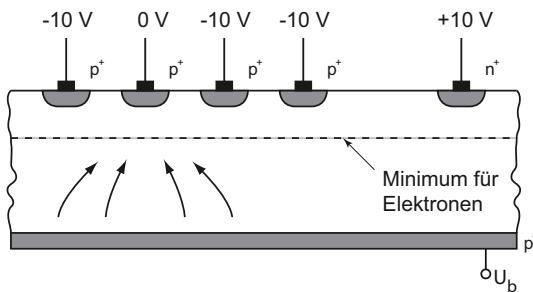


Abb. 8.67 pn-CCD, bei der die Signalelektronen in einem Potenzialminimum gesammelt und durch externe Elektroden geführt werden.

Tab. 8.3 Einige Parameter und Kenngrößen bei Mikrostreifen- und Pixeldetektoren sowie CCD-Detektoren im Vergleich.

	Mikrostreifen	(hybride) Pixel	(MOS)-CCD
typ. Dicke	300 µm	250 µm	15 µm aktiv + (< 100 µm) passiv
typ. Elektrodenabstände	(50 – 100) µm	(50 – 100) µm	10 µm
typ. Modulfläche	20 cm ²	10 cm ²	4 cm ²
Energieverlust (MIP)	120 keV	100 keV	3 keV
Rauschäquivalent	8 keV	1 keV	0.21 keV
Signal : Rauschen	> 10:1	100:1	15:1
Dimensionalität	max. 2×1 dim.	2 dim.	2 dim.
Ortsauflösung	(5 – 10) µm	(10 – 15) µm	(2 – 5) µm
Doppeltrefferauflösung	(40 – 60) µm	(50 – 100) µm	(20 – 40) µm
typ. Modulausleesezeit (größenabhängig)	schnell	schnell	langsam
	µs	µs	ms

ziell bei LHC bisher die einzige Detektortechnologie, die bei den nahe am Kollisionspunkt herrschenden hohen Teilchenflüssen betrieben werden kann. Vorteil des hybriden Aufbaus ist die separate Entwicklung und Optimierung von Sensor und Auslese-Chip. Beides sind komplexe Einheiten für sich selbst, mit Entwicklungszeiten von typisch mehreren Jahren, verbunden mit hohen Kosten. Durch den hybriden Aufbau kann ein einmal zur Reife entwickelter Auslese-Chip (siehe Abschnitt 17.6.3) für verschiedene Sensortypen verwendet werden: zum Beispiel für planare Sensoren (Seite 332), 3D-Si-Sensoren (Seite 373) oder für Pixelsensoren aus Diamant (Seite 380).

Nachteile hybrider Pixel bestehen zum einen in dem aufwendigen Aufbau, insbesondere der kosten- und ausbeute-intensiven Verbindung von Pixelsensor und Pixelauslese-Chip, und zum anderen in der vergleichsweise großen Materialdicke, die allerdings nicht nur durch den hybriden Aufbau, sondern auch durch die Halterungs- und Kühlungskonstruktion zustande kommt. Die Materialdicke wirkt sich wegen erhöhter Coulomb-Vielfachstreuung (Abschnitt 3.4) und anderer Sekundärwechselwirkungen (siehe Kapitel 3) nachteilig auf die Spurrekonstruktion und Impulsauflösung aus. Die hybriden Pixeldetektoren der LHC-Experimente ATLAS und CMS zum Beispiel stellen eine Materialdicke von mehr als 3% einer Strahlungslänge X_0 pro Detektorlage dar.

Natürlich ist es prinzipiell möglich (und ist eines der Ziele neuerer Entwicklungen), einen auf Strahlung empfindlichen Pixeldetektor monolithisch, das heißt Sensor und Ausleseelektronik in einer Einheit, zu fertigen. Integriert man die Tragestruktur und sogar die Kühlung ebenfalls in das Siliziummaterial, so kann auch die Materialstärke um etwa eine Größenordnung gegenüber hybriden Pixeldetektoren reduziert werden.

Die Schwierigkeit, integrierte Schaltkreise auf sensorfähigem Ausgangsmaterial zu realisieren, liegt in der Verfügbarkeit und den Details industrieller Chip-Technologien und nicht zuletzt in der Dauer und Kostenintensivität solcher Entwicklungen. Die folgenden, zum Teil sich einander widersprechenden Anforderungen sind dabei zu beachten:

- Ausnutzung industriell verfügbarer IC-Prozesse: Das bedeutet bis dato vor allem CMOS-Technologie (siehe Seite 305).
- Ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis: Das bedeutet eine hinreichend große Verarmungszone (großes Signal) und kleine Elektrodenkapazität (geringes Rauschen, siehe Abschnitt 17.10).
- Kurze Entwicklungszeiten, um verschiedene Ansätze verfolgen und optimieren zu können;
- Hohe Strahlenresistenz (speziell für Pixeldetektoren der LHC-Experimente) gegen ionisierende Strahlung (Auslese-Chip, Dosis im MGy-Bereich) und gegen nicht-ionisierende Strahlung (Sensor, Fluenzen im $>10^{15} n_{eq} \text{ cm}^{-2}$ -Bereich).

Diesen Anforderungen stehen die folgenden Fakten entgegen: Die industriellen CMOS-Chip-Technologien werden vom Verbrauchermarkt bestimmt. Ihre Produkte sind in aller Regel nicht auf Spezifizierungen und Anforderungen von Kunden aus dem wissenschaftlichen Umfeld zugeschnitten. Ob und in welcher Weise eine kommerziell verfügbare Technologie auch als Teilchendetektor verwendet werden kann, hängt sehr stark davon ab, ob die durch Energiedeposition erzeugte Ladung in hinreichender Qualität ein Signal auf einer Sammelelektrode erzeugen kann.

Kommerziell verfügbare CMOS-Technologien basieren bisher nahezu ausschließlich auf der Verwendung von preiswertem, niederohmigem und nicht verarmtem Siliziumsubstrat¹⁰. Erst in jüngerer Zeit gibt es Hersteller, die die Prozessierung auch hochohmiger Substrate und/oder Prozesse, die für höhere Spannungen ausgelegt sind, anbieten, bei denen Verarmungstiefen im Bereich von 20–80 µm möglich sind.

Es wird auch ausgenutzt, dass in manchen CMOS-Technologien (vor allem für optische Anwendungen, CMOS-Kameras) die CMOS-Lage für die Transistorprozessierung in einer dünnen (typisch $\approx 10 \mu\text{m}$), epitaxial aufgewachsenen Siliziumlage untergebracht ist, die hochohmiger als das Trägersubstrat ist und in der optische Photonen absorbiert werden können, und die dadurch frei gesetzte Ladung nachgewiesen werden kann. Die deponierte Ladung eines durchgehenden geladenen Teilchens ist allerdings proportional zur Verarmungstiefe und daher typisch sehr klein ($\lesssim 1000 e^-$). Außerdem existiert in der epi-Schicht in der Regel kein Driftfeld, so dass die Ladung nur (unvollständig) durch Diffusion zu einer sensitiven Elektrode gelangt. Die Gesamtdicke von Sensor und Elektronik kann dabei sehr gering sein, typisch 50 µm, so dass prinzipiell Pixeldetektoren mit sehr kleinem Materialbudget realisierbar sind.

Zum Zeitpunkt der Erstellung dieses Buches befindet sich die Pixeltechnologie in einem Umbruch. Während für die Hochratenexperimente mit hoher Strahlenbelastung an LHC die hybride Technologie als einzige ausgereift genug ist, um den hohen Anforderungen zu genügen, werden bei niedrigeren Raten, geringerer Strahlenbelastung und bei kleinen Teilchenimpulsen, bei denen die Vielfachstreuung signifikant zur Impuls- und Vertexauflösung beiträgt, bereits jetzt monolithische oder teilmonolithische Ansätze gewählt. Diese Entwicklungen werden zunehmend auch für Hochratenexperimente interessant.

¹⁰Die Verarmungstiefe d ist proportional zu der Wurzel aus dem spezifischen Widerstand ρ des Materials.

Die Größe von Pixeleinheiten (Module) ist vor allem durch die Chipausbeute bestimmt, welche heute Chips auf eine Fläche von einigen Quadratzentimetern begrenzt¹¹. Pixelmodul-Einheiten sind aus 1 bis 16 Chips aufgebaut [1, 453, 488, 7]. Auslese-Chips für Hochratenexperimente wie am LHC besitzen üblicherweise 10–20 Millionen Transistoren pro cm². Die Entwicklung derartiger Chips erfolgt durch eine Abfolge von Simulationen und Tests an einzelnen Elektronikblöcken bis zur endgültigen Fertigung. Die Zahl der kostenintensiven CMOS-Prozessierungen sollte dabei minimal bleiben. Es ist daher selbst bei aktivem CMOS-Sensor (Größenordnung 100 Transistoren pro Pixel) und CMOS-Auslese-Chip (Größenordnung 10⁸ Transistoren pro Chip) abzuwagen, ob es effizienter ist, beide getrennt zu entwickeln.

Nachfolgend werden einige Entwicklungen beschrieben, die monolithische oder zumindest partiell monolithische Ansätze aufweisen. DEPFET-Detektoren (Abschnitt 8.10.2) besitzen nur einen Transistor in jedem Pixel. Eine spezielle, nicht-kommerzielle Technologie¹² wird zu ihrer Herstellung verwendet. MAPS (*Monolithic Active Pixel Sensors*, Abschnitt 8.10.3) basieren auf kommerziellen CMOS-Technologien, wobei entweder die Epitaxieschicht oder verarmte Bereiche des Substrats (DMAPS) als Nachweisregionen genutzt werden.

8.10.2 DEPFET-Pixeldetektoren

Bei einem DEPFET-Pixeldetektor [493] ist ein einzelner Verstärkungstransistor in jede Pixelzelle implantiert, wie die Abbildungen 8.68(a) und (b) zeigen. Das Substrat des Sensors ist mit der Methode der Seitwärtsdepletion (siehe Abschnitt 8.8) verarmt, so dass die bei Teilchen- oder Strahlungseintritt erzeugten Primärelektronen in ein Potenzialminimum driften, während die Löcher zu dem rückseitigen p⁺-Kontakt wandern. Der Transistor ist ein p-Kanal-MOSFET mit einem Löcherstrom von Source nach Drain, der mit dem (externen) Gate eingestellt und kontrolliert werden kann. Zusätzlich besitzt die DEPFET-Struktur eine etwa 1 μm unter dem Transistorkanal liegende, tiefe n⁺-Dotierung (*deep-n*). Durch Verschiebung des Potenzialminimums aus der Mitte nach oben (durch Wahl der Spannungen am Substrat- und am Rückkontakt (Abb. 8.68(a)) und speziell durch die *deep-n*--Implantation entsteht ein lokales Minimum für die Elektronensammlung unmittelbar unter dem Kanal des Transistors, welches wie eine zweite Gate-Elektrode wirkt (*internal gate*).

Der Transistor ist somit sowohl durch das externe Gate als auch durch das interne Gate steuerbar und ist elektronisch gesehen ein Schaltungsteil mit fünf Elektroden, wenn man den Substratkontakt einschließt (Abb. 8.68(c)). Primärelektronen, die im internen Gate gesammelt werden und dort bleiben, bis sie wieder entfernt werden, modulieren durch ihre Ladung den Stromfluss des DEPFET-Transistors. Sie werden nach dem Messprozess durch Anlegen einer positiven Spannung an den *Clear*-Kontakt (Abb. 8.68(a)) wieder

¹¹Der Pixelauslese-Chip des ATLAS-Experiments (FE-I3) hat eine Fläche von knapp 1 cm², der Nachfolger (FE-I4) von knapp 4 cm²

¹²Technologie des Halbleiterlabors der Max-Planck-Gesellschaft, München

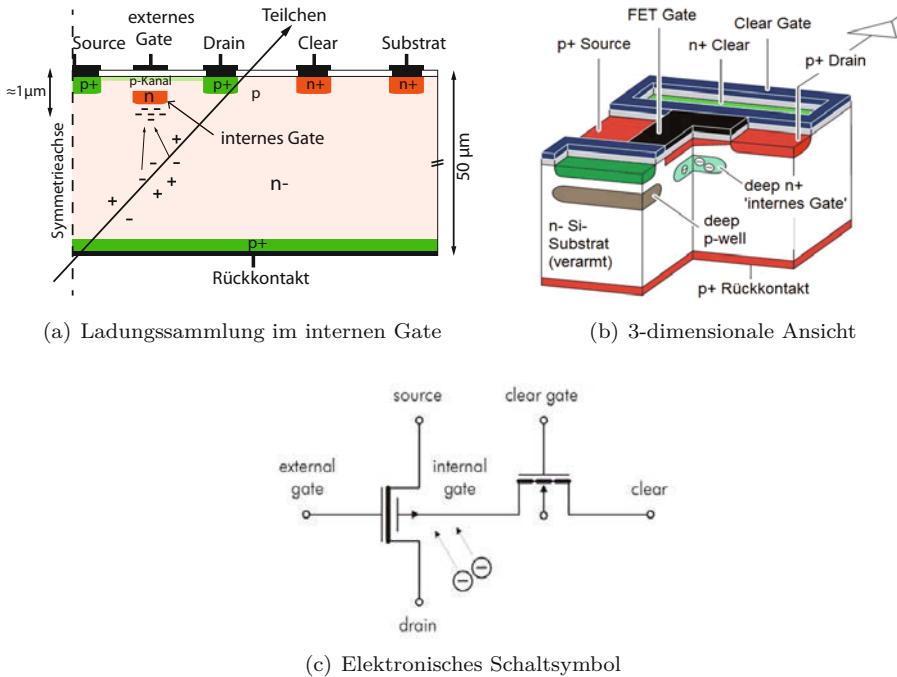


Abb. 8.68 DEPFET-Pixel: (a) Querschnitt der Hälften einer runden Pixelzelle mit eingezeichnete Symmetriearchse; (b) 3-dimensionale rechteckige DEPFET-Struktur mit weiteren zum Betrieb notwendigen Elementen wie dem Clear-Gate (nach [580]), (c) elektronisches Schaltsymbol.

aus dem internen Gate entfernt. Weitere Elemente der Struktur in Abb. 8.68(b), die in Abb. 8.68(a) nicht gezeigt sind, dienen der Potenzialformung beziehungsweise Abschirmung (*deep p-well*) oder zur besseren Steuerung der Schaltungsabläufe (*Clear-Gate*). Da DEPFETs sehr rauscharm sind (siehe weiter unten), genügt eine Dicke von etwa 50 μm, um ein ausreichendes S/N-Verhältnis zu erreichen.

Ein MOSFET in Sättigung besitzt einen Drainstrom

$$I_D = \frac{W}{2L} \mu C_{ox} (V_G - V_{th})^2 ,$$

der durch die Gate-Breite W und Gate-Länge L , die Oxid-Flächenkapazität C_{ox} sowie durch die Gate-Spannung V_G oberhalb der Schwellenspannung V_{th} gegeben ist; μ ist die Ladungsträgerbeweglichkeit. Die Verstärkung des Transistors wird durch die Transkonduktanz

$$\begin{aligned} g_m &= \frac{dI_D}{dV_G} = \frac{W}{L} \mu C_{ox} (V_G - V_{th}) \\ &= \sqrt{\frac{2\mu C_{ox} I_D W}{L}} \end{aligned}$$

angegeben.

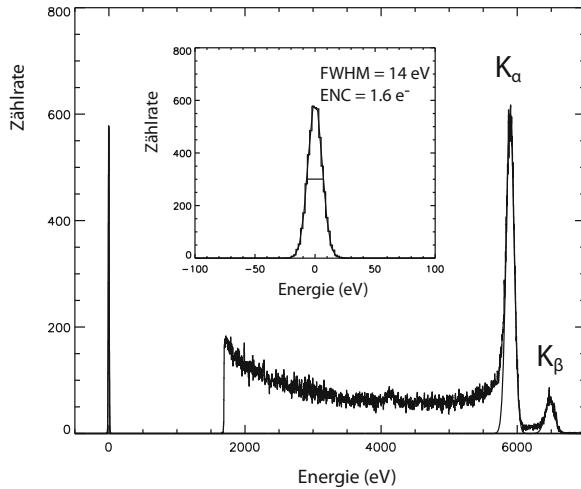


Abb. 8.69 Messung des ^{55}Fe -Röntgenspektrums mit einem DEPFET-Pixeldetektor [567]. Die Mn-K_α - und K_β -Linien sind deutlich getrennt. Das eingesetzte Bild vergrößert den Ausschnitt um den Rauschpeak bei 0 eV. Die gemessene äquivalente Rauschladung (ENC) beträgt 1.6 e^- .

Eine im internen Gate des DEPFET-Sensors gesammelte Ladung q_S koppelt kapazitiv eine Ladung αq_S ($\alpha < 1$ aufgrund von Streukapazitäten) in den Kanal des Transistors. Diese Ladung bewirkt eine Änderung der Gate-Spannung um

$$\Delta V_G = \frac{\alpha q_S}{C} = \frac{\alpha q_S}{C_{ox}WL},$$

wobei mit C die Koppelkapazität zwischen internem Gate und dem Transistorkanal bezeichnet ist. Die Änderung der Gate-Spannung ändert den Kanalstrom zu

$$I_D = \frac{W}{2L} \mu C_{ox} \left(V_G + \frac{\alpha q_S}{C_{ox}WL} - V_{th} \right)^2. \quad (8.80)$$

Die Änderung des Drainstromes, bezogen auf die Ladung im internen Gate, ist die für DEPFET-Sensoren relevante Konversionsgröße (Verstärkung):

$$\begin{aligned} g_q &= \frac{dI_D}{dq_S} = \frac{\alpha \mu}{L^2} \left(V_G + \frac{\alpha q_S}{C_{ox}WL} - V_{th} \right) \\ &= \alpha \sqrt{\frac{2\mu I_D}{L^3 W C_{ox}}} \\ &= \alpha \frac{g_m}{WLC_{ox}} = \alpha \frac{g_m}{C}. \end{aligned} \quad (8.81)$$

Typische Werte für g_q sind 400–500 pA pro Elektron im internen Gate. Durch die kleine Kapazität der Sammelelektrode (internes Gate) ist das Rauschen des Sensors gering (siehe Abschnitt 17.10.3). Selbst bei Raumtemperatur werden mit DEPFET-Strukturen, wenn sie mit langen Filterzeiten ($\approx \mu\text{s}$, siehe Kapitel 17) der nachfolgenden Elektronik betrieben werden (siehe Kapitel 17), Rauschwerte von nur wenigen Elektronen ($\lesssim 2\text{e}^-$) erzielt [658]. Abbildung 8.69 zeigt die Aufnahme des Röntgenspektrums [567] einer ^{55}Fe -Quelle ($\text{K}_\alpha = 5.89 \text{ keV}$, $\text{K}_\beta = 6.49 \text{ keV}$ des Mangan-Tochterkerns) mit einem DEPFET-Pixeldetektor. Das Bild wurde mit einer Filterzeit von $6 \mu\text{s}$ aufgenommen. Die beiden

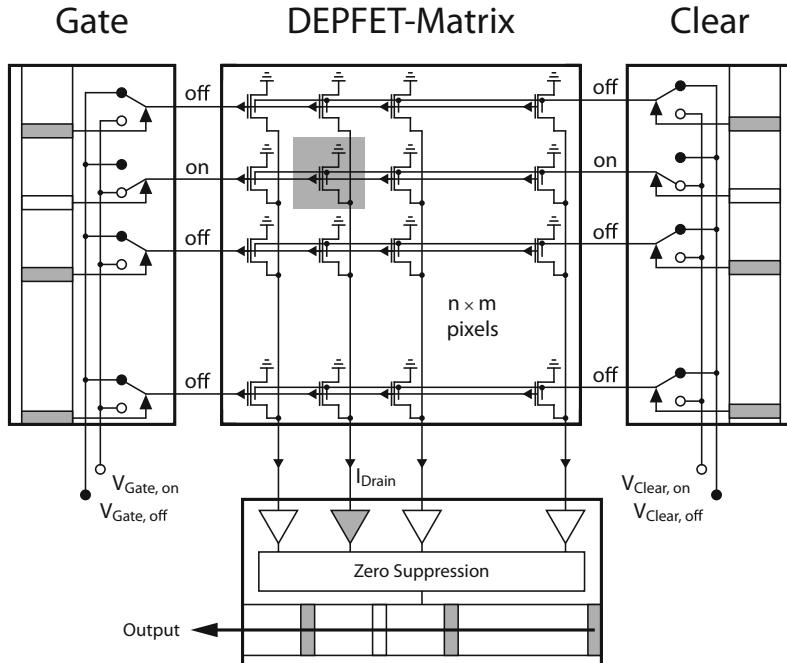


Abb. 8.70 Ausleseschema einer DEPFET-Matrix. Die Gate-Chips steuern jeweils eine Zeile an und legen die Transistorausgänge spaltenweise an den Auslese-Chip (unten). Danach werden die Ladungen der Zeile gelöscht (Clear).

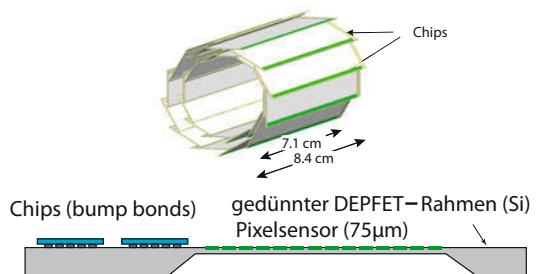
K-Linien des Spektrums sind deutlich getrennt erkennbar, was die gute Energieauflösung unter Beweis stellt. Das eingesetzte Bild zeigt, dass der Rauschpeak eine Breite (σ) von 1.6 e^- besitzt.

Die Auslese einer Matrix aus vielen Pixeln unterscheidet sich wesentlich von der Auslese hybrider Pixeldetektoren. Eine typische Anordnung einer DEPFET-Pixelmatrix ist in Abb. 8.70 gezeigt. Die Drains der einzelnen DEPFET-Transistoren sind miteinander spaltenweise, die (externen) Gate-Leitungen sowie die Clear-Leitungen zeilenweise verbunden. Die Matrix wird zeilenweise angesteuert durch Einschalten der DEPFET-Transistoren über ihr externes Gate. Die Auslese erfolgt nach Selektion der Zeile dann spaltenweise über die Drains der Transistoren durch einen stromempfindlichen Auslese-Chip (in der Abb. 8.70 unten gezeigt). Im 'Aus'-Zustand fließt in den Pixeln kein Strom. Nach der Auslese werden über die Clear-Leitung die internen Gates aller DEPFET-Transistoren der Zeile geleert. Es ist möglich, die Zeile in einem zweiten Messzyklus nochmals auszulesen, um die Sockelwerte (*pedestals*) zu bestimmen und im Auslese-Chip zu subtrahieren.

DEPFET-Pixeldetektoren zeichnen sich durch ein großes Ladungssignal, gewonnen in einem vollständig verarmten Detektorsubstrat, und durch ein geringes Rauschen, bedingt durch die kleine Eingangskapazität und die sofortige *In-pixel*-Verstärkung aus. Bei



(a) Pixel-Vertex-Detektor (PXD) von Belle II (Modell)



(b) Gedünntes DEPFET-Pixel-Modul

Abb. 8.71 DEPFET-Pixelvertexdetektor PXD (Belle II). (a) Modell (Quelle: Belle II PXD Collaboration); (b) Querschnitt durch ein Pixelmodul senkrecht zum Strahl. Die aktive Fläche des Sensors wird durch ein rückseitiges Ätzverfahren auf 75 μm gedünnt [79]. Die dicken Bereiche dienen als Tragestruktur. Auf ihnen sind gleichzeitig die Steuer- und Auslese-Chips angebracht.

Hochratenexperimenten mit Filterzeiten im 50–100ns-Bereich (siehe dazu Abschnitt 17.3) können solch geringe Rauschwerte allerdings nicht aufrecht erhalten werden.

Der Vertexdetektor des Experiments Belle II [16] am Speicherring SuperKEKB in Japan besteht aus DEPFET-Pixeldetektoren [352]. Hier wird das gute Signal-zu-Rausch-Verhältnis der DEPFETs ausgenutzt, um dünne Detektoren verwenden zu können. Detektoren mit wenig Material im Strahlengang der Teilchen sind für die Impulsmessung von Teilchen mit niedrigen Impulsen ($\lesssim 2 \text{ GeV}$) wegen der in diesem Bereich dominant beitragenden Coulomb-Vielfachstreuung sehr wichtig. Im Fall des Belle-II-Detektors wird die Materialverringerung ohne große Einbußen der Steifigkeit des Detektors dadurch erreicht, dass die DEPFET-Sensoren im aktiven Flächenbereich von der Rückseite durch ein anisotropes Ätzverfahren auf 75 μm gedünnt werden [79] (Abbildung 8.71(b)). Die gesamte Fläche des Detektors ist durch die aktiven, dünnen Bereiche homogen abgedeckt (Verkippung der Module). Die dicken Bereiche, auf denen die Chips aufgebracht sind, liegen an den Modulrändern und verleihen der Gesamtstruktur Steifigkeit. Ein 1:1-Modell des Detektors ist in Abb. 8.71(a) gezeigt.

Außer in der Teilchenphysik finden DEPFET-Pixeldetektoren Anwendung in der Röntgenastronomie [758]. Insbesondere für niederenergetische kosmische Röntgenstrahlung mit Energien bis unterhalb von 1 keV sind sie sehr gut geeignet [781], da die Quantenraten gering sind und DEPFET-Detektoren mit langen Filterzeiten entsprechend extrem rauscharm ausgelesen werden können. Auch für biomedizinische Fragestellungen, zum Beispiel in der Tritiumautoradiographie, sind DEPFET-Pixeldetektoren sehr geeignet. Tritium ist ein begehrter Radiomarker, da es in biologischen Molekülen als Wasserstoff-Ersatz eingesetzt werden kann. Abbildung 8.72 zeigt die Aufnahme der räumlichen ${}^3\text{H}$ -Verteilung in einem mit ${}^3\text{H}$ radiomarkierten Blatt einer Pflanze [787]. Der Nachweis von Tritium, das durch β -Zerfall zerfällt, ist deshalb sehr schwierig, weil die Endpunktenergie des β -Spektrums nur 18.6 keV beträgt und die wahrscheinlichste Elektronenenergie 2.5 keV, was in Silizium etwa 680 erzeugten e/h-Paaren entspricht.

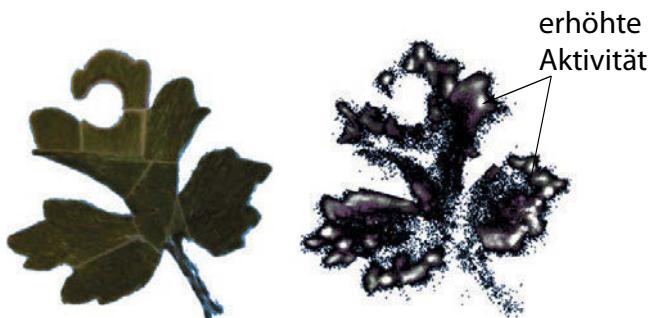


Abb. 8.72 Aufnahme der Radioaktivitätsverteilung eines Tritium-markierten Blattes einer Pflanze, aufgenommen mit einem DEPFET-Pixeldetektor [787]. Links Fotografie des Blattes, rechts grau-kodierte Aktivität (hell bedeutet höhere Aktivität).

8.10.3 MAPS-Pixeldetektoren

Unter dem Akronym MAPS (*monolithic active pixel sensors*) werden Pixeldetektoren verstanden, die kommerzielle CMOS-Elektronik und die Ladungssammlung des Sensors in einer Einheit vereinen. Die Details sind je nach verwendeter Technologie verschieden.

Kommerzielle Technologien verwenden preiswerte, niederohmige Substratwafer, auf die häufig eine epitaxiale Siliziumschicht (epi-Schicht, siehe Seite 342) aufgewachsen wird. Doping-Profil und Leitungstyp der epi-Schicht können unabhängig vom Substrat kontrolliert werden und können preiswert chemisch reiner und hochohmiger als das Substrat erzeugt werden. Die Dicke der epi-Schicht liegt typisch im 1–20 µm-Bereich. Vor allem Prozesstechnologien für CMOS-Kamera-Chips verwenden epi-Wafer aufgrund der besseren Nachweiseffizienz für optische Photonen (weil hochohmiger). Die Prozessierung der Schaltungselektronik erfolgt ausschließlich in der epi-Schicht.

Für den Nachweis einzelner geladener Teilchen in CMOS-Chips ist die auf einer Elektrode sammelbare Ladung in aller Regel sehr gering. Dies liegt vor allem an dem nicht vorhandenen oder nur sehr kleinen Volumen verarmten Siliziums, in dem die durch Teilchendurchtritt erzeugten Ladungen durch Drift (und nicht nur durch Diffusion) in einem elektrischen Feld vollständig zu einer Ausleseelektrode gelangen können. In den anderen Bereichen ist die Ladungssammlung unvollständig oder sogar verschwindend klein.

Im Gegensatz dazu treffen beim Nachweis von Licht viele Photonen homogen verteilt in eine Pixelzelle ein, und es spielt keine Rolle, wenn nur ein Bruchteil der von ihnen erzeugten Ladung nachgewiesen wird, solange dieser im Mittel konstant ist. Der effektiv aktive Anteil der Pixelfläche (*fill factor*) bei CMOS-Kamera-Chips kann daher ohne Effizienzverlust deutlich kleiner als 100% sein.

Die Ansätze, CMOS-Pixeltechnologie als ortsempfindliche Teilchendetektoren zu entwickeln, zielen daher darauf ab, die Ladungssammlung in der epi-Schicht zu verbessern oder aber deponierte Ladung in verarmten Substratbereichen (bei Verwendung von Nicht-Standard-Wafer-Optionen) nachzuweisen. Wichtig dabei ist, dass gleichzeitig die CMOS-Funktionalität der Elektroniklage erhalten bleibt.

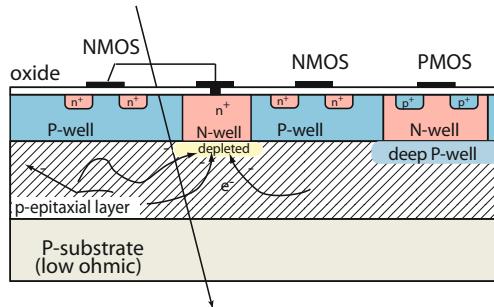


Abb. 8.73 Monolithischer Pixeldetektor mit Ladungssammlung in einer Silizium-Epitaxieschicht (MAPS-epi). Die Ladungssammlung erfolgt durch Diffusion in der epi-Schicht, hier an einem n^{+} -Kontakt (N-Wanne). Weitere N-Wannen (zum Beispiel für PMOS-Transistoren) stehen dazu in Konkurrenz (für die Ladungssammlung) und müssen zum Beispiel durch eine tiefe P-Wanne abgeschirmt werden.

MAPS-Detektoren mit Ladungssammlung in einer Epitaxieschicht Abbildung 8.73 zeigt das Prinzip monolithischer Pixeldetektoren, die eine Epitaxieschicht zur Ladungssammlung verwenden [288, 786]. Das Substrat des CMOS-Wafers ist nicht verarmt. In der epi-Schicht existiert in erster Näherung kein gerichtetes elektrisches Feld. Elektronen, die durch eintreffende Strahlung in der epi-Lage freigesetzt werden, können weitgehend durch Diffusion zu einem n^{+} -dotierten Bereich gelangen, der als Sammelelektrode fungiert und in der CMOS-Technologie durch eine N-Wanne¹³ (*N-well*) realisiert wird. Die Ladungssammlung durch Diffusion ist in der Regel nur dann vollständig, wenn die Ladung unmittelbar an der Sammelelektrode deponiert wird, in deren Nähe eine Verarmungszone (*depleted region*) existiert.

Da es kein Driftfeld gibt, ist die Ladungssammlung durch Diffusion vergleichsweise langsam ($\approx 100\text{ ns}$). Das Signal eines minimal ionisierenden, hochenergetischen Teilchens führt in dieser sehr dünnen epi-Schicht zu typisch etwa 1000 Elektronen. Dementsprechend niedrig muss das Rauschen der Ausleseelektronik sein, damit Signal-zu-Rausch-Verhältnisse von mehr ≈ 10 erreicht werden. Da die Sammelelektrode in Abb. 8.73 ein N-Kontakt ist, stehen andere N-Wannen für die Ladungssammlung in Konkurrenz dazu. Daher ist es nicht möglich, in der Pixelzelle PMOS-Transistoren, die in eine N-Wanne eingebettet werden müssen, zu verwenden. Komplexere CMOS-Elektronik mit NMOS- und PMOS-Transistoren kann daher in konventionellen MAPS nur außerhalb der aktiven Fläche am Rand des Pixel-Chips realisiert werden. Um auch PMOS-Transistoren in der aktiven Pixelfläche verwenden zu können, werden weitere (tiefe¹⁴) Wannenoptionen in einer CMOS-Technologie benötigt (siehe zum Beispiel [115, 673]). In Abb. 8.73 wird eine tiefe, hoch dotierte P-Wanne zur Abschirmung unter die N-Wanne von PMOS-Transistoren gelegt. Das Substrat wird nicht explizit kontaktiert. Der p-dotierte Bereich nimmt gegenüber der n^{+} -Sammeelektrode ein negativeres Potenzial ein und hat für Elektronen eine abstoßende Wirkung, so dass die abgeschirmte N-Wanne nicht mehr in Konkurrenz zu der Sammelelektrode steht.

¹³Wannen sind dotierte Bereiche, in die MOSFETs eingebettet werden, die bei einem gegebenen Substrattyp andernfalls nicht realisierbar sind: zum Beispiel N-Wannen, um pMOSFETs auf p-Substrat zu realisieren, P-Wannen für nMOSFETs in n-Substrat.

¹⁴„Tief“ bedeutet hier: tiefer unter der Oberfläche als die Transistorwannen

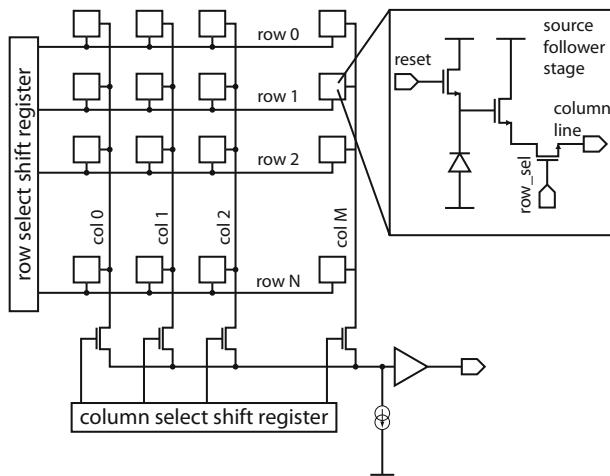


Abb. 8.74 Einfaches 3-Transistor-Ausleseschema einer MAPS-Pixelmatrix mit Zeilenanwahl (*select*), Löschen (*reset*) und Sourcefolger-Ausgang.

In einem anderen Ansatz [673] (Abb. 8.75(a)) wird mit Hilfe einer großflächigen tiefen N-Wanne erreicht, dass die Ladungssammlung schneller und vollständiger erfolgt als in Abb. 8.73. Gleichzeitig wird dadurch eine Möglichkeit geschaffen, sowohl NMOS- als auch (eingeschränkt, siehe nächster Absatz) PMOS-Transistoren im aktiven Bereich der Pixelfläche zu platzieren. Dadurch kann bereits eine einfache Signalverarbeitung (Verstärker, Shaper, Diskriminator) in der Pixelzelle implementiert werden. In Prozessen, die höhere Spannungen (HV-Prozess) erlauben oder hochohmiges Substrat verwenden (HR-Prozess), kann die Ladungssammlung statt in der epi-Schicht in einem verarmten Bereich unter der N-Wanne erfolgen (ebenfalls Abb. 8.75(a)). Die PMOS-Transistoren in der großflächigen N-Wanne sind nicht so wie die NMOS-Transistoren abgeschirmt (dazu wäre ein weiterer tiefer P-Bereich zwischen der tiefen und der lokalen N-Wanne notwendig), so dass die CMOS-Schaltkreise einige Einschränkungen unterliegen. Außerdem muss ein Randbereich gelassen werden, in dem Schaltkreisteile untergebracht werden, die empfindlich auf Substrateffekte¹⁵ reagieren. Die aktive Pixelfläche beträgt daher nicht 100%

Für vergleichsweise zeit-unkritische Anwendungen kann die Auslese mit nur wenigen NMOS-Transistoren, die in der Pixelzelle sitzen, realisiert werden wie Abb. 8.74 zeigt. Die einfache Drei-Transistor-Schaltung besitzt eine Zeilenanwahl (*select*), den Signalausgang, der über einen Sourcefolger niederohmig (ohne Verstärkung) ausgegeben wird, und einen Löscheingang (*reset*). Weitere CMOS-Prozessierung erfolgt außerhalb der aktiven Pixelfläche, wie zum Beispiel Diskriminierung des Signals und Nullunterdrückung. Für LHC-Pixeldetektoren ist diese Auslesemethode zu langsam, um die hohen Datenraten zu verarbeiten.

MAPS-Detektoren mit Ladungssammlung in verarmtem Substrat Um monolithische Pixeldetektoren gegebenenfalls auch in Hochratenumgebungen wie bei LHC einzusetzen, kommt eine wesentliche Anforderung hinzu: der schnelle (in der Größenordnung von et-

¹⁵Anhängigkeit der Transistorschwellenspannung vom Potenzial zwischen Source und Substrat.

wa 10 ns) und vollständige Nachweis der beim Teilchendurchgang deponierten Ladung. Dazu ist die Kombination der CMOS-Schicht für die elektronischen Strukturen mit einer verarmten Sensorschicht notwendig, in der die Ladung im elektrischen Feld durch Drift (statt durch Diffusion) vollständig gesammelt wird. Allerdings werden weder verarmbare (hochohmige) Substrate noch zusätzliche Rückseitenkontakte, durch die ein elektrisches Feld im Substrat erzeugt werden kann, in den üblichen CMOS-Technologien angeboten. Spezielle Technologieänderungen und Schaltungsentwürfe sind notwendig, damit die Funktionalität von Sensor und Elektroniklage zusammen realisiert werden kann.

Die Verarmungstiefe d im Si-Substrat unter einer Wanne hängt vom spezifischen Widerstand des Substrats und von der erlaubten angelegten Spannung ab (Gl. (8.51)):

$$d \propto \sqrt{\rho U}.$$

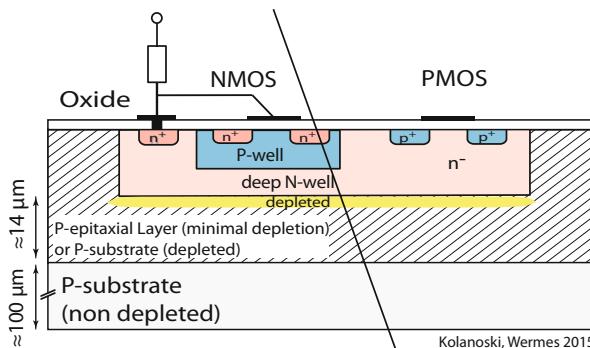
Man muss daher Prozesstechnologien verwenden, die für höhere Betriebsspannungen ausgelegt sind [638], oder solche, die die Verwendung hochohmigen Ausgangsmaterials erlauben [732, 424], oder eine Kombination von beidem. Abbildung 8.75 zeigt verschiedene Möglichkeiten.

HVCMS In HV-Technologie kann unter einer tiefen N-Wanne (Abb. 8.75(a)), in die sowohl PMOS- als auch NMOS-Transistoren eingebettet sind, ein verarmtes Volumen mit einer Tiefe von etwa 10–20 µm erzeugt werden, in dem vollständige und schnelle Ladungssammlung in einem Driftfeld – im Gegensatz zu der (unvollständigen) Sammlung durch Diffusion – erfolgt. Wegen des kurzen Driftweges versprechen HV-MAPS auch höhere Strahlenhärté als *epi*-MAPS [638] (siehe auch Abschnitt 8.11). Kleine Verarmungstiefen bedeuten allerdings auch kleine Signale.

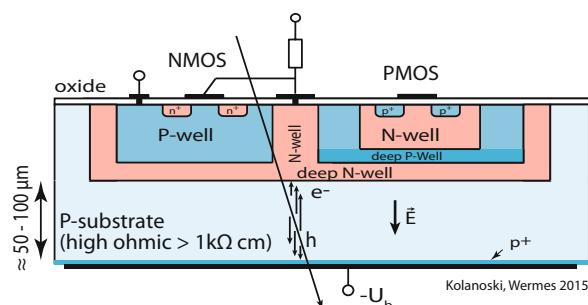
DMAPS Durch Verwendung hochohmigen Substratmaterials kann der Bereich unter der CMOS-Lage tiefer (50–100 µm) oder sogar vollständig verarmt werden und damit ein größeres Signal liefern (*depleted MAPS*, DMAPS). Wenn zusätzlich eine hinreichende Zahl (vier bei Typ A, Abb. 8.75(b), drei bei Typ B, Abb. 8.75(c)) von (tiefen) N- und P-Wannen zur Einbettung der Transistoren und zur Abkopplung vom Substrat in der Technologie zur Verfügung stehen, ist die Verwendung von PMOS- und NMOS-Transistoren nicht limitiert, so dass komplexe CMOS-Schaltkreise auch in der aktiven Pixelfläche realisiert werden können [424].

In Abbildungen 8.75(b),(c) sind zwei Geometrien von DMAPS-Pixeldetektoren gezeigt. In Abb. 8.75(b) erfolgt die Ladungssammlung ähnlich wie in Abb. 8.75(a) in einer tiefen, relativ großen N-Wanne, die gleichzeitig die Transistoren der Schaltungsebene beinhaltet. In Abb. 8.75(c) wird das Feld auf einen kleineren n⁺-Sammelkontakt fokussiert, der nur eine kleine Kapazität besitzt, wodurch das Rauschen gesenkt wird (siehe auch Abschnitt 17.10.3 über Rauschen). Allerdings müssen hierbei vergleichsweise lange Driftwege in Kauf genommen werden (nachteilig für die Strahlenresistenz).

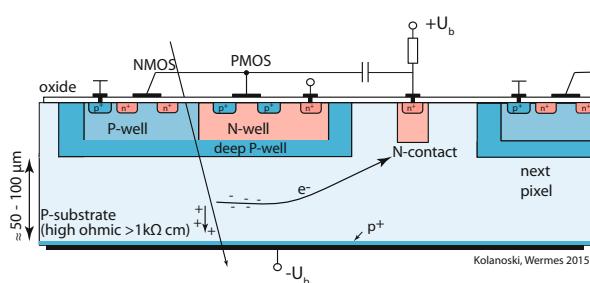
SOI-MAPS In der *Silicon-on-Insulator*-Technik (SoI-Technik) werden die Transistoren durch eine Siliziumoxidschicht (*buried oxide*, BOX) zwischen der Elektroniklage und dem Trägerwafer (*handling wafer*) sowie durch vertikale Oxidabgrenzungen (*trenches*) einzeln



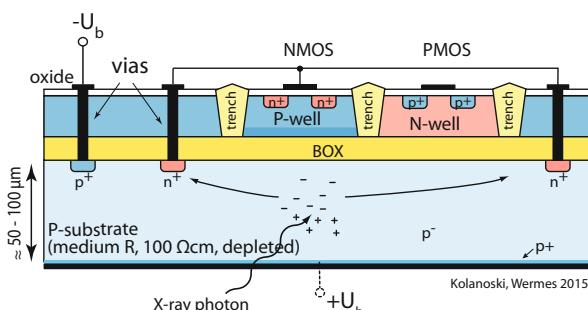
(a) HV-MAPS-Detektor mit tiefer N-Wanne



(b) Verarmerter DMAPS-Detektor: Variante A



(c) Verarmerter DMAPS-Detektor: Variante B



(d) SOI-MAPS-Detektor

Abb. 8.75 Verschiedene Ansätze zur Realisierung monolithischer Pixeldetektoren mit CMOS-Funktionalität: (a) HV-MAPS: Verwendung einer tiefen N-Wanne gleichzeitig zur Ladungssammlung und zur Einbettung von PMOS-Transistoren. Die Wanne kann in die Epitaxieschicht eingebettet sein [673] oder auf einem verarmbaren Substratbereich (HV-Technologie) sitzen, in dem die Ladungssammlung durch Drift statt durch Diffusion erfolgt [638]. (b) DMAPS-A: Hochohmiges Substrat mit Rückseitenkontakt: Die Verarmungszone wird zwischen der tiefen N-Wanne und dem Rückseitenkontakt ausgebildet. Die Ladungssammlung erfolgt durch die tiefe N-Wanne. (c) DMAPS-B: Das elektrische Feld fokussiert die Ladungssammlung auf einen separaten N-Kontakt. (d) SOI-MAPS: Konzept auf *Silicon-on-Insulator*-Basis. Die CMOS-Elektroniklage und die verarmte, Ladung sammelnde Sensorlage sind durch eine 'tiefen' ($\approx 1 \mu\text{m}$) Siliziumdioxid-schicht (BOX) getrennt, und die Transistoren sind durch vertikale *trenches* isoliert. In dem Beispiel wird die deponierte Energie durch ein absorbiertes Röntgenphoton dargestellt. Applikation eines elektrischen Feldes durch einen (optionalen) Rückseitenkontakt verbessert die Ladungssammlung.

isoliert (Abb. 8.75(d)). Der Trägerwafer kann aus hochohmigem Silizium bestehen, das verarmt werden kann. Damit kann CMOS-Technologie für die Ausleseelektronik verwendet werden, während ein (relativ großes) Ladungssignal in der hochohmigen Si-Schicht erzeugt wird. Ein dedizierter vertikaler Kontakt durch die CMOS-Schicht (*via*) verbindet die Elektroniklage mit der Substratlage. Eine besondere Schwierigkeit bei diesem Ansatz besteht darin zu verhindern, dass das elektrische Feld in der Sensorlage kapazitiv über die BOX in die CMOS-Elektroniklage einkoppelt. Dies kann zu erheblichen Schwellenverschiebungen führen und verhindern, dass die Sensorlage ausreichend verarmt werden kann[90]. Eine wichtige Fragestellung ist auch die Strahlentoleranz, insbesondere inwieweit Ladungstrapping in der BOX ebenfalls zu Schwellenverschiebungen in der CMOS-Elektronik führt. Mit verschiedenen Technologievarianten können diese Probleme jedoch beseitigt oder zumindest abgemildert werden [593, 432].

8.11 Strahlenschädigung

Ein Teilchendetektor ist im Experimentierbetrieb in der Regel einem mehr oder weniger konstanten Fluss geladener und neutraler Teilchen sowie Gamma- und Röntgenstrahlung ausgesetzt. Je nach Höhe des Teilchenflusses führt dies mit der Zeit zu Beschädigungen des Materials, so genannten Strahlenschäden, die wir hier für Silizium – mit Einschränkungen auch für andere Halbleiterdetektormaterialien – diskutieren. Halbleiterdetektoren befinden sich oft nahe am Target oder Kollisionspunkt von Beschleuniger-Experimenten und sind daher besonders hohen Teilchenflüssen ausgesetzt. Wir unterscheiden im Folgenden:

- Schädigungen der Oberfläche und der Grenzflächen (Si-SiO₂) von Halbleitersensoren und Auslese-Chips durch Ionisierungsenergieverlust von Strahlung (*ionizing energy loss, IEL*).
- Volumenschädigung des Siliziumkristalls durch Energiedeposition im Material, die dominant nicht-ionisierender Natur ist (*non-ionizing energy loss, NIEL*), das heißt, durch Stöße mit den Gitterkernen verursacht wird. Diese führen einerseits zu Phononanregungen, die das Gitter nicht schädigen, aber auch zu Atomversetzungen und anderen Beschädigungen des Kristallgitters.

Die Substratschädigungen im Kristallvolumen wirken sich auf die Eigenschaften der Sensoren aus, vor allem für die Ladungssammlung, während die Oberflächen- und Grenzflächenschädigungen vor allem für Schwellenverschiebungen in der CMOS-Elektronik und für parasitäre, ungewollte Ströme zwischen Transistoren verantwortlich sind, die die Funktionsweise der Elektronik beeinträchtigen.

Die für die Siliziumsensoren bedeutende NIEL-Substratschädigung durch Teilchenstrahlung wird üblicherweise per Konvention auf die Schädigungswirkung von Neutronen von 1 MeV umgerechnet (siehe Abschnitt 8.11.1). Die Strahlungsfluenz, das ist die

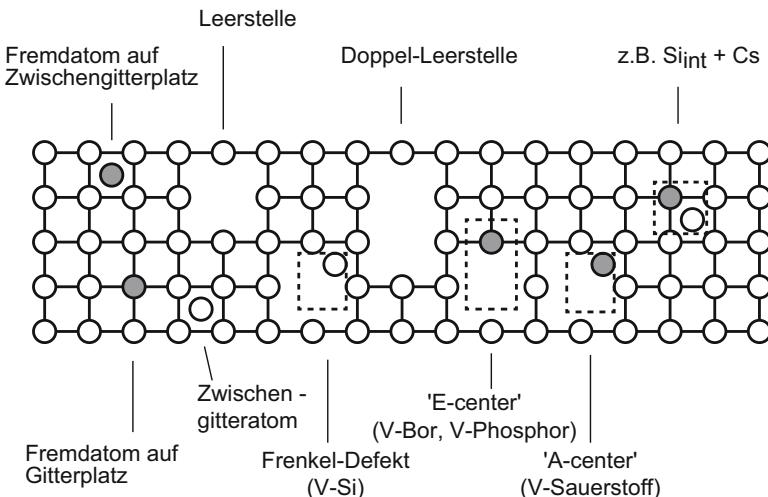


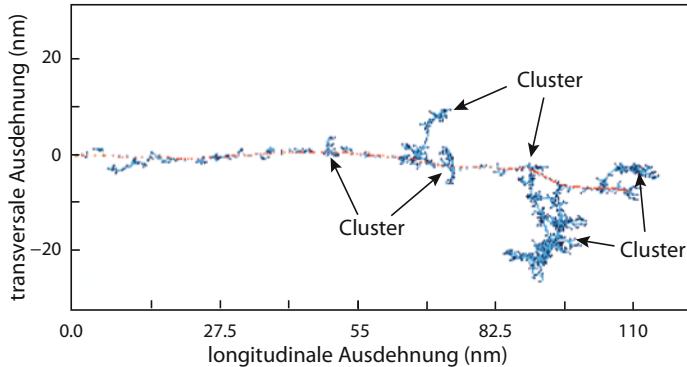
Abb. 8.76 Verschiedene Störstellenarten im Si-Gitter durch Strahlenschädigung. Die grau unlegten Kreise stellen Fremdatome dar. Komplexere Defekte sind durch die schraffierten Rechtecke gekennzeichnet. V bedeutet Leerstelle (*vacancy*), Si_{int} ist ein Si-Zwischengitterplatz. Fremdatome gelangen zum Beispiel durch Verunreinigungen bei der Kristallzucht in das Gitter.

Zahl der durch ein Material gegangenen Teilchen pro cm^2 , wird daher in n_{eq}/cm^2 (*neutron equivalent*) angegeben. Bei LHC zum Beispiel liegt die Fluenz ϕ_{eq} nach 10-jähriger Laufzeit je nach Abstand vom Kollisionspunkt in folgender Größenordnung: $\phi_{eq} \approx 10^{15} n_{eq}/\text{cm}^2$ für die innersten Pixeldetektoren (im Abstand $r > 4\text{ cm}$), $\phi_{eq} \approx 10^{14} n_{eq}/\text{cm}^2$ für Mikrostreifendetektoren ($r > 20\text{ cm}$). In der geplanten Hochluminositätsausbaustufe des LHC sind diese Zahlen mit einem Faktor von ungefähr 10 zu multiplizieren.

8.11.1 Substratschädigung

Schädigungsprozesse Je nach Art der Strahlung treten in Halbleitermaterialien unterschiedliche Defektmechanismen auf, deren Entstehungswahrscheinlichkeit auch von der Energie der Strahlung abhängt. Energieverlust durch Ionisation ist ein dominanter Verlustprozess für alle geladenen Teilchen (siehe auch Abschnitt 3.2). Da Ionisation in Halbleitern aber ein reversibler Prozess ist, bleibt außer an Isolations- und an Grenzschichten keine Schädigung im Kristall zurück.

Anders verhält es sich bei nicht-ionisierender Schädigung, ausgelöst durch direkte Kollisionen mit den Atomkernen des Kristallgitters. Diese können Atome aus ihrem Gitterplatz herausschlagen, wodurch Leerstellen (*vacancies*) und Atome auf Zwischengitterplätzen (*interstitials*) als primäre Punktdefekte erzeugt werden, wie Abb. 8.76 zeigt. Ferner können Neutroneinfänge und Kerntransmutationen entstehen. Ein erheblicher Teil der primären Punktdefekte ist nicht stabil und löst sich durch Rekombination wieder auf. Da sie prinzipiell im Gitter beweglich sind, können sie aber auch mit vorhandenen Fremdatomen stabile Defektkomplexe bilden (Abb. 8.76, siehe auch [752]).

**Abb. 8.77**

Simulation [454] einer Gitterschädigung, ausgelöst durch ein bei $(x,y) = (0,0)$ herausgeschlagenes primäres Gitteratom von 50 keV Energie, was einer typischen Rückstoßenergie für 1-MeV-Neutronen entspricht.

Die Art der Kollisionsprozesse sind Coulomb-Streuung am Kern (für Elektronen, geladene Pionen und Protonen) sowie elastische (auch inelastische) Kernstreuung für Neutronen. Um ein Atom aus einem Siliziumgitter mit mehr als 50% Wahrscheinlichkeit herauszuschlagen, wird eine Mindestenergie von 25 eV benötigt [552]. Die auf ein Teilchen mit Masse M bei einem zentralen elastischen Stoß durch ein nicht-relativistisches Teilchen mit kinetischer Energie T und Masse m übertragbare Maximalenergie T_{max} ist gegeben durch:

$$T_{max} = 4 \frac{Mm}{(M+m)^2} T .$$

Sie liegt für Nukleonen und Kerne um mehr als drei Größenordnungen über der Mindestenergie von 25 eV (siehe Tab. 8.4). Das herausgeschlagene Atom kann daher noch weitere Gitteratome aus dem Gitterverbund herausschlagen, bevor es zur Ruhe kommt, und die sekundär herausgeschlagenen Atome ebenso. Es kommt statt eines Punktdefekts zu einem Defektcluster mit typischen Flächenausdehnungen von $10 \text{ nm} \times 200 \text{ nm}$ längs der Stoßrichtung, der aus einer Anhäufung von Leerstellen und Zwischengitterdefekten besteht. Abbildung 8.77 zeigt die Simulation einer Schädigung in Silizium durch ein ausgelöstes Gitteratom. Für Elektronen entspricht die Formel für die maximal auf das Gitteratom übertragbare kinetische Energie der in Abschnitt 3.2 in Gleichung (3.19) abgeleiteten relativistischen Formel für den Energieübertrag bei Ionisation, wobei jetzt die Rollen der Streupartner Elektron und schweres Teilchen vertauscht sind. Der maximale Energieübertrag eines Elektrons mit kinetischer Energie T_e auf ein Atom,

$$T_{max} \approx 2 \frac{T_e + 2m_e}{M} T_e ,$$

ist um etwa drei Größenordnungen kleiner als bei Proton- oder Neutronstößen (Tab. 8.4).

Während für elastische Neutron-Kern-Streuung eine nahezu flache Verteilung des Energieübertrags vorliegt, fällt der Wirkungsquerschnitt für Coulomb-Streuung gemäß der Rutherford-Streuformel von kleinen zu hohen Energieüberträgen auf das Gitteratom steil ab, so dass der über den Wirkungsquerschnitt gemittelte Energieübertrag $\langle T \rangle$ für Protonen sehr viel kleiner ist als für Neutronen. Der totale Wirkungsquerschnitt ist für Coulomb-Streuung allerdings sehr viel größer als für elastische Neutronenstreuung am Kern. Tabelle 8.4 stellt die kinetischen Energien und Wirkungsquerschnitte, integriert

Tab. 8.4 Vergleich von maximalem und mittlerem Energieübertrag sowie Wirkungsquerschnitte (integriert von einer Schwellenenergie $T = 25$ eV bis T_{max}) für Elektronen, Protonen und Neutronen sowie für (angestoßene) Siliziumkerne mit kinetischen Energien von 1 MeV. Siliziumkern-Querschnitte sind für die Entstehung von Schädigungs-Clustern relevant (nach [832] und darin angegebenen Referenzen).

Teilchensorte Wechselwirkung	Elektronen Coulomb-Str.	Protonen Coulomb-Str.	Neutronen elast. Kernstr.	Si ⁺ -Kerne Coulomb-Str.
T_{max}	155 eV	134 keV	134 keV	1 MeV
$\langle T \rangle$	46 eV	210 eV	50 keV	265 eV
$\sigma (10^{-24} \text{ cm}^2)$	44	17 950	3.7	502 500

von einer für Schädigung nötigen Minimalenergie T_{min} bis T_{max} , zusammen. Als unmittelbare Konsequenz ergibt sich, dass Elektronen (und auch Gammastrahlung) sowie Protonen (und auch geladene Pionen) wesentlich mehr Punktdefekte erzeugen als Neutronen.

Eine Vorstellung von der unterschiedlichen Stärke der Schädigung nach einer Fluenz von 10^{14} Teilchen pro cm^2 in einem $1 \mu\text{m}^3$ großen Volumen gibt Abb. 8.78 für Protonen von 10 MeV, 24 GeV und für 1-MeV-Neutronen.

NIEL-Hypothese Für das Detektormaterial Silizium stellt die so genannte NIEL-Hypothese eine gute Beschreibung der beobachteten Schädigungseffekte in Siliziumdetektoren dar, insbesondere des Leckstromverhaltens (siehe Seite 365). Die Hypothese besagt, dass sämtliche Strahlungsschäden im Siliziumkristall auf Punkt- und Clusterdefekte und deren Häufigkeitsverhältnis zurückzuführen sind. Mit dieser Annahme können die beobachteten Unterschiede der Schädigung durch Neutronen, Protonen, Pionen und Elektronen inein-

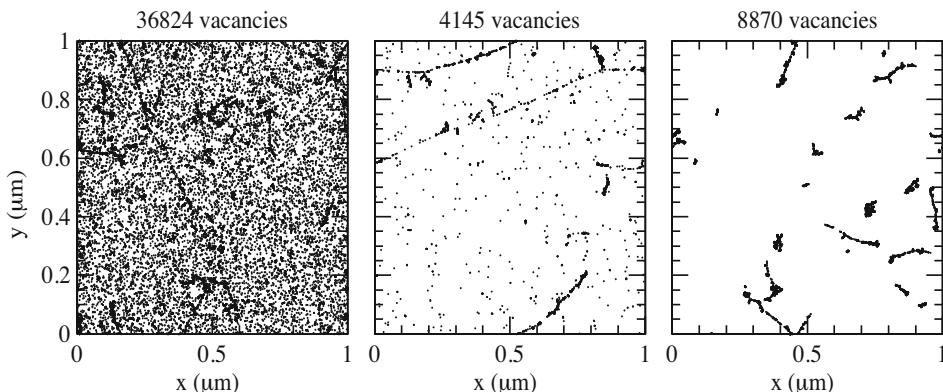


Abb. 8.78 Anfangsverteilung von Gitterfehlstellen in einem $1 \mu\text{m}^3$ großen Siliziumvolumen für (a) 10-MeV-Protonen, (b) 24-GeV-Protonen und (c) 1-MeV-Neutronen nach einer Fluenz von 10^{14} Teilchen pro cm^2 . Dargestellt ist die Projektion in einer Tiefe von $1 \mu\text{m}$ (nach [454], mit freundl. Genehmigung von Elsevier).

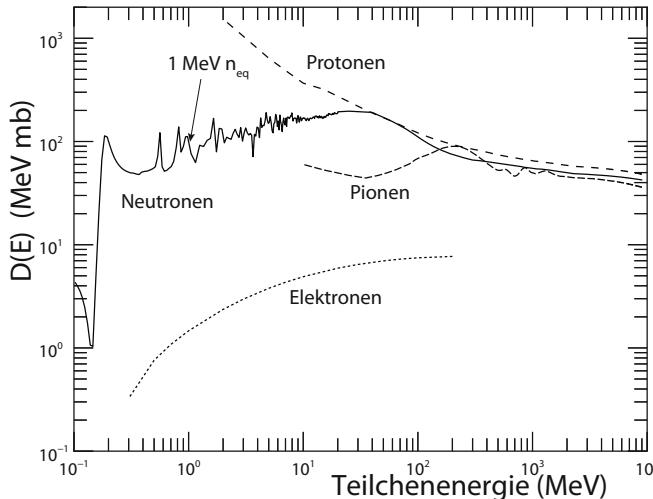


Abb. 8.79
Schädigungsfunktion $D(E)$ für Gitterversetzung für verschiedene Teilchenarten: Neutronen, Protonen, Pionen, Elektronen (nach [551], mit freundl. Genehmigung von Elsevier). Markiert ist der Normierungspunkt für 1-MeV-Neutronen.

ander umgerechnet werden. Eine energieabhängige Schädigungsfunktion $D(E)$ berücksichtigt Wirkungsquerschnitte, die Wahrscheinlichkeit für NIEL, Wahrscheinlichkeiten für Primärdefekterzeugung und die Schädigungswirkung der beteiligten Effekte [535]:

$$D(E) = \sum_i \sigma_i(E) \int_{E_d}^{E_R^{max}} f_i(E, E_R) E_{\text{dam}}(E_R) dE_R. \quad (8.82)$$

Dabei sind E , E_R die Energien des einlaufenden Teilchens bzw. des Rückstoßatoms. Der Index i läuft über alle Reaktionen mit Wirkungsquerschnitt σ_i , die möglich sind. $f_i(E, E_R)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der bei Reaktion i ein Rückstoßatom mit der Energie E_R entsteht, und $E_{\text{dam}}(E_R)$ ist die Energie, die für die Bildung von Versetzungsdefekten zur Verfügung steht. Letztere ist nicht gleich E_R , weil die primär herausgeschlagenen Gitteratome auch Energie durch Ionisation verlieren. Bei kleinen Energien ($< \text{keV}$) liegt der Anteil E_{dam}/E_R im Bereich von 80–90%, während er bei MeV-Energien auf unter 20% fällt (siehe [832]).

Die Schädigungskurven der Funktion $D(E)$ für Silizium sind in Abb. 8.79 für Neutronen, Protonen, Pionen und Elektronen dargestellt. Die Schädigungswirkung der Normierungsschädigung durch 1 MeV Neutronen beträgt $D_n(1 \text{ MeV}) = 95 \text{ MeV mb}$ [550]. Sie wird zur Umrechnung für Schädigung durch andere Strahlung benutzt. Die Schädigungs-effizienz verschiedener Teilchen mit individuellen Energien wird durch das Verhältnis κ von D_x für eine Teilchenart x bei einer Energie E zu D_n bei 1 MeV definiert:

$$\kappa = \frac{\int_{E_{min}}^{E_{max}} D_x(E) \phi(E) dE}{D_n(1 \text{ MeV}) \int_{E_{min}}^{E_{max}} \phi(E) dE}, \quad (8.83)$$

und als 'Härtefaktor' κ bezeichnet. Zum Beispiel ist für Protonen bei 24 GeV $\kappa = 0.6$, bei 25 MeV ist $\kappa = 1.85$ [549].

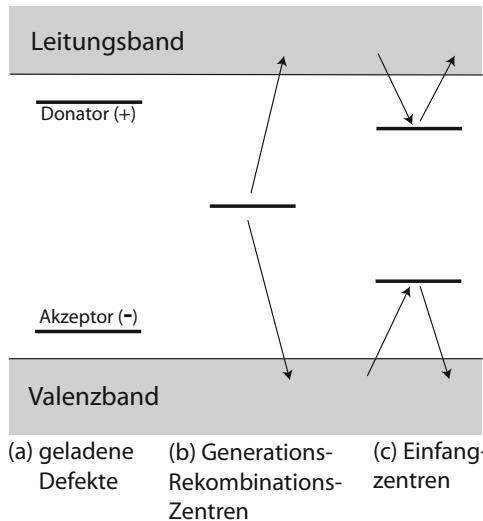


Abb. 8.80 Energieniveaus von Defekten, verursacht durch Strahlenschädigung, und ihre Lagen in der Bandlücke von Silizium.

Auswirkung der Substratschädigung Durch die Schädigung können neue Energieniveaus in der Bandlücke des Siliziums entstehen, die 'elektrisch wirksam' werden können, d.h. frei bewegliche Ladungen durch Übergänge in das Leitungs- oder das Valenzband generieren oder absorbieren können. Je nach ihrer Lage innerhalb der Bandlücke, das heißt ihrem Donator- oder Akzeptorcharakter, und ihrer Erzeugungsquerschnitte sind ihre Auswirkungen unterschiedlich. Die dominierenden Effekte sind in Abb. 8.80 schematisch dargestellt.

1. Erzeugung von Akzeptor- und Donator-Zentren

Durch Gitterschädigung können Defekte entstehen, die geladen sind und als Donator- oder Akzeptor-Zentren wirken. Dadurch ändert sich mit der Schädigungsduer die effektive Dotierungskonzentration $N_{eff} = N_D - N_A$. Die Ladung der Raumladungszone ändert sich und damit auch die zu vollständiger Verarmung notwendige Spannung. Durch die Strahlung können zum einen Donator- oder Akzeptoratome der ursprünglichen Dotierung deaktiviert werden, sei es, dass sie aus dem Gitter entfernt werden oder durch Reaktion mit beweglichen Defekten elektrisch neutral werden. Zum anderen können neue donator- oder akzeptorartige Zustände erzeugt werden. Ihre Konzentration ist proportional zur Strahlungsfluenz. Es kann dadurch sogar zu einem Wechsel des Raumladungsvorzeichens ('Typinversion') kommen (siehe auch Abschnitt 8.7), bei der anfängliches n-Typ-Silizium durch die Bestrahlung effektiv zu p-Typ-Silizium wird (Abb. 8.81). Dies kann bei hochohmigem Sensormaterial bereits nach Fluenzen von $\phi_{eq} \approx 10^{12-13} n_{eq} \text{ cm}^{-2}$ erfolgen und liegt vor allem daran, dass akzeptorartige Defekte, die Elektronen aus dem Valenzband einfangen, zu einer negativen Raumladung (wie bei p-Dotierung) beitragen (siehe zum Beispiel [653]). Liegen diese Defekte in der Mitte der Bandlücke (*deep level defect*), so tragen sie durch Ladungsgeneration darüber hinaus zur Leckstromerzeugung bei (siehe unten).

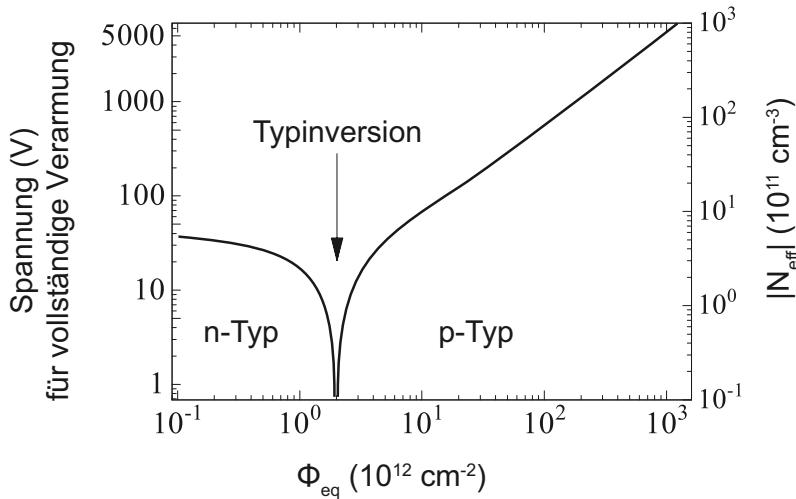


Abb. 8.81 Effektive Ladungsträgerkonzentration (linke Achse) und Spannung für vollständige Verarmung des Detektors (rechte Achse) als Funktion der Teilchenfluenz, normiert auf die Schädigung von 1-MeV-Neutronen (nach [832]).

Bei den Strahlungsflüssen der LHC-Experimente erfolgt eine Typinversion je nach Lu-minosität bereits nach wenigen Jahren Betriebszeit (siehe auch Abschnitt 8.7). Die effektive Dotierungskonzentration ändert sich mit der Strahlungsfluenz. Die zur vollständigen Verarmung notwendige Betriebsspannung ist am Inversionspunkt am niedrigsten. Da die effektive Raumladung durch Bestrahlung immer höher wird (normalerweise negativer), steigt die für vollständige Verarmung des Detektors notwendige Spannung wieder an (Abb. 8.81, linke Ordinate). Im Extremfall erlaubt die zur Verfügung stehende Maximalspannung nur noch eine teilweise Verarmung des Detektors, was eine entsprechende Verringerung des Ladungssignals zur Folge hat.

2. Erzeugung von Generations-Rekombinations-Zentren

Niveaus in der Mitte der Bandlücke wirken als Generations- oder Rekombinations-Zentren, da durch sie die thermische Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares über ein Zwischenniveau erleichtert wird (Generation) oder ein Elektron und ein Loch aus ihren jeweiligen Bändern rekombinieren können. Wegen der exponentiellen Abhängigkeit der thermischen Ladungsträgergeneration vom Energieabstand zum Leitungs- beziehungsweise Valenzband (siehe Abschnitt 8.2.3) sind diese Prozesse bei Bandmittenniveaus viel wahrscheinlicher als bei 'flachen' Niveaus, die energetisch nahe den Bandkanten liegen. Sie ändern damit direkt die Ladungsträgerkonzentration. Generationszentren bewirken einen erhöhten Strom im Sensorsubstrat (Detektorleckstrom). Der Leckstrom trägt direkt zu höherem Detektorrauschen bei (*shot noise*, siehe Abschnitt 17.10.3). Außerdem erwärmt sich durch den Stromfluss der Detektor, und es besteht die Gefahr des *thermal runaway*, einer Kettenreaktion, verursacht durch einen leckstrom-bedingten

Temperaturanstieg, welcher wiederum mehr thermisch generierten Leckstrom produziert. Dieser Effekt kann letztlich den Detektor zerstören.

3. Erzeugung von Einfangzentren (*trapping*)

Elektronen und Löcher können von Fehlstellen eingefangen und verzögert wieder frei gegeben werden. Folgen sind sinkende Lebensdauern und freie Weglängen der Ladungsträger und damit Signalverlust, wenn die Freigabe der Ladungsträger länger als die Signalformungszeit dauert.

8.11.2 Makroskopische Auswirkungen auf den Detektorbetrieb

Änderung der Substratdotierung Makroskopische Konsequenzen der Strahlenschäden sind messbar als Veränderung des Antwortverhaltens des Halbleiterdetektors. Die Änderung der effektiven Dotierungskonzentration führt, wie beschrieben, gegebenenfalls sogar zu einer Typinversion und stellt damit eine bedeutsame Änderung der elektrischen Eigenschaften der Detektoren dar. In Siliziumdetektoren ändert sich dadurch der Feldstärkeverlauf, und auch die Wachstumsrichtung der Verarmungszone kehrt sich um. Bei hohen Fluenzen werden sehr hohe Spannungen ($\mathcal{O}(1000\text{ V})$) benötigt, um vollständige Verarmung des Detektors zu erreichen, und bei Fluenzen oberhalb von etwa $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ist eine vollständige Verarmung im Allgemeinen nicht mehr möglich. Für Pixeldetektoren werden aus diesem Grunde häufig so genannte n^+ -in- n -Sensoren verwendet, weil dann nach der Typinversion die Verarmungszone an der Elektrodenseite (Pixel) beginnt und der Detektor dann auch unvollständig verarmt betrieben und ausgelesen werden kann (siehe Abschnitt 8.7).

Leckstrom Durch Generationszentren erhöht sich der Detektor-Leckstrom proportional zur Fluenz:

$$\Delta I_{leak} = \alpha \cdot \phi_{eq} \cdot V, \quad (8.84)$$

wobei mit V das Volumen unter der Elektrode, mit ϕ_{eq} die (1 MeV) neutronen-äquivalente Fluenz und mit α die 'Schädigungsrate' bezeichnet wird, die gemäß (8.84) durch Leckstrommessung bestimmt werden kann. Für eine feste Ausheilzeit und -temperatur (siehe Abschnitt 8.11.4) ist die auf eine bestimmte Messtemperatur (20°C) normierte Größe α eine universelle Konstante, die weder von der Art des Siliziummaterials (Kristallzucht) noch von der Dotierung oder der schädigenden Strahlung (Neutron, Proton, Pion) abhängt [550]. Sie beträgt $\alpha_{80/60} = 4.0 \times 10^{-17} \text{ A cm}^{-1} (\pm 5\%)$ für 80 min bei 60°C Ausheilung, Vergleichsbedingungen, die per Konvention festgelegt wurden [550]. Für den Anstieg des Volumenleckstroms I_L sind die Bandmittendefekte verantwortlich, die als Generations-Rekombinations-Zentren wirken. Die für I_L relevante Größe ist die Ladungsträgerlebensdauer $\tau_{e/h}$, die umgekehrt proportional zur Konzentration der Bandmittendefekte ist [832], die mit der Fluenz ϕ skalieren:

$$\frac{1}{\tau_{e/h}} = \frac{1}{\tau_0} + k_\tau \phi \quad (8.85)$$

(τ_0 = Lebensdauer vor der Schädigung), wodurch die 'Schädigungskonstante' k_τ definiert wird, die mit α zusammenhängt,

$$\alpha = \frac{en_i}{2} k_\tau, \quad (8.86)$$

mit n_i = intrinsische Ladungsträgerkonzentration. Wegen n_i ist α stark temperaturabhängig, k_τ hingegen nur wenig, weshalb k_τ die grundlegendere Größe zur Schädigungscharakterisierung ist [832].

Ladungssammlungseffizienz In Silizium ist selbst bis zu Fluenzen von $\phi_{eq} = 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ die Ladungssammlung in einem verarmten Volumen nahezu 100% effizient. In anderen Sensormaterialien (für Teilchendetektoren mit hohen Teilchenflüssen ist hier vor allem Diamant relevant, siehe Abschnitt 8.12.4), ist Ladungseinfang (*trapping*) dominant für die Verschlechterung des Detektorbetriebs nach Bestrahlung verantwortlich.

Die Größe des induzierten Signals wird bestimmt von der Dauer der Trennbewegung von Elektronen und Löchern, das heißt der mittleren Lebendauer $\tau_{e/h}$ bis zum Einfang. In dieser Zeit entfernen sich die Ladungsträger voneinander um die Strecke

$$\begin{aligned} d_{sep} &= v_e \tau_e + v_h \tau_h = (\mu_e \tau_e + \mu_h \tau_h) E \\ &= \mu \tau E, \end{aligned} \quad (8.87)$$

mit

$$\mu = \frac{\mu_e \tau_e + \mu_h \tau_h}{\tau}, \quad (8.88)$$

wobei τ die mit der Mobilität gewichtete Lebensdauer ist. Die Strecke d_{sep} ist die Summe der mittleren freien Weglängen $\lambda_{e/h}$ beider Ladungsträger und wird auch *charge collection distance* (CCD) genannt. In einem Detektor der Dicke d mit unstrukturierten Elektroden (parallelen Elektroden mit konstantem Wichtungsfeld, siehe Kapitel 5) und für $d_{sep} \ll d$ entspricht d_{sep}/d dem Anteil des maximal induzierten Signals. In diesem Fall kann die CCD experimentell sehr einfach bestimmt werden:

$$CCD \approx \frac{Q_{det}}{Q_{ion}} d = CCE \times d. \quad (8.89)$$

Dabei sind Q_{ion} und Q_{det} die erzeugte Ionisations- beziehungsweise nachgewiesene Influenzladung, deren Verhältnis Ladungssammlungstiefe (*charge collection efficiency*, CCE) genannt wird.

Der allgemeine Zusammenhang zwischen d_{sep} und CCD nach (8.89) kann unter vereinfachenden Annahmen, wie sie zum Beispiel für kristallinen Diamant, aber nur sehr eingeschränkt auch für Silizium gelten¹⁶, abgeleitet werden [843]:

$$CCD = \sum_{i=e,h} \lambda_i \left(1 - \frac{\lambda_i}{d} (1 - e^{-d/\lambda_i}) \right). \quad (8.90)$$

¹⁶Vernachlässigung der Ladungsgeneration G , Ansatz der Rekombination durch $R_e = n_{e/h}/\tau_{e/h}$ und einer divergenzfreien Stromdichte $\vec{\nabla} \vec{j} = 0$, das heißt Vernachlässigung der Raumladung

Signalverlust durch Ladungsträgereinfang nach Strahlenschädigung ändert die mittleren freien Weglängen:

$$\frac{1}{\lambda_{e/h}(\phi)} = \frac{1}{\lambda_{e/h}(\phi = 0)} + k_{trap}\phi, \quad (8.91)$$

wodurch mit k_{trap} die Schädigungskonstante durch Ladungseinfang definiert wird. Je größer k_{trap} , umso stärker die Schädigung.

Die Schädigungskonstante k_{trap} ist anders als k_τ in (8.85) von der Art der Strahlung (Neutronen, Protonen, Pionen) und ihrer Energie abhängig und kann aus der Messung des Signalverlusts als Funktion der Strahlungsfluenz mit (8.89), (8.90) und (8.91) bestimmt werden [784]: k_{trap} liegt für Diamant im Bereich von $3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \mu\text{m}^{-1}$ (25-MeV-Protonen) bzw. $0.7 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \mu\text{m}^{-1}$ (24-GeV-Protonen) und ist etwa 2–3 mal kleiner als für Silizium (siehe auch Abschnitt 8.12.4).

8.11.3 Oberflächenschädigung

Oberflächenschädigungen sind Schäden an den Passivierungsschichten, speziell an der Si-SiO₂-Grenzschicht. Auch hier kommt es durch Strahlung zu Ionisation und zu Versetzungsseffekten. Insbesondere in Transistorstrukturen liegen häufig starke elektrische Felder im Gate-Oxid vor, was eine Trennung der Ladungsträger bewirkt und die unmittelbare Rekombination derselben verhindert. Außerdem besitzen insbesondere Löcher in SiO₂ eine sehr geringe Mobilität und verweilen lange in der Oxidschicht. Sie spielen daher als Ionisationsschäden eine dominierende Rolle. Versetzungsdefekte hingegen werden in einer ohnehin amorphen Struktur nicht elektrisch wirksam.

Bei Schädigungen in der Oxidschicht bleiben vor allem die erzeugten Löcher nahezu ortsfest, da ihre Mobilität in Siliziumdioxid etwa 10^6 -mal geringer ist als die Beweglichkeit von Elektronen, bedingt durch den hohen Einfangquerschnitt für Löcher in 'flachen' Einfangniveaus des Siliziumoxids. Sie bewegen sich nur langsam in Richtung des elektrischen Feldes zur Si-SiO₂-Grenzschicht, wo sie in tiefen Einfangniveaus langfristig gefangen bleiben und zu ortsfesten Oxidladungen beitragen. Die Ladungen beeinflussen bei MOS-Transistoren die Transistor-Schwellenspannung gemäß Gleichung (8.71) in Abschnitt 8.3.4 oder können sogar neue parasitäre Transistorstrukturen erzeugen, die die Funktion integrierter Schaltungen signifikant stören [697].

Die rapide fortschreitende Miniaturisierung der Chip-Elektronik hat die Entwicklung strahlenresistenter Elektronik sehr positiv beeinflusst. Kleine Strukturgrößen in modernen Chip-Technologien besitzen sehr dünnes Gate-Oxid, das nur wenige Nanometer dick ist. Bei diesen dünnen Strukturen können die erzeugten, fast unbeweglichen Löcher durch Tunneleffekt aus dem Oxid entweichen, so dass sie zu Schwellenverschiebungen nicht mehr beitragen und ihr Einfluss auf die Transistorkennlinie deutlich reduziert ist. An besonders kritischen Transistorknoten kann man statt der üblichen linearen Transistorgeometrie (das heißt, dass das Gate durch eine rechteckige Struktur zwischen Source und Drain realisiert wird, Abb. 8.82(a)) eine 'runde' Transistorgeometrie wählen, bei der die *Drain*-Implantation innen liegt und von *Gate* und *Source* umschlossen wird (Abb. 8.82(b)). Pa-

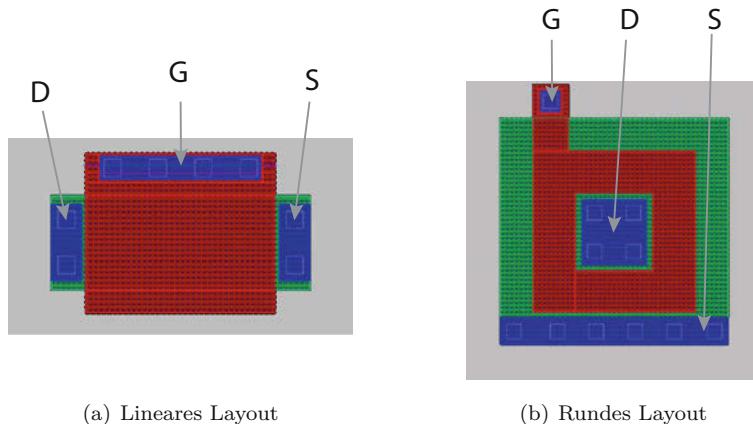


Abb. 8.82 Lineare (a) und runde (b) geometrische Anordnung eines MOSFET-Transistors (*layout*) mit Kennzeichnung von Source (S, grün), Drain (D, grün) und Gate (G, rot). Die blauen Flächen stellen die Metallkontakte zu den darunter liegenden S,G,D-Implantationen dar.

rasitäre Leckströme, die bei linearer Geometrie am Gate vorbei fließen und unerwünschte Schalteffekte in anderen Transistoren des Schaltkreises erzeugen können, sind bei runden Strukturen stark unterdrückt.

Während Oberflächenschädigungen für integrierte elektronische Schaltkreise die dominanten Störeffekte darstellen, treten sie als Schädigung für die Funktionalität des Sensorsseils des Halbleiterdetektors im Vergleich zu den oben erwähnten Substratschäden in den Hintergrund.

8.11.4 Maßnahmen zur Strahlenhärtung

Der Betrieb von Halbleiterdetektoren (insbesondere Silizium) in strahlungsintensiven Umgebungen war und ist insbesondere seit der Entwicklung von Detektoren für die LHC-Experimente Gegenstand intensiver Forschungs- und Entwicklungsarbeit. Die oben beschriebenen Schädigungen sind alle temperaturabhängig. Eine Erwärmung des Kristallgitters kann daher dazu beitragen, Schädigungen wieder zu beheben. Dies wird als Ausheilung (*annealing* oder *beneficial annealing*) bezeichnet. Der Mechanismus besteht sehr wahrscheinlich in der Erzeugung von Donatoren, weniger in der Entfernung von Akzeptoren [651]. Hält man den Kristall jedoch zu lange auf einer höheren Temperatur, so können sich Fehlstellen, die bisher keinen Einfluss auf den Detektorbetrieb nahmen, zu störenden Zentren entwickeln und den Detektor stärker schädigen als durch *beneficial annealing* gewonnen wurde. Diesen Effekt nennt man *reverse annealing* [550]. Um die ver-

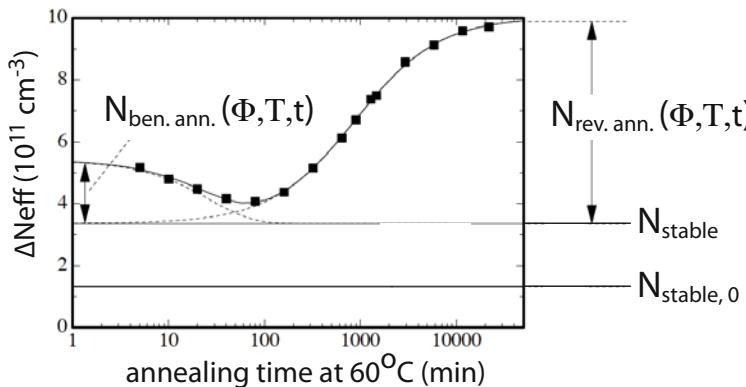


Abb. 8.83 Ausheilungsverhalten der effektiven Dotierungskonzentration bei einer Temperatur von 60°C (nach [596], mit freundl. Genehmigung von Elsevier). Die Ordinate zeigt die Differenz der effektiven Dotierungskonzentration vor und nach der Bestrahlung. Die Verringerung der effektiven Dotierungskonzentration auf der linken Seite der Abbildung bezeichnet man als *beneficial annealing*, den Anstieg auf der rechten Seite als *reverse annealing*.

schiedenen zeit- und temperaturabhängigen Ausheilprozesse zu beschreiben, verwendet man den Ansatz [596]:

$$N_{\text{eff}}(t) = N_{\text{eff}}^{\phi=0} - \underbrace{[N_{\text{stable}}(\phi) + N_{\text{ben.ann.}}(t; \phi, T) + N_{\text{rev.ann.}}(t; \phi, T)]}_{\Delta N_{\text{eff}}(t; \phi, T)} \quad (8.92)$$

Darin wird die Änderung der effektiven Dotierungskonzentration N_{eff} durch drei Terme beschrieben, die jeweils wieder parametrisierbar sind [596, 697]. Die Schädigung durch Donatordeaktivierung ist zeitlich stabil und hängt auch nicht von der Temperatur ab. Der zweite Term (*beneficial annealing*) beschreibt die temperaturabhängige Ausheilung der Gitterschädigung. Der dritte Term (*reverse annealing*) bezeichnet den messbaren Effekt, dass die für vollständige Verarmung notwendige Spannung mit der Zeit erhöht werden muss, da die Schädigung temperaturabhängig wieder zunimmt. Dieses Verhalten ist in Abb. 8.83 gezeigt. Um *reverse annealing* zu unterdrücken, werden zum Beispiel bei den LHC-Experimenten die Siliziumdetektoren bei Temperaturen von -6 bis -10°C betrieben und auch in den Messpausen auf niedriger Temperatur gehalten..

Weitere Maßnahmen zur Erhöhung der Strahlentoleranz sind:

- Nach der Typinversion soll der Detektor immer noch funktionsfähig sein. Dazu ist es von Vorteil, wenn nach Inversion die n^+p -Grenzschicht auf der Seite der Ausleseelektroden liegt. Dies erreicht man zum Beispiel durch so genannte n^+ -in- n -Sensoren (oder auch n^+ in p , weil p -Typ-Silizium keiner Inversion unterliegt) mit n -Implantationen für Pixel- oder Streifenelektroden in schwach dotiertem n - oder p -Substrat (siehe Abb. 8.55 in Abschnitt 8.7). Nach der Inversion liegen die Ausleseelektroden an der Diodenseite. Der Detektor kann daher auch unvollständig verarmt betrieben werden.

- Wegen der notwendigen hohen Spannungen, die man nach Strahlenschädigung für vollständige Verarmung benötigt, muss der Potenzialabbau zum Rand des Sensors hin durch geeignete Feldführungselektroden (*guard rings*) gestützt werden.
- Stärkere n-Dotierung dient als Reserve, die die Typinversion hinauszögern kann, falls dies gewünscht ist.
- Um große Feldstärken an n^+n -Grenzflächen zu vermeiden, verwendet man anstelle von p-stop-Implantationen p-spray-Techniken (siehe Abschnitt 8.6.1).

Die Auswirkungen der Strahlungsschäden steigen mit der Fläche der Ausleseelektroden und begünstigen daher Pixeldetektoren gegenüber großflächigeren Pad- oder Streifendetektoren. Ferner ist bei Pixeldetektoren das Signal-zu-Rausch-Verhältnis vergleichsweise groß, weil neben der kleinen Eingangskapazität auch der Leckstrom, der proportional zum Volumen unter der Elektrode ist, nach der Strahlenschädigung zum Rauschen weniger beiträgt als bei großflächigeren Elektroden.

Sauerstoffanreicherung des Detektorsiliziums Man hat durch eingehende Studien festgestellt [550, 420, 653], dass sich Anreicherung des Silizium-Substratmaterials mit Sauerstoff (zum Beispiel durch Kristallzüchtung in einer sauerstoff-angereicherten Atmosphäre oder durch lange Oxidation der geschnittenen Wafer vor der Prozessierung) positiv auf den Detektorbetrieb nach der Substrat-Schädigung auswirkt und – je nach Bestrahlungsart – die Typinversion unterdrücken oder sogar verhindern kann. Die physikalische Ursache dafür ist nach heutigem Kenntnisstand [653] auf ein komplexes Zusammenwirken von akzeptorartigen und donatorartigen Defekten zurückzuführen. Dies soll nachfolgend in den wesentlichen Zügen erläutert werden.

Zum Verständnis der auftretenden Gitterveränderungen müssen Punktdefekte separiert von Clusterdefekten studiert werden, was zum Beispiel durch γ -Bestrahlung mit einer ^{60}Co -Quelle, die keine Clusterdefekte erzeugt, erfolgen kann. Hier treten dabei dominant zwei Punktdefekte auf: (a) Der so genannte I_p -Defekt, der in einem Zweite-Ordnung-Prozess erzeugt wird und als ein Leerstelle-Sauerstoff-Komplex (V_2O) angesehen wird [538, 653], mit einem akzeptorartigen Zustand in der Bandmitte, sowie (b) ein 'flacher', in der oberen Hälfte der Bandlücke liegender Donator, der BD-Zentrum *bistable donor*) genannt wird.

Nun wird wichtig, dass das I_p -Zentrum durch hohe Sauerstoff-Anteile anzahlmäßig verringert wird, während das BD-Zentrum in sauerstoff-angereichertem Material vermehrt erzeugt wird. Das 'tiefe' Akzeptorniveau des I_p -Defekts erzeugt eine (p-artige) negative Raumladung und trägt außerdem, wie in Abb. 8.80 skizziert, zur Erhöhung des Leckstroms durch Ladungsträgererzeugung bei. Die 'flachen' Donator-Defekte sind für eine Erhöhung der positiven Raumladung (n-artig) verantwortlich. In sauerstoff-angereichertem Material dominiert bei γ -Strahlung die Erzeugung von BD-Zentren, die den Einfluss des I_p -Zentrums auf die Raumladung übercompensieren, so dass stark mit Sauerstoff angereicherte Detektoren aus n-Substratmaterial ihre positive Raumladung auch bei hohen Strahlungsdosen¹⁷ beibehalten und nicht typ-invertieren.

¹⁷ getestet bis 5 MGy [653]

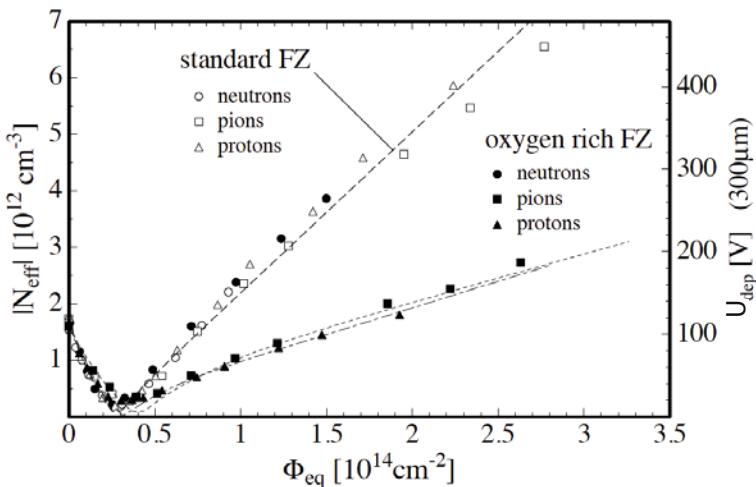


Abb. 8.84 Notwendige Spannung zur vollständigen Verarmung eines 300 μm dicken Siliziumdetektors in Abhängigkeit von der Strahlungsfluenz (1-MeV-Neutron-Äquivalent) für Standard- im Vergleich zu sauerstoff-angereichertem Silizium, in beiden Fällen mit der *Float-zone*-Methode [821] (FZ) hergestellt. Zur Bestrahlung wurden Reaktorneutronen sowie Pionen und Protonen aus Beschleunigern verwendet. Neben der bereits in Abb. 8.81 beschriebenen Typinversion zeigt die Abbildung, dass die Sauerstoffanreicherung im Falle von Protonen oder Pionen zu einer deutlich geringeren effektiven p-Dotierung führt, während für Neutronen kein Unterschied zu Standard-FZ-Material beobachtet wird (aus [550], mit freundl. Genehmigung von Elsevier).

Bei Bestrahlung sauerstoff-angereicherten Materials mit Hadronen werden Clusterdefekte (siehe Seite 361) zusätzlich zu den Punktdefekten für Detektorveränderungen wirksam. Diese werden durch mehrere Defektzentren¹⁸ charakterisiert, die als Einfangzentren für Löcher fungieren und daher als Akzeptoren wirksam werden. Ferner wird zusätzlich ein als flacher Donator (wie das BD-Zentrum) n-artig wirkender Punktdefekt E(30K) bei Bestrahlung mit geladenen Hadronen mit hoher Rate erzeugt und kompensiert zum Teil das p-partige Vorzeichen der Raumladungsänderung nach Bestrahlung.

Bei Neutronen hingegen spielen die dominant durch Coulomb-Streuung erzeugten Punktdefekte relativ zu den Clusterdefekten (siehe 361) eine untergeordnete Rolle (siehe Tabelle 8.4). Damit wird auch das E(30K)-Zentrum wesentlich weniger stark erzeugt als bei Protonen und Pionen, und die akzeptorartigen Defekte bleiben dominant wirksam. Dies hat zur Folge, dass nach Schädigung von sauerstoffangereichertem Material mit Neutronen kein Unterschied zu Standardmaterial beobachtet wird (Abb. 8.84), während für Protonen- oder Pionenbestrahlung eine signifikant kleinere Änderung der Raumladung durch Bestrahlung erfolgt. Bei hinreichender Sauerstoffanreicherung kann die Typinversion für Proton- und Pionbestrahlung sogar vollständig unterdrückt werden.

Auch das oben erwähnte *Reverse-annealing*-Phänomen wird denselben Akzeptordefekten (speziell Clusterdefekten), deren Erzeugungsrate mit der Zeit anwächst, als Verursacher zugeschrieben [652]. Bei den LHC-Spurdetektoren sind in den strahlnahen Bereichen

¹⁸H(116K), H(140K), H(152K) [653]

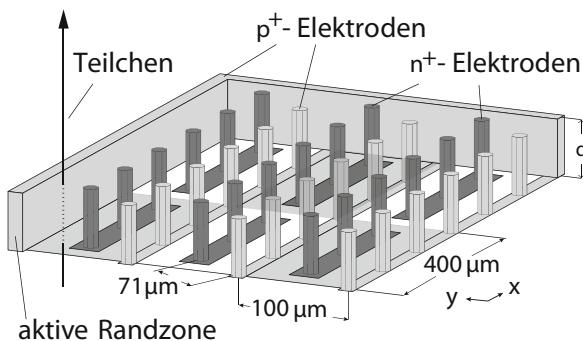


Abb. 8.85 Schematische Zeichnung eines Silizium-Pixelsensors [495] mit einer speziellen Elektrodenanordnung (3D-Si) (nach [583]). p^+ und n^+ -Implantationen sind senkrecht im Volumen des n^- -Substrats angeordnet. Die Seiten des Sensors sind als p^+ -Implantationen ausgebildet, wodurch der Sensor bis zum Rand für den Nachweis von Teilchen aktiv bleibt.

vor allem Pionen und Protonen für Strahlenschäden verantwortlich, da diese Teilchen weit häufiger als Neutronen in den Kollisionen erzeugt werden. In den weiter außen liegenden Bereichen ist allerdings die Rückstreuung von Neutronen aus den Kalorimetern, in denen die Primärteilchen hadronischen Wechselwirkungen mit Atomkernen unterliegen, dominant.

Säulenförmige Sammelelektroden: 3D-Si-Pixeldetektoren Durch eine veränderte Anordnung der feldformenden Elektroden werden in so genannten '3D-Si'-Pixelsensoren [495, 268] (Abb. 8.85) kürzere Driftwege und schnellere Ladungssammlung erzielt, wodurch die Strahlenhärté von Siliziumdetektoren deutlich erhöht wird. Im Unterschied zu konventionellen 'planaren' Pixeldetektoren (mit den Pixelelektroden an der Oberfläche) verläuft eine senkrecht zum Sensor eintretende Teilchenspur parallel zu den Elektroden. Der Abstand der säulenförmigen n-Elektroden von den p-Elektroden beträgt in beiden Richtungen 71 μm . Das Sensorvolumen kann daher mit vergleichsweise kleinen Spannungen vollständig verarmt werden, auch nach Bestrahlung. Die mittlere Feldstärke ist bei typischen Betriebsspannungen höher als bei planaren Detektoren. Die in Abhängigkeit von der Strahlungsfluenz durch Ladungseinfang kürzer werdende Driftlänge $\lambda_{e/h}$ der Ladungsträger führt zu Signalverlust, wenn die Driftstrecke bis zur Sammelelektrode in der gleichen Größenordnung wie $\lambda_{e/h}$ liegt, für 3D-Si-Sensoren also erst bei höheren Strahlungsfluzenzen als für planare Siliziumsenoren mit 250–300 μm Sensordicke. Der gemessene Signalverlust für 3D-Si-Sensoren nach $\phi_{eq} = 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ist kleiner als für konventionelle Siliziumdetektoren [269, 512]. Für sehr hohe Feldstärken ($>10 \text{ V}/\mu\text{m}$ [789]) wurde sogar eine Erhöhung des Signals durch Ladungsmultiplikation beobachtet [512].

8.12 Weitere Halbleitermaterialien für den Strahlungsnachweis

Für die meisten Anwendungen ist Silizium das am besten geeignete Halbleitermaterial zum Nachweis von Teilchen oder Strahlung. Seine Merkmale sind:

- Silizium besitzt eine kleine Dichte und eine große Strahlungslänge im Vergleich zu anderen Halbleitern. Während dies wegen der relativ niedrigen Ordnungszahl ($Z = 14$) für Experimente der Teilchenphysik von Vorteil ist, ist die damit verbundene vergleichsweise geringe Absorptionswahrscheinlichkeit für Photonen, zum Beispiel bei Verwendung als Röntgendetektoren, ein Nachteil.
- Als Substratmaterial können große Siliziumkristalle¹⁹ verwendet werden, die relativ wenige Verunreinigungen und Gitterinhomogenitäten aufweisen. Dies hat eine große Lebensdauer der Ladungsträger und eine hohe Ladungssammlungseffizienz zur Folge, so dass die erzeugte Ladung vollständig gesammelt wird, sofern diese Eigenschaften nicht durch Strahlenschädigung geändert werden.
- Silizium ist kostengünstig und leicht verfügbar. Seine wirtschaftliche Nutzung und industrielle Prozessierung ist über Jahrzehnte gereift.
- Silizium kann gezielt n- und p-dotiert werden. Dadurch kann das elektrische Feld im Inneren für spezielle Wege der Ladungssammlung geformt werden.
- Die Anzahl der erzeugten e/h-Paare pro MeV deponierter Energie ist vergleichsweise groß (etwa 23 000 e/h-Paare für ein minimal ionisierendes Teilchen bei 300 µm Materialdicke).

Andere Halbleitermaterialien werden als Detektoren attraktiv, wenn spezielle Anforderungen vorliegen, die die genannten Vorteile von Silizium überwiegen. Häufig ist eine hohe Absorptionswahrscheinlichkeit von hochenergetischen ($> \text{keV}$) Photonen verlangt, die Silizium nicht aufweist. Eine andere spezielle Anforderung ist die Toleranz des Materials gegenüber hoher Strahlenbelastung wie sie zum Beispiel am LHC auftritt. Bei sehr hoher Luminosität treten Teilchenflüsse in der Größenordnung von einigen 10^{15} Teilchen pro cm^2 oder mehr über 5–10 Jahre auf, die für Siliziumdetektoren, aber auch für andere Halbleitermaterialien, wegen der hohen Dichte der durch die Strahlung erzeugten Einfangzentren für Ladungsträger ein großes Problem darstellen (siehe Abschnitt 8.11).

Für Anwendungen in der Röntgenbildgebung sind vor allem Verbindungshalbleiter mit hohem Z attraktiv, insbesondere CdTe beziehungsweise CdZnTe ($Z \approx 50$) sowie GaAs ($Z = 32$), die größere Wirkungsquerschnitte für Photoabsorption aufweisen als Silizium (siehe Abschnitt 3.5.1). Germanium wird ausschließlich in Experimenten verwendet, bei denen eine sehr gute Energieauflösung der absorbierten Strahlung verlangt wird, wie zum Beispiel in Experimenten zum Nachweis schwach wechselwirkender Teilchen in der Kernphysik oder in der Astroteilchenphysik (siehe Kapitel 16).

Für Teilchenphysik-Experimente ist auch künstlicher Diamant als Material interessant, das in der Widerstandsdefinition von Abb. 8.4 sogar als Isolator klassifiziert wird. Diamant besitzt eine Bandlücke von 5.5 eV und hat daher ein vergleichsweise kleines Ladungssignal für minimal ionisierende Teilchen. Wegen seiner großen Strahlungslänge, seiner hohen Strahlentoleranz und auch wegen seiner ausgezeichneten Wärmeleitfähigkeit

¹⁹Siliziumwafer mit Detektorqualität werden derzeit mit Durchmessern von bis zu 15 cm (6 Zoll) hergestellt, Chipwafer mit bis zu 30 cm (12 Zoll) Durchmesser.

ist Diamant insgesamt attraktiv für Teilchendetektoren, insbesondere in Hochstrahlungs-umgebungen.

Nachfolgend geben wir eine Übersicht über Halbleitermaterialien, die neben Silizium als Teilchendetektoren Verwendung finden.

8.12.1 Germanium

Als Elementhalbleiter wird neben Silizium auch Germanium für Detektoren verwendet. Im Vergleich zu Silizium (siehe Tabelle 8.2 auf Seite 274) besitzt Germanium insbesondere eine kleinere Bandlücke von 0.7 eV und zwei- bis dreifach höhere Ladungsträgermibilitäten. Die kleine Bandlücke und die damit verbundene kleinere mittlere Energie zur Erzeugung eines e/h-Paars von $w_i = 2.96$ eV (und damit die pro Energieeintrag größere Zahl von erzeugten Ladungsträgern) sind für die bessere Energieauflösung von Germanium im Vergleich zu Silizium verantwortlich. Aus demselben Grund müssen Germaniumdetektoren gekühlt betrieben werden, um den thermisch erzeugten Leckstrom klein zu halten. Als Detektor mit hoher Energieauflösung wird Germanium in der Kernphysik und für Photosensoren im nahen Infrarotbereich eingesetzt, gelegentlich auch für den Röntgennachweis wegen der hohen Kernladungszahl $Z = 32$. Als ortsauf lösender Detektor in der Teilchenphysik wird Germanium wenig verwendet. Eine Ausnahme sind Experimente, die eine hohe Empfindlichkeit für kleine Signale benötigen, zum Beispiel in Experimenten zum Doppelbetazerfall oder um den Rückstoß eines Atomkerns durch Kollision mit einem WIMP-Teilchen²⁰ nachzuweisen. Die erwartete, durch Ionisation deponierte Energie des (geladenen) Rückstoßkerns liegt im 10-keV-Bereich, die zum Beispiel im CDMS-II-Experiment mit Ge-Detektoren nachgewiesen werden kann [431] (siehe Abschnitt 16.7.2).

8.12.2 Galliumarsenid

Galliumarsenid (GaAs) ist ein III-V-Verbindungshalbleiter. Es besitzt die Bandstruktur direkter Halbleiter, in denen Übergänge zwischen Valenz- und Leitungsband ohne Impulsübertrag möglich sind (siehe Abschnitt 8.2.2). Die Bandlücke ist mit 1.43 eV (siehe Abb. 8.14 und Tabelle 8.2) größer als die von Silizium. Für die Verwendung in Detektoren sind die hohen Kernladungszahlen interessant (Ga $Z = 33$, As $Z = 31$). GaAs enthält Massenanteile von 48.2 % Gallium und 51.8 % Arsen. Die Einkristallzüchtung von GaAs ist schwieriger als bei Silizium. Die für Si etablierten Verfahren müssen so modifiziert werden, dass die Aufrechterhaltung des Gleichgewichtsdampfdrucks in der Schmelze gewährleistet ist.

Fertige GaAs-Kristalle sind wie alle Verbindungshalbleiter vergleichsweise unrein. Sie haben Verunreinigungen in der Größenordnung von etwa 10^{15} cm^{-3} , die zu sehr kurzen Ladungsträgerlebensdauern nur von wenigen 10 ns führen. Die intrinsische Ladungsträ-

²⁰WIMP = *weakly interacting massive particle*

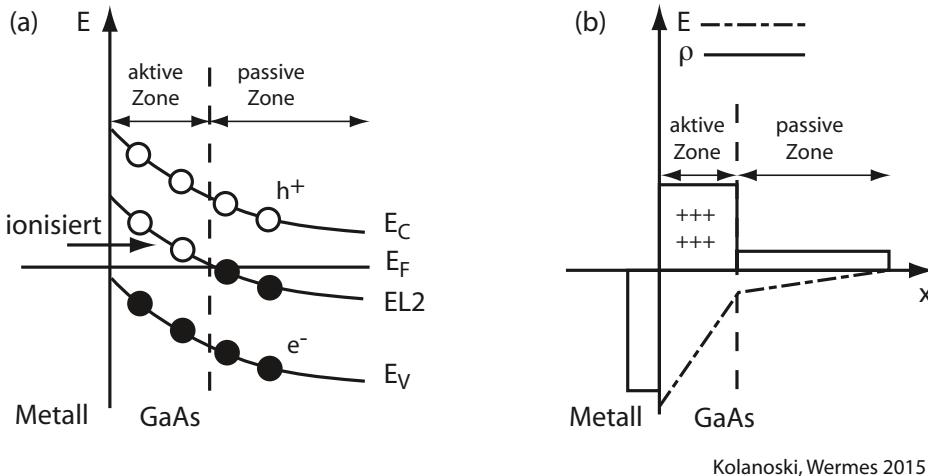
gerkonzentration ohne Dotierung bei Raumtemperatur beträgt etwa $n_{\text{intr}} \simeq 2 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Sie ist um vier Größenordnungen kleiner als die von Silizium und liegt in ähnlicher Größenordnung wie die Konzentration der Ladungsträger in der Verarmungszone einer pn-Grenzschicht in Silizium (siehe Abb. 8.19 auf Seite 297). Undotiertes GaAs kann also (im Gegensatz zu Silizium und Germanium) bereits als arm an freien Ladungsträgern bezeichnet werden. Ladungsträgerbewegung und -verlust werden daher weniger durch Rekombination als vielmehr durch Wechselwirkung und Einfang an Verunreinigungen und Störstellen bestimmt.

Die wichtigsten Störstellen sind in Abb. 8.14 auf Seite 288 dargestellt. Kohlenstoff wirkt als 'flacher' Akzeptor mit geringem Abstand zum Valenzband, Silizium wirkt in GaAs als flacher Donator. Die EL2 genannte Störstelle, bei der ein Ga-Kristallplatz mit einem As-Atom besetzt ist, wirkt als 'tiefer' Donator ($\Delta E = 0.75 \text{ eV}$), da sie ungefähr in der Mitte der Bandlücke liegt. Die Umkehrung (Ga-Atom auf As-Platz) erzeugt einen flachen Akzeptor. Vor allem die EL2-Störstellen steuern die Detektoreigenschaften eines GaAs-Substrats, da sie Regionen unterschiedlicher Feldstärken innerhalb des Sensors zur Folge haben, wie weiter unten erläutert wird. Die EL2-Konzentration wird deshalb bei der Charakterisierung des Materials immer angegeben.

Die Störstellenladungsträgerdichte ist in GaAs typisch um etwa neun Größenordnungen größer als die intrinsische Ladungsträgerdichte. Während in Silizium der Detektor durch eine in Sperrrichtung betriebene pn-Diode mit unterschiedlichen Dotierungen der beiden Hälften erzeugt wird, werden GaAs-Detektoren daher normalerweise im Schottky-Modus betrieben (siehe Abschnitt 8.3.3). Die Energiebänder sind zu der Metall-Halbleiter-Grenze hin hochgebogen, wie Abb. 8.86 zeigt. Dadurch entstehen Zonen, in denen die EL2-Niveaus oberhalb des Fermi-Niveaus E_F liegen und daher ionisiert sind, und solche, in denen sie unterhalb von E_F liegen. Die entstehende Raumladungsdichte führt zu Gebieten hoher bzw. niedriger Feldstärke, die entsprechend zu Bereichen großer bzw. geringer Ladungssammlungseffizienz (aktive/passive Zonen) führen. In den Bereichen niedriger Feldstärke werden die Signalladungsträger nicht schnell genug abgeführt, so dass sie verstärkt rekombinieren und Ladungsverluste entstehen.

In jüngerer Zeit wurden Verfahren erfolgreich angewendet [107], die die störenden EL2-Defekte nach der GaAs-Kristallzucht durch Dotierung mit Chrom durch Eindiffusion bei hoher Temperatur kompensieren [266]. Chromatome auf Gallium-Gitterplätzen wirken als tiefe Akzeptoren in GaAs. Wenn die Dichte der Chromatome N_{Cr} größer gewählt wird als die Dichte N_D vorhandener (flacher) Donatorniveaus, so können die EL2-Defekte von den N_D -Elektronen gefüllt werden und deren Wirkung durch die N_{Cr} -Akzeptoren kompensiert werden (siehe [415], Seite 48). Es entsteht hochohmiges p-dotiertes GaAs, das detektorfähig ist.

GaAs findet wegen seiner hohen Sättigungsdriftgeschwindigkeit und Mobilität für Elektronen Einsatz für schnelle Elektronikanwendungen. Als direkter Halbleiter (siehe Abschnitt 8.2.3) absorbiert und emittiert GaAs Photonen effizienter als Silizium und wird daher in der Photonik eingesetzt (LEDs, Laser, Solarzellen). In der Teilchenphysik wurde GaAs als Detektormaterial in den 90er Jahren intensiv studiert, vor allem wegen seiner potenziellen Strahlenresistenz im Vergleich zu Silizium auf Grund der größeren



Kolanoski, Wermes 2015

Abb. 8.86 Wirkung der EL2-Verunreinigung in einer GaAs Schottky-Diode: (a) Banddiagramm, (b) resultierende Raumladungsdichte und elektrisches Feld als Funktion der Tiefe (nach [697]).

Bandlücke und des damit verbundenen besseren Leckstromverhaltens. Die hohe Anzahl an Verunreinigungen verursachte aber kurze Ladungsträgerlebensdauern und erschwerte eine vollständige Ladungssammlung auf Grund von Ladungsträgereinfang (*trapping*).

Die Qualität von GaAs als Detektor wird durch die in Gleichung (8.89) auf Seite 367 definierte Ladungssammlungseffizienz (*charge collection efficiency, CCE*) oder durch die *Ladungssammlungstiefe* (*charge collection distance, CCD*) charakterisiert. CCEs von 90 – 100% und CCDs von mehr als 250 µm wurden mit GaAs-Detektoren in einzelnen Detektoren erreicht [690].

GaAs erweist sich als strahlenhart für Gammastrahlung und Elektronen, weshalb es als Material für Elektronik und Sensoren für militärische Anwendungen interessant ist. In Umgebungen mit hohem Strahlungsfluss durch Hadronen wie am LHC ist allerdings die NIEL-Schädigung relevant. Sie ist in GaAs um eine Größenordnung größer als in sauerstoff-angereichertem Silizium [596].

Ein weiteres Problem von GaAs als Teilchendetektor liegt darin, dass die Driftgeschwindigkeit für Elektronen ein Maximum bei einer bestimmten Feldstärke hat (Abb. 8.87), das elektrische Feld in einem GaAs-Detektor aber nicht konstant ist, sondern stark variiert (siehe Abb. 8.86). Daher können Elektronen mit verschiedenen Driftgeschwindigkeiten unterwegs sein, was bei der Ladungssammlung und Signalzuordnung zu Komplikationen führen kann.

8.12.3 Cadmiumtellurid und Cadmium-Zink-Tellurid

Die II-VI-Verbindungshalbleiter CdTe und Cd_{1-x}Zn_xTe (als CZT bezeichnet) sind in Zusammenhang mit Halbleiterdetektoren vor allem für die Röntgenbildgebung wegen der hohen Kernladungszahlen ($Z_{\text{Cd}} = 48$, $Z_{\text{Te}} = 52$, $Z_{\text{Zn}} = 30$) und der damit ver-

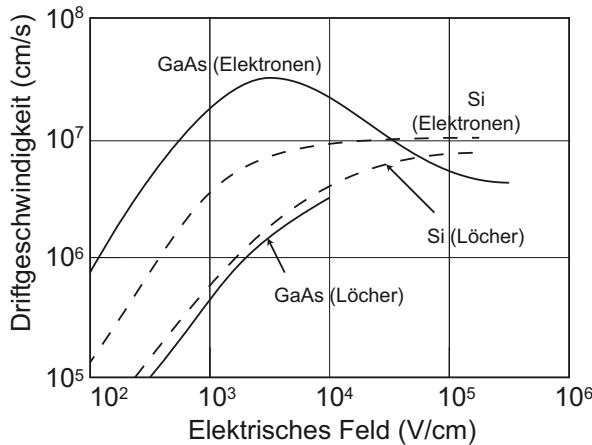


Abb. 8.87 Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger (nach [765]) in Si (gestrichelt) und GaAs (durchgezogene Linie).

bundenen guten Photoabsorptionseigenschaften, bei gleichzeitig guter Energieauflösung, interessant. Die Bandlücke wächst von 1.44 eV für reines CdTe auf 2.2 eV für reines ZnTe (ohne Cd-Anteil) an; Werte dazwischen hängen vom Zn-Anteil ab. Gebräuchlich sind CdTe-Detektoren (ohne Zn), die entweder ohmsch oder als Schottky-Detektoren betrieben werden, sowie ohmsche CdZnTe-Detektoren mit einem Zink-Anteil x von bis zu 15%, was einer Bandlücke von ≈ 1.6 eV entspricht. Die Zahl der erzeugten e/h-Paare ist in CdTe vergleichbar mit der in Silizium. Die mittlere notwendige Energie zur Erzeugung eines e/h-Paares beträgt 4.43 eV, nur etwa 20% mehr als bei Silizium (vergleiche Tabelle 8.2 auf Seite 275). Die Energieauflösung bei einer Energiedeposition von 100 keV, verursacht durch die statistische Schwankung der Ladungsträger und unter Vernachlässigung von elektronischem Rauschen, beträgt unter Verwendung eines Fano-Faktors von 0.089 (siehe Abschnitt 17.10.2 auf Seite 788) etwa 200 eV.

Charakteristische Eigenschaften von CdTe und CdZnTe sind die niedrige Löcherbeweglichkeit ($100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) und das kleine Beweglichkeits-Lebensdauer-Produkt für beide Ladungsträgerarten:

$$(\mu\tau)_e \approx 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{V},$$

$$(\mu\tau)_h \approx 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{V}.$$

Zum Vergleich, das $\mu\tau$ -Produkt für Silizium ist um 2–3 Größenordnungen größer.

Die intrinsische Ladungsträgerkonzentration n_{intr} liegt in der Größenordnung von 10^7 , was eine zusätzliche Verarmung durch Dotierung ähnlich wie bei GaAs erübriggt. Jedoch wird die intrinsische Ladungsträgerkonzentration beim Herstellungsprozess meist nicht erreicht, da freie Ladungsträger durch Gitterfehler und Verunreinigungen die intrinsische Konzentration überwiegen. Häufig wird Chlor oder Indium als Dotierung mit Donator-Charakter verwendet, um Kristaldefekte durch Bildung von Chlor-Leerstellen-Komplexen zu kompensieren [798]. Während in GaAs ionisierte EL2-Störstellen dafür verantwortlich sind, dass hohe und niedrige Feldregionen im Detektor existierten, hängt in CdTe die Stärke des elektrischen Feldes vom Besetzungszustand der Einfangzentren

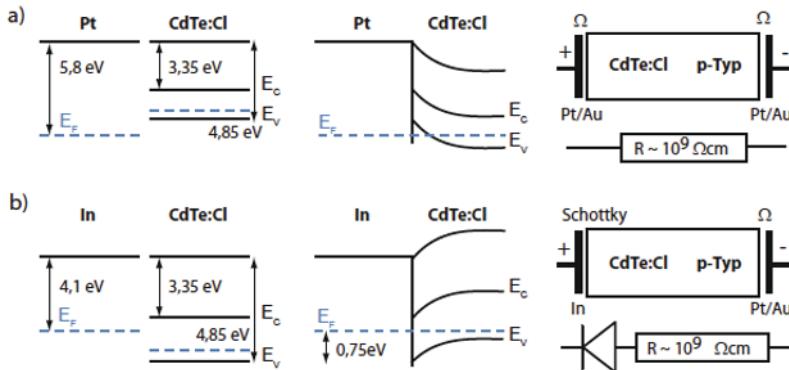


Abb. 8.88 Ohmsche (a) und Schottky- (b) Kontakte in Chlor-kompensiertem, p-dotiertem Cadmiumtellurid: links Bandverhältnisse vor der Kontaktierung, in der Mitte Bandwölbung nach der Kontaktierung, rechts Kontaktanordnung und Ersatzschaltbild. Angegeben sind die Bandkanten E_L und E_V , das Fermi-Niveau E_F für p-Dotierung sowie die Abstände zum Kontinuum. Die Art des Kontakts hängt vom Metall ab, hier Platin bzw. Indium (nach [331]).

(siehe auch Abschnitt 8.11.1) und damit von der Zeit ab, die der Detektor der Strahlung ausgesetzt ist. Im Vergleich zu Siliziumdetektoren weisen CdTe- und CZT-Detektoren häufig unvollständige und inhomogene Ladungssammlungseigenschaften auf.

CdTe-Detektoren können durch Wahl der Elektrodenmetalle ohmsch oder im Schottky-Modus betrieben werden, je nachdem in welcher Relation die Austrittsarbeit $e\phi_m$ des Metalls und die Elektronenaffinität $e\chi_s$ im Verhältnis zueinander stehen (siehe Abschnitt 8.3.3). Abbildung 8.88 zeigt ohmsche und Schottky-Kontakte für schwach p-dotiertes, Cl-kompensiertes Cadmium-Tellurid, eine typische Wahl für CdTe. Die Elektronenaffinität $e\chi_s$ in CdTe ist 3.35 eV, und für ein typisches Kontaktmetall wie Platin ist $e\phi_m = 5.8 \text{ eV}$. Für die Kontaktcharakteristik sind für p-Dotierung (Löcher) die Verhältnisse an der Valenzbandkante relevant. Nach der Kontaktierung existiert bei schwacher Dotierung für Löcher keine nennenswerte Potenzialbarriere in beiden Richtungen an der Grenzfläche. Der Kontakt ist ohmsch (Abb. 8.88(a)). Wird der Platin-Kontakt auf einer Seite durch Indium ersetzt, das eine relativ niedrige Austrittsarbeit von 4.1 eV hat, so entsteht eine Potenzialbarriere an der Grenzfläche, die verhindert, dass Löcher aus dem Metall in den Halbleiter (das heißt Elektronen vom Halbleiter in das Metall) fließen. Es entsteht ein gleichrichtender Schottky-Kontakt, wie in Abschnitt 8.3.3 für Elektronen beschrieben²¹. Durch Anlegen einer Sperrspannung kann der Leckstrom durch einen CdTe-Detektor im Schottky-Modus sehr klein gehalten werden, wodurch der Widerstand um eine Größenordnung gegenüber dem ohmschen Kontakt erhöht werden kann. ($\approx 10 \text{ G}\Omega\text{cm}$). Solche CdTe-Schottky-Detektoren bilden jedoch negative Raumladungszonen aus, verursacht durch Ladungsinjektion am Schottky-Kontakt, die das elektrische Feld im Sensor zeitabhängig verändern. Dies führt zu einer zeitlichen

²¹Für n-dotiertes CdTe sind die Kontaktverhältnisse umgekehrt wie für p-CdTe: ohmsch für n-CdTe/In, Schottky für n-CdTe/Pt oder n-CdTe/Au [767].

Abnahme der Signalhöhe, die zum Beispiel durch periodisches Depolarisieren (Wegnahme der Betriebsspannung) auf einer Skala von Minuten behoben werden kann [127]. Man findet daher beide Kontaktierungsarten in der Anwendung. Pixeldetektoren mit CdTe als Substratmaterial sind besonders interessant für Anwendungen in der Röntgenastronomie [802] und als bildgebende Röntgendetektoren [557, 807, 216].

8.12.4 CVD-Diamant

Kohlenstoff in der Form des Diamankristallgitters ist ein Isolator mit einem Widerstand von 10^{13} – 10^{16} Ωm, der auf die große Bandlücke von 5.5 eV zurückzuführen ist. Natürlicher Diamant kommt in Umgebungen mit Drücken um 50 000 bar und Temperaturen um 1300 K im Erdmantel und unterhalb stabiler Kontinentalplatten vor. Diamanthaltiges Gestein gelangt durch vulkanische Aktivität in für den Abbau zugängliche Erdtiefen. Ein Verfahren zur Herstellung künstlicher Diamanten, das 1962 erstmals erfolgreich angewendet wurde, ist die Abscheidung von Diamant aus der Dampfphase (*chemical vapour deposition*, CVD) in Schichten, die sich auf einer Unterlage abscheiden (siehe zum Beispiel [503][476]). Das Wachstum beginnt durch Nukleation (Keimbildung) von Kohlenstoff aus einem Gasgemisch aus Methan (CH_4), molekularem Wasserstoff (H_2) und optional einer sauerstoffhaltigen Verbindung wie Aceton ($\text{CH}_3)_2\text{CO}$ auf einem Keimsubstrat aus Silizium oder einem Metall. Durch Mikrowelleneinstrahlung wird ein Plasma mit heißen Elektronen (5000 K) erzeugt, welche die Gaskomponenten aktivieren. Kohlenstoffatome werden dabei durch Entfernung der Wasserstoffatome aus dem Methan erzeugt und schlagen sich auf dem Substrat nieder. Details der Gasphasenchemie dieses Verfahrens werden in [629] beschrieben. Polykristalline Diamantstrukturen können in dem Verfahren in Dicken von bis zu etwa 1 mm erzeugt werden. Der Wachstumsprozess bedingt vertikale Strukturen im Kristall, verursacht durch die Ursprungskörnung, wie in Abb. 8.89 gezeigt. Die typische Ausdehnung dieser Strukturen beträgt an der Oberseite (Richtung des Wachstums) etwa 100 μm [534], an der Substratseite ist sie deutlich kleiner.

Diamant kann aufgrund der starken Bindungen des Kristallgitters nicht durch Fremdatome dotiert werden. Darüber hinaus ist die Energie, die notwendig ist, ein Atom aus dem Gitterverbund herauszuschlagen, mit 43 eV [513] deutlich höher als bei Silizium (25 eV [552]). Beides zusammen macht Diamant prinzipiell zu einem sehr strahlenharten Material. Entsprechend sind die Schädigungsfaktoren (siehe Abschnitt 8.11.1, Seite 368) kleiner als bei Silizium [784]).

Die kleine Kernladungszahl ($Z = 6$) macht Diamant wenig attraktiv für den Photonen nachweis, dafür aber umso mehr für Spur detektoren, da die Strahlungslänge umgekehrt proportional zu Z^2 ist. Im Vergleich zu Silizium ($n_i \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, aber auch im Vergleich zur Dichte in der Verarmungszone) ist Diamant frei von Ladungsträgern²² ($n_i \approx 0$, Tab. 8.2). Außerdem ist wegen der um einen Faktor 2 größeren Massendichte

²²Diamant ohne Verunreinigungen mit den effektiven Zustandsdichten (siehe Gl. (8.14)) $N_L \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und $N_V \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ sowie einer Bandlücke von $E_G = 5.5 \text{ eV}$ besitzt bei 300 K eine Ladungsträgerdichte von $n_i \approx 10^{-27} \text{ cm}^{-3}$

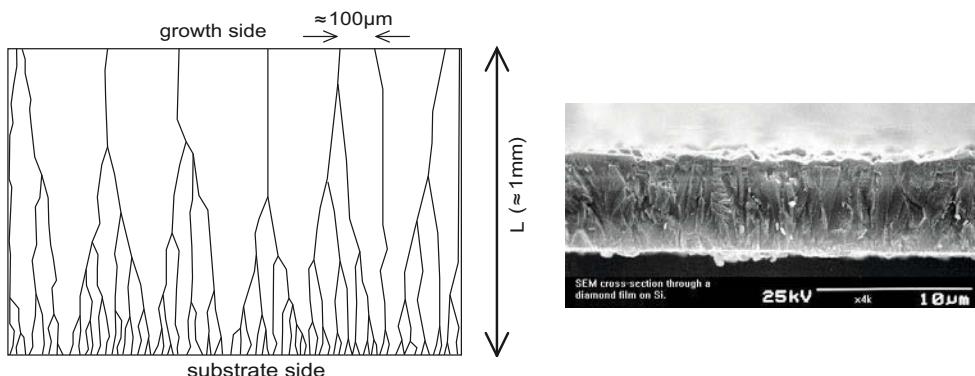


Abb. 8.89 Wachstumsstruktur von CVD-Diamant durch Abscheidung aus der Gasphase (links: schematisch, rechts: Mikroaufnahme durch Elektronenscan [586]). Der Prozess erzeugt vertikale Kristallgrenzen.

die Verteilung der deponierten Energie (Landauverteilung) für gleich dicke Detektoren bei Diamant schmäler als bei Silizium.

Zur Erzeugung eines Elektron/Loch (e/h)-Paares sind in Diamant im Mittel 13.1 eV notwendig, also fast 4-mal soviel wie in Silizium. Dadurch bedingt ist die pro Energieeinheit erzeugte Ladungsmenge deutlich geringer als bei Silizium. Wegen der höheren Dichte ist die pro Wegstrecke durch Ionisation deponierte Energie eines hochenergetischen Teilchens (MIP) allerdings größer. Pro Mikrometer werden in Diamant 36 e/h -Paare erzeugt²³.

Die Beweglichkeiten beider Ladungsträgerarten sind sehr hoch ($1800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für Elektronen, $1600 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für Löcher) allerdings mit einer geringen Ladungsträgerlebensdauer ($\approx 1 \text{ ns}$), siehe Tabelle 8.2. Die Herausforderung für Diamantdetektoren liegt daher darin, Sensorsubstrate mit Ladungssammlungstiefen (CCD) von mehr als etwa 200 μm herzustellen.

Die Herstellung und Entwicklung künstlicher Diamanten als Teilchendetektoren gelang zuerst in polykristalliner Form (pCVD) [481, 38, 118] und später auch als monokristalline (scCVD, *single crystal CVD*) künstliche Diamanten [118], bei denen sukzessiv zuerst winzige, dann größere Einkristalle als Keime für das Aufwachsen neuer monokristalliner Strukturen verwendet werden. Detektorfähiges pCVD-Material kann in Wafergröße hergestellt werden [481].

Das undotierte Substratmaterial bildet keine Raumladungszonen aus, wenn es mit Metall in Kontakt gebracht wird. Eine typische Elektrodenkonfiguration benutzt eine Ti/W-Lage, die mit Gold überzogen ist, auf das gut ein Kontakt (zum Beispiel ein *bump-bond*, siehe Abschnitt 8.5.5) hergestellt werden kann (Lotbenetzung). Diamantdetektoren verhalten sich wie Parallelplattendetektoren (siehe Abschnitt 5.3.1), die mit einem Dielektrikum gefüllt sind. In einem reinen, monolithischen Kristall ist das elektrische Feld im Sensor konstant. Die erwähnten herstellungsbedingten, vertikalen Kristallstrukturen

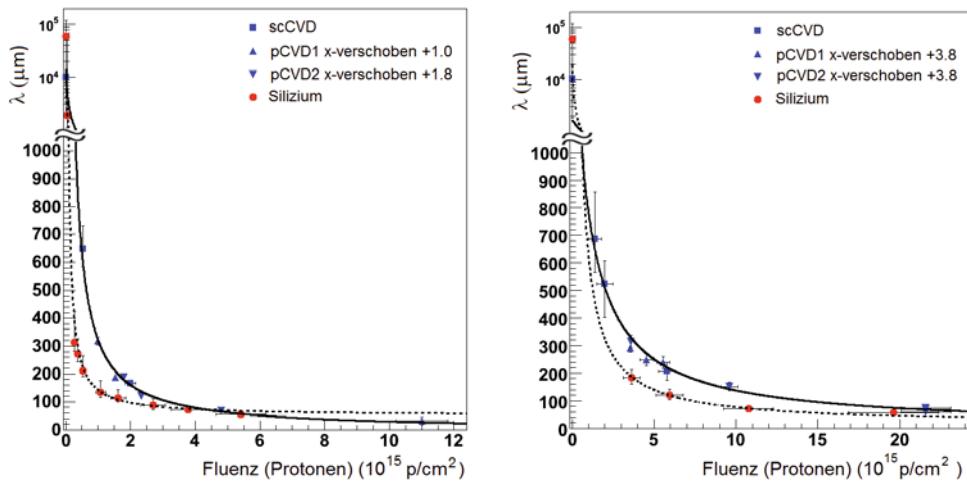
²³Dieser Wert gilt für das Maximum der Landau-Verteilung (MPV). Im Mittel sind es 46 e/h -Paare pro μm .

in polykristallinem Diamant fangen Ladungen an den Grenzflächen ein, die zu einem Polarisationsfeld innerhalb des Detektors führen, das dem angelegten Driftfeld überlagert ist. Dies führt zu systematischen Verzerrungen bei der Ortsrekonstruktion [534]. Die laterale, senkrecht zur Richtung des nachzuweisenden Teilchens verlaufende, Ausdehnung der polykristallinen Strukturen ist herstellungsbedingt unterschiedlich. Die mittlere Strukturgröße wurde an der Elektrodenseite zu etwa $100\text{ }\mu\text{m}$ gemessen [534]. Ihre unregelmäßige Anordnung überlagert sich dem regelmäßigen Muster der Elektroden (Pixel oder Streifen), wodurch die Ortsauflösung beeinträchtigt wird. Für pCVD-Pixeldetektoren mit einem Elektrodenabstand von $50\text{ }\mu\text{m}$ wurden Auflösungen um $20\text{ }\mu\text{m}$ gemessen [117], was mit der binären Auflösung (Gl. (8.75) auf Seite 316) von $50\text{ }\mu\text{m}/\sqrt{12} \approx 15\text{ }\mu\text{m}$ verglichen werden muss. Einkristall-Diamanten zeigen diese Effekte nicht.

Von besonderem Interesse ist die Strahlenhärté von Diamant für Strahlungsfluenzen in der Größenordnung von mehr als $10^{15}\text{ n}_{eq}\text{ cm}^{-2}$. Wegen der großen Bandlücke sind Diamantdetektoren frei von Leckstrom und können sogar nach intensiver Bestrahlung noch bei Raumtemperatur betrieben werden. Außerdem ist das Diamantgitter wegen des vergleichsweise großen nötigen Energieübertrags zur Herauslösung eines Atoms (43 eV) robuster als zum Beispiel Silizium. Signalverluste sind hauptsächlich auf Ladungseinfang (*trapping*) zurückzuführen. Allerdings werden bei moderater Bestrahlung von pCVD-Diamanten insbesondere die Einfangzentren an den vertikalen Kristallgrenzen, die lange Relaxationszeiten haben, elektrisch neutralisiert, so dass das beobachtete Ladungssignal während der Bestrahlung zunächst anwächst. Dieser Effekt wird *Priming* oder *Pumping* genannt. Bei hohen Strahlungsflüssen werden Signalverluste durch Ladungseinfang erst ab Fluenzen von mehr als $5 \times 10^{14}\text{ Neutronen/cm}^2$, $2 \times 10^{15}\text{ Pionen/cm}^2$ bzw. $5 \times 10^{15}\text{ Protonen/cm}^2$ beobachtet [118].

Abbildung 8.90 zeigt den Schädigungsverlauf von Diamant in Abhängigkeit von der Fluenz für Protonenbestrahlung mit Strahlenergien von 25 MeV (Abb. 8.90(a)) und von 24 GeV (Abb. 8.90(b)) [784]. Die Stärke der Schädigung ist charakterisiert durch die aus der Messung der Ladungssammlungstiefe (CCD) nach (8.90) bestimmte mittlere Driftstrecke für Elektronen und Löcher $\lambda = \lambda_e + \lambda_h$. Die Schädigung ist stärker für die niedriger energetischen Protonen. Es ist ersichtlich, dass die mittleren freien Weglängen zwischen $\phi = 10^{15}\text{ cm}^{-2}$ und 10^{16} cm^{-2} um Faktoren 3 bis 5 absinken und sich für Diamant und Silizium bei sehr hohen Fluenzen annähern.

Die Strahlenhärté des monokristallinen CVD-Materials übertrifft die von pCVD-Diamant (Abb. 8.90), wobei die Fluenzabhängigkeit für beide (pCVD und scCVD) den gleichen Verlauf zeigt [591, 784], wenn man die pCVD-Kurven in der Fluenz je nach Energie der schädigenden Strahlung um $(1.0 - 3.8) \times 10^{15}\text{ cm}^{-2}$ nach rechts verschiebt. Das heißt, dass der Signalverlust in pCVD-Diamant von scCVD-Material erst bei entsprechend höheren Fluenzen erreicht wird [784]. pCVD-Diamant kann daher hinsichtlich der Strahlentoleranz als ein bereits geschädigter scCVD-Diamant aufgefasst werden; er besitzt eine kleinere mittlere Driftstrecke $\lambda_{e/h}$ (8.91) als vor der Bestrahlung $\lambda_{e/h}(\phi = 0)$.



(a) Schädigung durch 25-MeV-Protonen

(b) Schädigung durch 24-GeV-Protonen

Abb. 8.90 Schädigungsverlauf von Silizium- und Diamantsensoren, ausgedrückt durch die mittlere Driftstrecke λ in Abhängigkeit von der Strahlungsfluenz für Protonen mit kinetischen Energien im (a) MeV-Bereich (25 MeV, stark schädigend) und im (b) GeV-Bereich (24 GeV, weniger stark schädigend). Die Diamantdaten enthalten sowohl Messungen an pCVD- als auch an scCVD-Detektoren. Die pCVD-Messpunkte wurden um die angegebenen Fluenzwerte auf der Abszisse nach rechts verschoben. Die Ordinate ist für Fluenzeen unterhalb von $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ abgeschnitten (aus [784], © SISSA Medialab Srl., mit freundl. Genehmigung von IOP Publishing.).