



4. Halbleiterdetektoren

Detektoren in der Hochenergiephysik
Univ.Doz.DI.Dr. Manfred Krammer
Institut für Hochenergiephysik der ÖAW, Wien

4. Halbleiterdetektoren

Inhalt



4.1 Allgemeine Grundlagen

- 4.1.1 Detektionsprinzip
- 4.1.2 Materialeigenschaften
- 4.1.3 Dotierung
- 4.1.4 Der p-n-Übergang
- 4.1.5 Detektorcharakteristika

4.2 Silizium-Streifendetektoren

- 4.2.1 Prinzip
- 4.2.2 Herstellung segmentierter Si-Detektoren
- 4.2.3 AC-gekoppelte Detektoren
- 4.2.4 Doppelseitige Detektoren
- 4.2.5 Ortsauflösung von Microstrip-Detektoren
- 4.2.6 Signal-Rausch-Verhältnis

4.3 Si-Pixeldetektoren

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

4.1 Allgemeine Grundlagen

Anwendungsbereiche



- ★ Halbleiterdetektoren (“**semiconductor detectors, solid state detectors**”) kommen sowohl in der Hochenergie- als auch in der Kernphysik zum Einsatz.
- ★ Hauptanwendungsgebiete:
 1. **Energiemessung**: insbesondere für geladene Teilchen mit Energien von bis zu einigen MeV
 2. **Gammastrahlenspektroskopie**: hochpräzise Messung der Energie von Photonen
 3. **Spur- und Vertexdetektoren**: hochpräzise Vermessung von Teilchenspuren

4.1 Allgemeine Grundlagen

Anmerkungen zur historischen Entwicklung



- ★ 1951: Erste Detektoren aus Germanium-pn-Dioden (McKay).
- ★ 1960: Herstellung funktionstüchtiger p-i-n-Halbleiterdetektoren für die β - und γ -Spektroskopie. (E.M. Pell)
- ★ 1964: Einsatz von Halbleiterdetektoren in der experimentellen Kernphysik. (G.T. Ewan, A.J. Tavendale)
- ★ 1960er Jahre: Halbleiterdetektoren aus Germanium aber auch aus Silizium werden zunehmend wichtiger für Energiemessungen in der Kernphysik.
- ★ 1980: Einsatz einer planaren Si-Diode als Detektor in einem Festkörpertargetexperiment. (J. Kemmer)
- ★ 1980er Jahre und danach: Entwicklung von mikrostrukturierten Halbleiterdetektoren auf Si-Basis mit rasantem Bedeutungszuwachs von ortsauflösenden Siliziumdetektoren für die Hochenergiephysik.

4.1 Allgemeine Grundlagen

Vorteile von Halbleiterdetektoren -1



- ★ Gegenüber Gasdetektoren haben alle Festkörperdetektoren eine **hohe Dichte**. → Hoher Energieverlust auf relativ kurzer Strecke. Gasdetektoren haben aufgrund der Diffusion der erzeugten e^- bestenfalls Ortsauflösungen von einigen -zig μm , wohingegen mit Festkörperdetektoren **Ortsauflösungen von unter $10 \mu\text{m}$** erreicht werden können.
- ★ **Geringe Ionisationsenergie (einige eV pro e^- -Loch-Paar)** verglichen mit Gasdetektoren (20–40 eV pro e^- -Ion-Paar) oder gar mit der in Szintillatoren nötigen Energie zur Erzeugung eines Szintillationsquantums (400–1000 eV).
- ★ Herstellungsprozesse aus der Mikrochiptechnologie, z.B. die **lithographische Mikrostrukturierung**, können nahezu 1:1 übernommen werden und haben so die Detektorentwicklung rasch vorangetrieben und die Kosten gesenkt.

4.1 Allgemeine Grundlagen

Vorteile von Halbleiterdetektoren -2



- ★ Besonders für Siliziumdetektoren ermöglichen gleiches Material und ähnliche Herstellung ein **hohes Maß an Integration von Detektoren und Ausleseelektronik**.
- ★ **Selbsttragende Strukturen**. Halbleiterdetektoren benötigen nur wenig zusätzliches Konstruktionsmaterial
- ★ Relativ hohe intrinsische **Strahlungshärte**.

4.1 Allgemeine Grundlagen

Verwendete Materialien: Elementhalbleiter



- ★ **Germanium**: Wird primär in der **Kernphysik** verwendet. Muß aufgrund der relativ kleinen Bandlücke **gekühlt** werden (üblicherweise mit Flüssigstickstoff auf 77 K).
- ★ **Silizium**: Derzeit bei weitem das wichtigste Material für **Spur- und Vertexdetektoren** in der Hochenergiephysik. Kann bei **Raumtemperatur** betrieben werden. Große Erfahrungen in der Herstellung durch Synergien mit der Mikrochipindustrie..
- ★ **CVD Diamant**: Durch **große Bandlücke** gutes Signal-Rausch-Verhältnis, keine Notwendigkeit künstlich Verarmungszonen zu schaffen. Außerdem **hohe Strahlungsfestigkeit**. Nachteil: Geringes Signal, Teuer.

4.1 Allgemeine Grundlagen

Verwendete Materialien: Verbindungshalbleiter



Verbindungshalbleiter bestehen aus den Atomen zweier (binäre HI.) oder auch mehrerer (tertiäre bzw. quaternäre HI.) Elemente. Je nachdem, zu welcher Gruppe des Periodensystems die beteiligten Elemente gehören, unterscheidet man z.B. zw. IV-IV- (z.B. SiGe, SiC), III-V-, und II-VI-Verbindungen.

★ wichtige III-V-Halbleiter:

- **GaAs**: Prototypen für Hochenergiephysik gebaut. **Schneller und strahlungshärter als Si**. Nachteil: Technologie noch nicht so ausgereift, **teuer**.
- weiters: GaP, GaSb, InP, InAs, InSb, InAlP

★ wichtige II-VI-Halbleiter:

- **CdTe**: Durch hohe Ordnungszahl (48+52) **gut zum Nachweis von Röntgen- und γ -Strahlen**.
- weiters: ZnS, ZnSe, ZnTe, CdS, CdSe, $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$, $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Se}$

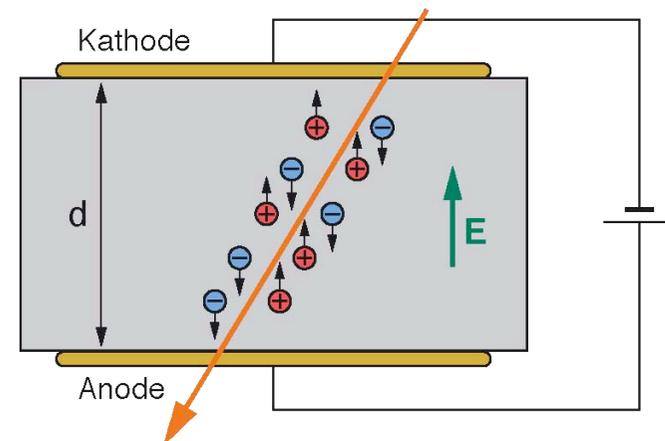
4.1.1 Detektionsprinzip



Das Detektionsprinzip eines Halbleiterdetektors ist ganz analog zu jenem einer Gas-Ionisationskammer, nur daß statt Elektron-Ion-Paaren nun Elektron-Loch-Paare (e^- - h^+ -Paare) zur Signalerzeugung genutzt werden.

1. An einem Halbleiter wird eine äußere Spannung angelegt.
2. Ein ionisierendes Teilchen regt beim Durchgang e^- aus dem Valenzband ins Leitungsband an und erzeugt so e^- - h^+ -Paare.
3. Diese e^- - h^+ -Paare driften aufgrund des elektrischen Feldes zu den Elektroden und induzieren so ein elektrisches Signal.

Schema eines einfachen Halbleiterdetektors

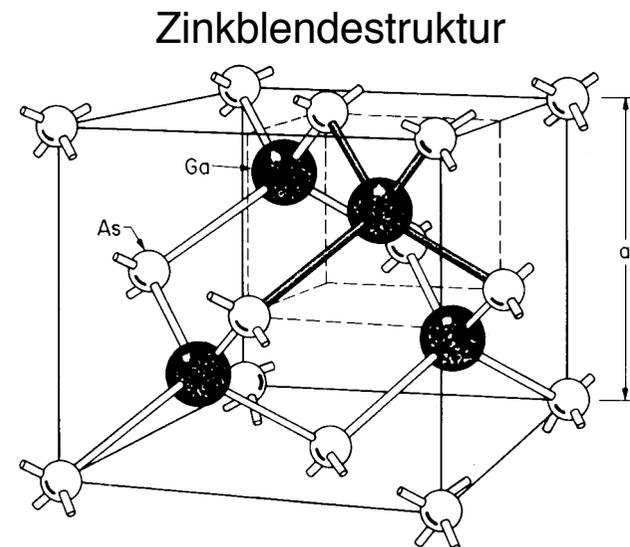
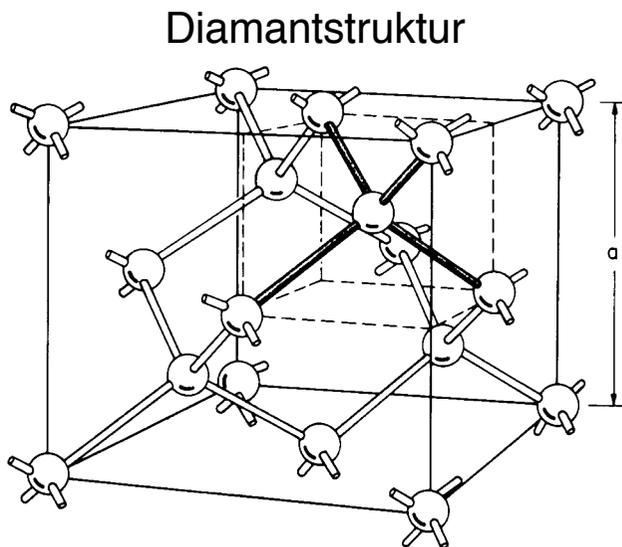


4.1.2 Materialeigenschaften

Kristallstruktur wichtiger Halbleiter



Silizium, Germanium und natürlich Diamant sind Elemente der Gruppe IV und kristallisieren alle in der Diamantstruktur, welche aus 2 entlang der Raumachse eines Würfels gegeneinander verschobenen fcc-Untergittern besteht. Die nächsten Nachbarn befinden sich in einer tetraedrischen Anordnung.



Die meisten III-V-Halbleiter (z.B. GaAs) weisen eine Zinkblendestruktur auf. Sie ist analog zum Diamantgitter, mit dem Unterschied, daß auf einem Untergitter die Atome der Gruppe III und auf dem anderen die Atome der Gruppe V liegen.

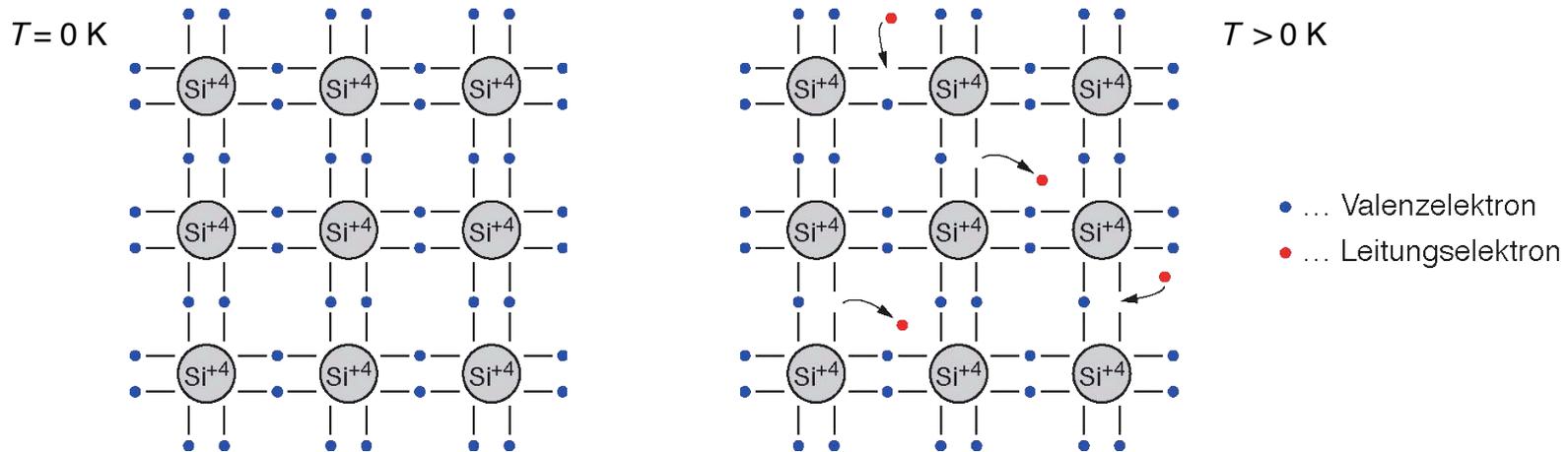
Quelle: S.M. Sze, *Semiconductor Devices*, J. Wiley & Sons, 1985

4.1.2 Materialeigenschaften

Bindungsmodell eines Halbleiters



Am Beispiel eines Gruppe IV Elementhalbleiters (2dim-Projektion) :



- ★ Jedes Atom hat 4 nächste Nachbarn, die 4 Valenzelektronen formen kovalente Bindungen.
- ★ Bei niedrigen Temperaturen sind alle Elektronen gebunden.
- ★ Bei höheren Temperaturen brechen thermische Vibrationen einige Bindungen auf. → Die freien e^- führen zu elektrischer Leitfähigkeit (**Elektronenleitung**).
- ★ Die zurückbleibenden offenen Bindungen können durch andere Elektronen aufgefüllt werden. → “Löcher” wandern (**Löcherleitung**)

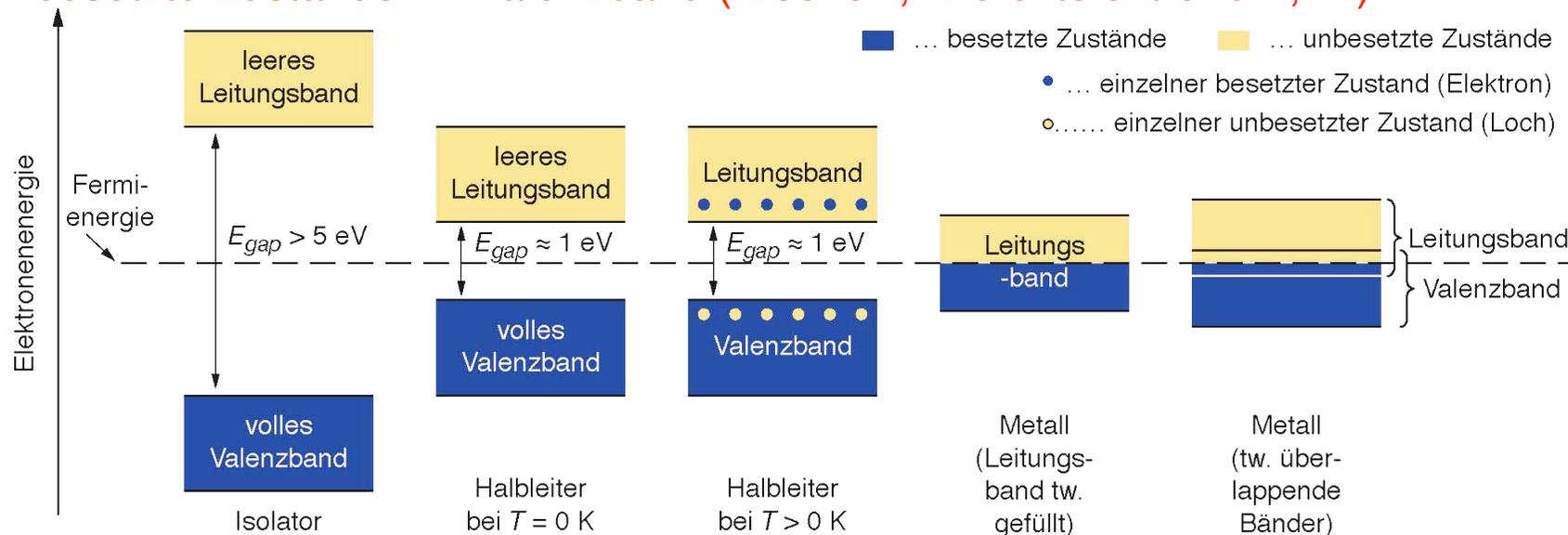
4.1.2 Materialeigenschaften

Bändermodell / Abgrenzung Isolator–Halbleiter–Metall



In Festkörpern verschmelzen die diskreten Energieniveaus der Atome zu **Energiebändern**. In Metallen können **Leitungs- und Valenzband** überlappen, in Isolatoren und Halbleitern sind sie durch eine **Bandlücke** (“band gap”) getrennt. Der Übergang zw. Isolator und Halbleiter ist fließend, zu den Metallen besteht hingegen eine klare Abgrenzung.

Bei $T = 0\text{ K}$ sind im Leitungsband eines Halbleiters keine e^- . Bei $T > 0\text{ K}$ werden einzelne e^- aus dem Valenzband in das Leitungsband angeregt, zurück bleiben unbesetzte Zustände im Valenzband (“Löcher”, “Defektelektronen”, h^+).



4.1.2 Materialeigenschaften

Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion, Fermi-Energie

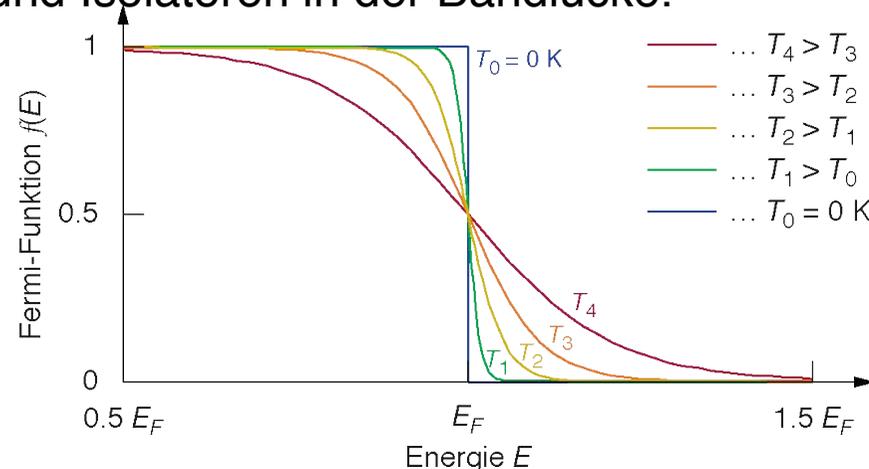


Die Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion (**Fermi-Distribution**) $f(E)$ ist eine wichtige Funktion für die Beschreibung der elektronischen Besetzungsdichte von Festkörpern und somit wesentlich in der Betrachtung der Materialeigenschaften von Halbleitern.

$f(E)$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Zustand mit der Energie E von einem Elektron besetzt ist.

Die Fermi-Energie E_F (Fermi-Niveau) ist jenes Energieniveau, für welches die Besetzungswahrscheinlichkeit 50% ist, bzw. anders betrachtet, jene Energie, bei der 50% aller erlaubten Energieniveaus besetzt sind. Bei Metallen liegt E_F im Leitungsband, bei Halbleitern und Isolatoren in der Bandlücke.

Bild rechts:
Fermi-Dirac-Funktion für verschiedene Temperaturen.
 $T_4 > T_3 > T_2 > T_1 > T_0 = 0 \text{ K}$



4.1.2 Materialeigenschaften

Intrinsische Ladungsträgerdichte – 1



- ★ Aufgrund der relativ kleinen Bandlücke werden in Halbleitern bereits bei Raumtemperatur ständig e^- aus dem Valenz- in das Leitungsband angeregt.
- ★ Andererseits können Leitungselektronen unter Energieabgabe an das Kristallgitter in freie Zustände im Valenzband zurückfallen, d.h. sie können mit vorhandenen Löchern rekombinieren.
- Es stellt sich ein Gleichgewicht aus therm. Anregung und Rekombination ein.
- ★ Da bei diesem Leitungsmechanismus, der sogenannten **intrinsischen Leitung oder Eigenleitung**, für jedes angeregte e^- ein Loch existieren muß, sind die Ladungsträgerdichten für Elektronen und Löcher gleich:

$$n_e = n_h$$

- ★ Die hier vorliegende Ladungsträgerkonzentration wird **intrinsische Ladungsträgerdichte** n_i genannt: $n_i = n_e = n_h$.
- ★ Ein Halbleiter dessen elektrische Leitfähigkeit (überwiegend) durch die Eigenleitung bestimmt ist wird intrinsischer Halbleiter genannt.

4.1.2 Materialeigenschaften

Intrinsische Ladungsträgerdichte – 2



Die Ladungsträgerdichten (Ladungsträgerkonzentrationen) berechnen sich aus:

$$n_e = N_C \cdot \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \quad \text{und} \quad n_h = N_V \cdot \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right)$$

mit:

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h} \right)^{\frac{3}{2}} \quad \text{und} \quad N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h} \right)^{\frac{3}{2}}$$

- n_e, n_h ... Ladungsträgerdichte der Leitungselektronen bzw. der Löcher
 E_C, E_V ... energet. Position der unteren Leitungsbandkante bzw. der oberen Valenzbandkante
 N_C, N_V ... effektive Zustandsdichte an der Leitungsbandkante bzw. an der Valenzbandkante
 m_n, m_p ... effektive Masse der Elektronen bzw. Löcher
 E_g ... Bandlücke, $E_g = E_C - E_V$; E_F ... Fermi-Niveau

Die intrinsische Ladungsträgerdichte kann daher mittels $n_i = \sqrt{n_e n_h}$ geschrieben werden als:

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \propto T^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$$

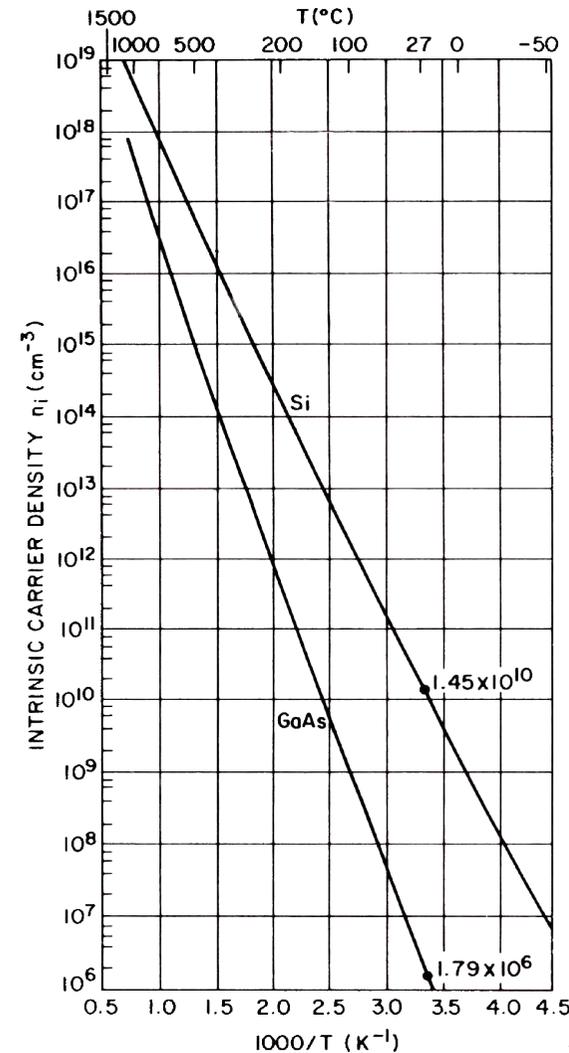
4.1.2 Materialeigenschaften

Intrinsische Ladungsträgerdichte – 3



Hochreines Silizium hat bei Raumtemperatur eine intrinsische Ladungsträgerdichte von $1.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Bei ca. 10^{22} Atomen pro cm^3 ergibt sich daraus, daß nur ungefähr 1 von 10^{12} Siliziumatomen ionisiert ist.

Bild rechts:
Intrinsische Ladungsträgerdichten in Si und GaAs als Funktion der (reziproken) Temperatur.



Quelle: S.M. Sze, *Semiconductor Devices*, J. Wiley & Sons, 1985

4.1.2 Materialeigenschaften

Fermi-Niveau im intrinsischen Halbleiter



Wie bereits besprochen, sind in einem intrinsischem Halbleiter, d.h. einem Halbleiter ohne Verunreinigungen (Fremdatome), die Ladungsträgerkonzentrationen gleich: $n_e = n_h$. Setzt man in diese Gleichung die obigen Formeln für n_e und n_h ein, so erhält man die energetische Position des Fermi-Niveaus im intrinsischen Halbleiter:

$$E_{F,i} = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{kT}{2} \cdot \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right) = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{3kT}{4} \cdot \ln\left(\frac{m_p}{m_n}\right)$$

Das Fermi-Niveau befindet sich bei einem intrinsischem Halbleiter fast genau in der Mitte der Bandlücke. Die temperaturbedingte Abweichung liegt bei Zimmertemperatur für die meisten Halbleiter im Promillebereich.

4.1.2 Materialeigenschaften

Driftgeschwindigkeit und Mobilität – 1



Sowohl Leitungselektronen als auch Löcher können für die allermeisten Anwendungen als **quasifreie Teilchen** betrachtet werden, vorausgesetzt man ordnet ihnen statt der freien Elektronenmasse eine sogenannte **effektive Masse** zu. Mit diesem Trick läßt sich auch die Bewegung von Leitungselektronen und Löchern in einem äußeren elektrischen Feld ganz analog zur Driftbewegung der freien Ladungsträger in Gasdetektoren beschreiben.

Driftgeschwindigkeit:

für Leitungs- e^- :

$$\vec{v}_n = -\mu_n \cdot \vec{E}$$

bzw. für Löcher:

$$\vec{v}_p = \mu_p \cdot \vec{E}$$

Die jeweilige **Mobilität (Beweglichkeit)** der Ladungsträger ist dabei definiert als:

$$\mu_n = \frac{e \tau_n}{m_n}$$

bzw.

$$\mu_p = \frac{e \tau_p}{m_p}$$

- e ... Elementarladung; E ... äußeres elektrisches Feld
 m_n, m_p ... effektive Masse der Elektronen bzw. Löcher
 τ_n, τ_p ... mittlere Zeit zw. zwei Stößen (Stoßzeit) für Elektronen bzw. Löcher

4.1.2 Materialeigenschaften

Driftgeschwindigkeit und Mobilität – 2



Die Stoßzeiten der Ladungsträger sind energieabhängig und somit ist die Mobilität abhängig vom äußeren elektrischen Feld. In der Literatur angegebene Werte für Mobilitäten beziehen sich i.A. auf den Grenzfall kleiner E-Felder.

- ★ Für **kleine elektr. Felder** ist die Mobilität konstant, d.h. die **Driftgeschwindigkeit steigt linear** mit der Feldstärke.
- ★ Für **hohe Feldstärken** sinkt die Mobilität, die Driftgeschwindigkeit erreicht schließlich einen **Sättigungswert**.
- ★ In einigen Materialien (z.B. GaAs) existieren sogar Bereiche negativer differentieller Mobilität, d.h. v_n bzw. v_p sinkt bei Erhöhung der elektrischen Feldstärke.

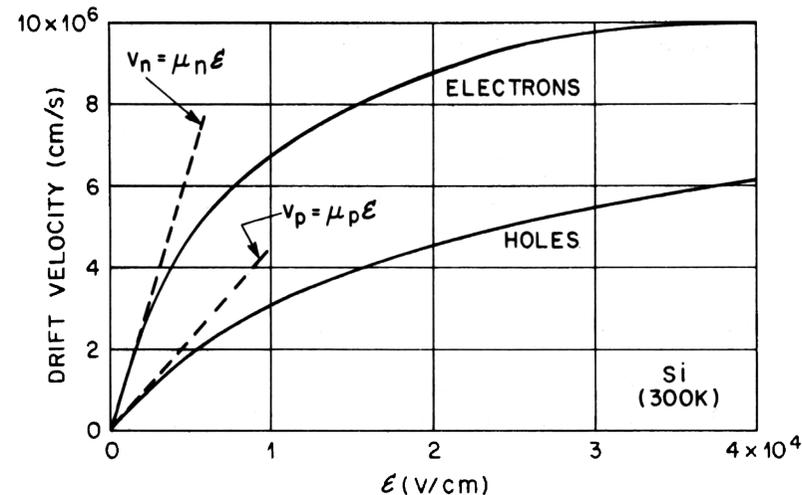


Bild: Driftgeschwindigkeit vs. E-Feld für Elektronen und Löcher in Silizium bei Raumtemperatur. Die Mobilität wird hier als Steigung der Tangente an die Kurve im Nullpunkt verstanden.

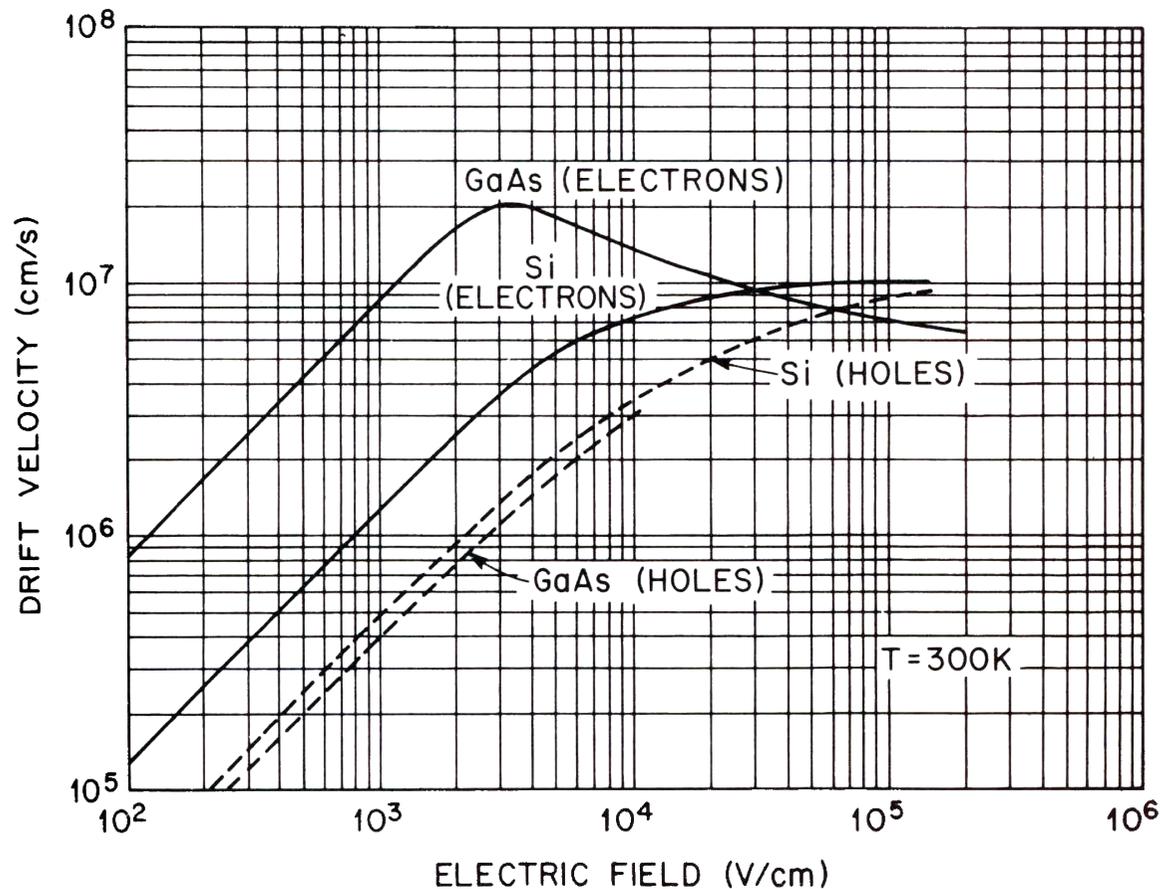
Quelle: S.M. Sze, *Semiconductor Devices*, J. Wiley & Sons, 1985

4.1.2 Materialeigenschaften

Driftgeschwindigkeit und Mobilität – 3



Driftgeschwindigkeiten für Elektronen und Löcher in Silizium und GaAs bei Raumtemperatur. Man beachte den Bereich negativer differentieller Mobilität bei GaAs.



Quelle: S.M. Sze, *Semiconductor Devices*, J. Wiley & Sons, 1985

4.1.2 Materialeigenschaften

Spezifischer Widerstand – Allgemeines



Der **spezifische Widerstand** ρ eines Halbleiters wird bestimmt durch die Ladungsträgerdichten und die Beweglichkeiten der Elektronen bzw, Löcher:

$$\rho = \frac{1}{e(\mu_n n_e + \mu_p n_h)}$$

n_e, n_h ... Ladungsträgerdichte der Elektronen bzw. Löcher
 μ_n, μ_p ... Mobilität der Elektronen bzw. Löcher

Da im *intrinsischen* Halbleiter die Ladungsträgerdichten für Elektronen und Löcher gleich sind, tragen hier beide Arten von Ladungsträgern in nahezu gleichem Ausmaß zur elektrischen Leitfähigkeit bei – modifiziert wird der Beitrag in diesem Fall nur durch die unterschiedlichen Mobilitäten.

4.1.2 Materialeigenschaften

Spezifischer Widerstand – Beispiel Silizium



In Silizium sind die Mobilitäten für elektrische Feldstärken unter ≈ 1 kV/cm in guter Näherung konstant. Bei $T = 300$ K betragen sie:

$$\mu_n(\text{Si}, 300 \text{ K}) \approx 1450 \text{ cm}^2/\text{Vs} \quad \mu_p(\text{Si}, 300 \text{ K}) \approx 450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$$

Die Ladungsträgerdichten für Reinstsilizium (d.h. intrinsisches Si) betragen bei $T = 300$ K:

$$n_e = n_h \approx 1.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

Daraus ergibt sich ein intrinsischer spezifischer Widerstand von:

$$\rho \approx 230 \text{ k}\Omega\text{cm}$$

(Für Detektoren wird Silizium mit $1 \text{ k}\Omega\text{cm} < \rho < 10 \text{ k}\Omega\text{cm}$ benötigt. Der maximal tolerierbare Anteil an Verunreinigungen in detektortauglichem Silizium muß in diesem Fall unter $\approx 10^{-10} \text{ cm}^{-3}$ liegen.)

4.1.2 Materialeigenschaften

Materialeigenschaften einiger wichtiger Halbleiter – 1



Material	Si	Ge	GaAs	GaP	CdTe	Diamant*
Ordnungszahl Z	14	32	31+33	31+15	48+52	6
Atomgewicht A (amu)	28.086	72.61	69.72+74.92	69.72+30.97	112.4+127.6	12.011
Gitterkonstante a (Å)	5.431	5.646	5.653	5.451	6.482	3.567
ρ (g/cm ³)	2.328	5.326	5.32	4.13	5.86	3.52
E_g (eV) bei 300 K	1.11	0.66	1.42	2.26	1.44	5.47–5.6
E_g (eV) bei 0 K	1.17	0.74	1.52	2.34	1.56	≈ 6
rel. Dielektrizität $\epsilon_r = \epsilon / \epsilon_0$	11.9	16.0	12.8	11.1	10.9	5.7
Schmelzpunkt (°C)	1415	938	1237	1477	1040	3527
eff. e ⁻ -Masse (m_n / m_e)	0.98, 0.19	1.64, 0.08	0.067	0.82	0.11	0.2
eff. Loch-Masse ⁺ (m_h / m_e)	0.16	0.044	0.082	0.14	0.35	0.25

* zählt eigentlich als Isolator

+ für "leichte" Löcher

Quellen, u.a.: <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/>; S.M.Sze, *Physics of Semicon. Devices*, J. Wiley & Sons, 1981, J. Singh, *Electronic & Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures*, Cambridge University Press, 2003

4.1.2 Materialeigenschaften

Materialeigenschaften einiger wichtiger Halbleiter – 2



Material	Si	Ge	GaAs	GaP	CdTe	Diamant*
eff. Zustandsdichte im Leitungsband n_{CB} (cm ⁻³)	$3 \cdot 10^{19}$	$1 \cdot 10^{19}$	$4.7 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{19}$		$\approx 10^{20}$
eff. Zustandsdichte im Valenzband n_{VB} (cm ⁻³)	$1 \cdot 10^{19}$	$6 \cdot 10^{18}$	$7 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{19}$		$\approx 10^{19}$
Elektronen-Mobilität μ_e bei 300 K (cm ² /Vs)	~1450	3900	8500	< 300	1050	1800
Löcher-Mobilität μ_h bei 300 K (cm ² /Vs)	~450	1900	400	< 150	100	1200
instrins. Ladungsträgerdichte bei 300 K (cm ⁻³)	$1.45 \cdot 10^{10}$	$2.4 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^6$	2		$\approx 10^{-27}$
instrins. Widerstand bei 300 K (Ω cm)	$2.3 \cdot 10^5$	47	$\approx 10^8$		$\approx 10^9$	$\geq 10^{42}$
Durchbruchfeldst. (V/cm)	$3 \cdot 10^5$	$\approx 10^5$	$4 \cdot 10^5$	$\approx 10^6$		$3 \cdot 10^7$
mittlere E für e ⁻ -h ⁺ -Paar-Erzeugung (eV), 300 K	3.62	2.9	4.2	≈ 7	4.43	13.25

* zählt eigentlich als Isolator

Quellen, u.a.: <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/>; S.M.Sze, *Physics of Semicon. Devices*, J. Wiley & Sons, 1985, J. Singh, *Electronic & Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures*, Cambridge University Press, 2003

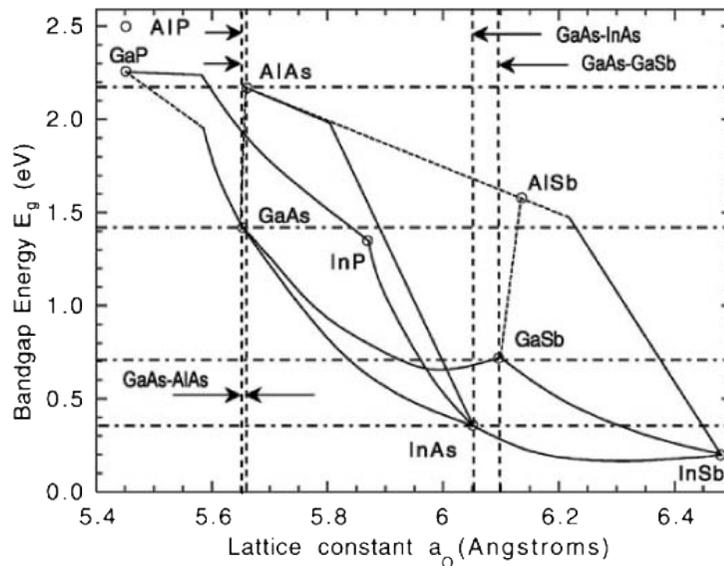
4.1.2 Materialeigenschaften

Bandlücke und Gitterkonstante einiger Halbleiter

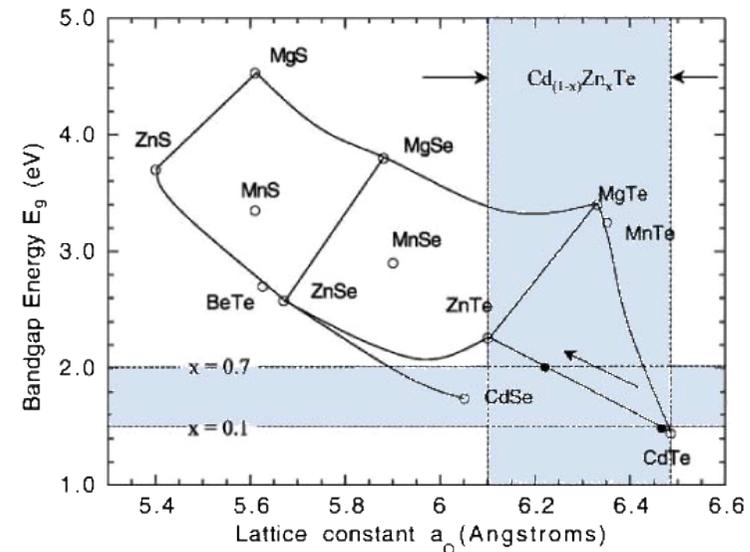


Bandlücke vs. Gitterkonstante für wichtige Verbindungshalbleiter:*

* Anmerkung: Daten für Raumtemperatur.



Beachte: GaAs und AlAs weisen nur wenig Unterschied in der Gitterkonstanten auf, was epitaktisches Aufwachsen von diesen beiden Materialien aufeinander ermöglicht.



Der eingefärbte Bereich zeigt die Auswirkungen eines unterschiedlichen Zink-Gehaltes in einer $Cd_{1-x}Zn_xTe$ -Verbindung.

Quelle: A. Owens, A. Peacock, *Compound Semiconductor Radiation Detectors*, Nud. Instr. Meth. A **351**, 18 (2004)

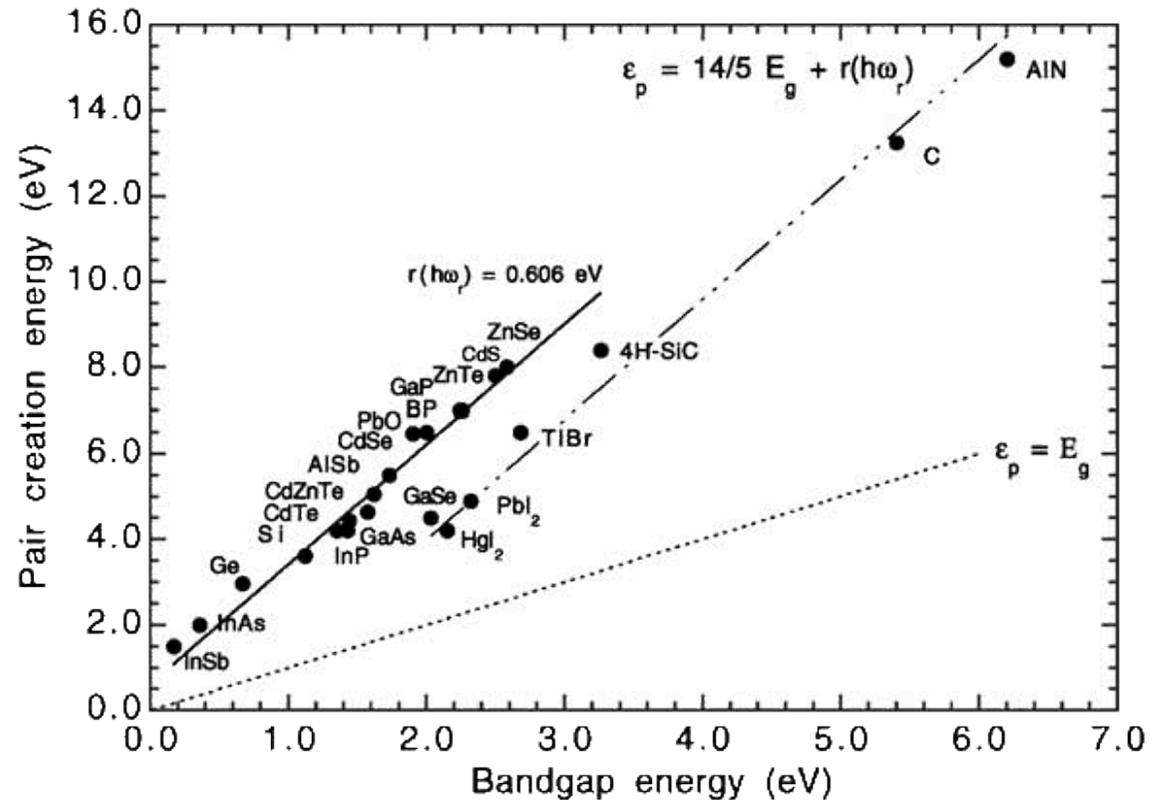
4.1.2 Materialeigenschaften

Bandlücke und Ionisationsenergie einiger Halbleiter



Größe der Bandlücke und mittlere Energie für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares.*

(Ein Teil der bei der e^-h^+ -Paarerzeugung aufgewendeten Energie geht in die Anregung von Gitterschwingungen.)



Quelle: A. Owens, A. Peacock, *Compound Semiconductor Radiation Detectors*, *Nucl. Instr. Meth. A* **351**, 18 (2004)

4.1.2 Materialeigenschaften

Exkurs: “Idealer” Halbleiter für einen Teilchendetektor?



Vom Standpunkt der Signalverarbeitung aus, sollte ein idealer Teilchendetektor ein möglichst **großes Signal-Rausch-Verhältnis** (“signal to noise ratio”, **SNR**) aufweisen. Dies führt zu zwei entgegengesetzten Anforderungen:

- ✗ **großes Signal**

 - niedrige Ionisationsenergie → kleine Bandlücke

- ✗ **geringes Rauschen**

 - wenig freie Ladungsträger → große Bandlücke

Optimal wäre ein Material mit einer Bandlücke von $E_g \approx 6 \text{ eV}$.

In diesem Fall ist das Leitungsband auch bei Raumtemperatur praktisch leer, andererseits ist der Bandabstand nicht zu groß für die zahlreiche Erzeugung von e^-h^+ -Paaren durch ionisierende Teilchen.

Ein solches Material gibt es im Prinzip, nämlich **Diamant**. Leider ist dieser für den Bau größerer Detektoren nach wie vor zu **teuer**.

4.1.2 Materialeigenschaften

Exkurs: SNR-Abschätzung für intrinsisches Silizium



Für **Silizium** beträgt die mittlere Ionisationsenergie $I_0 = 3.62$ eV, der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke $dE/dx = 3.87$ MeV/cm. Die intrinsische Ladungsträgerdichte für Silizium ist bei $T = 300$ K $n_i = 1.45 \cdot 10^{10}$ cm⁻³.

Rechenbeispiel:

Der Detektor habe eine Dicke von $d = 300$ μ m und eine Fläche von $A = 1$ cm².

→ Signal eines mip in in einem solchen Detektor:

$$\frac{dE/dx \cdot d}{I_0} = \frac{3.87 \cdot 10^6 \text{ eV/cm} \cdot 0.03 \text{ cm}}{3.62 \text{ eV}} \approx 3.2 \cdot 10^4 \text{ e}^- \text{h}^+ \text{- Paare}$$

→ Thermisch generierte Ladungsträger in demselben Detektor ($T = 300$ K):

$$n_i d A = 1.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} \cdot 0.03 \text{ cm} \cdot 1 \text{ cm}^2 \approx 4.35 \cdot 10^8 \text{ e}^- \text{h}^+ \text{- Paare}$$

→ **Die thermisch erzeugten e⁻h⁺-Paare liegen somit um 4 Größenordnungen über dem Signal!!!**

Abhilfe schafft z.B. die Verwendung von in Sperrichtung betriebenen pn-Übergängen durch Ausnutzung der dort vorhandenen Verarmungszone. → **Dotierung**

4.1.3 Dotierung

Begriffserklärung



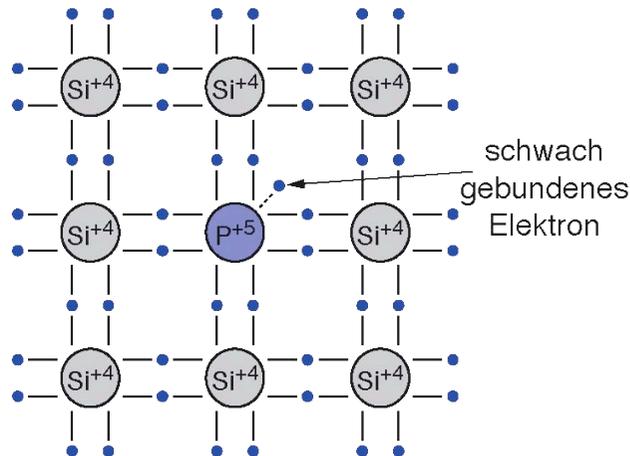
- ★ Dotierung ist das Ersetzen einer anteilmäßig geringen Anzahl der Atome des ursprünglichen Halbleitermaterials durch Atome aus benachbarten Gruppen des Periodensystems, welche (mindestens) ein Valenzelektron mehr bzw. weniger als die Atome des Grundmaterials haben.
- ★ Durch das Einbringen solcher Fremdatome in das Kristallgitter entstehen zusätzliche Energieniveaus innerhalb der Bandlücke. Dies hat signifikante Auswirkungen auf die Leitfähigkeit.
- ★ Ein “reiner” Halbleiter, in welchem Fremdatome nicht existent (oder von der Konzentration her zumindest vernachlässigbar) sind, wird als intrinsischer Halbleiter bezeichnet.
- ★ Ein dotierter Halbleiter wird extrinsischer Halbleiter genannt.
- ★ In einem idealen intrinsischen Halbleiter existiert zu jedem Leitungselektron ein zugehöriges Loch. In einem extrinsischen Halbleiter herrscht hingegen je nach Dotierung ein Überschuss an Elektronen oder an Löchern.

4.1.3 Dotierung

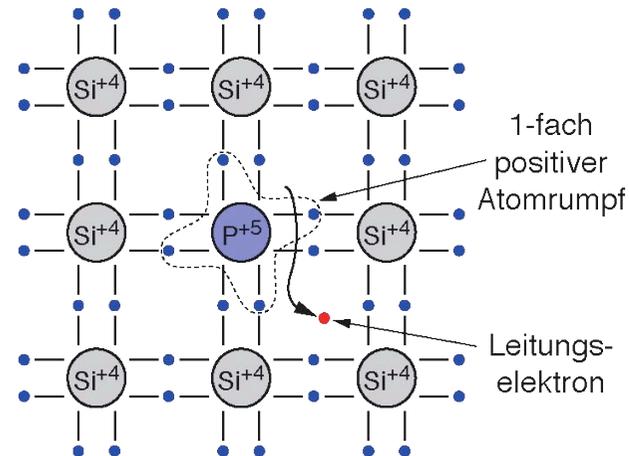
Bindungsmodell: n-Dotierung am Beispiel von Si



Bei Einbau eines **5-wertigen Atoms** (z.B. P, As, Sb) in ein Kristallgitter aus 4-wertigen Si-Atomen bleibt das 5. Valenzelektron des Fremdatoms ohne Bindungspartner. Daher ist es nur schwach gebunden und kann leicht vom ursprünglichen Atom abgelöst werden. Das Fremdatom wird deshalb **Donator** genannt.



Das abgelöste Elektron steht dann als **freies Leitungselektron** zur Verfügung. An der Gitterposition des Fremdatoms bleibt ein **positiv geladener Atomrumpf** zurück. Beachte: Da alle Bindungen abge-sättigt sind, gibt es zu dem so generierten Leitungselektron *kein* zugehöriges Loch.

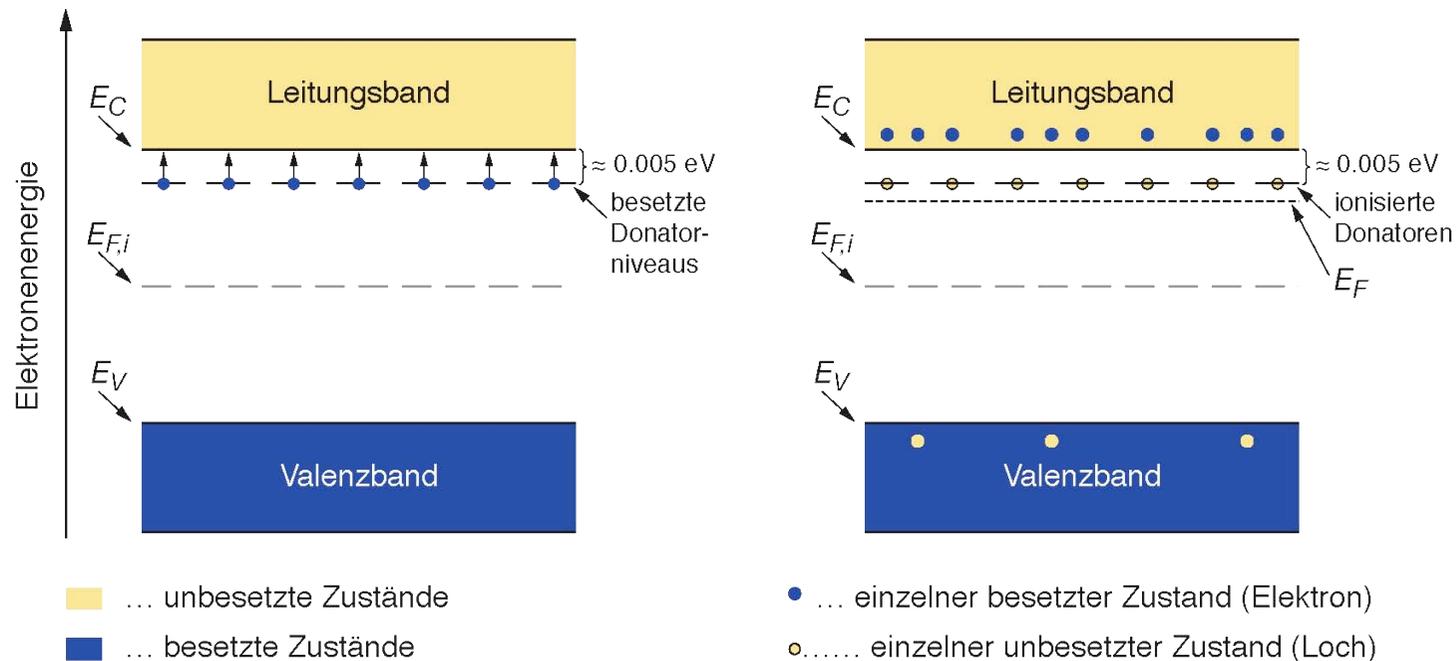


4.1.3 Dotierung

Bändermodell: n-Dotierung



Die Energieniveaus typischer Donatorzustände liegen nur knapp unterhalb der Leitungsbandkante. Daher können sehr leicht Elektronen aus diesen ursprünglich besetzten Zuständen in das Leitungsband angeregt werden. Bereits bei Raumtemperatur sind nahezu alle Donatoren ionisiert. **Das Fermi-Niveau E_F verschiebt sich dadurch in Richtung Leitungsbandkante.**

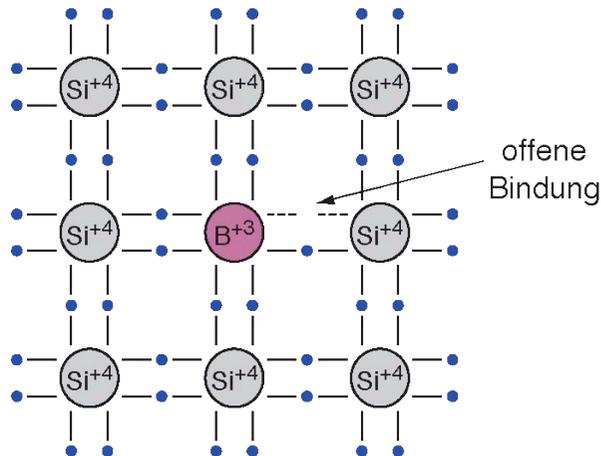


4.1.3 Dotierung

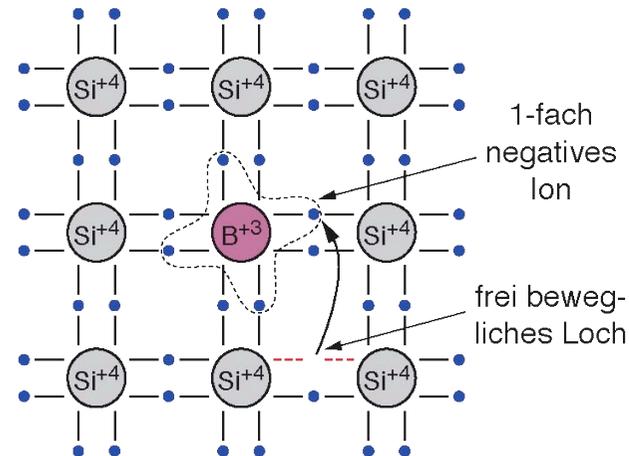
Bindungsmodell: p-Dotierung am Beispiel von Si



Bei Einbau eines **3-wertigen Atoms** (z.B. B, Al, Ga, In) in ein Kristallgitter aus 4-wertigen Si-Atomen kann eine Bindung eines angrenzenden Si-Atoms nicht abgesättigt werden. Die offene Bindung neigt dazu, ein Valenzelektron aus dem umgebenden Gitter aufzunehmen. Das Fremdatom wird daher **Akzeptor** genannt.



Durch das eingefangene Valenzelektron entsteht an anderer Position ein **frei bewegliches Defekt-elektron** (Loch). An der Gitterposition des Fremdatoms bleibt ein **negativ geladenes Ion** zurück. Beachte: Zu dem so generierten Loch existiert *kein* zugehöriges Leitungselektron.

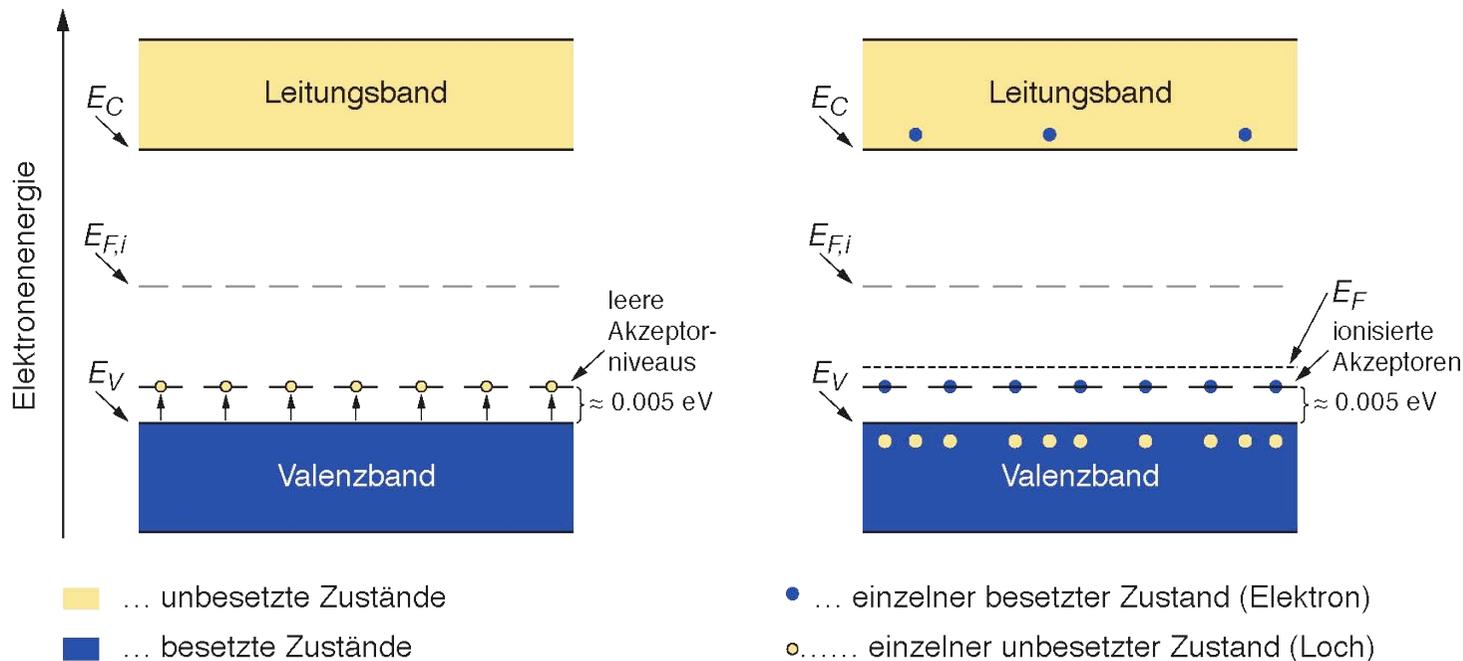


4.1.3 Dotierung

Bändermodell: p-Dotierung



Die Energieniveaus typischer Akzeptorzustände liegen nur knapp oberhalb der Valenzbandkante. Daher können sehr leicht Elektronen aus dem Valenzband in diese ursprünglich freien Zustände angeregt werden. Bereits bei Raumtemperatur sind nahezu alle Akzeptoren ionisiert. **Das Fermi-Niveau E_F verschiebt sich dadurch in Richtung Valenzbandkante.**



(Energieabstände nicht maßstabgetreu)

4.1.3 Dotierung

Überblick – 1



- ★ Fremdatome welche ein **zusätzliches Leitungselektron** abgeben heißen Donatoren. Ein überwiegend mit **Donatoren** dotierter Halbleiter heißt **n-dotiert** (“n-type”).
- ★ In einem n-dotierten Halbleiter sind die Leitungselektronen in der Überzahl und bestimmen daher die elektrische Leitung. Die Leitungselektronen sind also die Majoritätsladungsträger (“majority carriers”). Die Löcher sind Minoritätsladungsträger (“minority carriers”).
- ★ Fremdatome welche ein **zusätzliches Loch** generieren heißen **Akzeptoren**. Ein überwiegend mit Akzeptoren dotierter Halbleiter heißt **p-dotiert** (“p-type”).
- ★ In einem p-dotierten Halbleiter sind die Defektelektronen in der Überzahl und bestimmen daher die elektrische Leitung. Die Löcher sind also die Majoritätsladungsträger (“majority carriers”). Die Leitungselektronen sind Minoritätsladungsträger (“minority carriers”).

4.1.3 Dotierung

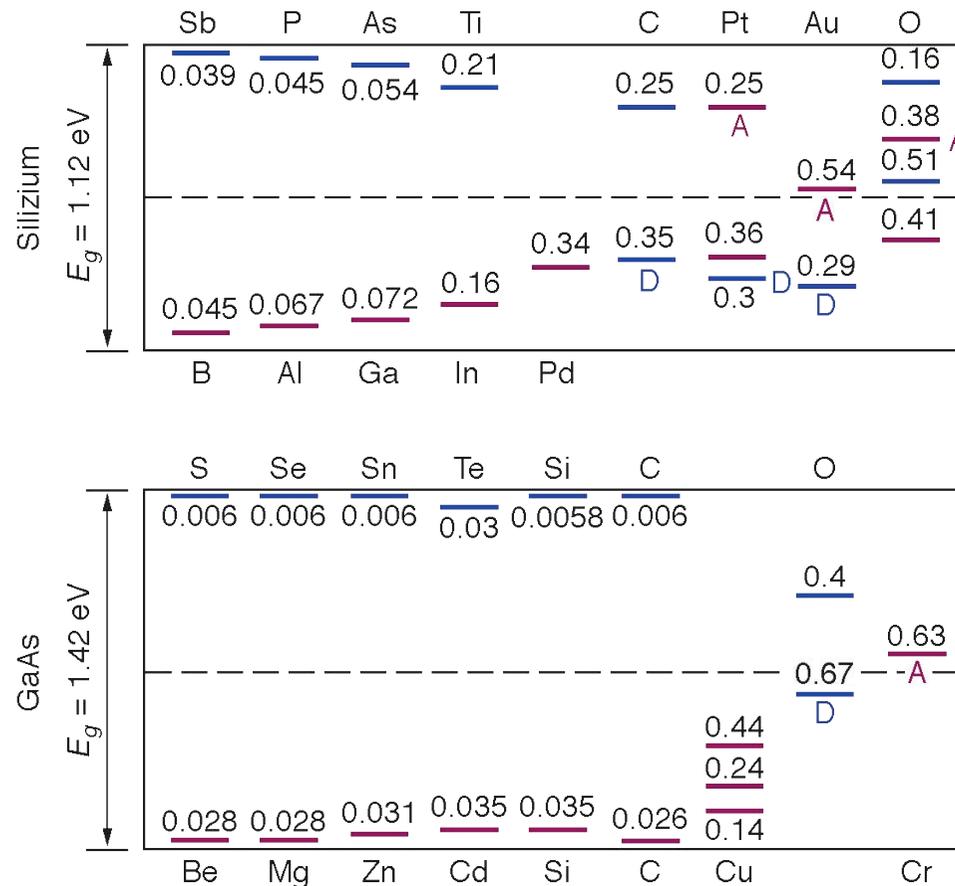
Überblick – 2



- ★ In Silizium dienen 5-wertige Atome wie z.B. P, As oder Sb als Donatoren. 3-wertige Atome wie z.B. B, Al, oder Ga sind in Silizium Akzeptoren.
- ★ Für Halbleiterdetektoren liegen typische Dotierungskonzentrationen bei $\approx 10^{12}$ Atome/cm³, für CMOS-Bauelemente zw. 10^{14} und 10^{18} Atome/cm³.
Ausnahme: Stark dotierte Schichten, welche als elektrische Kontakte für Halbleiter verwendet werden. In diesen betragen die Dotierungskonzentrationen $\approx 10^{20}$ Atome/cm³. Sie werden, je nach Art der Dotierung, mit **n⁺** bzw. **p⁺** gekennzeichnet.
- ★ Durch natürliche Verunreinigungen oder auch durch Strahlenschäden sind in jedem realen Halbleiter sowohl Donatoren als auch Akzeptoren vorhanden. Dadurch kommt es teilweise zu einer Kompensation der Dotiereffekte, übrig bleibt die sogenannte **effektive Dotierung**.
- ★ Für beabsichtigte Dotierungen wählt man üblicherweise Fremdatome mit Energieniveaus nahe der Leitungs- bzw. Valenzbandkante (“**shallow donors / acceptors**”). Verunreinigungen und Strahlenschäden können aber Niveaus nahe der Mitte der Bandlücke generieren (“**deep donors / acceptors**”).

4.1.3 Dotierung

Donator- bzw. Akzeptorniveaus in Si und GaAs



Gemessene Ionisierungsenergien für diverse Fremdatome in Si und GaAs.

Die Niveaus oberhalb der Mitte der Bandlücke werden von der Leitungsbandunterkante gemessen und sind Donatorniveaus außer jenen, welche mit A für Akzeptorniveau markiert sind.

Die Niveaus unterhalb der Mitte der Bandlücke werden von der Valenzbandoberkante gemessen und sind Akzeptorniveaus außer jenen, welche mit D für Donatorniveau markiert sind.

Quelle: S.M. Sze, *Semiconductor Devices*, J. Wiley & Sons, 1985 — (Nachzeichnungen der Originale)

4.1.3 Dotierung

Fermi-Niveau im dotierten Material



Unter der, bereits bei Raumtemperatur zulässigen, Annahme, dass alle Donatoren bzw. Akzeptoren ionisiert sind, berechnet sich die Lage des Fermi-Niveaus E_F in einem dotierten Halbleiter wie folgt:

In einem n-Halbleiter:

$$E_{F,n} = E_C - kT \cdot \ln\left(\frac{N_C}{N_D}\right)$$

In einem p-Halbleiter:

$$E_{F,p} = E_V + kT \cdot \ln\left(\frac{N_V}{N_A}\right)$$

E_C, E_V ... energet. Position der unteren Leitungsbandkante bzw. der oberen Valenzbandkante
 N_C, N_V ... effektive Zustandsdichte an der Leitungsbandkante bzw. an der Valenzbandkante
 N_D, N_A ... Konzentration der Donatoren bzw. Akzeptoren
T Temperatur, k ... Boltzmannkonstante, $k = 1.3807 \cdot 10^{-23}$ J/K

4.1.3 Dotierung

Ladungsträgerkonzentration im dotierten Material – 1



Die Ladungsträgerkonzentrationen können analog zum intrinsischen Fall berechnet werden, man muß aber die neue Lage des Fermi-Niveaus E_F berücksichtigen.

In einem **n-Halbleiter** wird die Ladungsträgerkonzentration dominiert durch N_C und $(E_C - E_F)$:

$$n_{e,n} = N_C \cdot \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) = n_i \cdot \exp\left(\frac{E_F - E_i}{kT}\right)$$

mit: $E_F = E_{F,n}$
 $E_i = E_{F,i}$

In einem **p-Halbleiter** wird die Ladungsträgerkonzentration dominiert durch N_V und $(E_F - E_V)$:

$$n_{h,p} = N_V \cdot \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right) = n_i \cdot \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right)$$

mit: $E_F = E_{F,p}$
 $E_i = E_{F,i}$

4.1.3 Dotierung

Ladungsträgerkonzentration im dotierten Material – 2



Auch im dotierten Halbleiter muß in Summe klarerweise immer **Ladungsneutralität** herrschen:

$$n_e + N_A = n_h + N_D$$

(für 1-fach ionisierte Dotieratome)

Weiters bleibt auch im dotierten Halbleiter gültig, daß das **Produkt der Ladungsträgerkonzentrationen stets konstant** ist und denselben Wert hat wie im intrinsischen Fall (“Massenwirkungsgesetz”):

$$n_e n_h = n_i^2 = N_C N_V \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$$

Eine Erhöhung der Majoritätsladungsträgerdichte hat also immer eine entsprechende Verringerung der Minoritätsladungsträgerdichte zur Folge.

- n_e, n_h ... Konzentration der Leitungselektronen bzw. Defektelektronen im dotierten Material
- N_D, N_A ... Konzentration der Donatoren bzw. Akzeptoren im dotierten Material
- n_i ... intrinsische Ladungsträgerkonzentration

4.1.3 Dotierung

Ladungsträgerkonzentration im dotierten Material – 3



Mit Hilfe der Ladungsneutralität und des Massenwirkungsgesetzes ergibt sich für die Ladungsträgerkonzentrationen im dotierten Halbleiter:

n-Halbleiter:

Majoritätsladungsträger
(Elektronen)

$$n_{e,n} = \frac{1}{2} \left[N_D - N_A + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2} \right]$$

Minoritätsladungsträger
(Löcher)

$$n_{h,n} = \frac{n_i^2}{n_{e,n}}$$

p-Halbleiter:

Majoritätsladungsträger
(Löcher)

$$n_{h,p} = \frac{1}{2} \left[N_A - N_D + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 4n_i^2} \right]$$

Minoritätsladungsträger
(Elektronen)

$$n_{e,p} = \frac{n_i^2}{n_{h,p}}$$

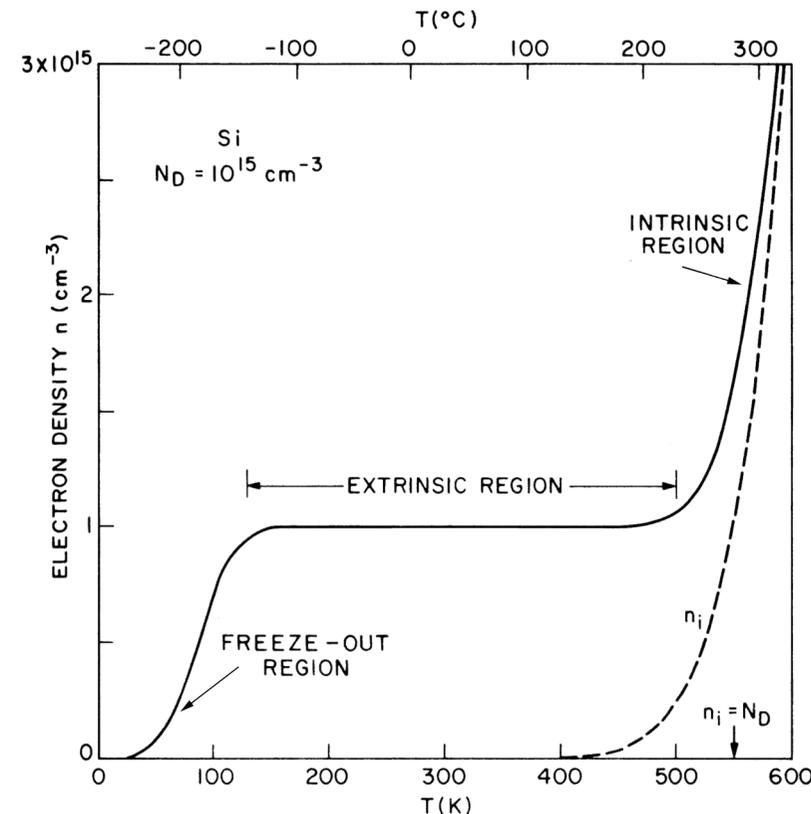
4.1.3 Dotierung

T-Abhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration



- ★ Bei tiefen Temperaturen reicht die thermische Energie nicht aus, um alle Donatoren zu ionisieren, der Halbleiter “friert aus”.
- ★ Für mittlere T sind alle Donatoren ionisiert, die therm. Energie reicht aber nicht, um einen signifikanten Anteil an Valenz- e^- anzuregen. Die Zahl der Leitungs- e^- ist somit über einen weiten T-Bereich gleich der Zahl der Donatoratome (“extrinsischer Bereich”).
- ★ Bei sehr hohen T ($kT \approx E_g$) wird die intrinsische e^- -Konzentration vergleichbar mit der Dotierungsdichte. Der Halbleiter nimmt somit intrinsisches Verhalten an.

Bild: Konzentration der Leitungselektronen in n-dotiertem Si mit einer Donorkonzentration von 10^{15} cm^{-3} . Zum Vergleich ist auch die intrinsische Ladungsträgerdichte gezeigt.



Quelle: S.M. Sze, Semiconductor Devices, J. Wiley & Sons, 1985

4.1.3 Dotierung

Spezifischer Widerstand im dotierten Material



In einem dotierten Halbleiter werden die elektrischen Eigenschaften von den Majoritätsladungsträgern dominiert. D.h., im extrinsischen Bereich bestimmt die Dotierkonzentration die Leitfähigkeit. In der Regel vereinfacht sich die Berechnung des spezifischen Widerstandes somit zu:

n-Halbleiter:

$$\rho = \frac{1}{e \mu_n N_D}$$

für $N_D \gg N_A$

p-Halbleiter:

$$\rho = \frac{1}{e \mu_p N_A}$$

für $N_A \gg N_D$

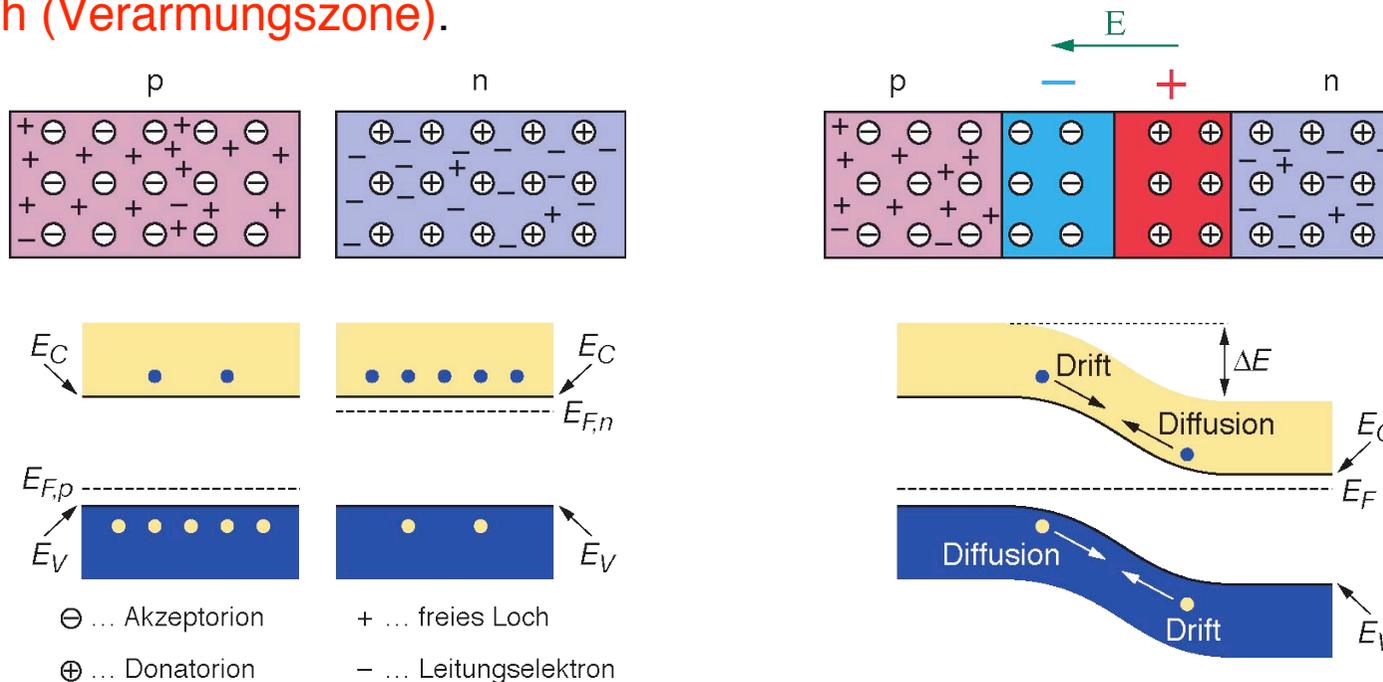
$N_D, N_A \dots$ Donator- bzw. Akzeptorkonzentration
 $\mu_n, \mu_p \dots$ Mobilität der Elektronen bzw. Löcher

4.1.4 Der pn-Übergang

Ausbildung eines pn-Überganges



Bringt man einen n- und einen p-Leiter in Kontakt, so muß im thermischen Gleichgewicht die Fermi-Energie ident sein. Die Anpassung der zuvor unterschiedlichen Fermi-Niveaus wird erreicht durch die Diffusion der jeweiligen Majoritätsladungsträger in den anders dotierten Bereich. Dadurch baut sich am Übergang eine Raumladung auf, welche das weitere Eindringen von e^- und Löchern in die Übergangszone verhindert. Es entsteht somit ein **stabiler ladungsträgerfreier Bereich (Verarmungszone)**.

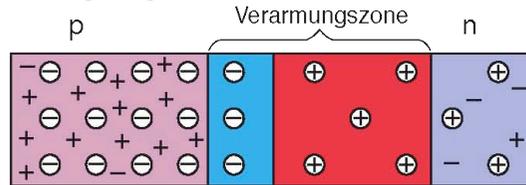


4.1.4 Der pn-Übergang

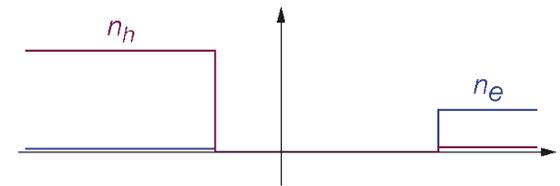
Elektrische Charakteristika eines abrupten pn-Übergangs



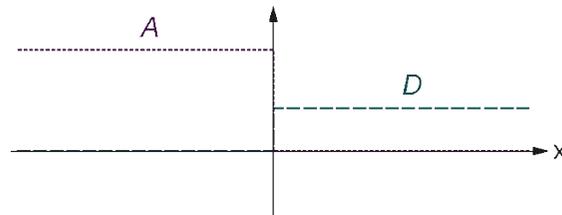
pn-Übergang Schema



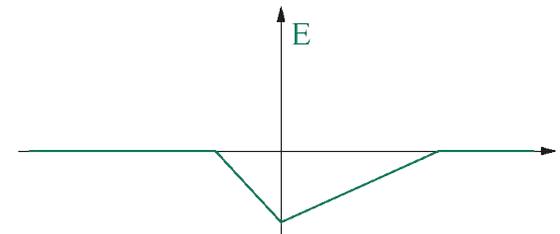
Konzentration der freien Ladungsträger



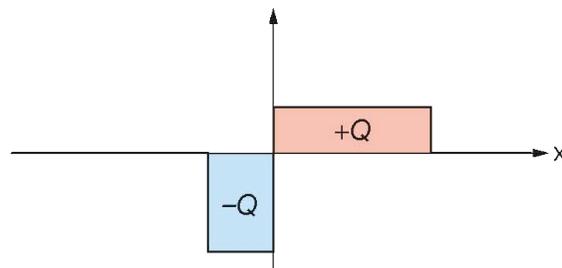
Akzeptor- und Donatorkonzentration



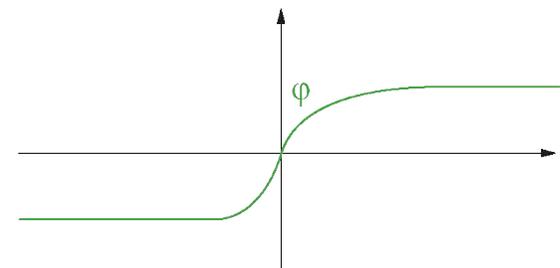
elektrisches Feld



Raumladungsdichte



elektrisches Potential



⊖ ... Akzeptorion

⊕ ... Donatorion

+ ... freies Loch

- ... Leitungselektron

4.1.4 Der pn-Übergang

Diffusionsspannung, Breite der Verarmungszone



Die der Potentialstufe $\Delta E = eV_0$ entsprechende sogenannte **Kontakt- oder Diffusionsspannung**, welche sich im thermischen Gleichgewicht am pn-Übergang ausbildet, beträgt:

$$V_0 = \frac{kT}{e} \cdot \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right)$$

Die **Breite der Verarmungszone** ist (*ohne* externe Spannung):

im p-Bereich:

$$W_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r \varepsilon_0 V_0}{e N_a (1 + N_a / N_d)}}$$

im n-Bereich:

$$W_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r \varepsilon_0 V_0}{e N_d (1 + N_d / N_a)}}$$

N_a ... *eff.* Akzeptorkonzentration im p-Bereich,

V_0 ... Diffusionsspannung,

ε_0 ... Vakuums-Dielektrizitätskonstante ($\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ As/Vm)

N_d ... *eff.* Donatorkonzentration im n-Bereich

ε_r ... relative Dielektrizität

4.1.4 Der pn-Übergang

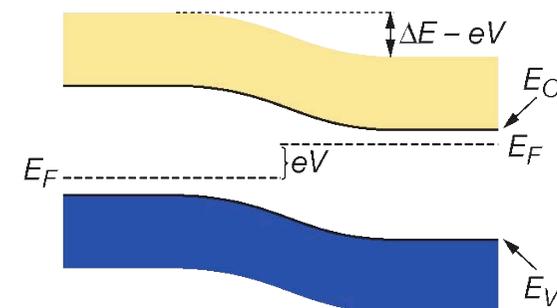
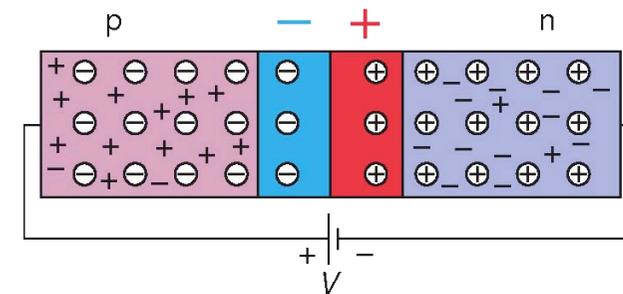
Verhalten in Durchlaßrichtung (Forward Bias)



Legt man eine externe Spannung V mit der Anode an den p- und der Kathode an den n-dotierten Teil, so werden im p-Bereich in den Übergang diffundierende Löcher und im n-Bereich in den Übergang diffundierende e^- "nachgefüllt". Dadurch wird die **Verarmungszone schmaler**.

Im Bandschema betrachtet, wird die **interne Potentialbarriere am Übergang um den Wert eV verkleinert** und so die Diffusion über die Grenzschicht hinweg erleichtert, d.h. die Diffusionsströme nehmen (massiv) zu. Die jeweils entgegengesetzten Driftströme bleiben hingegen fast unverändert. In Summe fließt also ein signifikanter elektrischer Strom durch den pn-Übergang, der sogenannte **Rekombinationsstrom**.

pn-Übergang in Durchlaßrichtung



4.1.4 Der pn-Übergang

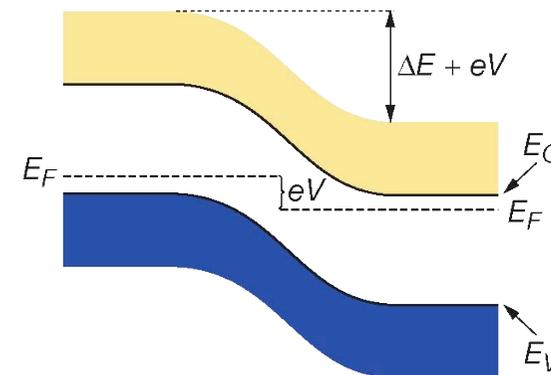
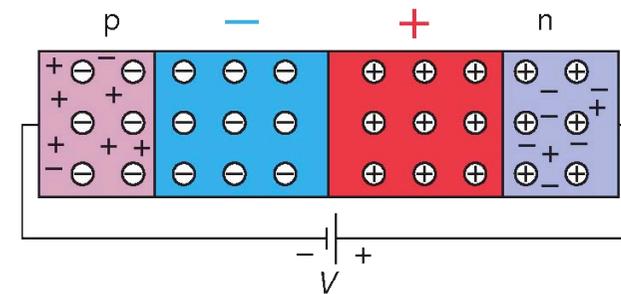
Verhalten in Sperrichtung (Reverse Bias)



Legt man eine externe Spannung V mit der Anode an den n- und der Kathode an den p-dotierten Teil, so werden die jeweiligen Majoritätsladungsträger in Richtung der Elektroden "abgezogen". Dadurch wird die **Verarmungszone breiter**.

Im Bandschema betrachtet, wird die **interne Potentialbarriere am Übergang um den Wert eV vergrößert** und so die Diffusion über die Grenzschicht hinweg unterdrückt. In erster Näherung fließt hier kein Strom. Einige in der Verarmungszone thermisch generierten Ladungsträgerpaare verursachen aber einen Driftstrom in Gegenrichtung. In Summe fließt also ein sehr kleiner Strom, der sogenannte **Leckstrom** oder Sperrstrom.

pn-Übergang in Sperrichtung



4.1.4 Der pn-Übergang

Breite der Verarmungszone bei externer Spannung



Benutzt man die Konvention, daß externe Spannungen in Durchlaßrichtung als positiv und jene in Sperrichtung als negativ zählen, so läßt die die Breite der Verarmungszone unter Einfluss einer externen Spannung schreiben als:

im p-Bereich:

$$W_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0(V_0 - V)}{eN_a(1 + N_a/N_d)}}$$

im n-Bereich:

$$W_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0(V_0 - V)}{eN_d(1 + N_d/N_a)}}$$

V_0 ... Diffusionsspannung

V ... externe Spannung

Die Gesamtbreite der Verarmungszone ist somit:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0}{e} \cdot (V_0 - V) \cdot \left(\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a} \right)}$$

Die Breite der Verarmungszone steigt also proportional zur Wurzel aus der externen Spannung.

4.1.4 Der pn-Übergang

Strom-Spannungs-Charakteristik, Shockley-Gleichung



Der Strom durch einen pn-Übergang in Abhängigkeit von einer externen Spannung V kann durch die **Shockley-Gleichung** beschrieben werden:

$$I = I_0 \cdot \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right]$$

I_0 ... Sättigungssperrstrom

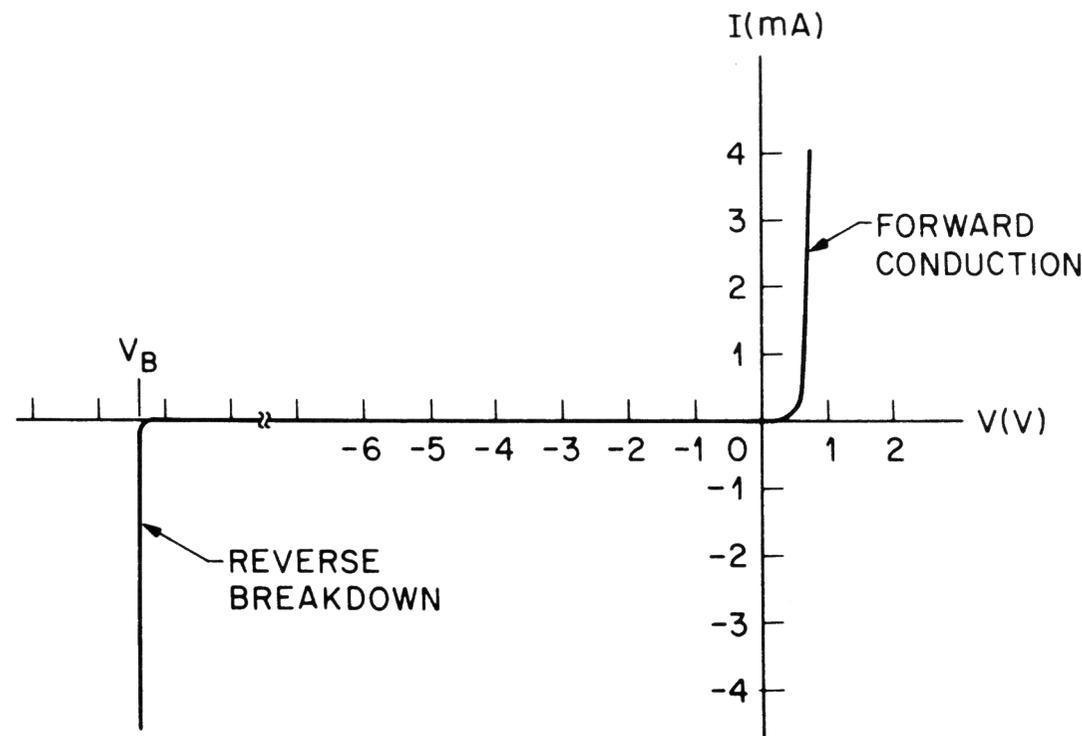
- ★ In Durchlaßrichtung ($V > 0$) steigt der Strom exponentiell mit der externen Spannung an.
- ★ Für Sperrspannungen ($V < 0$) die betragsmäßig größer als $\approx 4kT/e$ sind, wird der exponentielle Term in der Shockley-Gleichung hingegen vernachlässigbar und der Strom ist auf den **Sättigungssperrstrom** I_0 begrenzt.
- ★ Bei realen Dioden kommt es ab einer gewissen Höhe der externen Sperrspannung zum sogenannten **Durchbruch** der Diode: Der Sperrstrom steigt aufgrund des hohen elektrischen Feldes, welches nun ausreicht um zahlreiche gebundene e^- in das Leitungsband zu heben, rapide an. Dieser Vorgang wird nicht durch die Shockley-Gleichung beschrieben.

4.1.4 Der pn-Übergang

Diodenkennlinie



Typische Strom-Spannungs-Charakteristik eines pn-Überganges in Silizium. Für positive Spannungswerte ist der Übergang in Durchlaßrichtung geschaltet, für negative Spannungen in Sperrichtung. Da der Sperrstrom um ein Vielfaches geringer ist als der Strom in Durchlaßrichtung (nA statt mA), ist er auf der hier dargestellten Skala nicht zu erkennen.



Quelle: S.M. Sze, *Semiconductor Devices*,
J. Wiley & Sons, 1985

4.1.4 Der pn-Übergang

Spezialfall: Der p⁺n-Übergang



Die Breite der Verarmungszone an einem pn-Übergang hängt entscheidend von der effektiven Dotierung des jeweiligen Bereiches ab (siehe Formeln weiter vorne). Für einen p⁺n-Übergang reicht die Verarmungszone nur sehr wenig in den p-Bereich, aber sehr weit in den n-Bereich hinein:

$$N_a \text{ (in p)} \gg N_d \text{ (in n)} \rightarrow W_p \ll W_n$$

Man betrachte z.B. einen p⁺n-Übergang mit effektiven Dotierkonzentrationen von $N_a = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ im p-dotierten und $N_d = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ im n-dotierten Bereich.

Ohne externe Spannung:

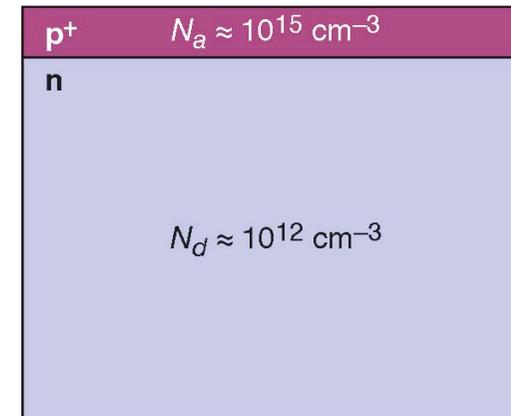
$$W_p = 0.02 \text{ } \mu\text{m}$$

$$W_n = 23 \text{ } \mu\text{m}$$

Mit einer Sperrspannung von 100 V:

$$W_p = 0.4 \text{ } \mu\text{m}$$

$$W_n = 363 \text{ } \mu\text{m}$$



p⁺n-Übergang Schema

4.1.5 Detektorcharakteristika

Breite der Verarmungszone in Detektoren



- ★ Die meisten Halbleiterdetektoren in der Hochenergiephysik bestehen aus einem dünnen, hochdotierten p-Gebiet und einem dicken ($\approx 300\text{--}500\ \mu\text{m}$), niederdotierten n-Substrat.
- ★ Bei Anlegen einer geeigneten Sperrspannung ist der n-Bereich völlig frei von Ladungsträgern und dient dann als Volumen zum Nachweis ionisierender Teilchen. Die schmale p⁺-Zone dient nur zur Erzeugung des p⁺n-Überganges.
- ★ Da die Betriebsspannung eines Detektors betragsmäßig viel höher ist als die innere Diffusionsspannung und der Beitrag des hochdotierten Gebietes zur Dicke der Verarmungszone vernachlässigt werden kann, erhält man für die **Breite der Verarmungszone**:

$$W \approx \sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon_r\mu\rho|V|}$$

wobei: $\rho = \frac{1}{e\mu N_{\text{eff}}}$

V ... Betriebsspannung

ρ ... spezifischer Widerstand des niederdotierten Bereiches

μ ... Mobilität der Majoritätsladungsträger im niederdotierten Bereich

ε_0 ... Vakuums-Dielektrizitätskonstante, ε_r ... relative Dielektrizität

N_{eff} ... effektive Dotierkonzentration im niederdotierten Bereich

4.1.5 Detektorcharakteristika

Betriebsspannung / Full Depletion Voltage

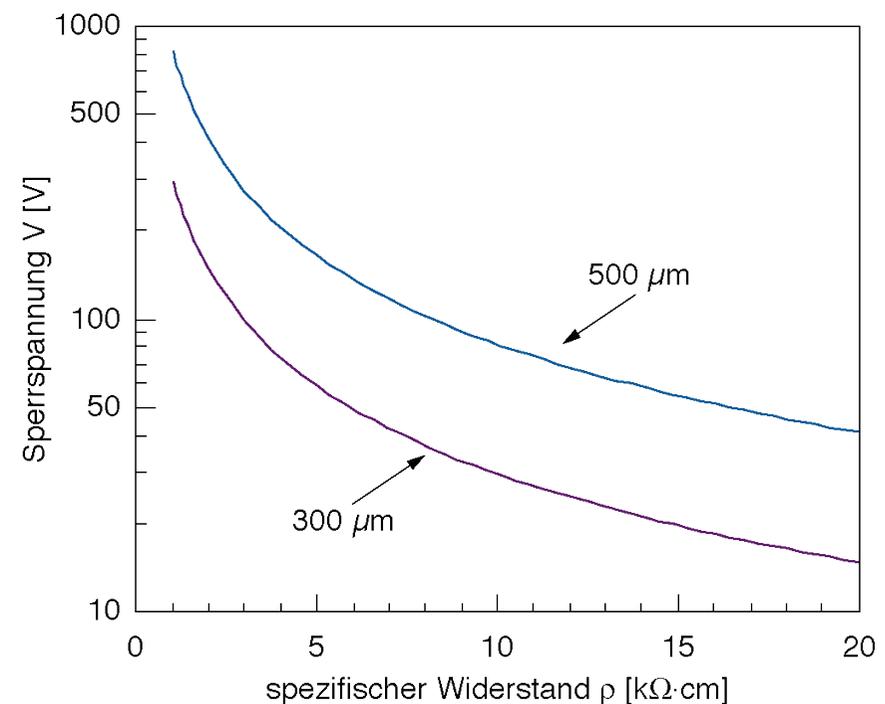


Die Betriebsspannung eines Halbleiterdetektors wird üblicherweise so gewählt, daß der gesamte niederdotierte Bereich verarmt an freien Ladungsträgern ist. Mit der obigen Formel kann man die dafür notwendige Sperrspannung (“Full Depletion Voltage”) abschätzen.

Je hochohmiger das Substrat (d.h. je geringer die Dotierung), desto schneller ist diese Betriebsspannung erreicht.

Bild rechts:

Sperrspannung, die notwendig ist, damit die Verarmungszone den gesamten Detektorbereich ausfüllt, in Abhängigkeit vom spezifischen Widerstand des niederdotierten Detektorsubstrates. Angegeben sind die Werte für zwei verschiedene Detektordicken für ein n-dotiertes Si-Substrat.



4.1.5 Detektorcharakteristika

Dunkelstrom – 1



- ★ Der **Sperrstrom (Leckstrom)** eines Halbleiterdetektors, beim Detektor auch **Dunkelstrom** genannt, stammt **von thermisch generierten e^-h^+ -Paaren**, welche durch das elektrische Feld der externen Spannung getrennt und dadurch an der Rekombination gehindert werden. Diese freien Ladungsträger driften zu den Elektroden und induzieren dabei einen Leckstrom.
- ★ Die **Fluktuationen des Dunkelstromes** verursachen das im Detektor generierte **Rauschen**.
- ★ Im Prinzip ist zwischen einem Oberflächendunkelstrom und einem Volumsdunkelstrom zu unterscheiden, wobei ersterer für übliche Detektorgeometrien vernachlässigbar ist.
- ★ Beim Volumsdunkelstrom unterscheidet man wiederum zwischen dem Generationsdunkelstrom und dem Diffusionsdunkelstrom.

4.1.5 Detektorcharakteristika

Dunkelstrom – 2



- ★ Der **Diffusionsdunkelstrom** j_{diff} stammt von therm. erzeugten Ladungsträgern welche **außerhalb der Verarmungszone** entstehen, d.h. in einem Bereich ohne elektr. Feld. Die meisten hier erzeugten Ladungen können rasch rekombinieren und liefern so keinen Beitrag zu j_{diff} . Ein paar, nahe der Verarmungszone entstanden, diffundieren aber in die Raumladungszone bevor es zur Rekombination kommt. Diese verursachen j_{diff} . **Bei Detektoren ist j_{diff} meist zu vernachlässigen, da im Betrieb der gesamte Detektor verarmt ist.**
- ★ Der **Generationsdunkelstrom stellt den dominanten Anteil** am Leckstrom. Er entsteht aus e^-h^+ -Paaren welche **in der Verarmungszone thermisch generiert** werden. Mit der für die Verarmungszone gültigen Annahme, daß hier die Ladungsträgerdichten weit unter der intrins. Ladungsträgerdichte liegen ($n_e, n_h \ll n_i$), gilt für die Stromdichte des Generationsdunkelstromes:

$$j_{\text{gen}} = \frac{e}{2} \cdot \frac{n_i}{\tau_0} \cdot W$$

n_i ... intrinsische Ladungsträgerdichte ($n_i = n_i(T)$),

W ... Breite der Verarmungszone

τ_0 ... Lebensdauer ("generation lifetime") der "Minoritätsladungsträger" in der Verarmungszone

4.1.5 Detektorcharakteristika

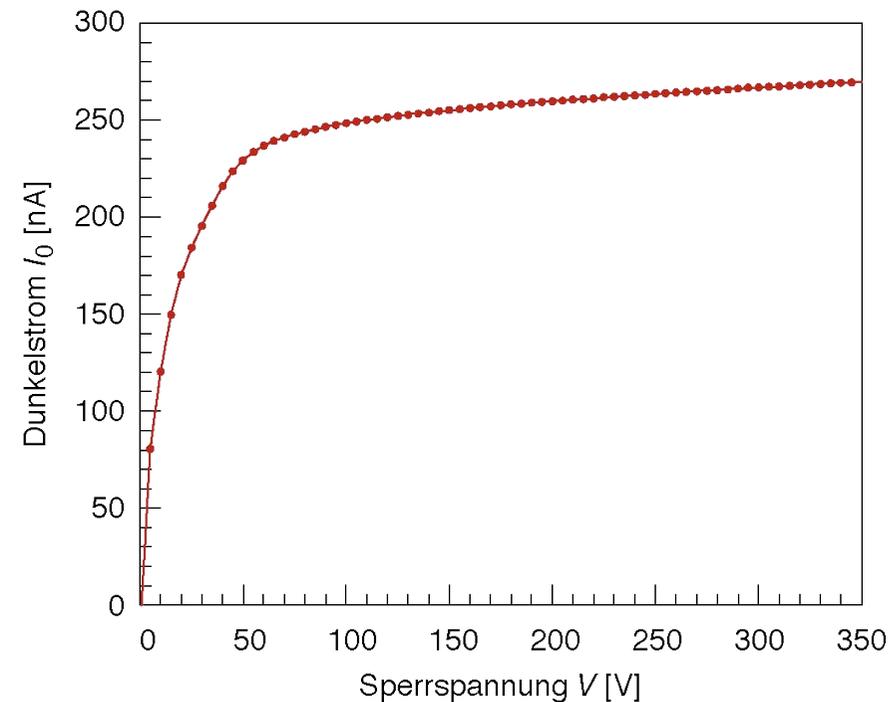
Dunkelstrom – 3



Der Dunkelstrom steigt anfangs mit zunehmender Breite der Verarmungszone und somit proportional zur Wurzel aus der externen Spannung. Wenn schließlich der gesamte Detektor verarmt ist, wird näherungsweise ein Plateau erreicht.

Bild rechts:

Gesamter Detektordunkelstrom (Leckstrom) in Abhängigkeit von der angelegten Sperrspannung für einen CMS-Streifendetektor. (Messung bei Raumtemperatur)



4.1.5 Detektorcharakteristika

Detektorkapazität – 1



Erhöht man an einem pn-Übergang die Sperrspannung, so erhält man durch die Verbreiterung der Verarmungszone einen Ladungszuwachs an den beiden Elektroden. Man kann daher von einer Kapazität des pn-Überganges sprechen und diese wie folgt definieren:

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{dW} \cdot \frac{dW}{dV}$$

dQ ... Ladungsänderung,
 dV ... Änderung der Sperrspannung
 W ... Breite der Verarmungszone

Die Breite des Kondensators wird also bestimmt durch die Breite der Verarmungszone.

Für einen abrupten pn-Übergang ergibt sich, unter Annahme des einfachsten Modells für einen Plattenkondensator, somit:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot A}{W} = \sqrt{\frac{e \varepsilon_0 \varepsilon_r N_a N_d}{2(N_a + N_d) \cdot |V|}} \cdot A$$

N_a ... eff. Dotierdichte im p-dotierten Bereich,
 V ... Sperrspannung,

N_d ... eff. Dotierdichte im n-dotierten Bereich,
 A ... Kondensatorfläche

4.1.5 Detektorcharakteristika

Detektorkapazität – 2



Für einen pn-basierten Detektor mit dem typischen Fall, daß $N_a \gg N_d \gg n_i$, erhält man die also für die Detektorkapazität:

$$C = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{2\mu\rho|V|}} \cdot A$$

- ρ ... spezifischer Widerstand des niederdotierten Bereiches
 μ ... Mobilität der Majoritätsladungsträger im niederdotierten Bereich
 V ... Sperrspannung, A ... Detektorfläche

Die Detektorkapazität ist also umgekehrt proportional zur Wurzel aus der angelegten Sperrspannung, und zwar solange, bis der Detektor vollständig verarmt ist. Danach bestimmt die Detektordicke die Breite des Kondensators und die Kapazität bleibt konstant.

Segmentierte Detektoren (z.B. Streifendetektoren) stellen in Wirklichkeit ein kompliziertes RC-Netzwerk dar. Dennoch ist diese Formel eine gute Näherung für die Gesamtkapazität des Detektors.

4.1.5 Detektorcharakteristika

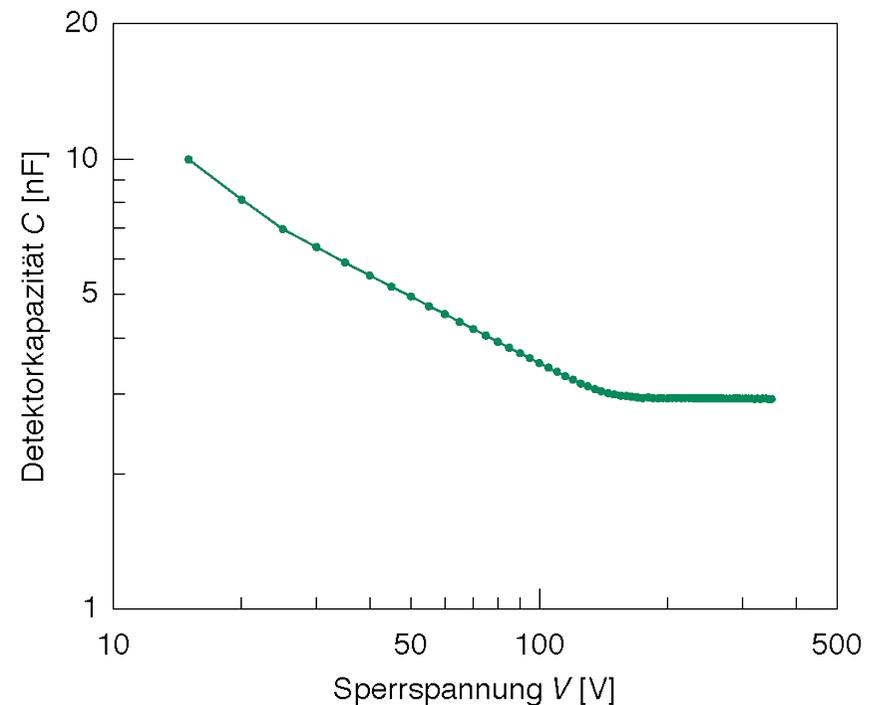
Detektorkapazität – 3



Die Detektorkapazität nimmt solange mit zunehmender externer Spannung ab, bis die Verarmungszone die Detektorrückseite erreicht. **Diese Messung wird benutzt, um die nötige Betriebsspannung (Full Depletion Voltage) zu bestimmen.** Besonders gut kann dies in einem “ $(1/C)^2$ über V ”-Graphen oder in einer doppelt logarithmischen Darstellung veranschaulicht werden.

Bild rechts:

Gesamtdetektorkapazität in Abhängigkeit von der angelegten Sperrspannung für einen CMS-Streifendetektor.



4.1.5 Detektorcharakteristika

Ladungsträgerlebensdauer – 1



Da das Detektorsignal durch die Drift von Leitungs- e^- und Löchern erzeugt wird, ist die Lebensdauer dieser Ladungsträger ein wichtiges Detektorcharakteristikum.

- ★ Generell unterscheidet man zw. Rekombinationslebensdauer und Generationslebensdauer (“Recombination/Generation Lifetime”). Beide beziehen sich auf die Rückkehr von einem Nichtgleichgewichtszustand (z.B. durch das Einbringen von zusätzlichen Ladungsträgern) ins Gleichgewicht.
- ★ Die **Rekombinationslebensdauer** hat als Bezugspunkt einen (dotierten oder intrinsischen) Halbleiter im thermischen Gleichgewicht. Es steht also stets eine gewisse Anzahl von e^- und h^+ zur Rekombination bereit, wodurch auch die Rekombinationsrate bestimmt wird. In dotierten Halbleitern ist daher die Rekombinationslebensdauer der Minoritätsladungsträger durch die Majoritätsladungsträgerdichte bestimmt.
- ★ Für die **Generationslebensdauer** betrachte man einen, z.B. durch eine externe Spannung, völlig verarmten Halbleiter. Im Gleichgewicht existieren also keine freien Ladungsträger. Man kann zeigen, daß in diesem Fall die Ladungsträgerlebensdauer stets mit der intrinsischen Ladungsträgerdichte zusammenhängt.

4.1.5 Detektorcharakteristika

Ladungsträgerlebensdauer – 2



- ★ Direkte Rekombination: Exaktes Gegenteil einer e^-h^+ -Paarerzeugung. Ein e^- aus dem Leitungsband rekombiniert mit einem freien Zustand im Valenzband.
- ★ Gäbe es nur direkte Rekombination, so müßte die Ladungsträgerlebensdauer ca. 1 s betragen. Tatsächlich misst man je nach Material Werte von einigen ns bis zu mehreren $100 \mu\text{s}$.
- **Störstellen beeinflussen die Ladungsträgerlebensdauer entscheidend.**
- ★ **Einfang durch Störstellen (“Trapping”)**: Ein freies e^- oder h^+ wird durch die Störstelle eingefangen und dort einige Zeit festgehalten. Danach wird es wieder an das Leitungs- bzw. Valenzband abgegeben. Für die Zeit wo es an die Störstelle gebunden ist, ist dieser Ladungsträger klarerweise für eine Signalerzeugung im Detektor “verloren”.
- ★ Die Auswirkung des Trappings sind umso stärker, je länger die mittlere Verweildauer (“Holding Time”) des Elektrons bzw. Lochs in der Störstelle ist.
- ★ Manche Arten von Störstellen fangen ausschließlich e^- oder Löcher ein, sie wirken also als reine **“Trapping Centers”**.

4.1.5 Detektorcharakteristika

Ladungsträgerlebensdauer – 3



- ★ Manche Störstellen können sowohl e^- als auch Löcher einfangen, sie können daher überdies als **Rekombinationszentren** (“recombination centers”) wirken.
- ★ **Rekombination über Störstellen**: Während ein e^- (bzw. ein h^+) von einer Störstelle gefangen ist, fängt dieselbe Störstelle ein h^+ (bzw. ein e^-) ein. Die beiden eingefangenen Ladungsträger rekombinieren miteinander.
- ★ Rekombinationszentren sind besonders störend, da nach einer erfolgten Rekombination die Störstelle wieder im ursprünglichen Zustand vorliegt und daher weitere freie Ladungsträger einfangen kann.
- ★ **Rekombinationszentren und Trapping Centers sind sogenannte tiefe Störstellen**, d.h. sie verursachen Energieniveaus nahe der Mitte der Bandlücke.
- ★ “Gute” **Dotieratome** hingegen sind **flache Störstellen**, d.h. sie bewirken Energielevels nahe der Leitungsband- bzw. der Valenzbandkante.
- ★ Neben Fremdatomen verursachen auch strukturelle Gitterdefekte, wie z.B. Leerstellen, Zwischengitteratome oder Versetzungen, tiefe Störstellen.

4.1.5 Detektorcharakteristika

Zeitlicher Verlauf des Signals – 1



- ★ Das **Signal entsteht durch die Bewegung der Elektronen und Löcher**, welche an den Elektroden eine Ladung induzieren. Die Situation ist also analog zu jener in Ionisationskammern.
- ★ Allerdings: Das elektrische Feld ist im pn-Übergang nicht konstant. → Die **Driftgeschwindigkeit** ist ebenfalls *nicht konstant*.
- ★ **Si-Detektoren sind sehr schnelle Detektoren (ns Bereich).**

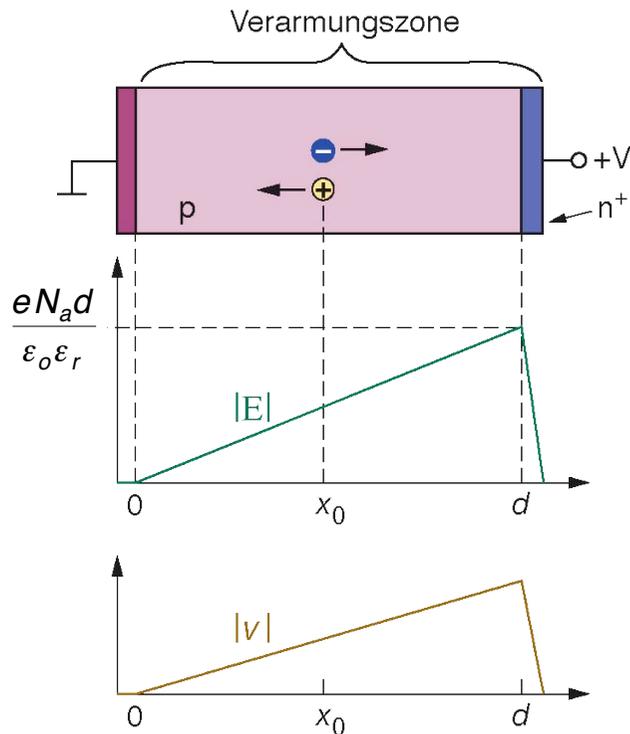
Beispiel: In einem $300\ \mu\text{m}$ dicken Detektor mit einer Betriebsspannung von $100\ \text{V}$ erreichen die Elektronen nach ca. $6\ \text{ns}$ und die Löcher nach ungefähr $19\ \text{ns}$ die Elektroden.

4.1.5 Detektorcharakteristika

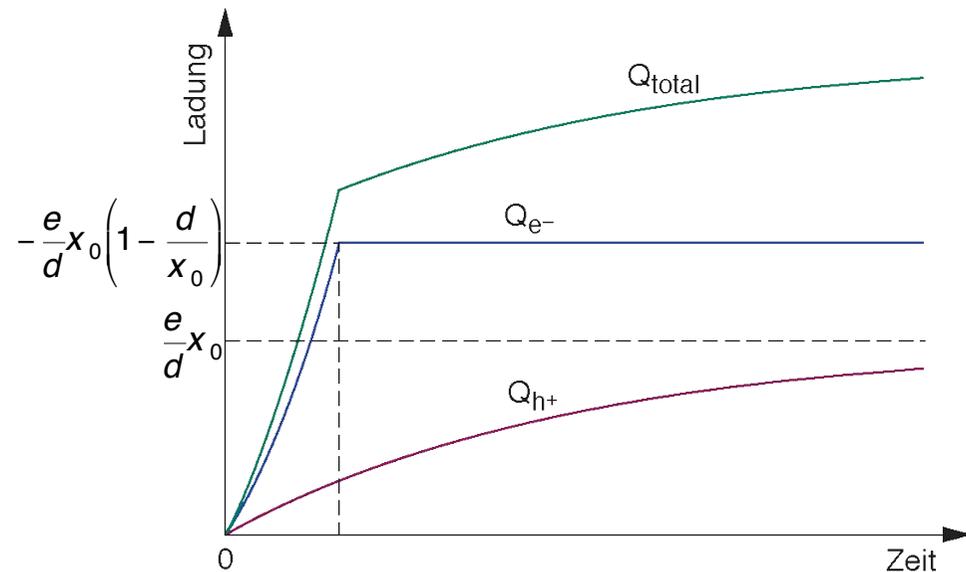
Zeitlicher Verlauf des Signals – 2



Ortsabhängigkeit des elektrischen Feldes und der Driftgeschwindigkeit in einem pn⁺-Übergang.



Pulsform für ein Signal das von einem *einzigen* e⁻h⁺-Paar im nebenstehenden pn⁺-Übergang generiert wird.



Quelle: W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, 1987
(Nachzeichnung des Originals)

4.2 Silizium-Streifendetektoren

Einführung – 1



- ★ Die Möglichkeit der **Mikrostrukturierung** von Halbleitern und das insbesondere für Silizium von der Mikrochip-Fertigungsindustrie übernommene Know-how führten ab ca. 1980 zu einem regelrechten Boom in der **Verwendung von Halbleiterdetektoren zur Positionsbestimmung** von ionisierenden Teilchen.
- ★ Silizium als Detektormaterial bietet die Verwendungsmöglichkeit wohlbekannter, industrieller Fertigungsprozesse (Planarprozesse).
- ★ **Insbesondere in der Hochenergiephysik sind ortsauflösende Silizium-Detektoren nahezu unentbehrlich geworden.** Beim Bau von sogenannten **Vertexdetektoren**, das sind Detektoren zur präzisen Vermessung des Geschehens in unmittelbarer Nähe des ursprünglichen Wechselwirkungspunktes einer Teilchenkollision in einem Beschleuniger, sind Si-Detektoren derzeit wohl der am häufigsten eingesetzte Detektortyp.

4.2 Silizium-Streifendetektoren

Einführung – 2

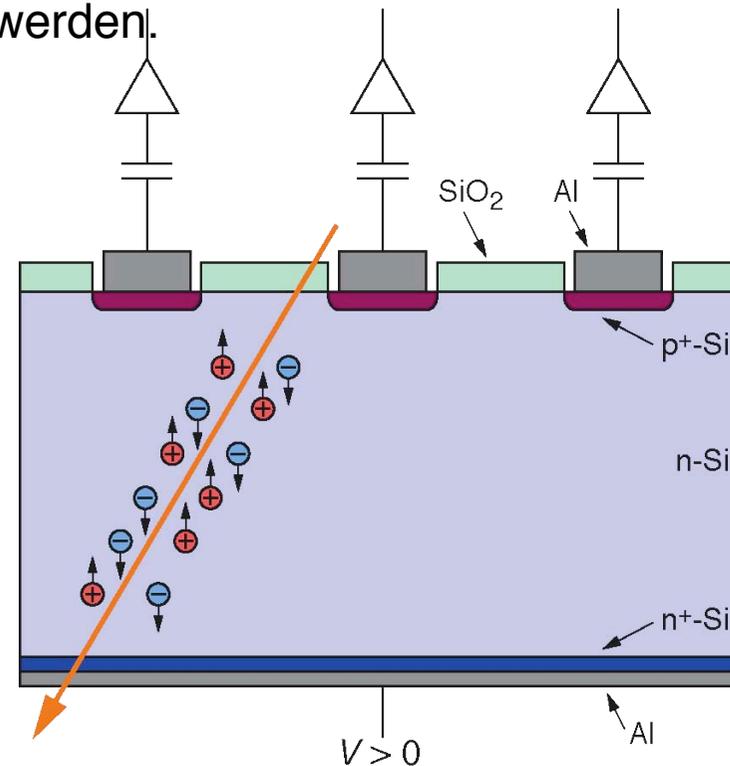


- ★ Spricht man von ortsauflösenden Siliziumdetektoren, so meint man heutzutage in der Regel **auf pn-Übergängen basierende Detektoren mit segmentierten Elektroden**.
- ★ Je nach Art der Segmentierung der Detektorelektroden unterscheidet man primär zwischen Streifen- und Pixeldetektoren. Aufgrund der üblicherweise kleinen Breite der einzelnen Elektroden bei Si-Streifen-detektoren wird in diesem Zusammenhang sehr oft der Ausdruck “Microstrip Detector” (**Mikrostreifendetektor, Microstrip-Detektor**) verwendet.
- ★ Si-Microstrip-Detektoren bieten die Möglichkeit einer sehr präzisen Vermessung von Teilchenspuren bei einer nach wie vor akzeptablen Anzahl von Auslesekanälen (im Vergleich zu Pixel-Detektoren).

4.2.1 Prinzip eines Microstrip-Detektors



- ★ Ein ionisierendes Teilchen erzeugt e^-h^+ -Paare im (verarmten) Si-Substrat. Diese driften zu den Elektroden und erzeugen dabei ein elektr. Signal (Mittelwert ca. 30 000 e^- → rauscharme Ausleseelektronik nötig). Durch das unterschiedliche Signal auf den einzelnen Streifen kann die Position des durchgegangenen Teilchens bestimmt werden.
- ★ p^+n -Übergang:
 $N_a \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $N_d \approx 1-5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$
- ★ n-Substrat: $\rho > 2 \text{ k}\Omega\text{cm}$
→ bei 300 μm Dicke: Betriebsspannung $< 200 \text{ V}$.
- ★ Für einen guten ohmschen Kontakt ist auf der Rückseite eine (i.A. nicht strukturierte) n^+ -Schicht.
- ★ Aluminium-Metallisierung zur elektr. Verbindung mit der Elektronik



4.2.2 Herstellung segmentierter Si-Detektoren — Wafer-Herstellung



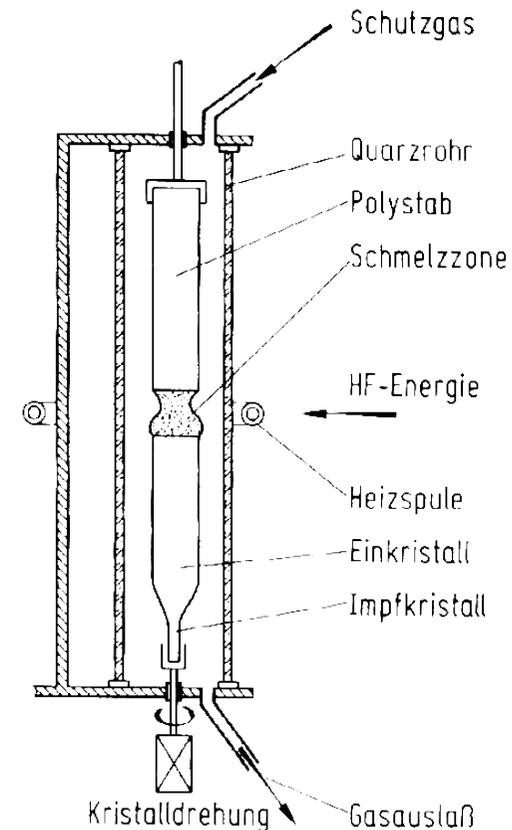
- ★ Das Basismaterial für Si-Detektoren ist **hochreines, einkristallines Silizium**, welches in Form von großen Zylinder (“Ingots”) erhältlich ist.
- ★ **Charakteristika von detektortauglichen Si-Ingots:**
 - Durchmesser $\approx 4,6$ inches
 - Gitterorientierung $\langle 111 \rangle^*$ oder $\langle 100 \rangle$ entlang der Längsrichtung.
 - spezifischer Widerstand $\rho = 1-10 \text{ k}\Omega\text{cm}$ (\rightarrow Detektortaugliches Silizium muß viel reiner sein als das in der Mikrochip-Industrie übliche.)
- ★ Für optimale Reinheit werden detektortaugliche Si-Ingots nur im *tiegel-freiem* Zonenziehverfahren (“**Floating Zone Technique**”, FZ-Verfahren) aus polykristallinem Silizium hergestellt.
- ★ Aus den Ingots werden ca. $500 \mu\text{m}$ dicke Wafer geschnitten.
- ★ Diese **Wafer** werden dann mittels CMP-Prozessen (“**chemical mechanical polishing**”) auf die gewünschte **Dicke von $\approx 300 \mu\text{m}$** poliert.

*In dieser Kristallrichtung ist das Si-Gitter am dichtesten und somit der Energieverlust eines ionisierenden Teilchens am größten.

4.2.2 Herstellung segmentierter Si-Detektoren — Floating Zone Technique



- ★ Ausgangsmaterial ist ein Stab aus hochreinem, polykristallinem Si, eingespannt in einem Quarzrohr welches mit Schutzgas (z.B. Argon) gefüllt ist.
- ★ Unter diesem Stab ist ein drehbar gelagerter Silizium-Impfkristall montiert.
- ★ Mit Hilfe einer externen HF-Spule wird Energie zugeführt und der Stab, von unten beginnend, zonenweise aufgeschmolzen. Während die Spule langsam nach oben bewegt wird, kommt es im unteren Bereich zur Rekristallisation.
- ★ Da beim FZ-Verfahren das Ausgangsmaterial *nicht* mit dem Behälter in Kontakt kommt können Verunreinigungen durch aus der Behälterwand eindiffundierenden Sauerstoff vermieden werden (im Gegensatz zum Tiegelziehverfahren).



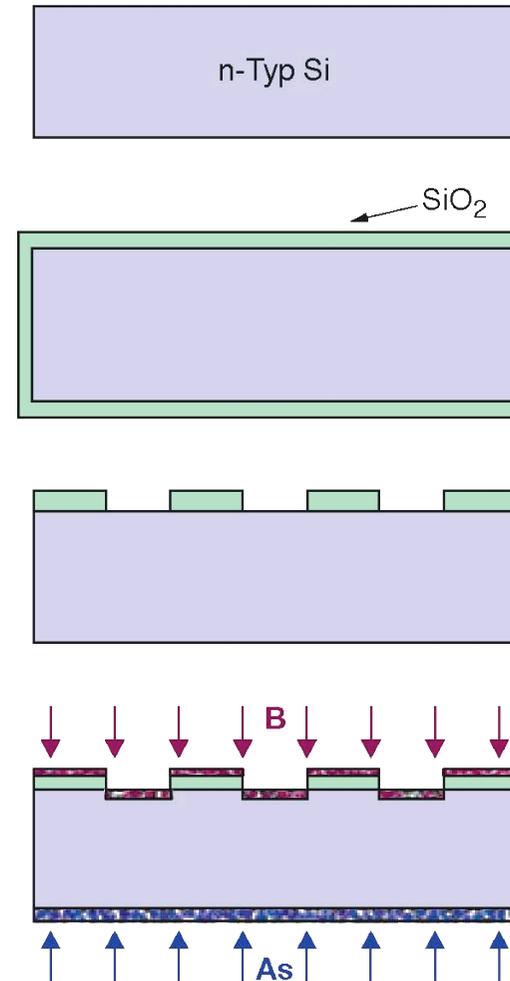
FZ-Technik, Schema

Quelle: I.Ruge, H.Mader,
Halbleiter-Technologie,
Springer Verlag, 1991

4.2.2 Herstellung segmentierter Si-Detektoren — Planartechnologie – 1



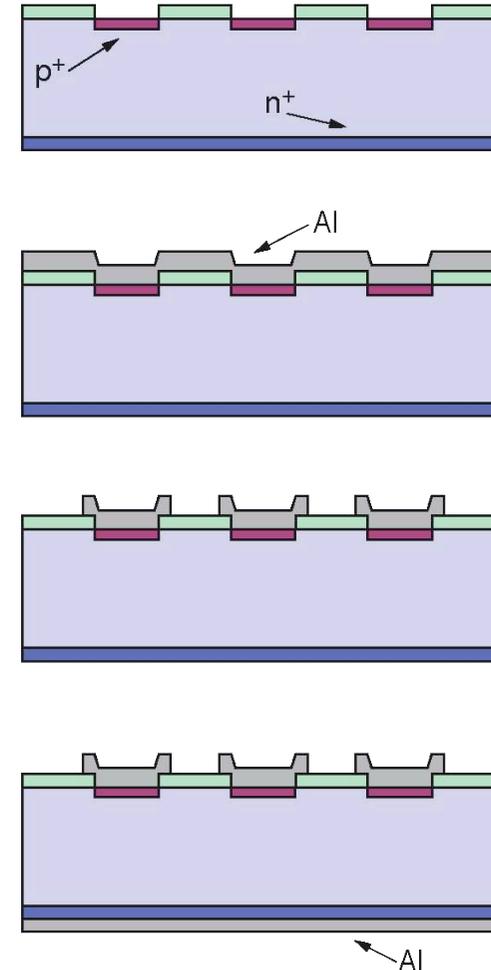
1. Ausgangsmaterial: Einkristalliner Wafer aus **leicht n-dotiertem** ($N_D \approx 1-5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) **Reinstsilizium**.
2. **Oberflächenpassivierung durch SiO_2 -Schicht** (ca. 200 nm dick). Z.B. Aufwachsen durch (trockene) thermische Oxidation bei 1030°C .
3. Öffnen der “Fenster” für die zu dotierenden Bereiche mittels **Photolithographie** und anschließendem Ätzen des SiO_2 . Z.B. Freilegen von streifenförmigen Elektroden (Streifenbreite $\geq 10 \mu\text{m}$, Toleranz $< 1 \mu\text{m}$).
4. Dotieren mittels **Ionenimplantation**. Z.B. für die p^+ -Streifen: Bor, 15 keV, $N_A \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$; für den ohmschen Rückkontakt: Arsen, 30 keV, $N_D \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. — Alternative: Diffusion.



4.2.2 Herstellung segmentierter Si-Detektoren — Planartechnologie – 2



5. Nach Ionenimplantation: **Ausheilen (Annealing)** der Strahlenschäden durch Tempern bei ca. 600°C, dabei elektrische Aktivierung der Dotieratome durch Einbau auf regulären Gitterplätzen.
6. **Metallisierung** der Detektorvorderseite, meist mit Aluminium. Verwendete Techniken: Sputtern oder Aufdampfen.
7. **Strukturierung der Metallisierung** durch Photolithographie; Entfernen des überschüssigen Metalls (Ätzen der nicht durch die Maske abgedeckten Bereiche); Entfernen der Maske.
8. Großflächige **Metallisierung der Rückseite**. Abschließendes Tempern bei ca. 450°C für bessere Haftung zw. Metall und Silizium.
— Abschließend: Schneiden der Wafer.



4.2.2 Herstellung segmentierter Si-Detektoren — Thermische Oxidation – 1

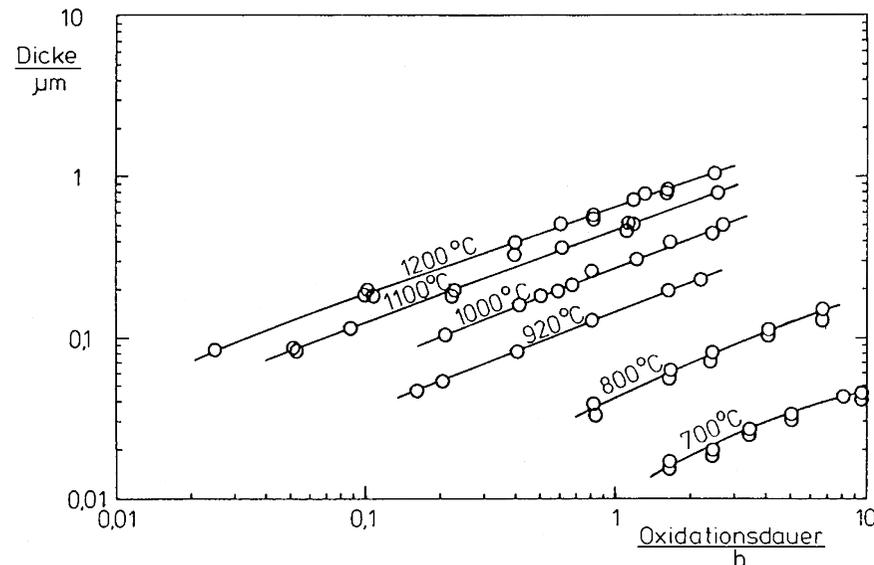


- ★ Bei der thermischen Oxidation wird das Si des Wafers zur Erzeugung des Oxids verwendet. Bei diesem Prozess wird eine Si-Schicht von ca. 45% der erzeugten Oxiddicke abgetragen.
- ★ Die Oxidation findet immer an der Grenzfläche zw. Si und SiO₂ statt und ist daher diffusionsbegrenzt.
- ★ Je nach Reaktionsgas wird unterschieden in:
 - trockene Oxidation: $\text{Si} + \text{O}_2 \rightarrow \text{SiO}_2$
 - feuchte Oxidation: $\text{Si} + 2\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{SiO}_2 + 2\text{H}_2$
- ★ Feucht erzeugte Oxide wachsen rascher auf, haben aber eine geringe Durchbruchfeldstärke und durch ihre geringere Dichte eine schlechtere Maskierfähigkeit. → In der Detektortechnologie wird nahezu nur trockene Oxidation verwendet.
- ★ Um ev. vorhandene Reste von Schwermetallen zu gettern, werden dem Sauerstoff meist 1–3% HCl hinzugefügt.
- ★ Übliche Temperaturen: 900–1100°C.

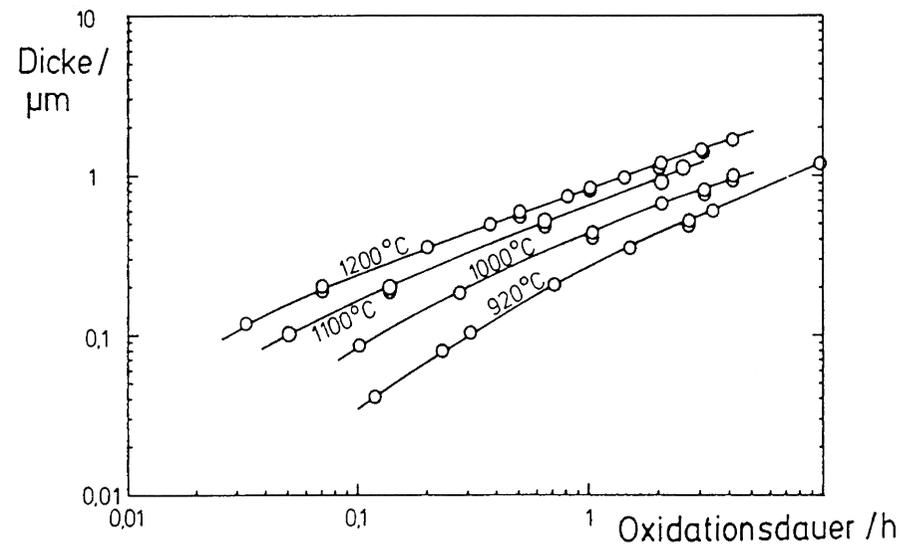
4.2.2 Herstellung segmentierter Si-Detektoren — Thermische Oxidation – 2



Vergleich der Wachstumsraten von SiO_2 in trockener und feuchter Oxidation. Die einzelnen Kurven sind für verschiedene Substrattemperaturen. Man beachte die unterschiedlichen Zeitskalen der beiden Bilder.



Trockene Oxidation von Silizium
(mit O_2 bei 1013 mbar).



Feuchte Oxidation von Silizium
(mit H_2O bei 95°C).

Quelle beider Bilder: H. Beneking, *Halbleiter-Technologie*, B.G. Teubner, 1991

4.2.2 Herstellung segmentierter Si-Detektoren — Lithographie – 1



- ★ Strahlungssensitive Lacke (**Photolacke**, “**Resists**”) verändern ihre Löslichkeit in einer Entwicklersubstanz je nach vorheriger Bestrahlung.
- ★ Nach Art der zum “Belichten” verwendeten Strahlung unterscheidet man zw. **Elektronen-, Ionen- oder Röntgenstrahlolithographie** sowie **Photolithographie** (sichtbares oder UV-Licht).
- ★ Je nach Belichtungsverhalten werden die Lacke in Positiv- und Negativresists (“Image Reversal Resist”) unterteilt.
 - **Positivlacke**: Die bestrahlten Teile lösen sich beim anschließenden Entwickeln auf, die unbestrahlten Bereiche bleiben als Maske stehen.
 - **Negativlacke**: Der Lack ist ursprünglich im Entwickler löslich, durch Bestrahlung härtet er aber aus. Es bleiben also die bestrahlten Teile als Maske stehen.
- ★ In der Detektortechnologie verwendet man meist Positivlacke und photolithographische Belichtung.

4.2.2 Herstellung segmentierter Si-Detektoren — Lithographie – 2



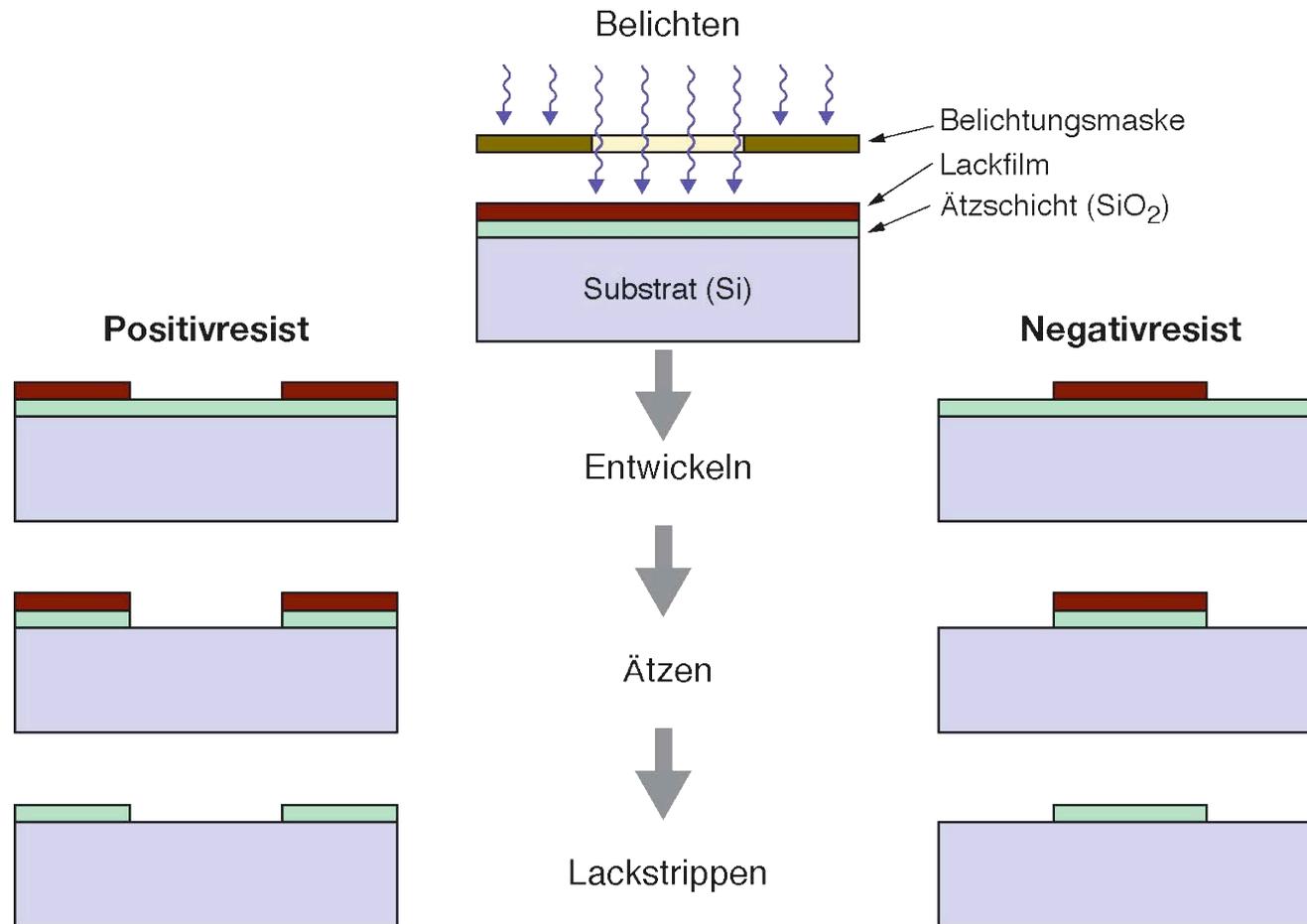
Der lithographische Prozess umfasst folgende Schritte:

- ★ Flächiges **Beschichten** mit Resist (Lack liegt in (zäh-)flüssiger Lösung vor).
- ★ Trocknen der Lackschicht (“**pre-bake**”).
- ★ selektive **Belichtung** (z.B. mittels einer Schattenmaske).
- ★ eventuell thermische Nachbehandlung des Lackes (“**post-bake**”).
- ★ **Entwickeln** → strukturierter Lack auf Oberfläche.
- ★ **Ätzen oder Beschichtung**:
 - Ätzen: Lack unempfindlich gegenüber Ätze → schützt abgedeckte Bereiche; freiliegendes SiO_2 wird hingegen abgetragen
 - Beschichten (z.B. bei Metallisierung): flächige Beschichtung; in den abgedeckten Bereichen wird die Beschichtung aber anschließend gemeinsam mit dem Lack entfernt → nur ursprünglich freiliegende Bereiche bleiben beschichtet
- ★ Entfernen des Lacks mittels organischer Lösungsmittel (“**Lackstrippen**”).

4.2.2 Herstellung segmentierter Si-Detektoren — Lithographie – 3



Lithographie (Schema) mit Ätzprozess für Positiv- (links) und Negativlack (rechts).



4.2.2 Herstellung segmentierter Si-Detektoren — Ionenimplantation



- ★ Ionenimplantation eignet sich besonders zur Herstellung von oberflächennahen, besonders flachen Dotiergebieten (**einige 100 nm tief**).
- **Ist in der Detektortechnologie das am häufigsten eingesetzte Verfahren.**
- ★ Die Dotieratome werden ionisiert, durch ein Massenspektrometer von Verunreinigungen getrennt und durch eine **Spannung von 10–400 kV** beschleunigt. Der **Ionenstrahl** wird rasterförmig über die zu dotierende Oberfläche geführt.
- ★ Sind Teile der Oberfläche durch SiO_2 abgedeckt, so werden die Ionen im Oxid abgebremst, die darunterliegenden Si-Bereiche bleiben undotiert.
- ★ Die implantierten Ionen befinden sich zunächst in der Regel auf Zwischen-gitterplätzen und wirken so nur als Gitterstörung, nicht aber als Dotierzentren.
- ★ Erst durch **anschließendes Tempern** bei einigen hundert Grad Celsius erfolgt ein Ausheilen (**“Annealing”**) der Strahlenschäden und ein **Einbau der Dotieratome auf reguläre Gitterplätze**, wodurch sie elektrisch aktiviert, d.h. als Donatoren bzw. Akzeptoren aktiv, werden. — Allerdings wird dabei das Dotierprofil etwas verbreitert.

4.2.2 Herstellung segmentierter Si-Detektoren — Dotierung durch Diffusion – 1

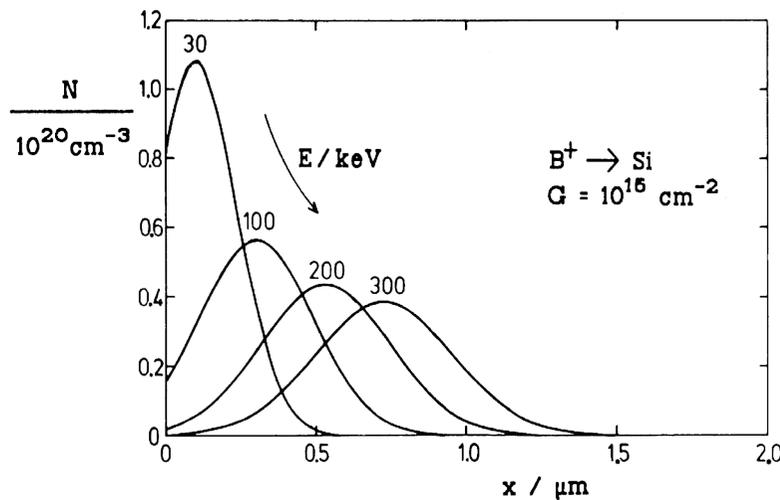


- ★ Ein Vorteil der Diffusion gegenüber der Ionenimplantation ist die **Vermeidung von Strahlenschäden** im Kristallgitter.
- ★ Diffusion kann, wenn nötig, auch **tiefe Dotierprofile** erzeugen.
- ★ Übliche Temperaturen bei Si-Substraten: **700–1000°C**
- ★ Prinzipielle Unterscheidung:
 - **“unerschöpfliche Quelle”**: konstante Zufuhr von Dotieratomen während der gesamten Diffusion → Profil einer komplementären Fehlerfunktion
 - **“erschöpfbare/begrenzte Quelle”**: Weglassen des Dotierstoffes bereits längere Zeit vor Absenken der Temperatur → Profil einer Gaußfunktion
- ★ **Diffusion aus der Gasphase**: Gasförmige Dotieratome strömen gemeinsam mit einem inerten Trägergas über das Substrat und dringen tw. ein.
- ★ **Feststoff-Diffusion**: Durch Auftragen einer dotierstoffhaltigen Emulsion, welche als Feststoff-Trägermaterial SiO_2 enthält. Diese Schicht härtet bei Erhitzung im Diffusionsofen zu Silikatglas aus und dient als Dotierstoffquelle.

4.2.2 Herstellung segmentierter Si-Detektoren — Dotierprofile

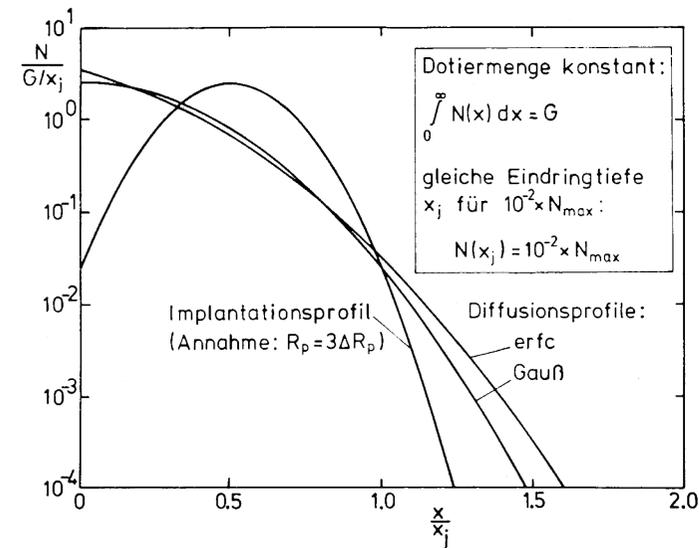


Vergleich diverser berechneter Dotierprofile. — Während Diffusionsprofile i.A. ihr Maximum an der Oberfläche haben, liegt das Maximum von Implantationsprofilen stets unter der Oberfläche.



Theoretische Profile für implantiertes Bor in Silizium für versch. Implantationsenergien (Ionendosis: 10^{15} cm^{-2}).

Quelle beider Bilder: H. Beneking, *Halbleiter-Technologie*, B.G. Teubner, 1991



Theoret. Dotierprofile für Diffusion aus begrenzter Quelle (Gaußkurve), Diffusion aus nicht erschöpfender Quelle (erfc) und für Ionenimplantation (R_p , ΔR_p ... mittlere Reichweite u. deren Standardabweichung).

4.2.2 Herstellung segmentierter Si-Detektoren — Metallisierung – 1

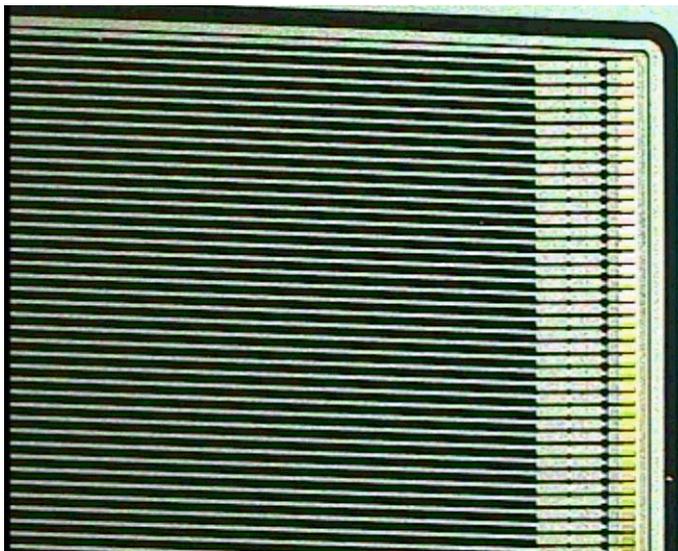


- ★ Für die Metallbeschichtung wird meist **Aluminium** verwendet:
 - gute elektrische Leitfähigkeit ($\approx 3.7 \cdot 10^7$ S/m)
 - haftet sehr gut auf Si und SiO_2
 - kann photolithographisch bearbeitet werden
 - ideal für weiterführende elektr. Kontaktierung (“Bonden”)
- ★ Die Metallisierung kann durch **Aufdampfen** im Hochvakuum oder durch Kathodenstrahlzerstäubung (“**Sputtern**”) erfolgen.
- ★ Metallisierungsprozess:
 - Passivierung der Detektoroberfläche mit Siliziumnitrid, SiO_2 oder Polyimid
 - Öffnen der Kontaktfenster durch Photolithographie
 - Aufdampfen oder Sputtern des Metalls
 - Photolithographie zur Abdeckung der Metallkontakte
 - Wegätzen des überschüssigen Metalls

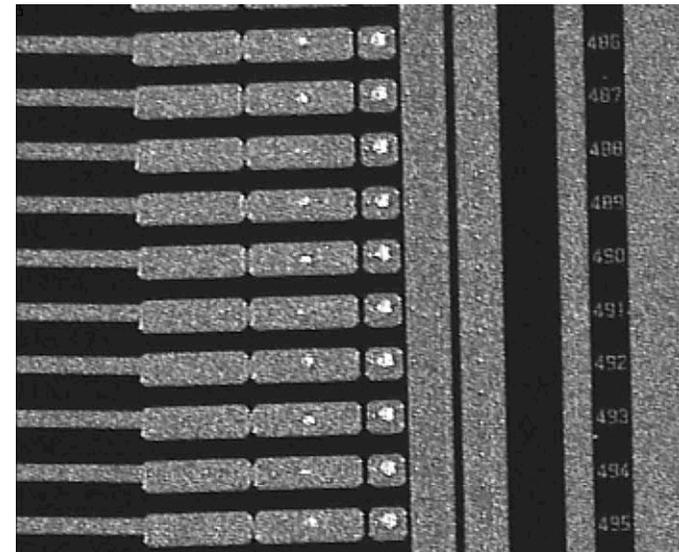
4.2.2 Herstellung segmentierter Si-Detektoren — Metallisierung – 2



Die elektrische Verbindung der Streifen mit der Ausleseelektronik erfolgt durch **Ultraschall-Bonden**. Dazu ist die Metallisierung am Ende der Streifen verbreitert und in Form von sogenannten “**Bonding Pads**” ausgefertigt.



Oberfläche eines Si-Microstrip-Detektors für das CMS Experiment (Streifenabstand ca. $100\ \mu\text{m}$, Detektorfläche ca. $10\times 10\ \text{cm}^2$, 768 Streifen). Teilansicht der metallisierten Streifen mit Bonding Pads am Ende.



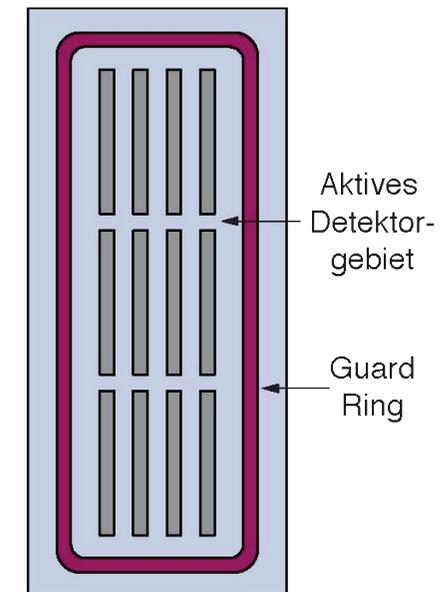
CMS-Microstrip-Detektor: Bonding Pads (größere Rechtecke) und Kontaktfenster (kleine Quadrate) für elektrische Testmessungen direkt am Streifen.

Quelle beider Bilder: CMS Collaboration, HEPHY Vienna

4.2.2 Herstellung segmentierter Si-Detektoren — Guard Rings



- ★ Durch das Schneiden des Wafers werden an den Kanten Kristallfehler im Gitter erzeugt und somit zusätzliche Oberflächenzustände generiert. Dies verursacht beträchtliche **Leckströme zu den Detektorkanten**.
- ★ In der Praxis ist dieser Anteil aber i.A. vernachlässigbar. Dies wird durch ein **besonderes Design** erreicht, welches unabhängig von der speziellen Detektorarchitektur, im wesentlichen allen Halbleiterdetektoren gemeinsam ist:
- ★ Das aktive Detektorgebiet ist von (mindestens) einem **Guard Ring** umgeben. Dieser ist meist in Form eines flachen p⁺-Implantates ausgeführt, welches auf dem gleichen Potential wie die aktiven p⁺-Implantate liegt.
- ★ Dadurch fließen die durch Kristallfehler an der Oberfläche verursachten **Leckströme primär zwischen den Kanten und dem Guard Ring** und tragen somit nichts zum innerhalb des aktiven Detektorgebietes gemessenen Dunkelstrom bei.



4.2.3 AC gekoppelte Detektoren

Allgemeines – 1



- ★ Bei Gleichstromkopplung zw. Detektor und Ausleseelektronik fließt der **Sperrstrom** des jeweiligen p⁺-Streifens durch den zugehörigen Verstärker.
- **Streifen mit hohem Sperrstrom verschieben den Arbeitspunkt des Verstärkers.**
- ★ In modernen VLSI-Schaltungen sind bis zu 128 Analog-Ausgänge mittels eines Multiplexers auf *einen* Ausgang des IC's gelegt.
- Große Variationen der Offsets limitieren den dynamischen Bereich.
- ★ Durch die große Temperaturabhängigkeit der Sperrströme müssen die Offsets ("Pedestals") überdies häufig korrigiert werden.
- ★ Diese Probleme können durch Wechselstromkopplung (**AC-Kopplung**) vermieden werden.
- ★ Aber: Insbesondere bei Colliderexperimenten ist meist kein Platz für diskrete Kopplungskapazitäten vorhanden.
- ★ Außerdem: Die gängige Technik bedient sich einer direkten Verbindung zw. Auslesestreifen und VLSI-Chip (Bonding).
- **Lösung: Im Detektor integrierte Kopplungskapazitäten.**

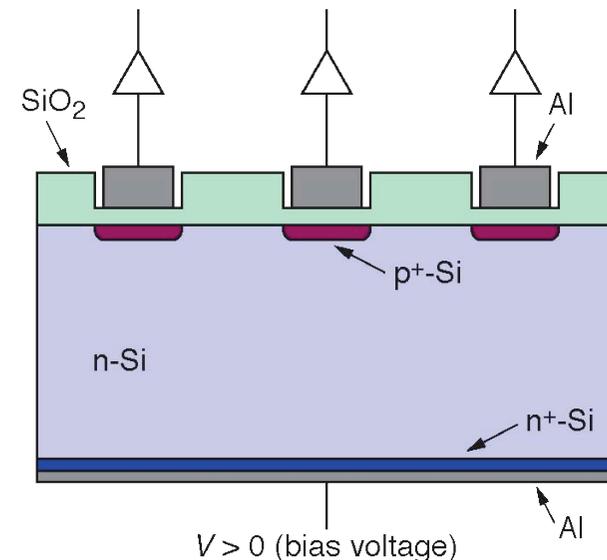
4.2.3 AC gekoppelte Detektoren

Allgemeines – 2



- ★ Integrierte Koppelkapazitäten können einfach im Rahmen des normalen Planarprozesses zur Detektorstrukturierung hergestellt werden.
- ★ Üblicherweise verwendet man dabei SiO_2 mit einer Dicke von 100–200 nm als Kondensator-Dielektrikum zw. dem p^+ -Implantat und der Metallisierung des Auslestreifens
- ★ Je nach SiO_2 -Dicke und Streifenbreite ergeben sich Kapazitäten von 8–32 pF/cm.
- ★ Probleme stellen sogenannte **Pinholes** dar, das sind “Löcher” im Dielektrikum, durch welche der Sperrstrom fließen kann.
- ★ Für den **Anschluß der Bias-Spannung** gibt es mehrere Möglichkeiten: Z.B. über integrierte Widerstände aus polykristallinem Silizium (“**Polysilicon Resistors**”) oder Verwendung der Verarmungszonen von Streifen und Bias Line (“**Punch Through Bias**” und **FOXFET-Bias**).

Bild unten:
Prinzip eines AC-gekoppelten Detektors (Querschnitt, nicht maßstabsgetreu).



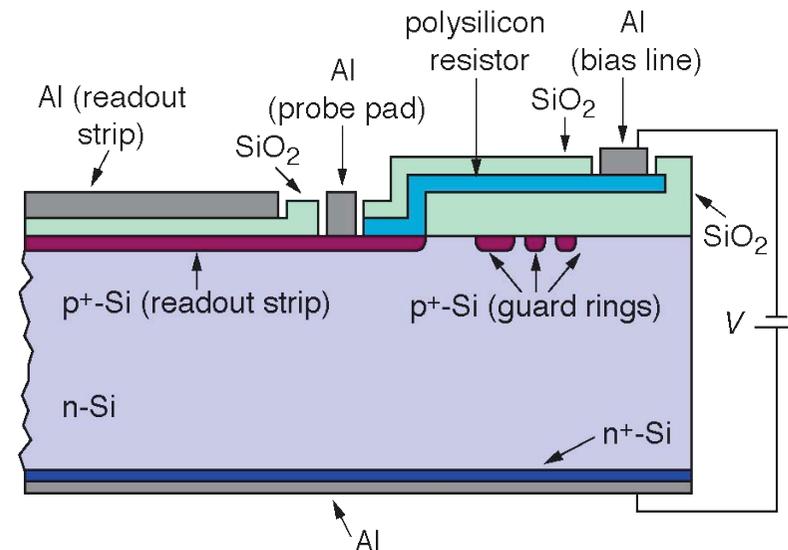
4.2.3 AC gekoppelte Detektoren

Polysilicon-Bias – 1



- ★ Integrierte Widerstände aus polykristallinem Silizium (**Polysilicon Resistors**, **Poly-Si**) zw. der Bias Line und den p⁺-Implantaten der Streifen sind eine Möglichkeit zur Spannungsversorgung des Detektors.
- ★ Poly-Si ist herstellbar mit Flächenwiderständen von bis zu $R_s \approx 250 \text{ k}\Omega/\square$. Je nach Breite und Länge der polykristallinen Schichten können damit Widerstände von bis zu $R \approx 20 \text{ M}\Omega$ erreicht werden ($R = R_s \cdot \text{Länge}/\text{Breite}$).
- ★ Werden hohe Widerstandswerte benötigt, so werden meist mäanderförmige Poly-Si-Schichten gefertigt.
- ★ **Nachteil** dieser Technologie: Es ist in der **Detektorproduktion** ein **zusätzlicher Schritt** nötig.

Bild rechts: Querschnitt durch einen AC-gekoppelten Microstrip-Detektor mit integrierten Poly-Si-Widerständen (nicht maßstabsgetreu).



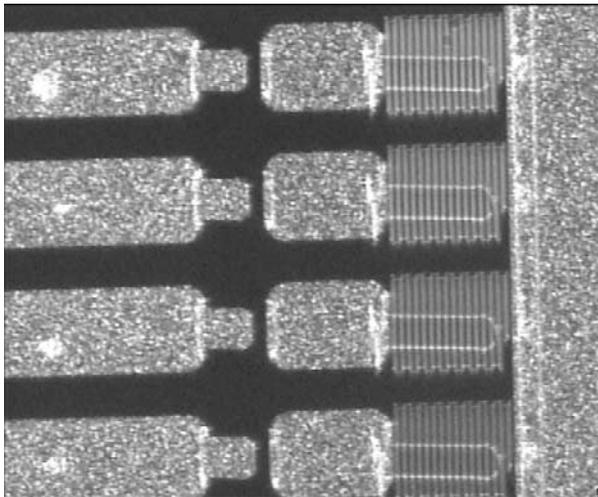
4.2.3 AC gekoppelte Detektoren

Polysilicon-Bias – 2

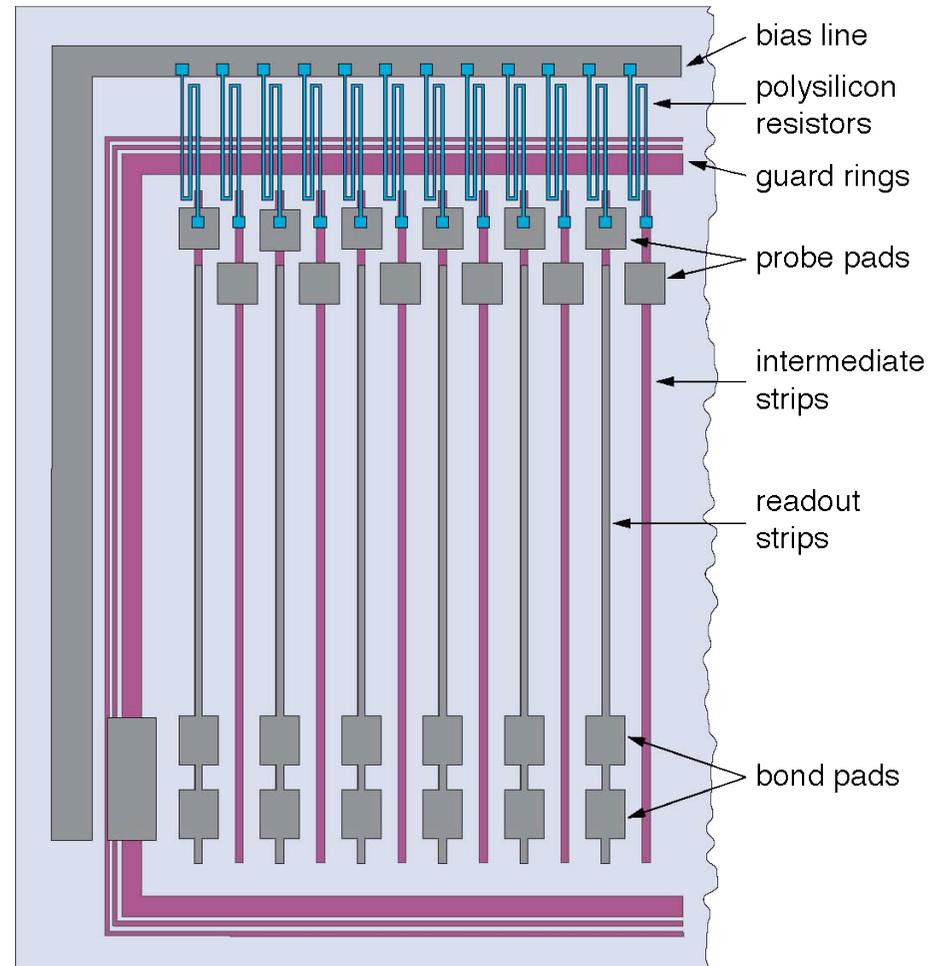


Bild rechts: Schema eines Microstrip-Detektors mit integrierten Poly-Si-Widerständen (Aufsicht, nicht maßstabgetreu).

Bild unten: CMS-Microstrip-Detektor: Großaufnahme der Poly-Si-Widerstände (incl. Teile der Strips und der Bias Line)



Quelle : CMS Collaboration, HEPHY Vienna



4.2.3 AC gekoppelte Detektoren

Punch Through Bias – 1



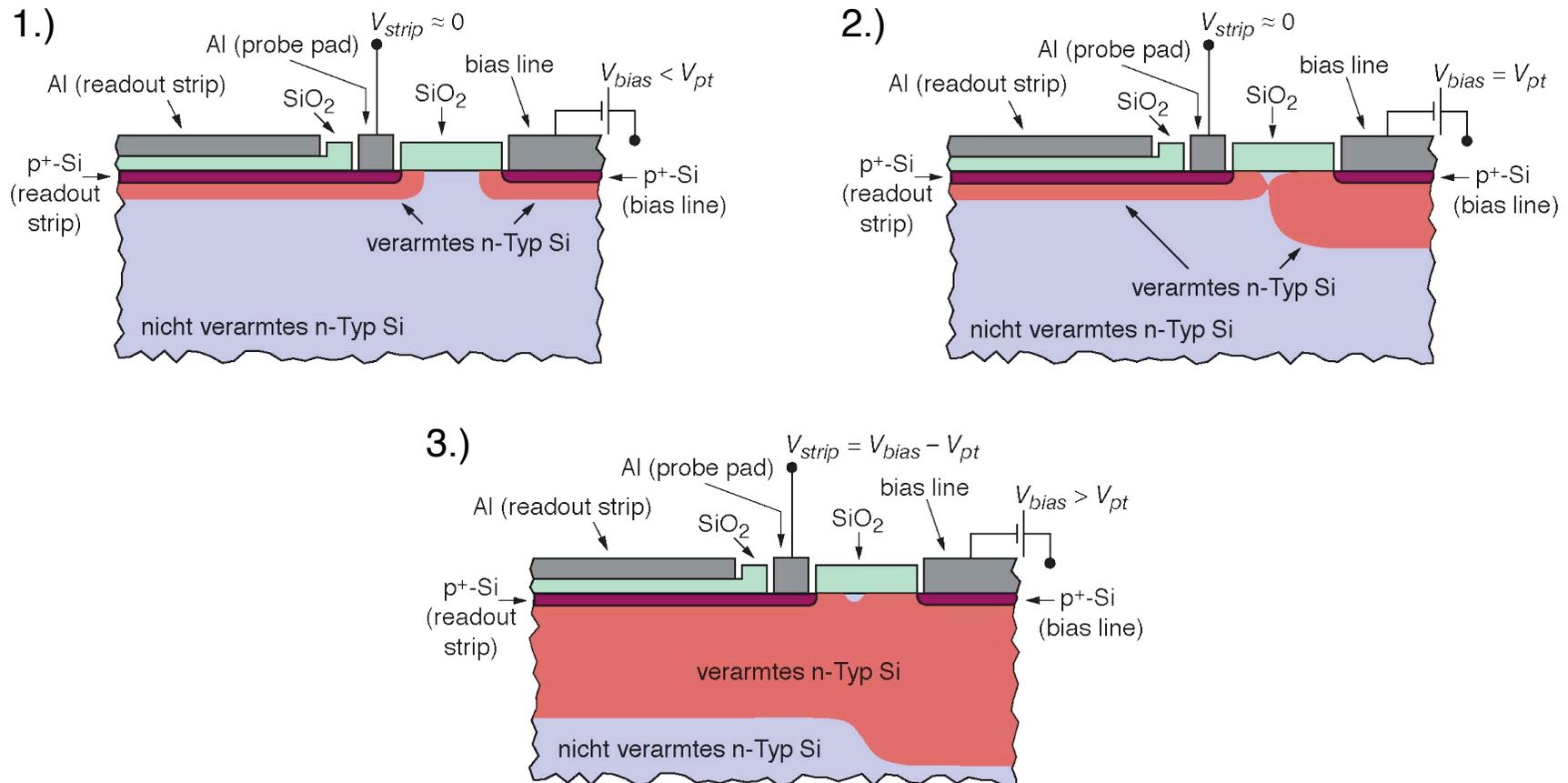
- ★ Bei der Punch Through Bias besitzt auch die Bias Line ein p⁺-Implantat und liegt nur wenige μm von den Streifen entfernt.
- ★ Durch Anlegen einer ausreichend großen Spannung an der Bias Line ergibt sich eine **Verbindung der Verarmungszonen von Streifen und Bias Line**.
- ★ Übersteigt die angelegte Spannung den Wert einer bestimmten Schwellwertspannung (“**Punch Through Voltage**”), so folgt die Spannung an den Streifen der Spannung an der Bias Line.
- ★ Die Spannung an den Streifen ist in sehr guter Näherung die an der Bias Line angelegte Spannung abzüglich der Schwellwertspannung.
- ★ **Vorteil**: Die Herstellung ist einfacher als jene von Poly-Si-Widerständen. Bei der **Detektorproduktion** ist **kein zusätzlicher Schritt** nötig, der p⁺-Bereich der Bias Line kann im selben Arbeitsschritt erzeugt werden wie die Implantate der Streifen.
- ★ **Nachteil**: Struktur nicht **strahlungshart**.

4.2.3 AC gekoppelte Detektoren

Punch Through Bias – 2



Prinzip des Punch Through Effektes: Die Bilder zeigen das Verhalten der Verarmungszonen mit ansteigender Bias-Spannung. (V_{pt} = Punch Through Voltage)



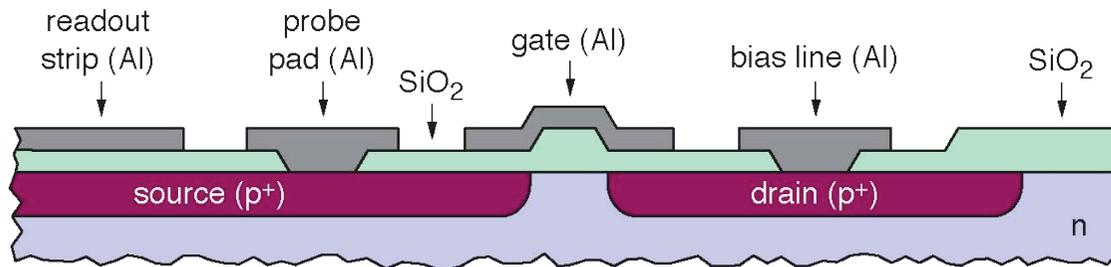
4.2.3 AC gekoppelte Detektoren

FOXFET-Bias



- ★ Bei dieser Technologie bilden das p⁺-Implantat eines jeden Streifens und jenes der Bias Line jeweils einen vollständigen FOXFET (**Field Oxide Field Effect Transistor**).
- ★ Erreicht wird dies durch Aufbringen einer zusätzlichen, AC-gekoppelten, Metallisierung zw. Streifen und Bias Line, dem Gate.
- ★ Die p⁺-Streifen fungieren als Source, die Bias Line als Drain.
- ★ **Vorteile:** Über eine einstellbare Gate-Spannung kann der Widerstand des FOXFET und somit die **Spannung an jedem Streifen extra geregelt** werden. Die Herstellung benötigt *keine* zusätzlichen Produktionsschritte.

Bild rechts: FOXFET im Teilbereich eines Microstrip-Detektors (Querschnitt, nicht maßstabsgetreu).



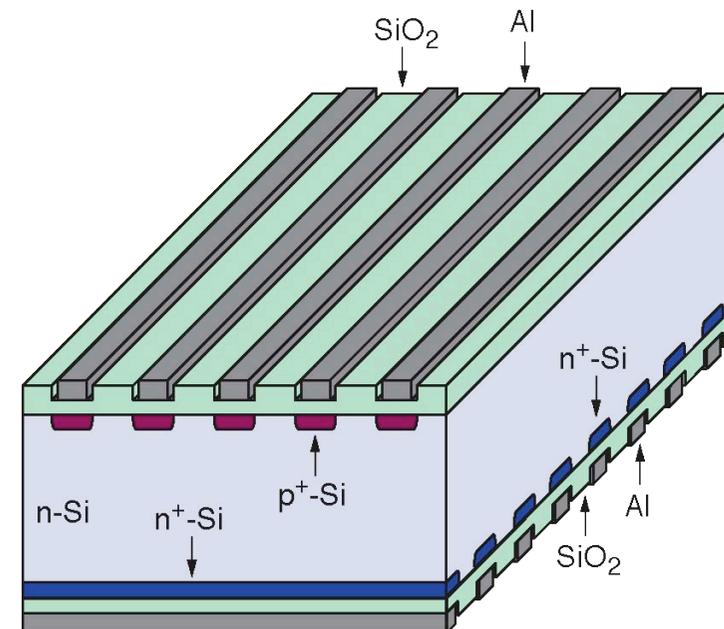
4.2.4 Doppelseitige Streifendetektoren

Allgemeines – 1



- ★ Mit herkömmlichen Streifendetektoren ist klarerweise nur eine Koordinate meßbar. Die Messung einer 2. Koordinate erfordert eine zweite Lage Detektormaterial.
- ★ Doppelseitige Streifendetektoren ermöglichen die **Messung von 2 Koordinaten bei gleicher Dicke des Detektormaterials**.
- ★ Dazu wird die n^+ -dotierte Elektrode auf der “Rückseite” des Detektors ebenfalls segmentiert, und zwar in Streifen orthogonal zu jenen der p^+ -Implantate auf der “Vorderseite”.
- ★ Aber: Herstellung, Handhabung, Testen und Zusammenbau sind wesentlich komplizierter als bei einseitigen Detektoren und somit zeitaufwendiger und **teurer**.

Bild unten: Schema eines Teilbereichs eines AC-gekoppelten, doppelseitigen Streifendetektors (Querschnitt, nicht maßstabsgetreu). Darstellung *ohne* den zur Spannungsversorgung nötigen Strukturen.



4.2.4 Doppelseitige Streifendetektoren

Allgemeines – 2



- ★ Problem bei segmentierten n^+ -Elektroden: An *jedem* Si-SiO₂-Übergang sind **im Oxid immer statische, positive Ladungen**, sogenannte Oxidladungen (“fixed oxide charges”), vorhanden.
- Durch diese positiven Ladungen sammeln sich im n-Silizium stets Elektronen am Si-SiO₂-Interface und bilden eine sogenannte **Akkumulationslage**.
- Es kommt zu einem **“Kurzschluß”** ($\approx k\Omega$) zw. den **n^+ -Implantaten** (Anoden).
- Die von einem ionisierenden Teilchen erzeugte Ladung verteilt sich relativ gleichmäßig über viele Streifen.
- **Keine Positionsmessung möglich.**
- ★ Lösung: Unterbrechung der Akkumulationslage durch “p⁺-Stops” oder durch “Field Plates”.

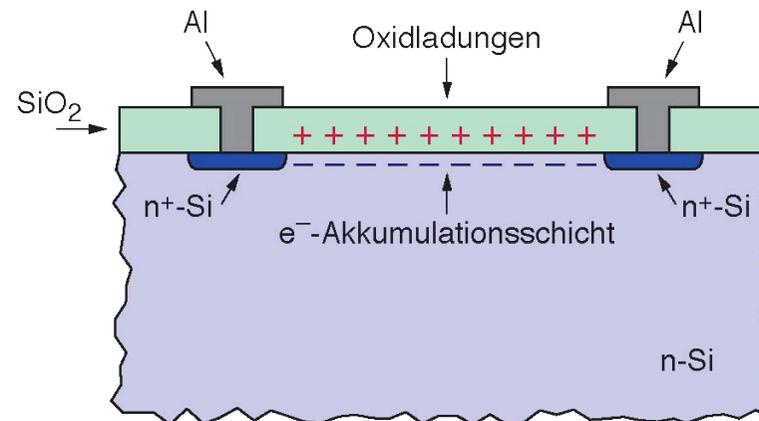


Bild oben: Oxidladungen und dadurch verursachte e⁻-Akkumulationsschicht.

4.2.4 Doppelseitige Streifendetektoren

p⁺-Stops – 1



- ★ (Streifenförmige) p⁺-Implantate (**p⁺-Stops, Blocking Electrodes**) zwischen den n⁺-Streifen unterbrechen die Elektronenakkumulationslage.
- Damit sind Widerstandswerte im GΩ-Bereich zw. den n⁺-Streifen möglich.
- Funktionstauglicher, doppelseitiger Detektor machbar.

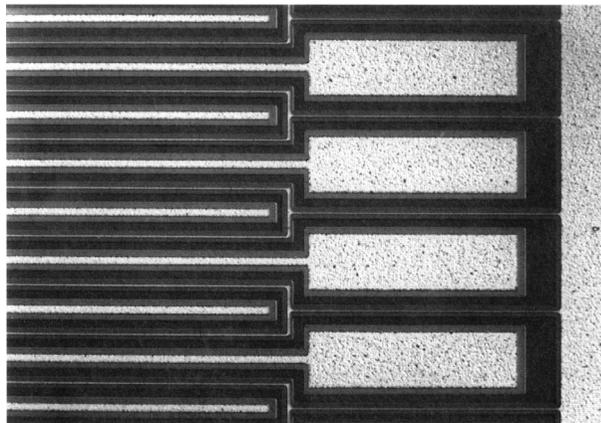


Bild oben: Mikroskopische Aufnahme der n⁺-Streifen Seite eines Microstrip-Detectors mit p⁺-Implantaten als "blocking" Elektroden.

Quelle: J. Kemmer and G. Lutz, *New Structures for Position Sensitive Semiconductor Detectors*, *Nucl. Instr. Meth. A* **273**, 588 (1988)

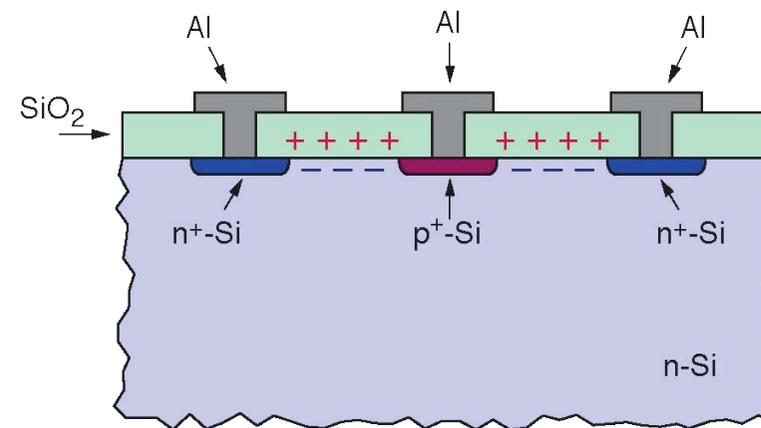


Bild oben: Unterbrechung der e⁻-Akku-mulationsschicht durch p⁺-Implantate.

nach: A. Peisert, *Silicon Microstrip Detectors*, DELPHI 92-143 MVX 2, CERN, 1992

4.2.4 Doppelseitige Streifendetektoren

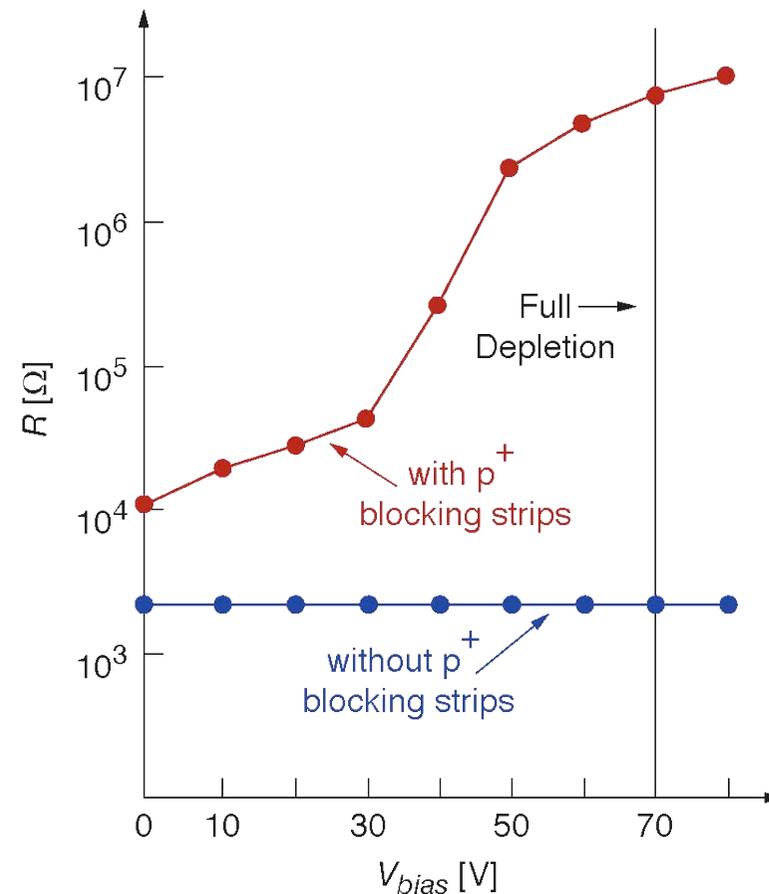
p⁺-Stops – 2



Widerstand zw. den n⁺-Streifen in Abhängigkeit von der Bias Spannung, gemessen an einem Silizium-Streifen-detektor mit p⁺-“blocking strips” und an einem Detektor ohne p⁺-Stops.

Ohne p⁺-Stops vermindert die e⁻-Akkumulationsschicht im n-Silizium an der Grenze zum SiO₂ den Widerstand zwischen den n⁺-Streifen erheblich und macht den Detektor zur Gewinnung orts aufgelöster Information unbrauchbar.

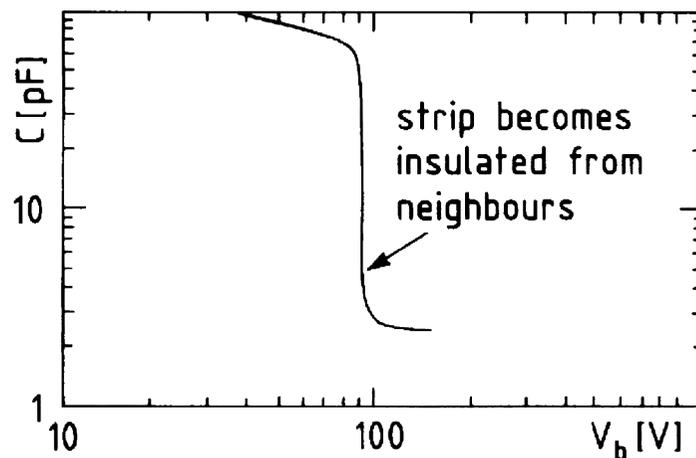
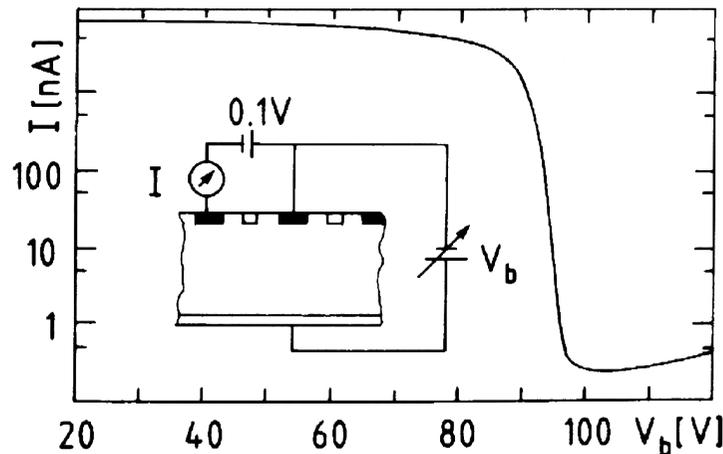
Mit p⁺-Stops unterbricht die (mit zunehmender Bias Spannung wachsende) Verarmungszone um die p⁺-Implantate die e⁻-Akkumulationsschicht und erhöht so den Widerstand zwischen den n⁺-Streifen.



nach: A. Peisert, *Silicon Microstrip Detectors*, DELPHI 92-143 MVX 2, CERN, 1992

4.2.4 Doppelseitige Streifendetektoren

p⁺-Stops – 3



Testergebnisse von Si-Streifendetektoren mit p⁺-Implantaten zur Unterbrechung der e⁻-Akkumulationsschicht zw. den n⁺-Streifen.

Oberes Bild: Leckstrom zw. zwei n⁺-Streifen in Abhängigkeit von der Bias Spannung V_b . Ab $V_b \approx 95$ V reicht die Verarmungszone um die p⁺-Implantate aus, um die n⁺-Streifen “vollständig” von einander zu isolieren.

Unteres Bild: n⁺-Streifenkapazität (in Bezug auf die gegenüberliegende Detektorseite) in Abhängigkeit von der Bias Spannung V_b . Ab $V_b \approx 95$ V mißt man nur mehr die Kapazität eines einzelnen Streifens. Bis dahin sind die n⁺-Streifen miteinander leitend verbunden, was die höheren Kapazitätswerte erklärt.

Quelle beider Bilder: J. Kemmer and G. Lutz, *New Structures for Position Sensitive Semiconductor Detectors*, Nucl. Instr. Meth. A A **273**, 588 (1988)

4.2.4 Doppelseitige Streifendetektoren

Field Plates – 1



- ★ Verwendung von **MOS-Strukturen** zur Unterbrechung der Akkumulationslage: Auf dem Oxid aufgebrachte **Metallisierungen welche in Bezug auf die n⁺-Streifen auf negativem Potential liegen**, verdrängen die e⁻ vom Si-SiO₂-Interface.
- Ab einer gewissen Schwellwertspannung an der MOS-Struktur sind die n⁺-Streifen ausreichend voneinander isoliert um die Funktionstauglichkeit des doppelseitigen Detektors zu gewährleisten.
- ★ Praktische Ausführung bei AC-gekoppelten Detektoren: Breitere Metallisierungen der Auslestreifen dienen gleichzeitig als Field Plates.

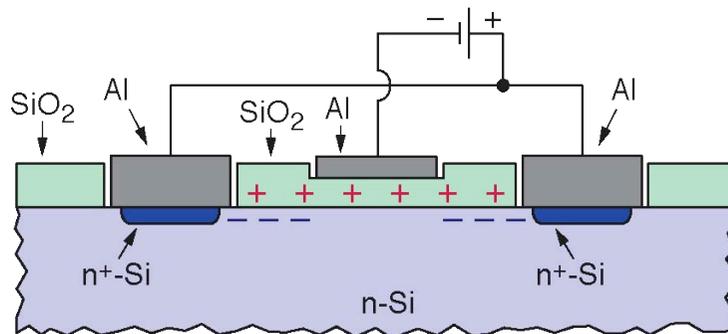


Bild oben: Prinzip der Unterbrechung der e⁻-Akkumulationslage durch Field Plates

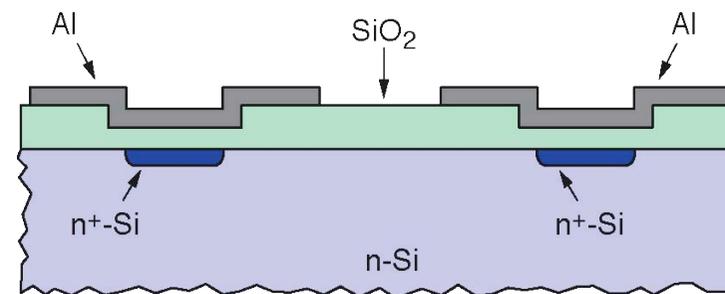
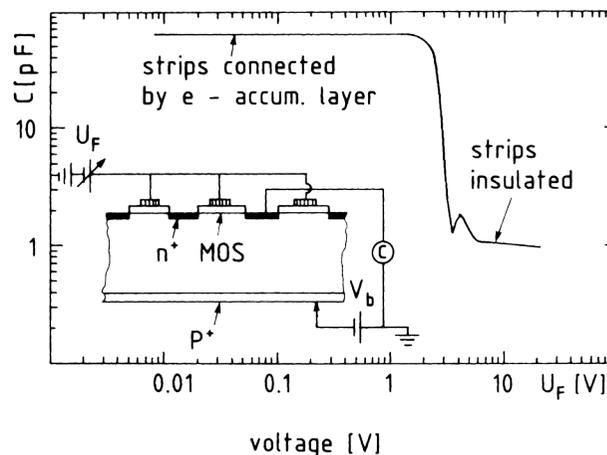


Bild oben: n⁺-Seite eines AC-gekoppelten Detektors. Die verbreiterten Auslestreifen dienen gleichzeitig als Field Plates.

rechtes Bild nach: A. Peisert, *Silicon Microstrip Detectors*, DELPHI 92-143 MVX 2, CERN, 1992

4.2.4 Doppelseitige Streifendetektoren Field Plates – 2



Quelle : J. Kemmer and G. Lutz,
*New Structures for Position
Sensitive Semiconductor Detectors*,
Nud. Instr. Meth. A **273**, 588 (1988)

Testergebnisse von Si-Streifendetektoren mit Field Plates zur Unterbrechung der e^- -Akkumulationsschicht zw. den n^+ -Streifen.

n^+ -Streifenkapazität (in Bezug auf die gegenüberliegende Detektorseite) in Abhängigkeit von der Spannung an den Field Plates U_F . Die Bias Spannung V_b war während der gesamten Meßreihe konstant und über der Verarmungsspannung (Full Depletion Voltage) des Detektors.

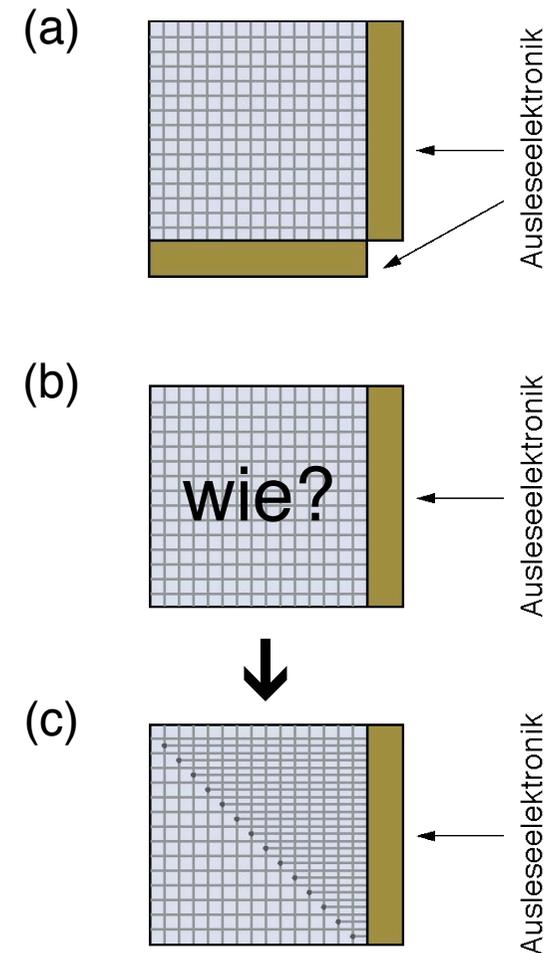
Ab einer Schwellwertspannung von $U_F \approx 3$ V mißt man nur mehr die Kapazität eines einzelnen Streifens. Bis dahin sind die n^+ -Streifen durch die e^- -Akkumulationslage miteinander leitend verbunden, was die höheren Kapazitätswerte erklärt.

4.2.4 Doppelseitige Streifendetektoren

Detektoren mit 2 Metallagen – 1



- ★ Bei doppelseitigen Detektoren mit orthogonalen Streifen befindet sich die Elektronik natürlicherweise auf zwei Seiten des Detektors (Bild a).
- ★ Bei Kolliderexperimenten möchte man möglichst wenig Material im Zentralbereich haben.
- Auslese beider Koordinaten von einer Seite erwünscht (Bild b).
- Dies wird möglich durch eine **zweite Metallage mit Metallisierungen orthogonal zu den Auslestreifen auf der “Detektorrückseite”** und **punktweiser elektrischer Verbindung zu diesen** (Bild c). Diese zweite Metallisierungslage kann entweder über externe Leiterbahnen realisiert oder direkt in den Detektor integriert werden.



4.2.4 Doppelseitige Streifendetektoren

Detektoren mit 2 Metallagen – 2



- ★ Für einen doppelseitigen Detektor mit zwei Metallagen (“**double sided double metal layer detector**”) wird nach der “normalen” Metallisierung der Auslestreifen eine **isolierende Schicht (meist Polyimid oder SiO₂)** auf die n⁺-Seite des Detektors aufgebracht.
- ★ Darüber kommt in einem weiteren Fertigungsschritt eine **2. Metallage mit Streifen orthogonal zu den n⁺-Streifen**.
- ★ Die Kontakte zw. der zweiten Metallage und der Metallisierung der Auslestreifen erfolgen durch Fenster in der Isolationsschicht.
- ★ Erzielte Ortsauflösung mit einem Double Sided Double Metal Layer Detektor (DELPHI Microvertex Gruppe): p⁺-Seite: $\sigma = 6 \mu\text{m}$, n⁺-Seite: $\sigma = 8 \mu\text{m}$.
- ★ Nachteil: Aufwendig, einige zusätzliche Produktionsschritte bei der Detektorfertigung (→ teurer).
- ★ Alternative zu Detektoren mit eingebauter 2. Metallage: Kapton-Folien mit aufgedruckten Leiterbahnen, welche auf die Metallisierung der n⁺-Seite aufgeklebt werden. Nachteil dieser Technik: Montage schwieriger, Probleme beim Bonden auf Folie, mehr Material.

4.2.4 Doppelseitige Streifendetektoren

Detektoren mit 2 Metallagen – 3



Bild unten: Dreidimensionales Schema eines AC-gekoppelten Double Sided Double Metal Layer Detektors (Teilansicht ohne Spannungsversorgung). Als isolierende Schicht zwischen den beiden Metallagen dient Polyimid, die Koppelkondensatoren sind wie üblich aus SiO_2 .

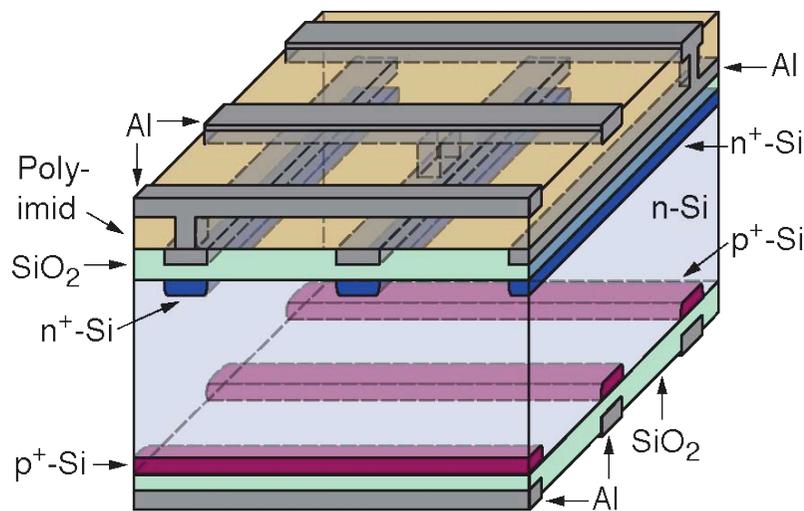
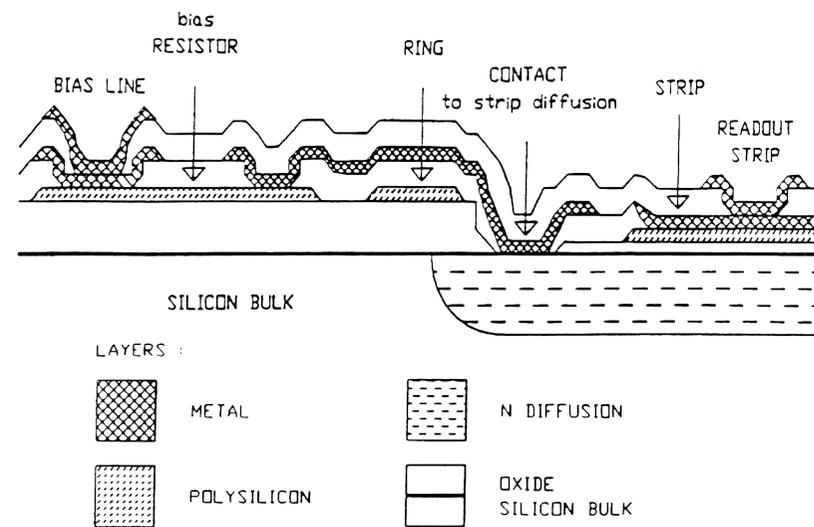


Bild unten: Querschnitt durch einen AC-gekoppelten Double Sided Double Metal Layer Detektor (Schema), Teilansicht der n⁺-Seite mit den beiden Metallagen und der Spannungsversorgung eines n⁺-Streifens.



Quelle für rechtes Bild: A. Peisert, *Silicon Microstrip Detectors*, DELPHI 92-143 MVX 2, CERN, 1992

4.2.5 Ortsauflösung von Si-Microstrips

Allgemeines



Die Ortsauflösung von Microstrip-Detektoren wird zum einen durch inhärente physikalische Einschränkungen und zum anderen durch die konkrete Bauweise des Detektors, also extern variierbare Parameter, bestimmt.

- ★ Physikalische Prozesse:
 - statistische Fluktuationen des Energieverlustes
 - Diffusion der erzeugten freien Ladungsträger

- ★ Externe Parameter:
 - Digitaler Schwellwert-Zähler vs. Auslesen der Signalhöhe
 - Streifenabstand
 - Signal-Rausch-Verhältnis

4.2.5 Ortsauflösung von Si-Microstrips

Statistische Fluktuationen des Energieverlustes – 1



- ★ Si-Microstrip-Detektoren sind üblicherweise 300–500 μm dick und gelten als “dünne Absorber”. Strahlung und ionisierende Teilchen werden nicht im Detektor absorbiert, sondern durchqueren ihn unter Abgabe eines meist nur geringen Anteils ihrer Gesamtenergie.
- ★ Der Energieverlust dE/dx folgt daher einer **Landauverteilung**, einer asymmetrischen Verteilungsfunktion mit einem “Schwanz” bei hohen Energieüberträgen.
- ★ Betrachte ein m.i.p. in einem 300 μm dicken Si-Detektor:
 - Wahrscheinlichster Energieverlust (Maximum der Verteilung):
78 keV in 300 μm $\rightarrow \approx 72$ e⁻-h⁺-Paare pro μm
 - Mittlerer Energieverlust:
116 keV in 300 μm $\rightarrow \approx 108$ e⁻-h⁺-Paare pro μm

4.2.5 Ortsauflösung von Si-Microstrips

Statistische Fluktuationen des Energieverlustes – 2



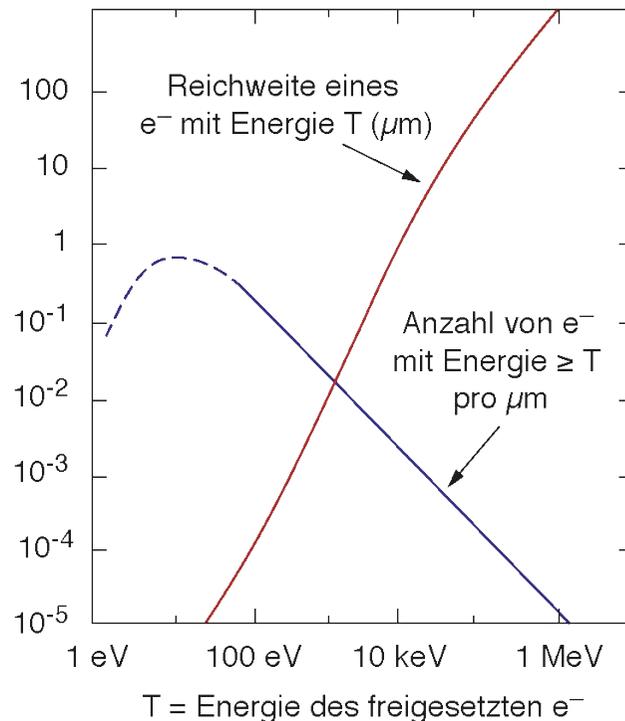
- ★ Der Unterschied zw. maximalem und mittlerem Energieverlust kommt zum Teil von hochenergetischen Primärelektronen, sogenannten **δ -Elektronen**. Diese erzeugen ihrerseits zahlreiche sekundäre Ladungsträgerpaare.
- ★ Die Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung eines δ -Elektrons ist relativ gering.
- ★ Aber: Die entstandenen δ -Elektronen können eine sehr **große Wegstrecke** in Silizium zurücklegen.
- Dadurch kommt es zu einer **Versetzung der gemessenen Teilchenspur**.
- **Meßfehler in der Größenordnung von μm** sind unvermeidbar.

4.2.5 Ortsauflösung von Si-Microstrips

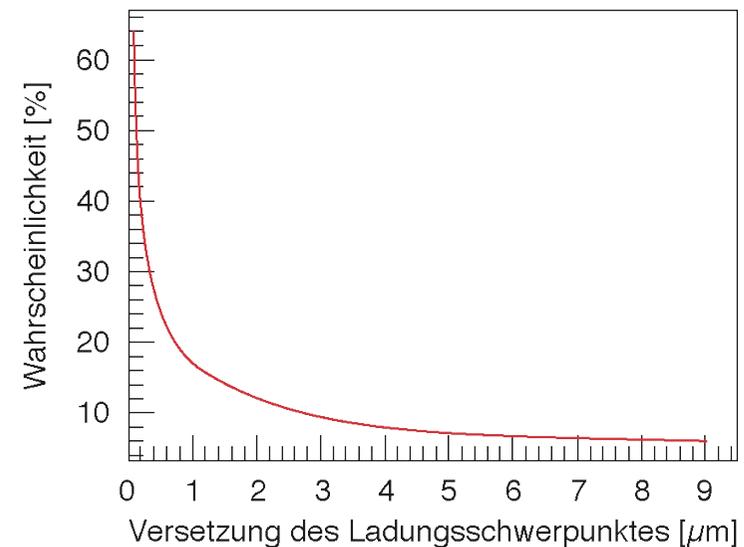
Statistische Fluktuationen des Energieverlustes – 3



Wahrscheinlichkeit, ein Primärelektron mit einer Energie $\geq T$ zu erzeugen sowie Reichweite eines solchen e^- in Silizium.



Berechnete Wahrscheinlichkeit für eine bestimmte Versetzung des gemessenen Ladungsschwerpunktes durch hoch-energetische Primärelektronen.



Quelle: A. Peisert, *Silicon Microstrip Detectors*, DELPHI 92-143 MVX 2, CERN, 1992 (Nachzeichnungen der Originale)

4.2.5 Ortsauflösung von Si-Microstrips

Diffusion – 1



- ★ Bei Durchgang eines ionisierenden Teilchens befinden sich die primär erzeugten Ladungsträgerpaare ursprünglich fast alle im Umkreis von ca. $1 \mu\text{m}$ rund um die Teilchenspur.
- ★ Während diese “Wolke” an freien Ladungsträgern zu den Elektroden driftet, kommt es durch Vielfachstöße zu **Diffusion** und somit zu einer **Verbreiterung der ursprünglichen Ladungsträgerverteilung**. Die rms-Breite dieser Verteilung nach einer Driftzeit t ist gegeben durch:

$$\sigma_D = \sqrt{2Dt} \quad \text{mit:} \quad D = \frac{kT}{e} \mu$$

σ_D ... “root-mean-square”-Breite der Ladungsträgerverteilung

t ... Driftzeit

k ... Boltzmann-Konstante

e ... Elementarladung

D ... Diffusionskoeffizient

T ... Temperatur

μ ... Ladungsträger-Mobilität

Beachte: Da $D \propto \mu$ und $t \propto 1/\mu$ ist, ist die Breite σ_D für e^- und Löcher gleich.

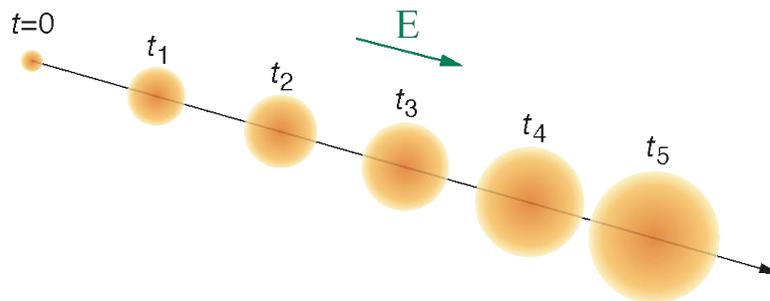
4.2.5 Ortsauflösung von Si-Microstrips

Diffusion – 2

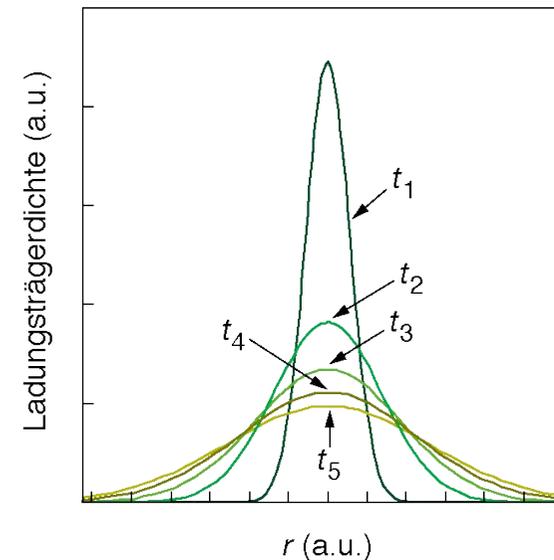


- ★ Löcher die nahe der Anode (d.h. der n^+ -dotierten Rückseite) und e^- welche nahe der Kathode (also der p^+ -Implantate) erzeugt werden, haben den längsten Driftweg. Daher wirkt auf sie die Diffusion viel länger als auf Ladungsträger welche nahe einer zugehörigen Ausleseelektrode erzeugt werden.

→ Das Signal an den Elektroden ist eine Überlagerung vieler Gaußverteilungen.



Kombinierte Drift und Diffusion einer ursprünglich schmalen Ladungsträgerverteilung als Funktion der Zeit für 5 gleich große Zeitintervalle.



Radiale Ladungsdichteverteilung für 5 äquidistante Zeitpunkte.

4.2.5 Ortsauflösung von Si-Microstrips

Diffusion – 3



- ★ Entgegen naiver Vermutungen ist der Einfluss der Verbreiterung durch Diffusion auf die Ortsauflösung *positiv*. Bei gegebenem Streifenabstand gilt:
größere Diffusion → bessere Ortsauflösung
- ★ Grund dafür ist, daß man beim Ansprechen mehrerer Streifen die Position des ursprünglichen Durchtrittspunktes durch **Berechnung des Ladungsschwerpunktes** ermitteln kann.
- ★ Voraussetzung dafür ist aber, daß nicht nur das Ansprechen eines Detektorstreifens gemeldet wird, sondern daß die **Signalhöhe ausgelesen** wird.
- ★ Damit sind der **Streifenabstand** und das **Signal-zu-Rausch-Verhältnis** wesentliche Parameter zur Festlegung der Detektorauflösung.
- ★ Die Verbesserung der Auflösung durch Bestimmen des Ladungsschwerpunktes ist bisher durch den kleinsten erzielbaren Streifenabstand (bisher $\approx 25 \mu\text{m}$) limitiert, da die Breite der Ladungsverteilung meist schmaler ist (FWHM $\approx 5\text{--}20 \mu\text{m}$, abhängig von den zurückgelegten Distanzen und von der Größe des Driftfeldes).

4.2.5 Ortsauflösung von Si-Microstrips

Diffusion – 4



★ Auslesen über Schwellwert (Ladung auf nur einem Streifen):

→ Position: $x = \text{Streifenposition}$

→ Ortsauflösung:

$$\sigma_x \approx \frac{\rho}{\sqrt{12}}$$

ρ ... Abstand der Auslestreifen (readout pitch)

x ... Position der Teilchenspur

★ Ermittlung des Ladungsschwerpunktes (Ladung auf zwei Streifen):

→ Position:

$$x = x_1 + \frac{h_1}{h_1 + h_2} (x_2 - x_1) = \frac{h_1 x_1 + h_2 x_2}{h_1 + h_2}$$

$x_1, x_2 \dots$ Position des 1. bzw. des 2. Streifens

$h_1, h_2 \dots$ Signalthöhe am 1. bzw. am 2. Streifen

→ Ortsauflösung:

$$\sigma_x \approx \frac{\rho}{S/N}$$

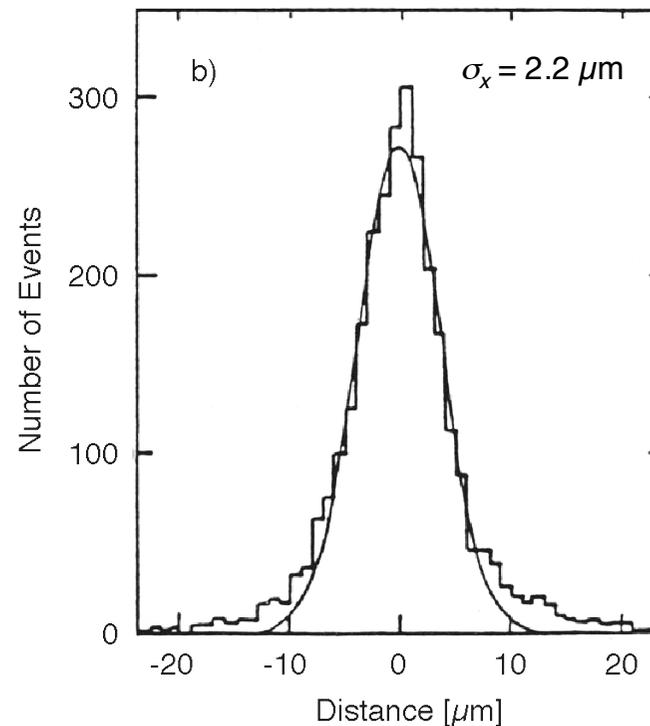
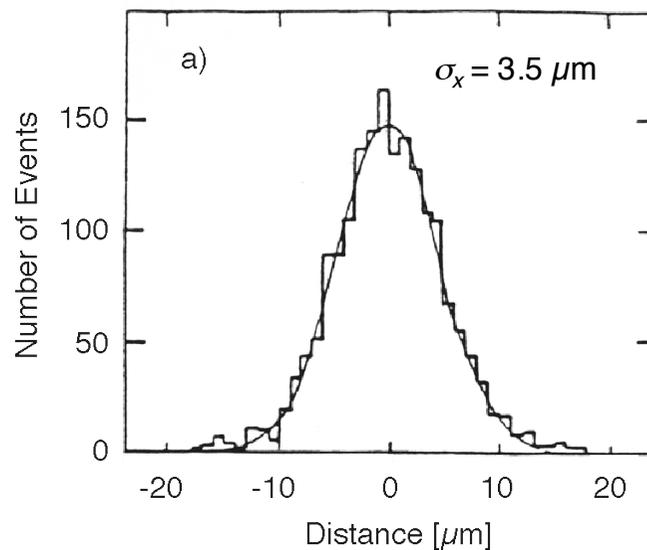
S/N ... Signal-Rausch-Verhältnis

4.2.5 Ortsauflösung von Si-Microstrips

Diffusion – 5



Ortsauflösung eines Si-Microstrip-Detektors mit $25\ \mu\text{m}$ Streifenabstand. Aufgetragen ist der Abstand zw. der erwarteten und der gemessenen Position der Spur eines den Detektor durchquerenden Teilchens. — Bild links: Teilchenspür nahe bei einem Streifen $\rightarrow \sigma_x = 3.5\ \mu\text{m}$. — Bild rechts: Teilchenspür zw. zwei Streifen $\rightarrow \sigma_x = 2.2\ \mu\text{m}$.



Quelle: A. Peisert, *Silicon Microstrip Detectors*, DELPHI 92-143 MVX 2, CERN, 1992

4.2.5 Ortsauflösung von Si-Microstrips

Streifenabstand und Zwischenstreifen – 1



- ★ Der Streifenabstand (“**Strip Pitch**”, definiert als Abstand plus einer Streifenbreite) ist ein wesentlicher Parameter welcher die Ortsauflösung eines Microstrip-Detektors bestimmt.
- ★ Generell gilt: **Je kleiner der Streifenabstand, desto besser die Ortsauflösung.**
- ★ Aber: Je kleiner der Streifenabstand, desto mehr Streifen werden zur Abdeckung eines bestimmten Areals benötigt.
- **Für kleineren Streifenabstand steigt die Anzahl der nötigen Elektronikkanäle.**
- **Lösung: Zusätzliche Streifen welche nicht ausgelesen werden.**
- ★ Zwischen den sogenannten “**Readout Strips**” (Auslesestreifen), welche an Elektronikkanäle angeschlossen sind, befinden sich je ein oder mehrere “**Intermediate Strips**” (Zwischenstreifen), welche nicht ausgelesen werden.
- ★ Durch kapazitive Kopplung wird die an diesen Intermediate Strips gesammelte Ladung zu den Readout Strips transferiert.
- Mehr Ereignisse mit Signal auf zwei Streifen.
- **Bessere Ortsauflösung mit geringerer Anzahl von Elektronikkanälen.**

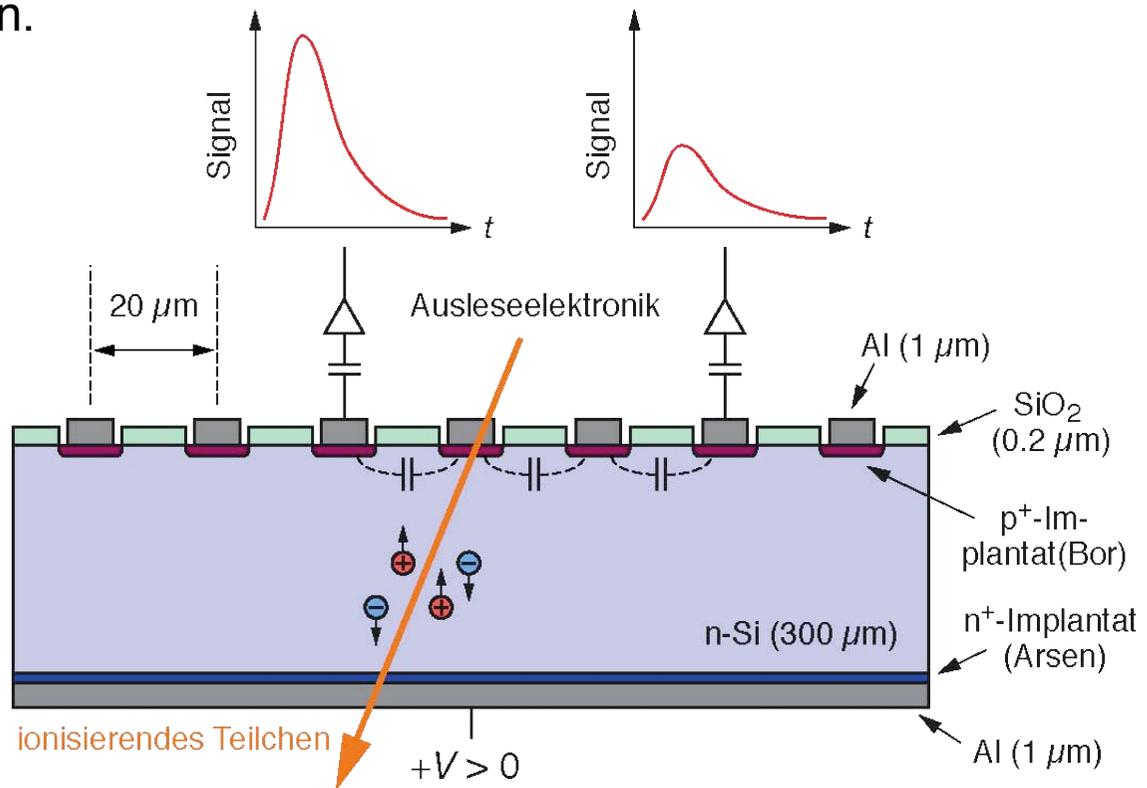
4.2.5 Ortsauflösung von Si-Microstrips

Streifenabstand und Zwischenstreifen – 2



Prinzip eines Microstrip-Detektors mit Zwischenstreifen: Es wird an allen Streifen ein Signal induziert, aber nicht jeder Streifen wird ausgelesen. Das an den *nicht* an die Ausleseelektronik angeschlossenen Zwischenstreifen (“**Intermediate Strips**”) erzeugte Signal wird durch kapazitive Kopplung auf die Auslesestreifen “**Readout Strips**” übertragen.

Bild rechts: Querschnitt durch einen Microstrip-Detektor mit je zwei Zwischenstreifen (nicht maßstabsgetreu).



4.2.5 Ortsauflösung von Si-Microstrips

Streifenabstand und Zwischenstreifen – 3



Betrachte einen Detektor mit einem Ausleseabstand von $60 \mu\text{m}$. Annahme:
FWHM der Ladungsverteilung: $\approx 20 \mu\text{m}$.

1. **Streifenabstand = Ausleseabstand** (d.h. keine zusätzlichen Streifen):
 - in ca 2/3 der Ereignisse Signal auf 1 Streifen*: $\sigma_x \approx 40 \mu\text{m}/\sqrt{12} \approx 11.5 \mu\text{m}$
 - in 1/3 der Ereignisse Signal auf 2 Streifen (S/N~27): $\sigma_x \approx 2.2 \mu\text{m}$
 - **mittlere Genauigkeit: $\sigma_x \approx 8.4 \mu\text{m}$**

2. Gleicher Ausleseabstand, aber **Detektor mit 2 Zwischenstreifen**
(Readout Pitch = $60 \mu\text{m}$, Strip Pitch = $20 \mu\text{m}$):
 - in ca. 1/3 der Ereignisse Signal auf 1 Streifen: $\sigma_x \approx 20 \mu\text{m}/\sqrt{12} \approx 5.8 \mu\text{m}$
 - in ca. 2/3 der Ereignisse Signal auf 2 Streifen
 - **mittlere Genauigkeit: $\sigma_x \approx 3.4 \mu\text{m}$**
 - (Annahme: bei der kapazitiven Kopplung *kein* Ladungsverlust)

Experimentelle Werte (ACCMOR Kollaboration):

Ausleseabstand:	$60 \mu\text{m}$	$120 \mu\text{m}$	$240 \mu\text{m}$
Ortsauflösung:	$4.3 \mu\text{m}$	$7.5 \mu\text{m}$	$20 \mu\text{m}$

* (nur Spuren innerhalb von $\pm 20 \mu\text{m}$ des Streifens fallen in diese Gruppe)

4.2.5 Ortsauflösung von Si-Microstrips

Einfluss des Detektorrauschens – 1



- ★ Wird die Position einer Teilchenspür durch Ermittlung des Ladungsschwerpunktes des (auf mehrere Streifen verteilten) Signals bestimmt, so hat das elektronische Rauschen einen entscheidenden Einfluss auf die Ortsauflösung.
- ★ Anteile zum Rauschen liefern die Detektorkapazität C , der Dunkelstrom I , der Detektor-Parallelwiderstand R_p sowie der serielle Auslesewiderstand R_s . Angegeben wird das Rauschen meist in Ladungsäquivalenten der Elementarladung (“equivalent noise charge”, ENC):

$$\text{ENC} = \sqrt{\text{ENC}_C^2 + \text{ENC}_I^2 + \text{ENC}_{R_p}^2 + \text{ENC}_{R_s}^2}$$

wobei:

$$\text{ENC}_C = a + b \cdot C$$

$$\text{ENC}_I = \frac{e}{2} \sqrt{\frac{I t_p}{e}}$$

$$\text{ENC}_{R_p} = \frac{e}{e} \sqrt{\frac{k T t_p}{2 R_p}}$$

$$\text{ENC}_{R_s} \approx 0.395 C \sqrt{\frac{R_s}{t_p}}$$

e ... eulersche Zahl

e ... Elementarladung

a, b ... Verstärkerparameter

t_p ... Integrationszeit

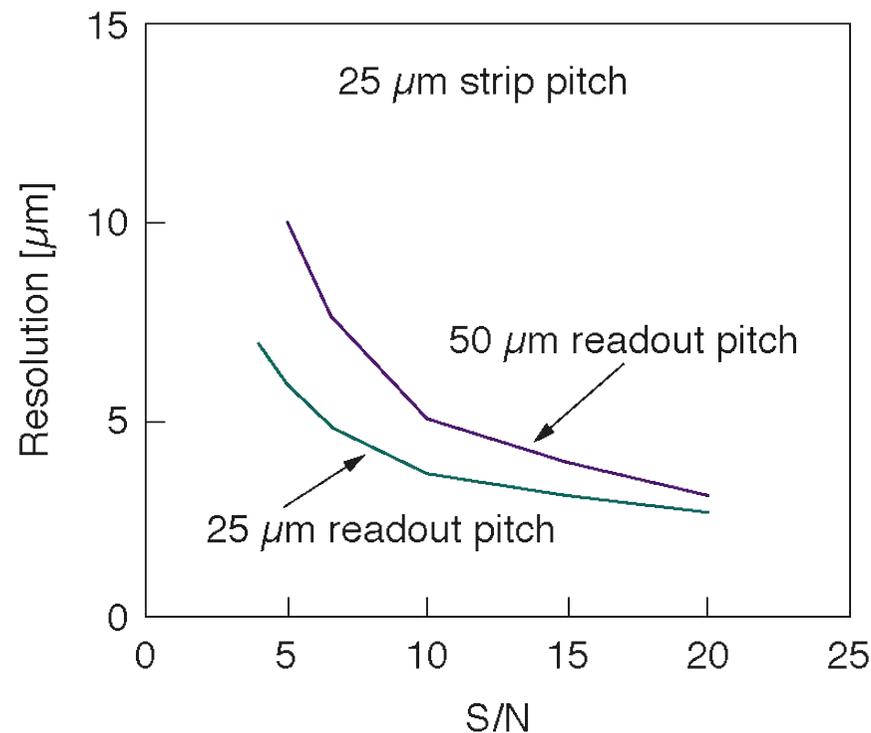
Details siehe 4.2.6

4.2.5 Ortsauflösung von Si-Microstrips

Einfluss des Detektorrauschens – 2



Ortsauflösung als Funktion des Signal-Rausch-Verhältnisses für einen Detektor mit einem Streifenabstand von $25\ \mu\text{m}$. — Kurven für zwei versch. Ausleseabstände.



Quelle:
A. Peisert, *Silicon Microstrip Detectors*,
DELPHI 92-143 MVX 2, CERN, 1992

4.2.6 Signal-Rausch-Verhältnis

Allgemeines



- ★ Das Rauschen am Ende einer Auslekette setzt sich zusammen aus einem (konstanten) Term, welcher nur vom Design der Ausleselektronik abhängig ist, und einem Term, welcher eine Funktion der Detektorparameter ist.
- ★ Üblicherweise gibt man als Parameter für die Größe des Rauschens die Zahl der Elementarladungen an, welche diesem Rauschen entspricht. Man bezeichnet diesen Parameter als “**equivalent noise charge**” (ENC).
- ★ **Das eigentliche Detektorrauschen stammt von thermisch generierten Elektron-Loch-Paaren innerhalb des Detektors.** Durch das über die externe Sperrspannung erzeugte elektrische Feld können diese Ladungsträger nicht wieder miteinander rekombinieren sondern driften als Detektordunkelstrom zu den Elektroden.

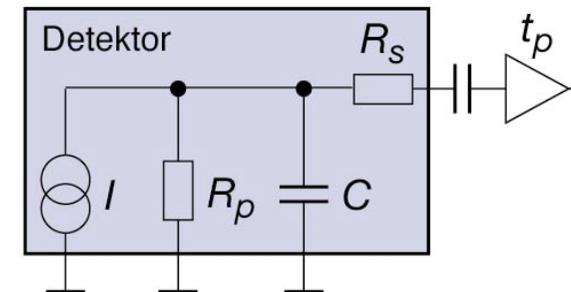
4.2.6 Signal-Rausch-Verhältnis

Detektorrauschen: Beiträge



Die wichtigsten Beiträge zum gesamten Rauschen kommen von:

1. Detektorkapazität (ENC_C)
2. Detektordunkelstrom (ENC_I)
3. Detektorparallelwiderstand (ENC_{R_p})
4. Serieller Auslesewiderstand (ENC_{R_s})



Ersatzschaltbild eines Detektors incl. Vorverstärker

Das gesamte Rauschen ergibt sich aus der quadratischen Summe der einzelnen Beiträge:

$$ENC = \sqrt{ENC_C^2 + ENC_I^2 + ENC_{R_p}^2 + ENC_{R_s}^2}$$

Bei segmentierten Detektoren (z.B. Streifendetektoren) trägt klarerweise nur jener Detektorteil welcher an einem Auslesekanal anliegt (also z.B. ein einzelner Streifen) zum Rauschen auf diesem bestimmten Kanal bei.

4.2.6 Signal-Rausch-Verhältnis

Detektorrauschen: Beitrag der Detektorkapazität



Die **Lastkapazität**, welche ein Halbleiterdetektor für den ladungssensitiven Vorverstärker am Anfang der Ausleseelektronik darstellt, liefert in den meisten Fällen den **Hauptanteil zum elektronischen Rauschen**.

Üblicherweise wird dieser Beitrag inklusive eines detektorunabhängigen Termes geschrieben als:

$$ENC_C = a + b \cdot C$$

Hierbei sind die Parameter a und b durch das Design des Verstärkers gegeben. C ist die Gesamtkapazität des am entsprechenden Auslesekanal anliegenden Detektorteiles.

Typische Werte für die verstärkerspezifischen Parameter sind (Verstärker mit ca. $1 \mu\text{s}$ Integrationszeit):

$$a \approx 160 \text{ e und } b \approx 12 \text{ e/pF.}$$

Um das Rauschen zu minimieren, muß man also versuchen, Detektoren mit **möglichst kleinen Detektorkapazitäten** (bzw. segmentierte Detektoren mit kleinen Streifen- bzw. Pixelkapazitäten) zu entwickeln.

4.2.6 Signal-Rausch-Verhältnis

Detektorrauschen: Beitrag des Dunkelstromes



Nimmt man als elektronischen Filter in der Ausleseketten einen einfachen CR-RC-Filter mit einer Integrationszeit ("peaking time") t_p , so erhält man für den vom Dunkelstrom (Leckstrom) des Detektors verursachten Beitrag zum Rauschen:

$$\text{ENC}_I = \frac{e}{2} \sqrt{\frac{I t_p}{e}}$$

e eulersche Zahl
 I ... Detektordunkelstrom

e ... Elementarladung
 t_p ... Integrationszeit ("peaking time")

Mit bereits eingesetzten physikalischen Konstanten ergibt sich dieser Rauschbeitrag für einen Dunkelstrom in nA und eine Integrationszeit in μs zu:

$$\text{ENC}_I \approx 107 \sqrt{I t_p} \quad [I \text{ in nA, } t_p \text{ in } \mu\text{s}]$$

Um das Rauschen zu minimieren, sollte also der **Dunkelstrom**, welcher in den jeweiligen Verstärkerkanal fließt, **möglichst gering** sein, bzw. die Integrationszeit kurz sein.

4.2.6 Signal-Rausch-Verhältnis

Detektorrauschen: Beitrag des Parallelwiderstandes



Der Parallelwiderstand R_p , über welchen ein Detektor mit der nötigen Sperrspannung versorgt wird, geht invers in das elektronische Rauschen ein:

$$\text{ENC}_{R_p} = \frac{e}{e} \sqrt{\frac{kTt_p}{2R_p}}$$

e eulersche Zahl

R_p ... Detektorvorwiderstand

e ... Elementarladung

t_p ... Integrationszeit ("peaking time")

Setzt man t_p in μs und R_p in $\text{M}\Omega$ ein, so ergibt sich für eine Temperatur von $T = 300 \text{ K}$:

$$\text{ENC}_{R_p} \approx 772 \sqrt{\frac{t_p}{R_p}} \quad [R_p \text{ in } \text{M}\Omega, t_p \text{ in } \mu\text{s}]$$

Um das Rauschen zu minimieren, sollte also der **Detektorparallel(vor)widerstand möglichst groß** sein.

4.2.6 Signal-Rausch-Verhältnis

Detektorrauschen: Beitrag des Auslesewiderstandes



Der serielle Auslesewiderstand R_s , über welchen das Signal ausgelesen wird, trägt folgendermaßen zum elektronischen Rauschen bei:

$$\text{ENC}_{\text{RS}} \approx 0.395 C \sqrt{\frac{R_s}{t_p}}$$

C ... Detektorkapazität

t_p ... Integrationszeit ("peaking time")

R_s ... Auslesewiderstand

Hierbei ist C in pF, t_p in μs und R_s in Ω einzusetzen.

Beachte, daß t_p in diese Formel, im Gegensatz zu den anderen Rauschbeiträgen, invers eingeht. Die Detektorkapazität wirkt sich hier noch einmal auf das Rauschen aus.

Bei Streifendetektoren ist R_s in erster Näherung der Widerstand des entsprechenden Streifens (Leitung zum Vorverstärker vernachlässigt).

Um das Rauschen zu minimieren, sollte der **Auslesewiderstand möglichst klein** gehalten werden, bzw. t_p gross sein.

4.2.6 Signal-Rausch-Verhältnis

Detektorrauschen: Zusammenfassung



Um das Rauschen auf einem Auslesekanal eines Halbleiterdetektors zu minimieren, sollten also folgende Bedingungen erfüllt sein:

- ★ kleine Detektorkapazität (d.h. kleine Detektorfläche)
- ★ geringer Dunkelstrom
- ★ hoher Detektorvorwiderstand
- ★ kleiner Auslesewiderstand

4.2.6 Signal-Rausch-Verhältnis

Beispiele



DELPHI Microvertex:

- ★ Verstärker (MX6):
 $a = 325 \text{ e}$, $b = 23 \text{ e/pF}$, $t_p = 1.8 \mu\text{s}$
- ★ 2 hintereinander geschaltete 6 cm lange Streifen, $C = 9 \text{ pF}$
→ $\text{ENC}_C = 532 \text{ e}$
- ★ typ. Leckstrom pro Streifen: $I \approx 0.3 \text{ nA}$
→ $\text{ENC}_I = 78 \text{ e}$
- ★ Vorwiderstand $R_p = 36 \text{ M}\Omega$
→ $\text{ENC}_{R_p} = 169 \text{ e}$
- ★ Auslewewiderstand = 25Ω
→ $\text{ENC}_{R_p} = 13 \text{ e}$
- Gesamtrauschen: $\text{ENC} = 564 \text{ e}$

Signal-Rausch-Verhältnis von 40:1.

Für ein Signal (m.p.) von 22500 e.

CMS Tracker:

- ★ Verstärker (APV25, deconvolution):
 $a = 400 \text{ e}$, $b = 60 \text{ e/pF}$, $t_p = 50 \text{ ns}$
- ★ 2 hintereinander geschaltete bis zu 20 cm lange Streifen, $C = 18 \text{ pF}$
→ $\text{ENC}_C = 1480 \text{ e}$
- ★ Max. Leckstrom pro Streifen: $I \approx 100 \text{ nA}$
→ $\text{ENC}_I = 103 \text{ e}$
- ★ Vorwiderstand $R_p = 1.5 \text{ M}\Omega$
→ $\text{ENC}_{R_p} = 60 \text{ e}$
- ★ Auslewewiderstand = 50Ω
→ $\text{ENC}_{R_p} = 345 \text{ e}$
- Gesamtrauschen: $\text{ENC} = 1524 \text{ e}$

Signal-Rausch-Verhältnis von 15:1.

4.3 Pixeldetektoren

Vorteile gegenüber Streifendetektoren



- ★ Doppelseitige Streifendetektoren liefern im Prinzip die 2-dim. Position einer Teilchenspur. Aber: Gehen mehrere Spuren gleichzeitig durch einen doppelseitigen Streifendetektor, so kann die Position nicht eindeutig rekonstruiert werden. Es können sogenannte "Geisterspuren" ("Ghosts") auftreten .

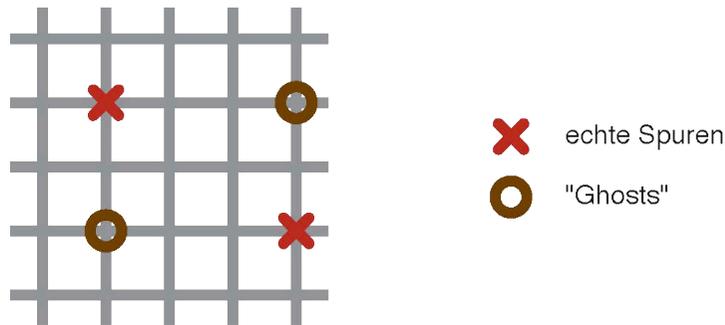


Bild links: Auftreten von Ghosts in einem doppelseitigen Streifendetektor bei gleichzeitigem Durchgang zweier ionisierender Teilchen.

- ★ Pixeldetektoren hingegen liefern echte zweidimensionale Information. "Ghosts" treten hierbei nicht auf.

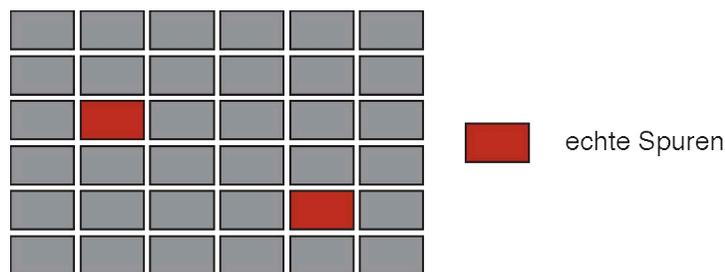


Bild links: Reaktion eines Pixeldetektors auf gleichzeitigen Durchgang zweier ionisierender Teilchen.

4.3 Pixeldetektoren

Allgemeines, Nachteile gegenüber Streifendetektoren



- ★ Übliche Pixelgrößen liegen bei $50 \mu\text{m} \cdot 50 \mu\text{m}$.
- ★ Mit digitaler Auslese ergibt sich eine Ortsauflösung von:

$$\sigma_x \approx \frac{d}{\sqrt{12}} \quad d \dots \text{Pixelgröße (genauer: Pitch)}$$

- ★ Eine räumliche Auflösung zweier benachbarter Spuren von unter $\leq 100 \mu\text{m}$ ist mit Pixeldetektoren durchaus möglich.
- ★ Pixeldetektoren können ein Signal-Rausch-Verhältnis von bis zu 150:1 erreichen.
- ★ Typische Sperrströme: $\approx 1 \text{ pA/Pixel}$, typische Pixelkapazitäten: $\approx 1 \text{ fF/Pixel}$.
- ★ Nachteile von Pixeldetektoren: Es ist eine enorme Anzahl von Elementen auszulesen.
 - Enorme Anzahl von elektrischen Verbindungen nötig.
 - Hoher Leistungsbedarf der Elektronik.

4.3 Pixeldetektoren

Bump Bonding – 1

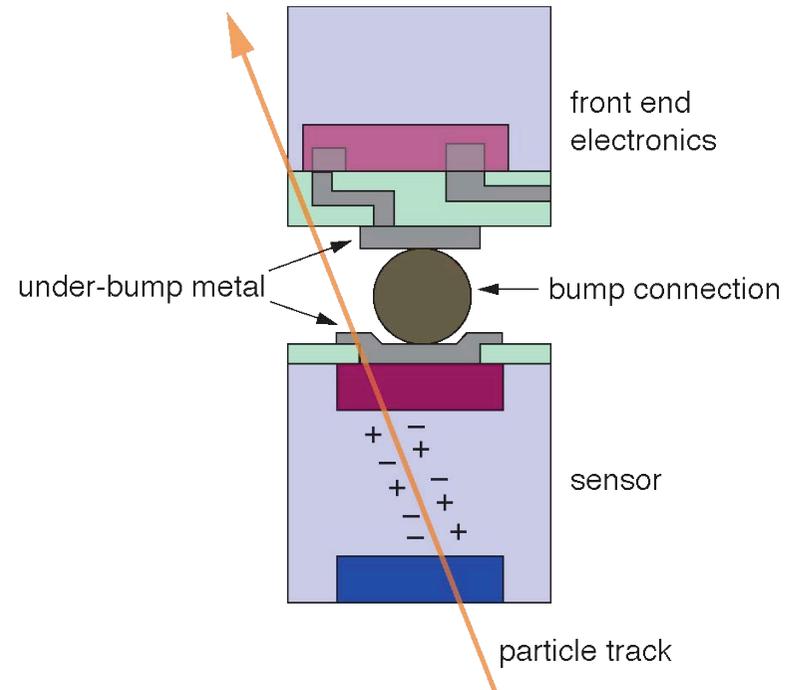
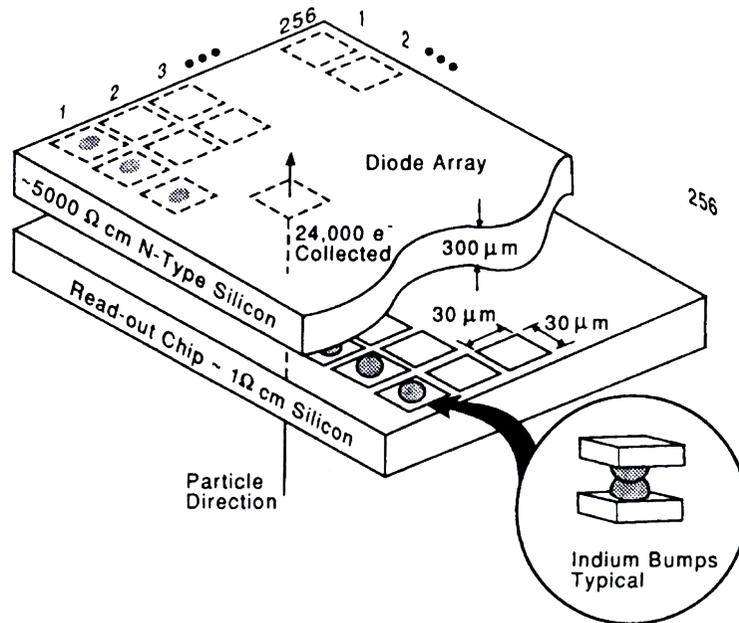


Bild oben: “Flip-Chip”-Pixeldetektor (Schema).
 Oben der Detektor-Chip, unten der Chip mit der
 Ausleseelektronik. Einige Bump Bonds sind
 eingezeichnet, das Inset zeigt das Prinzip der
 Verbindung durch Bump Bonds.

Bild oben: Detailansicht einer Bump-
 Bond-Verbindung (Schema). Unten
 der Detektor-Chip, oben der Chip
 mit der Ausleseelektronik.

Quelle: S.L. Shapiro et al., *Si PIN Diode Array Hybrids for Charged Particle Detection*, Nucl. Instr. Meth. A **275**, 580 (1989)

nach: L. Rossi, *Pixel Detectors Hybridisation*, Nucl. Instr. Meth. A **501**, 239 (2003)

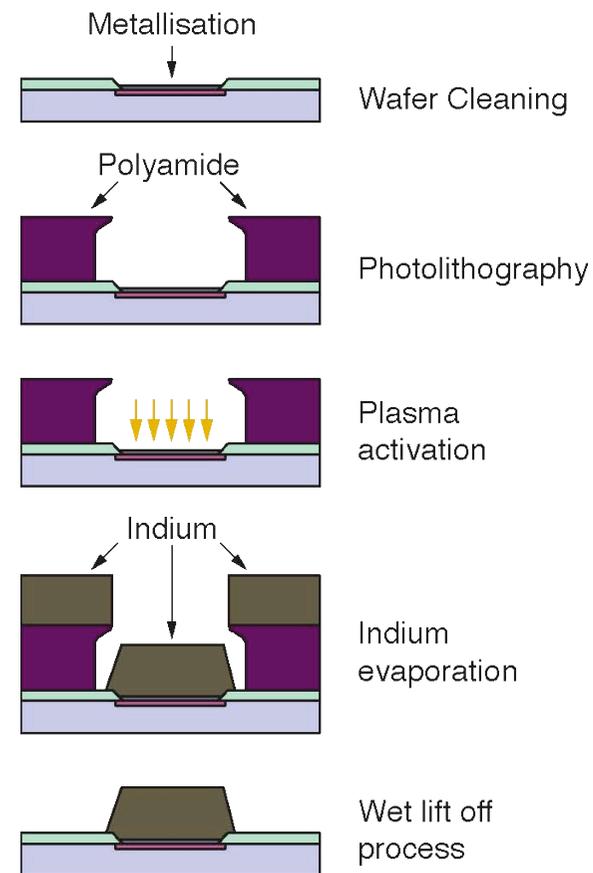
4.3 Pixeldetektoren

Bump Bonding – 2



Ein übliches Verfahren zur Herstellung der Verbindungen zw. Pixeldetektor und Ausleseelektronik, welches in mehreren Ausformungen existiert, ist das sogenannte **“Array Bump Bonding”**:

1. Meist wird eine **“underbump metal layer”** unterlegt und mittels Plasmaaktivierung behandelt, um eine bessere Haftung des eigentlichen Bonding-Materials zu erzielen.
2. Aufbringen einer photolithographischen Maske auf den Detektor, um punktgenau die Bond-Kontakte abscheiden zu können.
3. Abscheiden des eigentlichen Bonding-Metall (meist In oder SnPb) in Form von kleinen **“Hügeln”** (**“Bumps”**) ($\approx 10 \mu\text{m}$ hoch).
4. Entfernen der photolithographischen Maske und damit auch des überschüssigen Metalles durch einen **“Lift-Off”**-Prozess.



Quelle: L. Rossi, *Pixel Detectors Hybridisation*, Nucl. Instr. Meth. A **501**, 239 (2003)

4.3 Pixeldetektoren

Bump Bonding – 3



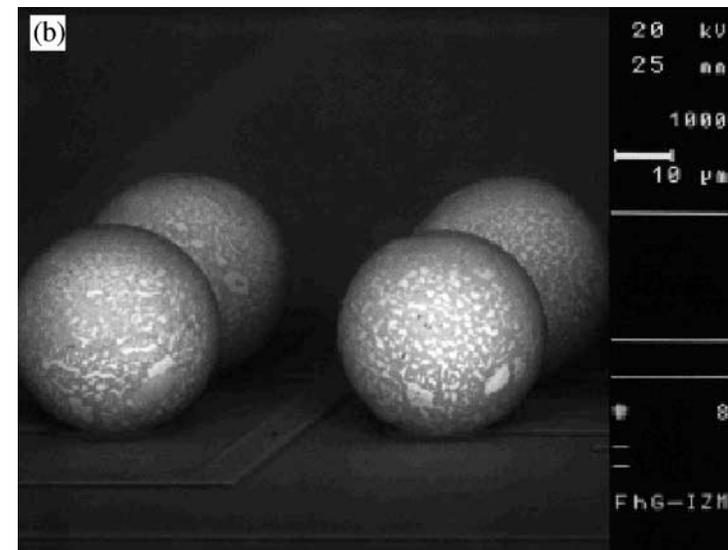
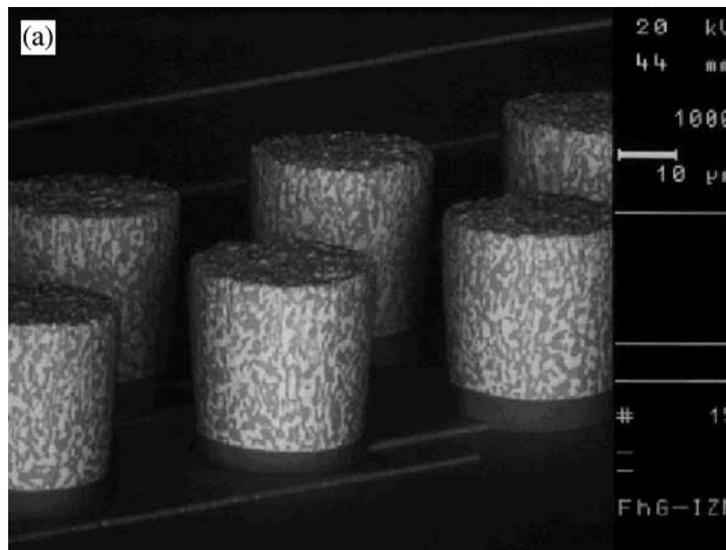
5. Je nach Bonding-Prozess kann ein “Reflow” des Bonding-Metalles durch Erwärmen günstig sein. Dabei ändert sich die Form der Bumps.
6. Bei Prozessen mit Reflow werden die Bonding Bumps entweder auf dem Detektor- oder auf dem Elektronik-Wafer abgeschieden, während auf dem Gegenstück nur das Underbump Metall aufgetragen wird.
Bei Prozessen ohne Reflow werden auf beiden zu bondenden Oberflächen Bonding Bumps deponiert.
7. Für das eigentliche Bonden wird der Elektronik-Wafer “auf den Kopf” gestellt, sodaß die Oberfläche des Elektronik-Wafers direkt gegenüber der Oberfläche des Detektor-Wafers liegt (“**Flip Chip Technology**”). Durch Druck und Erhitzen werden dann die beiden Oberflächen über die Bonding Bumps miteinander verbunden.
8. Um möglichst wenig Material im Detektorbereich zu haben, kann der (ursprünglich ca. 500 μm dicke) Elektronik-Wafer anschließend mittels Polierverfahren “gedünnt” werden, da die aktive Region der Elektronik nur wenige μm unter die Waferoberfläche reicht.

4.3 Pixeldetektoren

Bump Bonding – 4



Auswirkungen des Reflow-Prozesses auf die Form der Bumps (elektronenmikroskopische Aufnahmen). – Bild links: PbSn-Bumps nach Abscheidung und dem Entfernen der Polyamid-Photomaske durch Lift-Off. (Durchmesser: $25\ \mu\text{m}$, Pitch: $50\ \mu\text{m}$) – Bild rechts: Bumps nach dem Reflow durch Erhitzen auf ca. $300\ ^\circ\text{C}$ in einem organischen Medium.



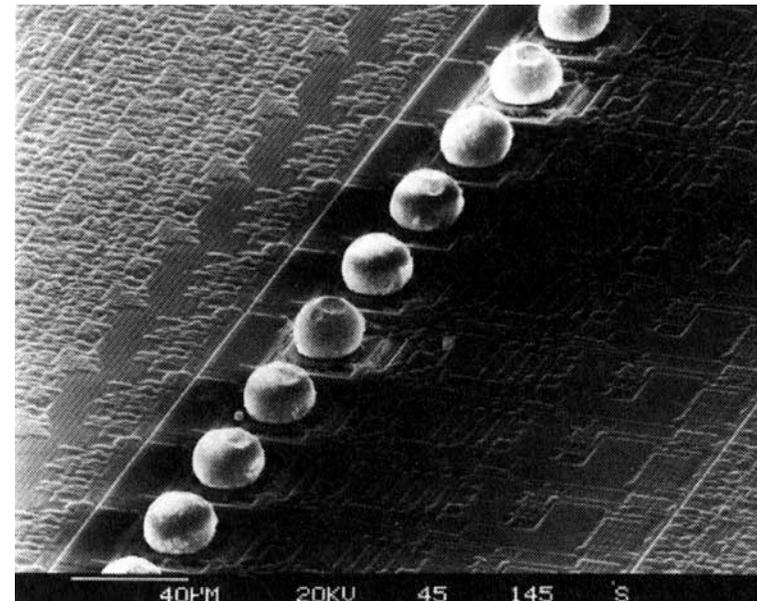
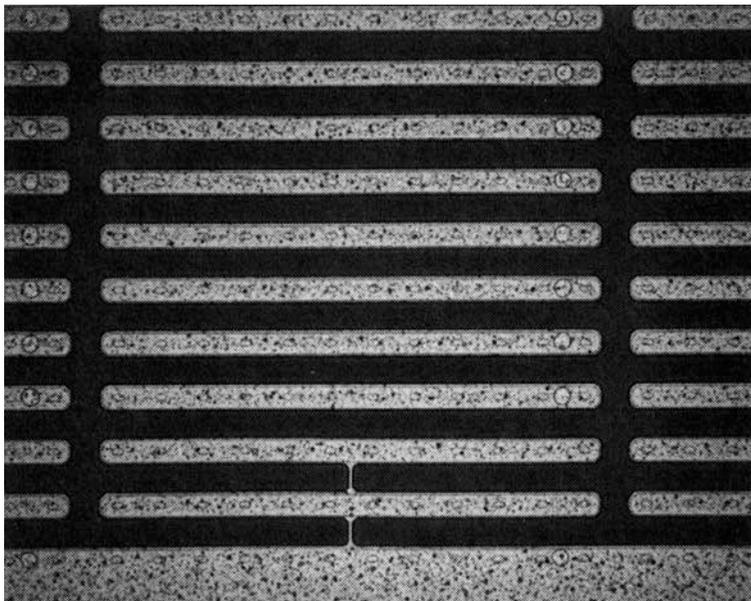
Quelle beider Bilder: L. Rossi, *Pixel Detectors Hybridisation*, Nucl. Instr. Meth. A **501**, 239 (2003)

4.3 Pixeldetektoren

Bump Bonding – 5



Elektronenmikroskopische Aufnahmen eines Pixel-Detektors mit länglichen Pixeln. – Bild links: Detektor-Chip. – Bild rechts: Zugehöriger Elektronik-Chip, bereits mit den für das Bonding nötigen Bumps versehen.



Quelle beider Bilder: G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors*, Springer-Verlag, 1999

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Motivation



- ★ In zukünftigen **Hadron-Kollisionsmaschinen** (wie z.B. dem pp-Collider LHC mit Kollisionsenergien von 14 TeV und Ereignisraten von 10^9 s^{-1}) wird die **Strahlenbelastung** für Detektoren nahe des Wechselwirkungspunktes **enorm** sein.
- ★ Das Verstehen von Strahlenschäden in Halbleiterdetektoren und die Entwicklung möglichst strahlungsharter Detektoren für den Vertexbereich sind daher zentrale Themen in der aktuellen Detektorforschung.*

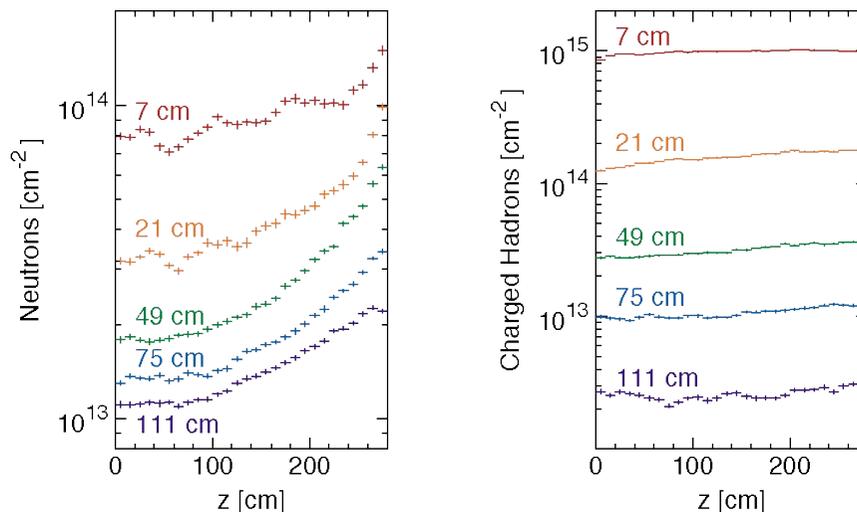


Bild links: Erwartete Teilchenzahlen im inneren Bereich des CMS-Experiments (am LHC), integriert über 10 Jahre Laufzeit, in Abhängigkeit von der Position entlang der Strahlachse und für verschiedene radiale Entfernungen vom Wechselwirkungspunkt.

nach: CERN/LHCC 98-6, CMS TDR 5, 20 April 1998

* Da auch in Zukunft primär Silizium das Material für den Bau von Vertexdetektoren sein wird, werden im folgenden Strahlenschäden am Beispiel von Si-Detektoren diskutiert. Viele der hier gemachten allgemeinen Betrachtungen lassen sich aber direkt auf andere Halbleitermaterialien übertragen.

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Allgemeines – 1



- ★ (Teilchen-)Strahlung kann einerseits mit einzelnen Hüllenelektronen der Detektoratome und andererseits mit den Atomkernen bzw. den gesamten Atomen wechselwirken. Der erste Effekt wird in Halbleiterdetektoren zur Detektion der Strahlung benutzt und ruft nur vorübergehende Änderungen im Substrat hervor. Der zweite Effekt hingegen kann, neben vorübergehenden, auch zu permanenten Veränderungen des Materials führen und ist Ursache für sogenannte Strahlenschäden (“Radiation Damage”) im Detektorsubstrat.
- ★ Bei der Betrachtung von Strahlenschäden macht es Sinn, zwischen Schäden im Inneren des Halbleiterkristalls (“**Bulk-Damage**”) und **Oberflächenschäden** zu unterscheiden.
Für die Ausleseelektronik sind primär Oberflächenschäden von Bedeutung.
- ★ Eine weitere Unterscheidung kann getroffen werden zwischen **primären und sekundären Schädigungen**. Erstere entstehen unmittelbar bei der Bestrahlung, während zweitere zeitverzögert auftreten und auf ursprünglich frei bewegliche Primärdefekte zurückzuführen sind.

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Allgemeines – 2



- ★ Im **Halbleitersubstrat** entstehen Strahlenschäden aufgrund von **Störungen im Kristallgitter**. Für die Versetzung ganzer Atome bzw. Atomkerne eignen sich vorwiegend massive Stoßpartner.
- **Strahlenschäden im Substrat werden primär von Neutronen, Protonen und Pionen verursacht.**
- ★ Im ohnehin überwiegend amorphen Oxid spielen Gitterversetzungen hingegen keine Rolle. Schädigungen im **Oxid** stammen daher großteils von der Erzeugung von **Ladungen** durch ionisierende Strahlung. Aufgrund der Isolator-Eigenschaften des Oxids können generierte Ladungen nicht oder nur ungenügend abgeleitet werden und führen zu lokalen Aufladungen.
- **Strahlenschäden im Oxid werden primär von Photonen und geladenen Teilchen verursacht.**

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Allgemeines – 3



- ★ Im Prinzip laufen alle **Strahlenschäden** in einem Halbleiterkristall auf das **Einfügen zusätzlicher Energieniveaus** innerhalb der Bandlücke hinaus.
- ★ Diese zusätzlichen Energieniveaus können, je nach ihrer energetischen Lage innerhalb der Bandlücke, folgende Auswirkungen haben:
 1. **Veränderung der effektiven Dotierkonzentration durch Bildung geladener Defekte** und damit Verschiebung der für vollständige Verarmung nötigen Sperrspannung. Hier sind vor allem “flache” Störstellen (mit Niveaus nahe der Bandkanten) von Bedeutung.
 2. **Einfang von freien Elektronen und Löchern** (durch Niveaus mittlerer Tiefe) und dadurch Verminderung der Ladungsträgerlebensdauer.
 3. **Leichtere Überwindung der Bandlücke über die eingebrachten Energieniveaus** und dadurch Erhöhung des Dunkelstromes. Hier sind “tiefe” Störstellen (mit Niveaus nahe der Mitte der Bandlücke) besonders wirksam.

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Allgemeines – 4



- ★ Strahlenschäden können **durch elektromagnetische oder durch starke Wechselwirkung** von einfallender Strahlung mit den Detektoratomen erzeugt werden.
- ★ Sowohl über die em. als auch über die starke Ww. kann ein **Detektoratom** mittels elastischer Streuung aus seiner regulären Position im Kristallgitter herausgerissen und **räumlich versetzt** werden.
- ★ Das mit dem ursprünglich einfallenden Teilchen wechselwirkende Detektoratom nennt man **“Primary Knock-On Atom” (PKA)**.
- ★ Je nach übertragener Energie kann das PKA selbst wiederum andere Detektoratome anstoßen und somit weitere Schäden im Kristallgitter induzieren.
- ★ Durch die **starke Ww.** kann es, neben einer Positionsveränderung, auch zu einer **Kernumwandlung** in einem Detektoratom kommen.

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Allgemeines – 5



- ★ Die *minimale Energie* $E_{d,min}$ die in einem Stoß *übertragen* werden muß um ein Si-Atom zu versetzen beträgt **15 eV**. (Achtung: Der Schwellwert hängt von der Richtung im Kristallgitter ab.)
- ★ Die Energie, bei welcher die Wahrscheinlichkeit einer Versetzung ca. 50 % beträgt, wird oft “**Displacement Energy**” genannt. In Si beträgt $E_d \approx 25 \text{ eV}$.
- ★ **Unterhalb von E_d werden hauptsächlich nur Gitterschwingungen angeregt, es kommt zu keiner Schädigung des Kristalls.**
- ★ Liegt die übertragene Energie unter ungefähr 1–2 keV, so wird nur ein isolierter Punktdefekt erzeugt.
- ★ Werden durch den Stoß Energien zwischen 2 keV und 12 keV übertragen, so kann das PKA seinerseits sowohl weitere **Punktdefekte** als auch einen “**Cluster**” aus Defekten (siehe später) erzeugen.
- ★ Werden mehr als 12 keV auf das PKA übertragen, so kommt es in Folge zur Ausbildung von mehreren Clustern und Punktdefekten.

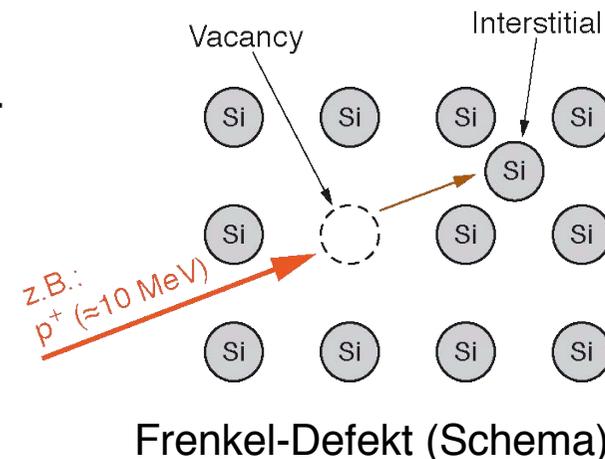
4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Primäre Defekte im Kristallgitter: Punktdefekte – 1



- ★ Wird durch ein einfallendes Teilchen genug Energie übertragen, so kann ein **Si-Atom von seinem regulären Gitterplatz verschoben** werden. Es bildet sich ein sogenannter **Punktdefekt**.

- ★ Wird das Si-Atom weit genug verschoben, so kommt es an seiner ursprünglichen Gitterposition zu einer **Fehlstelle** (“**Vacancy**”, V) und an einem anderem Ort im Gitter zu einem **Zwischengitteratom** (“**Interstitial**”, I). Das Auftreten eines Vacancy-Interstitial Paares nennt man **Frenkel-Defekt**. (Siehe Bild rechts.)



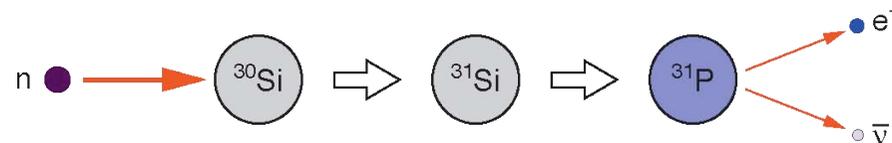
- ★ Die so erzeugten **primären Leerstellen und Zwischengitteratome** sind in der Regel bei Raumtemperatur **im Kristallgitter beweglich** und daher *keine* stabilen Defekte. Manche können sich wieder auf einem regulären Gitterplatz einordnen und somit “ausheilen”, manche vereinigen sich mit anderen Kristallfehlern zu stabilen, sekundären Defekten.

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Primäre Defekte im Kristallgitter: Punktdefekte – 2



- ★ Erfolgt der Stoß mit dem Gitteratom über die starke Wechselwirkung, so kann es anstatt zu einer Positionsveränderung des Gitteratoms auch zu einer **Kernreaktion** kommen.
- ★ Das Bild unten zeigt als Beispiel die Umwandlung eines Siliziumatoms in ein Phosphoratom als Folge der Absorption eines einfallenden Neutrons mit anschließendem Beta-Zerfall:



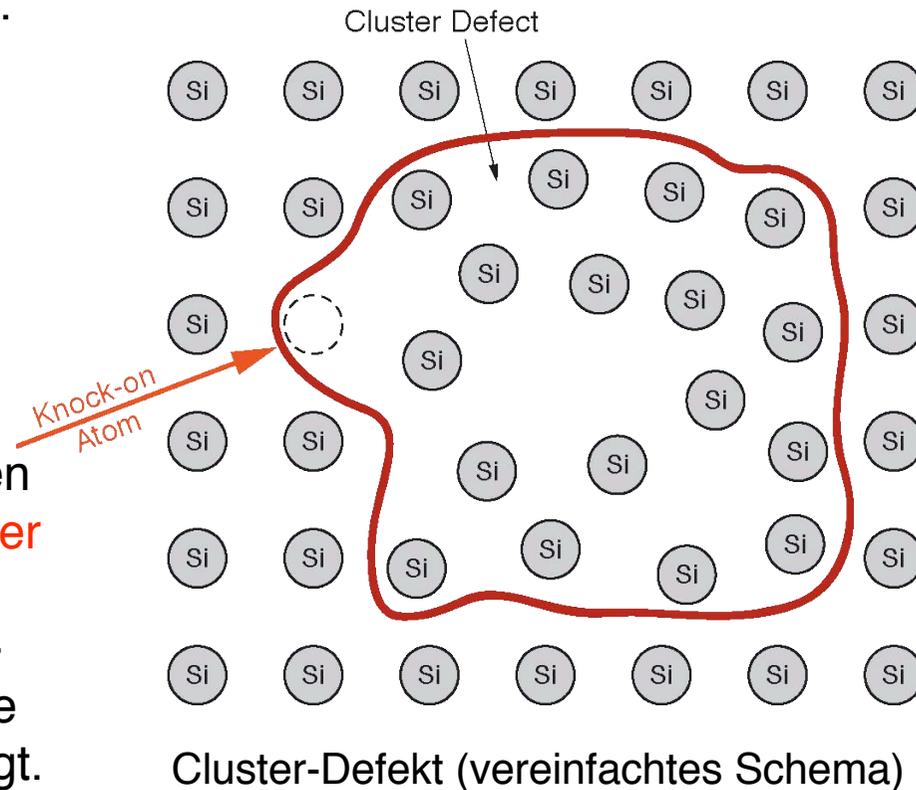
- ★ Die so erzeugten Fremdatome sind reguläre Dotieratome, die dann ihrer Wertigkeit entsprechend als Donatoren oder Akzeptoren wirken.

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Primäre Defekte im Kristallgitter: Cluster-Defekte



- ★ Bei **sehr harten Stößen** wird durch das einfallende Teilchen genug Energie auf ein Si-Atom übertragen, daß dieses **“Primary Knock-On Atom”** seinerseits weitere Gitteratome räumlich versetzen kann. Es kommt zur Ausbildung von **Cluster-Defekten**.
- ★ Ein Cluster ist im Prinzip eine **dichte Ansammlung von Punktdefekten**. Typische Cluster-Größen liegen bei ca. 5 nm Durchmesser und umfassen ca. **100 einzelne Gitterversetzungen**.
- ★ Für hochenergetische PKAs treten **Cluster vorzugsweise am Ende der Spur** auf, wenn das PKA seine letzten 5–10 keV an Bewegungsenergie verliert und der elastische Wirkungsquerschnitt stark ansteigt.



4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Abhängigkeit von der Strahlungsart – 1



- ★ Die Wahrscheinlichkeit ein Primary Knock-On Atom zu erzeugen sowie die Energieverteilung der PKAs und somit die Folgeschäden hängen stark von der Art der ionisierenden Strahlung ab.
- ★ Die **Streuung von geladenen Teilchen** an einem Si-Atom erfolgt primär über die em. Ww. mit dem durch die e⁻-Hülle teilweise abgeschirmten Kern und ergibt relativ **“weiche” Stöße**.
Dadurch ergeben sich hauptsächlich **Punktdefekte**.
- ★ Die **Streuung von neutralen Hadronen** hingegen kann nur über die starke Ww. unmittelbar mit dem Kern erfolgen und ergibt daher sehr **“harte” Stöße**. Dies führt häufig zu hochenergetischen PKAs und in der Folge vermehrt zu **Cluster-Defekten**.
- ★ Zusätzlich hängen die Stoßkinematik und somit die auf das PKA übertragene Energie stark von der Masse des einfallenden Teilchens ab.

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Abhängigkeit von der Strahlungsart – 2



Stoßkinematische Eigenschaften diverser einfallender Teilchen in Silizium. Ebenfalls angeführt sind PKAs als stoßende Teilchen (Si^+). Für eine Strahlungsenergie der einfallenden Teilchen von 1 MeV ist T_{max} die in einem Stoß maximal übertragbare Stoßenergie, T_{av} die im Mittel übertragene Stoßenergie. E_{min} ist die minimal nötige Energie der einfallenden Strahlung für die Bildung eines Punkt- bzw. eines Cluster-Defektes.

Strahlung	e^-	p^+	n	Si^+
Wechselwirkung	Coulomb	Coulomb und starke Ww.	starke Ww.	Coulomb
T_{max}	155 eV	133.7 keV	133.9 keV	1 MeV
T_{av}	46 eV	210 eV	50 keV	265 eV
E_{min} für Punktdefekt	260 keV	190 eV	190 eV	25 eV
E_{min} für Cluster-Defekt	4.6 MeV	15 keV	15 keV	2 keV

Quelle: G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors*, Springer-Verlag, 1999

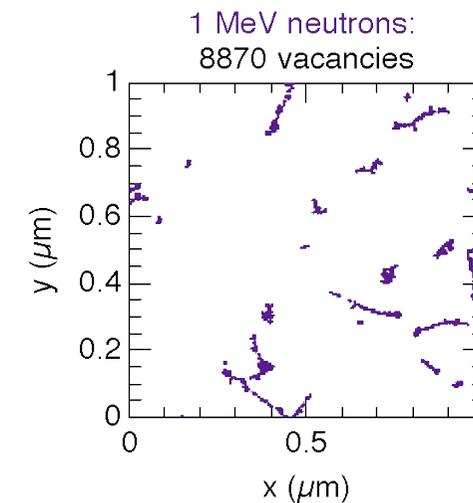
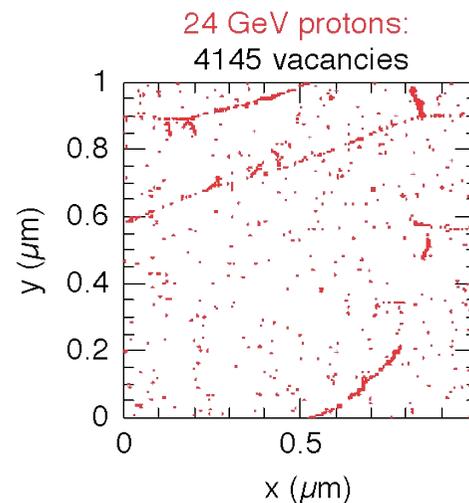
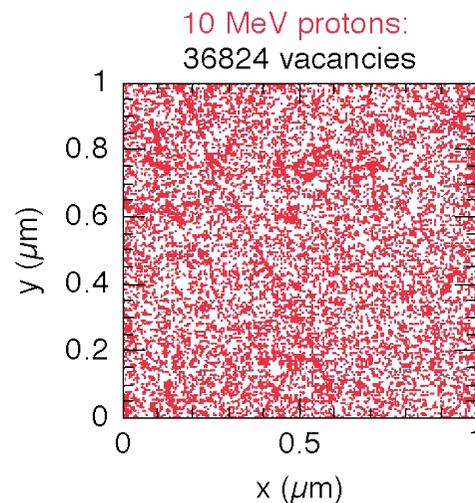
4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Abhängigkeit von der Strahlungsart – 3



Simulation: Erzeugung von Leerstellen durch verschiedene Arten von Teilchenstrahlung in Si. Die Bilder sind Projektionen in z und erfassen 1 μm Materialdicke. Der integrierte Fluss der einfallenden Strahlung beträgt 10^{14} cm^{-2} .

- Bild links: 10 MeV Protonen erzeugen eine Vielzahl von einzelnen Leerstellen.
- Bild mitte: 24 GeV Protonen erzeugen wesentlich weniger einzelne Leerstellen – ein Teil der ursprünglichen Strahlungsenergie geht in die Bildung von Cluster-Defekten.
- Bild rechts: 1 MeV Neutronen generieren kaum einzelne Leerstellen. Die räumliche Verteilung der Leerstellen (lokale Anhäufung) weist darauf hin, daß ein Großteil der Neutronenenergie in die Erzeugung von Cluster-Defekten geht.



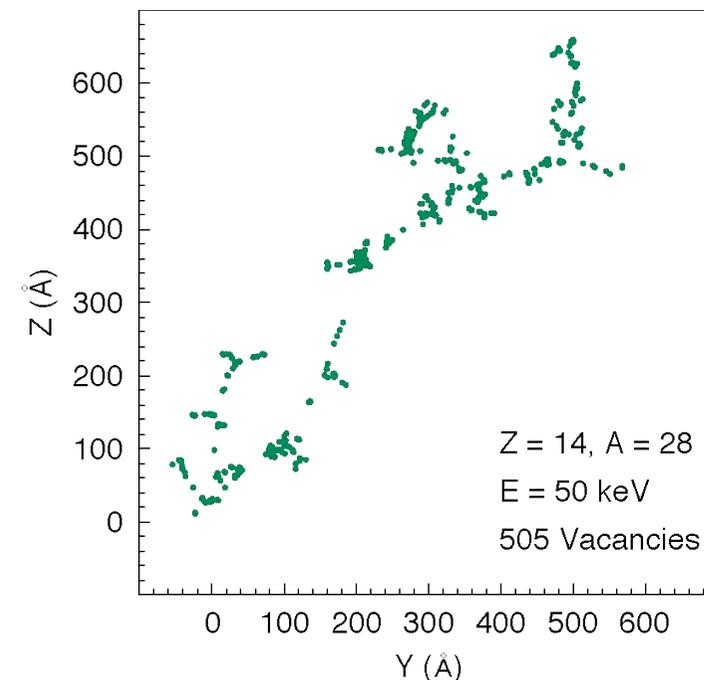
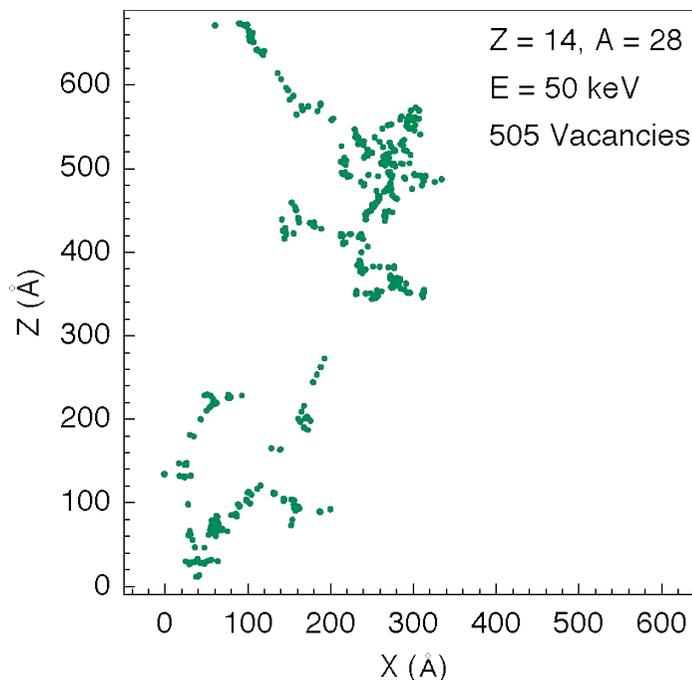
Quelle: M. Huhtinen, *Simulation of Non-Ionising Energy Loss and Defect Formation in Silicon*, Nud. Instr. Meth. A **491**, 194 (2002)

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Abhängigkeit von der Strahlungsart – 4



Simulation: Erzeugung von Leerstellen durch ein einzelnes 50 keV Silizium PKA in einem Silizium-Kristall (Bild links: longitudinale Projektion, Bild rechts: transversale Projektion). Die genaue Verteilung der Leerstellen für eine PKA-Spur kann stark variieren, aber immer ist eine “Baumstruktur” mit einigen einzelnen Leerstellen (Punktdefekten) einerseits und mehreren Clustern von Leerstellen andererseits zu erkennen. Die Cluster formen sich vorzugsweise gegen Ende der Spur eines anfangs hochenergetischen Knock-On Atoms.



Quelle: M. Huhtinen, *Simulation of Non-Ionising Energy Loss and Defect Formation in Silicon*, Nucl. Instr. Meth. A **491**, 194 (2002)

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Ausheilen, Ausformung von sekundären Defekten



- ★ Wie bereits erwähnt, sind **einzelne Leerstellen und Zwischengitteratome** in der Regel **im Kristallgitter beweglich** und daher *keine* stabilen Defekte.
- ★ Manche deplazierten Si-Atome können sich wieder auf einem regulären Gitterplatz einordnen, wodurch es im Laufe der Zeit zu einem teilweisen **“Ausheilen” (“Annealing”)** von Strahlenschäden kommt.
- ★ Andererseits vereinigen sich manche primäre Defekte mit anderen Kristallfehlern zu unbeweglichen und somit stabilen, sekundären Defekten.

Stabile, sekundäre Defekte sind z.B.:

- **E-Center (VP_s): Leerstelle neben einem P-Atom** (auf regulärem Gitterplatz). Das P-Atom verliert dadurch seine Eigenschaft als Donator.
- **A-Center (VO_i): Leerstelle + O-Atom** (auf Zwischengitterplatz). O-Atome als Interstitials sind elektrisch inaktiv. In Form eines A-Centers werden sie aber aktiv und bilden einen akzeptorartigen (neutralen) Zustand aus.
- **Divacancy (V_2), Trivacancy (V_3):** Doppelte bzw. dreifache Leerstellen.
- **diverse Kombinationen von Interstitials, Vacancies, C- und O-Atomen** (C, O: auf Zwischengitterplätzen oder auf regulären Gitterplätzen).

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

NIEL Hypothese: Allgemeines



- ★ Die NIEL-Hypothese besagt, daß die Strahlenschädigung eines Materials linear proportional zum nicht-ionisierenden Energieverlust (“*Non-Ionising Energy Loss*”) der einfallenden Teilchen ist, und dieser wiederum linear zu jener Energie, welche in Summe für die Versetzung von Gitteratomen aufgebracht wird (“*Displacement Energy*”), unabhängig davon, wie sich diese Energie im Detail aufteilt.
- ★ Strahlenschäden aufgrund von Kernumwandlungen sind im ursprünglichen NIEL-Modell *nicht* berücksichtigt, ebensowenig wie die unterschiedliche Schädigung infolge von Ausheil-Prozessen oder der Ausbildung von komplizierten sekundären Defekten. Dies führt mitunter zu erheblichen Abweichungen von Modell und experimentell festgestellten Strahlenschäden.
- ★ Trotz dieser Mängel hat es sich bewährt, **verschiedene Strahlungsarten in Hinblick auf ihren Schädigungsgrad mit Hilfe der NIEL-Hypothese zu skalieren. Als Normierung werden üblicherweise 1 MeV Neutronen genommen.** Man gibt dann statt des tatsächlichen integrierten Flusses einer Strahlungsart den “äquivalenten” integrierten Fluss (“**Equivalent Fluence**” Φ_{eq}) an.

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

NIEL Hypothese: Damage Function 1



In jeder Stoßreaktion die zu einer Versetzung eines Gitteratoms führt, wird ein PKA mit einer bestimmten Stoßenergie (“Recoil Energy”) E_R erzeugt. Jener Anteil der Stoßenergie der in Form von Gitterversetzungen deponiert wird hängt von E_R ab und kann analytisch mit Hilfe der Lindhard-Verteilungsfunktion $P(E_R)$ berechnet werden. Damit kann man die **Schäden durch NIEL berechnen und in Form eines “Displacement Damage”-Wirkungsquerschnittes (auch “Damage Function”) ausdrücken:**

$$D(E) = \sum_{\nu} \sigma_{\nu}(E) \cdot \int_0^{E_R^{\max}} f_{\nu}(E, E_R) P(E_R) dE_R$$

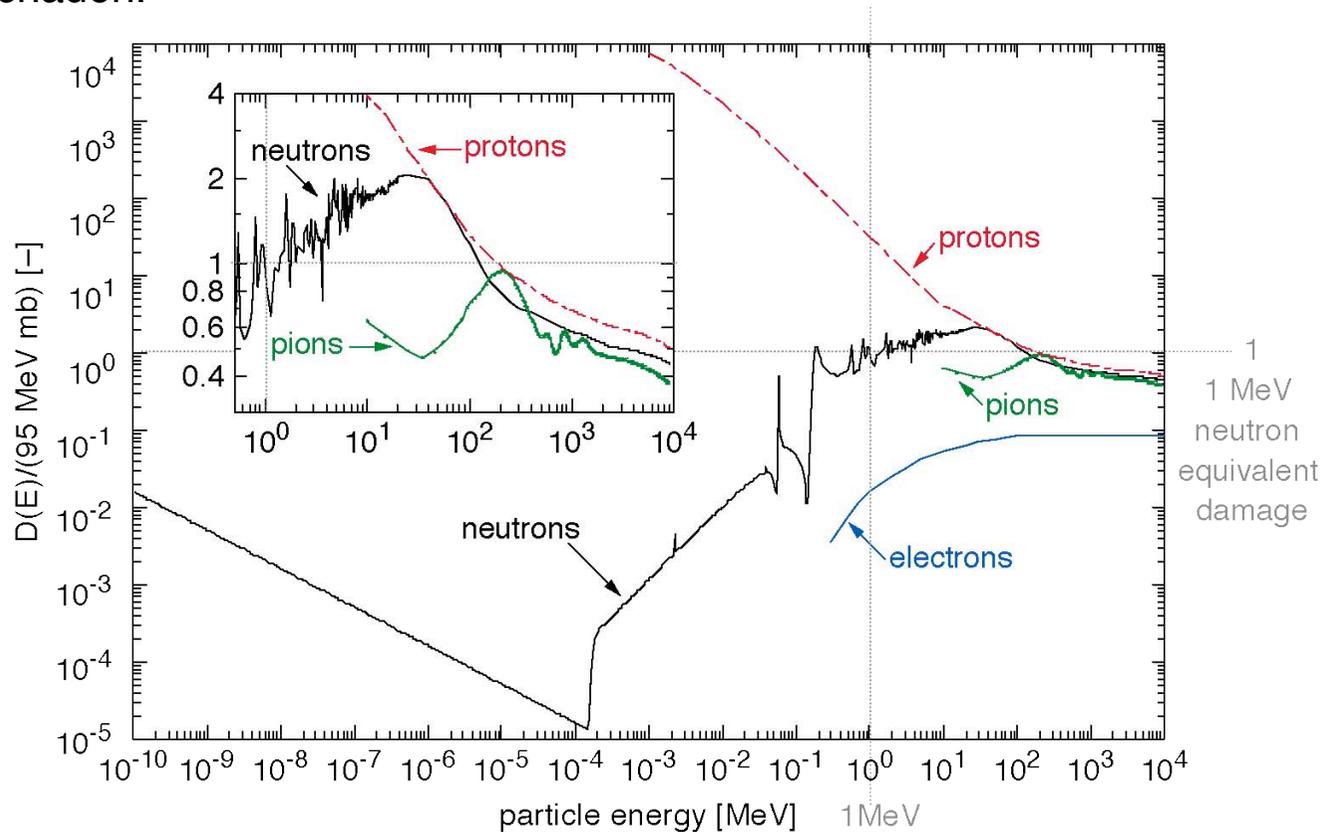
Der Index ν läuft über all jene möglichen Reaktionen zw. einem einfallenden Teilchen und einem Gitteratom welche zu einer Versetzung des Atoms führen. σ_{ν} ist der zur Reaktion ν gehörende Wirkungsquerschnitt und $f_{\nu}(E, E_R)$ gibt die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines PKA mit der Energie E_R durch ein einfallendes Teilchen der Energie E über die Reaktion ν an. Die Integration läuft über alle möglichen Rückstoßenergien. Unterhalb des minimalen Schwellwertes ist allerdings die Verteilungsfunktion Null: $P(E_R < E_{d,min}) = 0$.

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

NIEL Hypothese: Damage Function 2



Schädigung durch Non-Ionising Energy Loss (NIEL) für verschiedene einfallende Teilchen in Abhängigkeit von der ursprünglichen Teilchenenergie. Die gezeigte Schädigung $D(E)$ ist mittels Division durch 95 MeV mb normiert auf den von 1 MeV Neutronen hervorgerufenen Schaden.



Quelle: G. Lindström, *Radiation Damage in Silicon Detectors*,
Nuc. Instr. Meth. A **512**, 30 (2003)

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

NIEL Hypothese: Hardness Factor



- ★ Mit Hilfe der Damage Function kann man nun für jede Strahlungsart einen “**Hardness Factor**” κ definieren, welcher einen Vergleich der Schädigungswirkung verschiedener Strahlungsarten erlaubt.
- ★ Man definiert κ so, daß der Strahlenschaden durch eine bestimmte Strahlung verglichen wird mit dem Schaden welcher von einem gleichen integrierten Fluss monoenergetischer Neutronen mit 1 MeV hervorgerufen wird:

$$\kappa = \frac{\int D(E) \Phi(E) dE}{D(E_{\text{neutron}} = 1\text{MeV}) \int \Phi(E) dE}$$

- ★ $D(E_n = 1 \text{ MeV})$ wird dabei auf 95 MeVmb festgesetzt.
- ★ Der zu einem integrierten Fluss Φ äquivalente integrierte Fluss an 1 MeV Neutronen Φ_{eq} kann somit aus berechnet werden mittels:

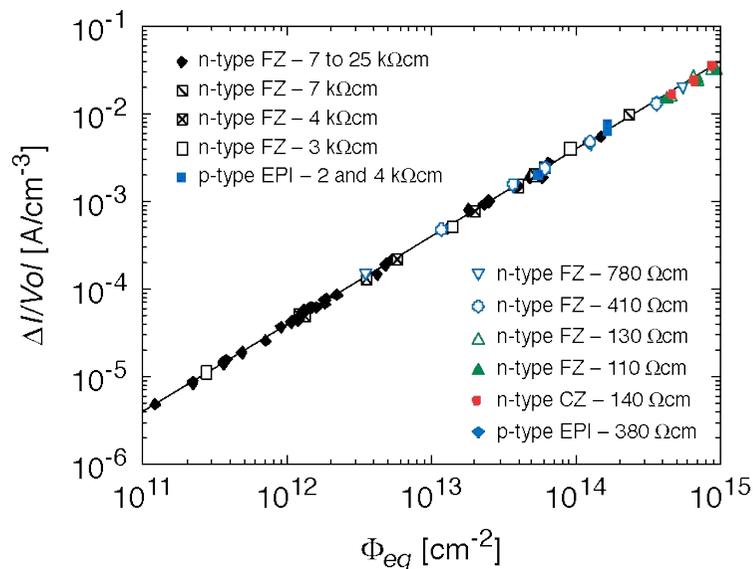
$$\Phi_{eq} = \kappa \cdot \Phi$$

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Auswirkungen auf den Dunkelstrom: Current Related Damage Rate α



Anstieg des Dunkelstroms mit zunehmender Bestrahlung für Detektoren aus unterschiedlich hergestelltem Silizium. Gemessen wurde nach 80-minütigem Ausheilen bei 60°C. Der Anstieg der Geraden beträgt: $\alpha \approx 4 \cdot 10^{-17}$ A/cm.



nach: M. Moll, *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors*, PhD-Thesis (1999)

- ★ Der Dunkelstrom im aktiven Detektorvolumen steigt linear mit dem integrierten Fluss an. Der Linearitätsfaktor α ist die stromzugehörige Schadensrate (“current related damage rate”):

$$\frac{\Delta I}{Vol} = \alpha \cdot \Phi_{eq}$$

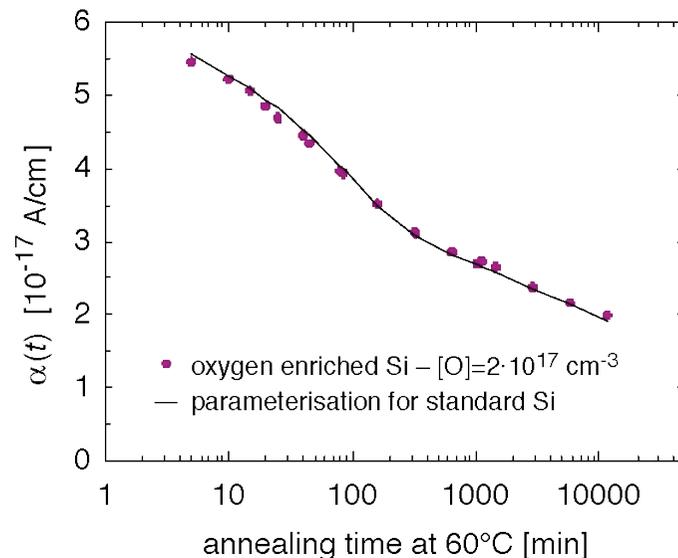
- ★ α hängt von der Temperatur und von der Zeitdauer zwischen Entstehen und Messen der Strahlenschäden ab (Ausheileffekte). Hohe Temperaturen wirken sich günstig, d.h. vermindern, auf α aus.

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Auswirkungen auf den Dunkelstrom: Annealing



Langzeitverhalten von $\alpha(t)$ bei Lagerung eines Si-Detektors bei $T = 60^\circ\text{C}$ nach Ende der Bestrahlung. Man erkennt deutlich das Ausheilen der für den Sperrstrom relevanten Strahlenschäden.



Quelle: G. Lindström, *Radiation Damage in Silicon Detectors*, Nucl. Instr. Meth. A **512**, 30 (2003)

- ★ Einzelne Löcher und Zwischengitteratome sind im Kristall beweglich und können so wandern und eventuell rekombinieren.
- Ein Teil der Strahlenschäden “heilt” mit der Zeit aus (“Annealing”). Wird der Detektor also nach Ende der Bestrahlung gelagert, so nimmt der Sperrstrom im Laufe der Zeit wieder ab.
- ★ Der Effekt des Annealing wird mit steigender Temperatur größer.

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Auswirkungen auf die Effektive Dotierkonzentration: Änderung der Full Depletion Voltage – 1

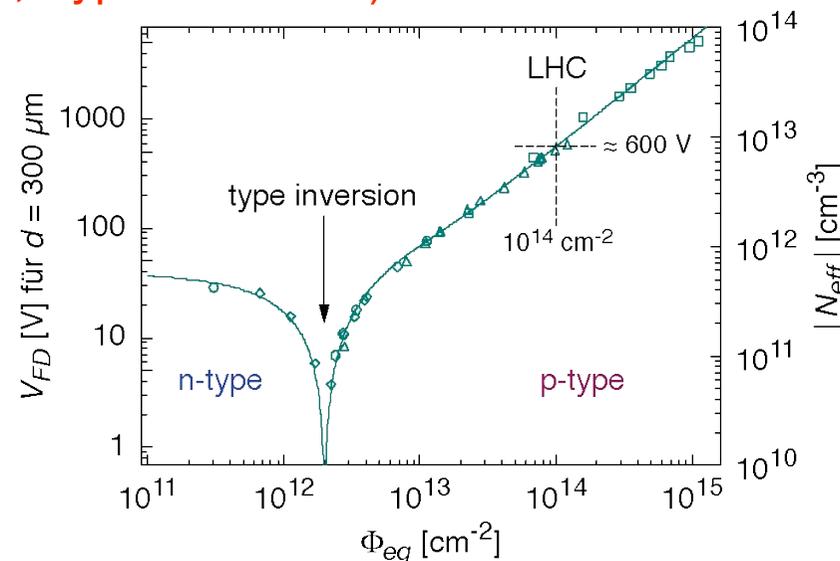


- ★ Die Spannung, die nötig ist, um einen Detektor vollständig zu verarmen, V_{FD} , nimmt bei steigender Strahlungsdosis erst ab und steigt dann wieder an.
- ★ Da die effektive Dotierkonzentration N_{eff} unmittelbar mit der (Full) Depletion Voltage V_{FD} zusammenhängt (siehe Formel unten), zeigt sich hier die Veränderung der effektiven Dotierkonzentration durch Bestrahlung.
- ★ Durch Bestrahlung werden Donatorzustände entfernt und Akzeptorzustände erzeugt. → n-Typ Silizium wandelt sich im Laufe einer Bestrahlung langsam in p-Typ Silizium um (“Typ-Konversion”, “type inversion”).

$$V_{FD} \approx \frac{e}{2\epsilon_0\epsilon_r} |N_{eff}| d^2$$

Bild rechts: Depletion Voltage bzw. effektive Dotierkonzentration unmittelbar nach einer Bestrahlung mit einem integriertem Fluss von Φ_{eq} .

Quelle: G. Lindström, *Radiation Damage in Silicon Detectors*, Nud. Instr. Meth. A **512**, 30 (2003)



4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Auswirkungen auf die Effektive Dotierkonzentration: Änderung der Full Depletion Voltage – 2



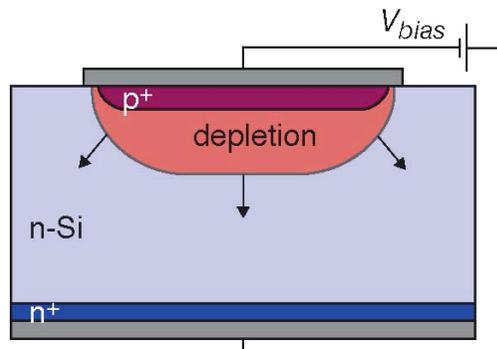
- ★ Für den spezifischen Widerstand bedeutet das, daß er durch Bestrahlung zunächst ansteigt, bis zur völligen Kompensation der Ladungsträger. Nach der Konversion des n-Typ Substrates in ein p-Typ Material sinkt der spezifische Widerstand wieder ab.
- ★ Erhöht man die Betriebsspannung des Detektors in dem Maße, wie die effektive Dotierkonzentration zunimmt, d.h. achtet man darauf, daß der Detektor stets vollständig verarmt betrieben wird, so bleibt der Detektor auch unter Bestrahlung im Prinzip zur Gänze funktionstüchtig.
- ★ Allerdings kann die **Betriebsspannung nur maximal bis zur Durchbruchspannung des Materials erhöht werden** (einige 100 V). — Bereits vor Erreichen dieses Limits können erhöhte Dunkelströme das Detektorverhalten erheblich beeinträchtigen.

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

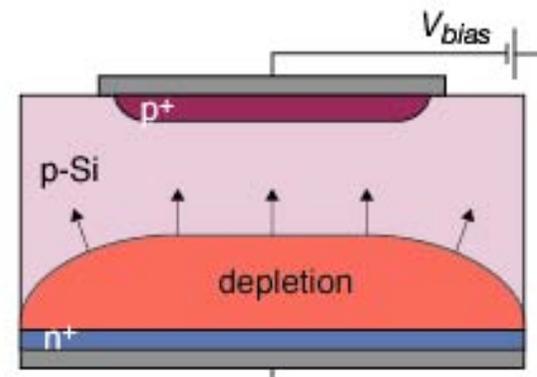
Auswirkungen auf die Effektive Dotierkonzentration: Probleme durch nicht verarmte Bereiche



- ★ n-Typ basierte Detektoren mit p⁺-Ausleseelektroden können notfalls auch unterhalb der Full Depletion betrieben werden. Das Signal ist dann aber kleiner, da im nicht verarmten Bereich des Detektors freie Ladungsträger durch Rekombination verloren gehen.
- ★ Wandelt sich das Substrat in p-Typ um, so bildet sich die Verarmungszone nun von der Rückseite des Detektors beginnend aus. Am p⁺-Streifen kann aber nur ein Signal detektiert werden, wenn die Verarmungszone bis zum Streifen reicht. → Nach der Typ-Konversion kann der Detektor nur mehr im *vollständig verarmten* Zustand betrieben werden!



Ausbildung der Verarmungszone in einem Detektor mit n-Typ Substrat.



Ausbildung der Verarmungszone nach der Typ-Konversion durch Bestrahlung.

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

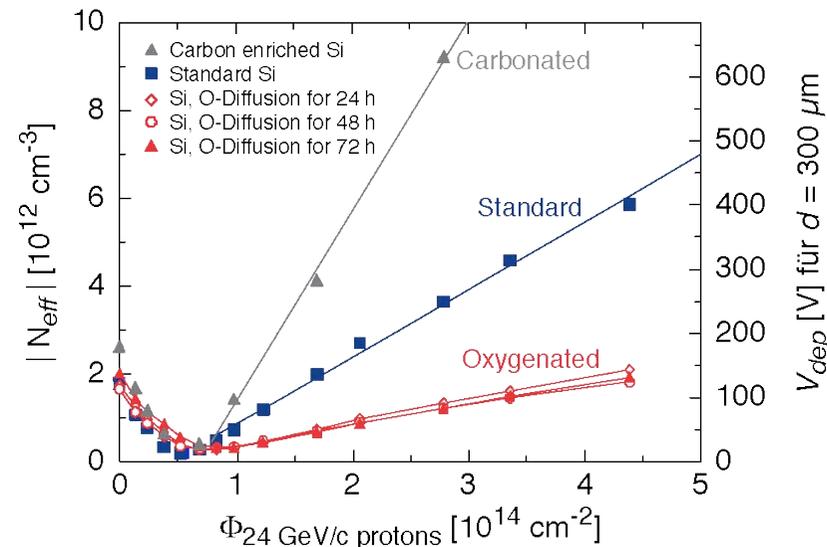
Auswirkungen auf die Effektive Dotierkonzentration: Modifikation durch Materialverunreinigungen



- ★ Beimengungen von Fremdatomen welche ursprünglich *nicht* als elektrisch aktive Dotierstoffe wirken, können, durch Beteiligung an sekundären Defekten, große Auswirkungen auf die Strahlungsresistenz des Materials haben.
- ★ **Anreicherung von Kohlenstoff** im Silizium verursacht eine **größere Anfälligkeit** für eine strahlenbedingte Änderung der effektiven Dotierkonzentration.
- ★ **Beimischung von Sauerstoff** andererseits **verbessert die "Strahlenfestigkeit"** bei Bestrahlung mit geladenen Hadronen. Für Bestrahlung mit Neutronen wurde aber *kein* positiver Effekt einer Sauerstoff-Anreicherung festgestellt.

Bild rechts: Einfluss von C- bzw. O-Beimischungen auf die Full Depletion Voltage bzw. auf die effektive Dotierkonzentration unmittelbar nach einer Bestrahlung mit 24 GeV Protonen.

Quelle: G. Lindström, *Radiation Damage in Silicon Detectors*, Nucl. Instr. Meth. A **512**, 30 (2003)



4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Auswirkungen auf die Effektive Dotierkonzentration: Annealing – 1



- ★ Das Ausheilen (“**Annealing**”, “**Beneficial Annealing**”) durch die Instabilität der primären Gitterdefekte zeigt sich auch bei der Veränderung der effektiven Dotierkonzentration (und somit in der Änderung der Full Depletion Voltage).
- ★ Andererseits kommt es durch die Bildung von sekundären Defekten, welche stärker auf die effektive Dotierkonzentration wirken als reine Leerstellen oder Zwischengitteratome, auch zu einer gegenläufigen Tendenz. D.h. manche Schädigungen nehmen nach dem Ende der Bestrahlung im Laufe der Zeit zu (“**Reverse Annealing**”).
- ★ Zeitlich gesehen überwiegt **erst das Beneficial Annealing**, nach längerer Lagerung des Detektors **dann das Reverse Annealing**.
- ★ **Beide Effekte sind überdies stark temperaturabhängig und nehmen mit T zu.**
- ★ Die optimale Detektortemperatur unter bzw. nach Bestrahlung ist stets ein Kompromiß zwischen Annealing und Reverse Annealing. Unter -10°C ist N_{eff} zeitlich relativ stabil. Dies ist daher auch die geplante Betriebstemperatur des CMS-Trackers.

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Auswirkungen auf die Effektive Dotierkonzentration: Annealing – 2



Die Änderung der effektiven Dotierkonzentration nach einer Bestrahlung (N_{eff}) im Vergleich zu jener vor der Bestrahlung (N_0) ist **zeit- und temperaturabhängig** und setzt sich zusammen aus verschiedenen Schädigungsbeiträgen:

$$\Delta N_{eff}(\Phi_{eq}, t, T) \equiv N_0 - N_{eff}(\Phi_{eq}, t, T) = N_c(\Phi_{eq}) + N_a(\Phi_{eq}, t, T) + N_y(\Phi_{eq}, t, T)$$

Dabei ist:

N_c ... Anteil der **stabilen Primärschäden**

N_a ... Defekte welche im Laufe der Zeit ausheilen (**Annealing**)

N_y ... schädigende Sekundärdefekte, welche sich erst im Laufe der Zeit herausbilden (**Reverse Annealing**)

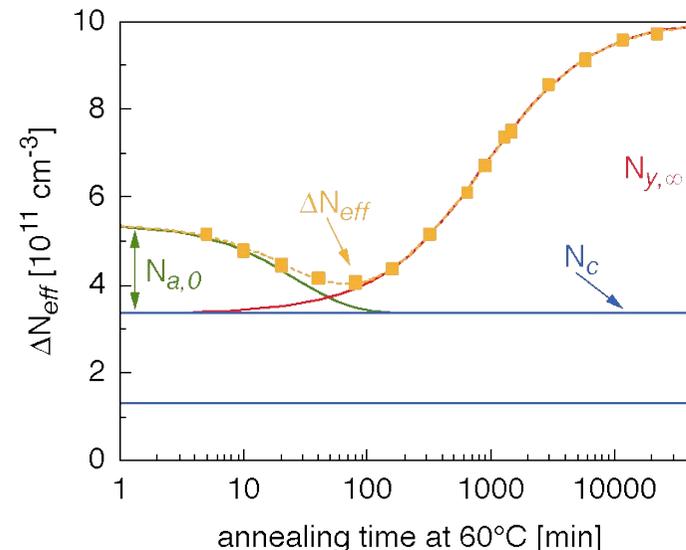
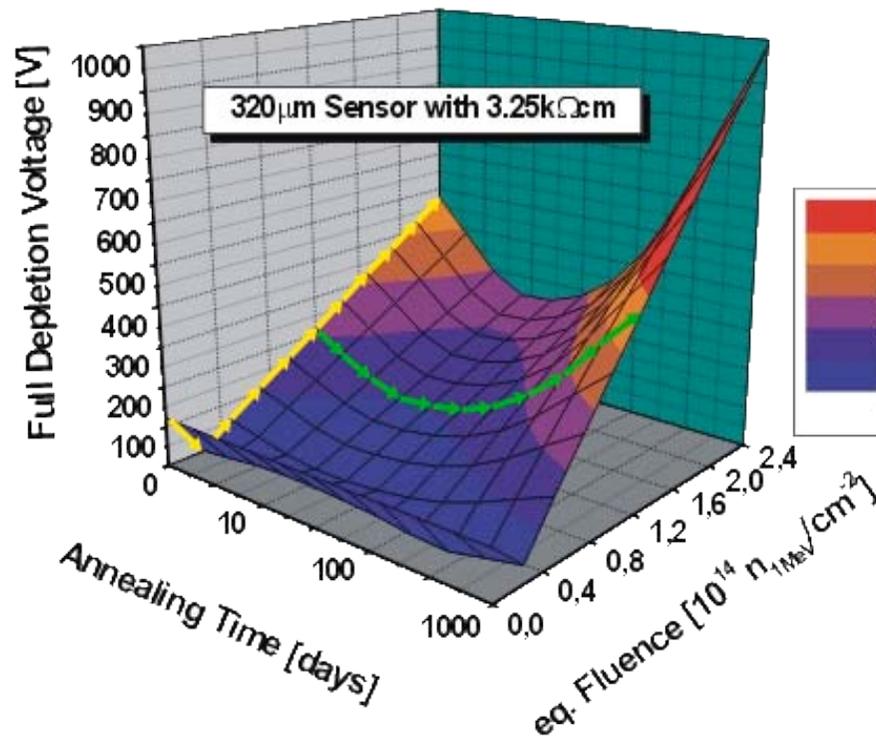


Bild rechts: Langzeitverhalten von $\Delta N_{eff}(t)$ eines Si-Detektors nach einer Bestrahlung mit $\Phi_{eq} = 1.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ und anschließender Lagerung bei $T = 60^\circ\text{C}$.

nach: G. Lindström, *Radiation Damage in Silicon Detectors*, Nud. Instr. Meth. A **512**, 30 (2003)

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Auswirkungen auf die Effektive Dotierkonzentration: Änderung von V_{FD} durch Bestrahlung und Annealing



Langzeitverhalten der Full Depletion Voltage V_{FD} für einen bestrahlten Si-Detektor in Abhängigkeit vom integrierten (äquivalenten) Fluss und von der Ausheilzeit.

Vor Bestrahlung ist das Detektorsubstrat n-dotiert und weist einen spezifischen Widerstand von $3.25 \text{ k}\Omega\text{cm}$ auf. Bei einem äquivalenten integriertem Fluss von $0.4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ kommt es zur Typ-Konversion.

Die gelben Pfeile zeigen das Verhalten unter Bestrahlung ohne Ausheilereffekte, die grünen Pfeile zeigen die Änderung von V_{FD} nach einer Bestrahlung mit einem äquivalenten integriertem Fluss von $1.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ während der anschließenden Ausheilphase.

Quelle: F. Hartmann, *Radiation Damage in Silicon Detectors*, Vortrag am Inst. für Hochenergiephysik, Wien (Dez. 2004)

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Auswirkungen auf die Charge Collection Efficiency – 1



- ★ Eine **Verminderung der Charge Collection Efficiency (CCE)**, Effizienz bei der Sammlung der generierten Ladungsträger) bei bestrahlten Detektoren kann in manchen Fällen tw. auf eine Veränderung der Full Depletion Voltage V_{FD} und damit eine **unabsichtliche “Underdepletion”** (= nicht vollständige Verarmung des Detektors) zurückzuführen sein. Solange aber V_{FD} unter der Durchbruchspannung liegt, kann dies relativ einfach durch Erhöhung der Betriebsspannung kompensiert werden.
- ★ Die Wahrscheinlichkeit, daß ein freier Ladungsträger eingefangen wird, und somit auch die Charge Collection Efficiency, hängt klarerweise von der Driftzeit der freien Ladungsträger und damit von der angelegten Betriebsspannung ab. **Bei nicht bestrahlten Detektoren saturiert die CCE bei Erreichen der Full Depletion Voltage.**
- ★ **Bestrahlte Detektoren** sollten zur optimalen Ladungsträgersammlung stets mit Spannungen oberhalb von V_{FD} betrieben werden (**“overdepleted”**). **Dennoch erreicht die CCE in der Praxis keine Sättigung** und liegt stets unter jener für nicht bestrahlte Detektoren.

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Auswirkungen auf die Charge Collection Efficiency – 2



- ★ Die **Verminderung der Charge Collection Efficiency (CCE)** selbst bei hohen Betriebsspannungen liegt an der Entstehung von sogenannten **“Trapping Centers”** durch die Bestrahlung. Das sind ungeladene Störstellen mit Energieniveaus innerhalb der Bandlücke, welche freie Ladungsträger “einfangen” können (“Charge Trapping”).
- ★ Je tiefer* ein solches Energieniveau liegt, desto länger bleiben die Ladungen eingefangen und desto weniger können sie innerhalb der Auslesezeit zum Signal beitragen.
- ★ **Charge Trapping führt also zur Verkleinerung des Signals durch Verkürzung der Ladungsträgerlebensdauer.**
- ★ In der Praxis spielt die verminderte CCE im Vergleich zu den durch andere Strahlenschäden verursachten Problemen eine geringe Rolle.

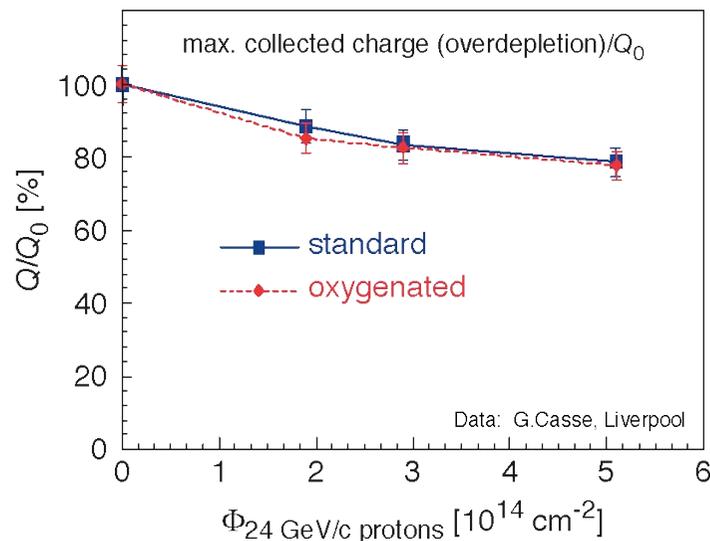
* d.h. je näher zur Mitte der Bandlücke

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Auswirkungen auf die Charge Collection Efficiency – 3



Charge Collection Efficiency für einen ATLAS Microstrip Detektor incl. Ausleselektronik.



- ★ Zur optimalen Ladungssammlung sollten bestrahlte Detektoren immer **overdepleted betrieben** werden.
- ★ Anders als bei Strahlenschäden welche N_{eff} verändern, hat **Anreicherung des Detektormaterials mit Sauerstoff auf die Charge Collection Efficiency keinen Einfluß**.
- ★ Nebenstehendes Beispiel: Nach einer Bestrahlung mit $5 \cdot 10^{14}$ Protonen/cm² (Protonenenergie 24 GeV) werden innerhalb einer Auslesezeit von 25 ns nur mehr **80%** der Ladung gesammelt.

Quelle: M. Moll, *Development of Radiation Hard Sensors for Very High Luminosity Colliders - CERN RD50 Project*, Vortrag auf der VERTEX2002, Hawaii (Nov., 2002)

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Oberflächendefekte: Schädigung des Oxids – 1



- ★ **Schädigungen im Oxid stammen primär von der Erzeugung von Ladungen durch ionisierende Strahlung.** Im Gegensatz zur Situation im kristallinen Halbleitersubstrat stellen Strahlenschäden aufgrund der Versetzung ganzer Atome im ohnehin amorphen SiO_2 klarerweise *keine* Rolle.
- ★ Man kann sich amorphes Oxid bzw. das Interface zw. Oxid und Halbleiter als Region mit einer extrem hohen Anzahl von Störstellen vorstellen. Tiefe Energieniveaus innerhalb der Bandlücke wirken bei Bestrahlung als “**Charge Traps**”, welche Ladungen auf sehr lange Zeit binden. In diesem Zusammenhang ist die sehr **große Bandlücke von SiO_2** (8.8 eV im Vergleich zu 1.12 eV in Si) von entscheidender Bedeutung.
- ★ Da in SiO_2 die Mobilität der Elektronen viel höher ist als jene der Löcher, ist der **Einfang von strahleninduzierten Löchern die Hauptursache der Schädigung**. Die e^- hingegen können großteils ausdiffundieren. → Es kommt zu einer **positiven Aufladung des Oxids** aufgrund von semi-permanent fixierten Löchern (→ “fixed oxide charges”).

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Oberflächendefekte: Schädigung des Oxids – 2



- ★ Im Detektor selbst führen die durch Strahlenschäden erzeugten zusätzlichen positiven Ladungen im Oxid zu einer **Verringerung der elektrischen Separation zw. den Ausleseelektroden**. Generell kommt es zu:
 - Anstieg der Kapazität und Abfall des Widerstandes zw. den Streifen
→ **höheres Rauschen, verschlechterte Ortsauflösung**
 - **verminderte Durchbruchspannung**,
 - **erhöhter Oberflächenleckstrom**.

- ★ Da sämtliche Halbleiterelektronik auf extrem oberflächennahen Strukturen basiert, sind **bei der Ausleseelektronik Veränderungen des Oxids die Hauptursache für Strahlenschäden** (insbesondere bei MOS-Strukturen). Volumsdefekte im Halbleiter selbst spielen hier eine untergeordnete Rolle.

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Makroskopische Schädigungen: Zusammenfassung



- ★ Die Bildung von Generations-/Rekombinationszentren führt zu einem **Ansteigen des Dunkelstroms**. Damit verbunden sind u.a. ein Anstieg des Rauschens und der Leistungsaufnahme (→ Probleme mit Abwärme).
- ★ Die Erzeugung geladener Defekte **verändert die effektive Dotierung** und somit die Full Depletion Voltage. Steigt die nötige Verarmungsspannung über die Durchbruchspannung, so kann der Detektor nicht mehr völlig verarmt betrieben werden. Die Folgen reichen vom tw. **Signalverlust** bis zum **Totalausfall**.
- ★ Das Auftreten von (ungeladenen) “Trapping Centers” **verkürzt die Ladungsträgerlebensdauer** und vermindert so die **Charge Collection Efficiency** (→ Verkleinerung des Signals).
- ★ Schädigungen an der Oberfläche bzw. im Oxid führen zu vermehrten **Oxidladungen** und zusätzlichen Oberflächenzuständen, wodurch unter anderem die **elektrische Separation der einzelnen Ausleseelektroden schlechter** wird (Verteilung des Signals auf viele Streifen → schlechtere Ortsauflösung).

4.4 Strahlenschäden in Si-Detektoren

Strahlungshartes Design



- ★ Anfangs **erhöhte n-Dotierung im Substrat** (d.h. relativ niederohmige Detektoren → anfangs hohe V_{FD}) verlagert den Zeitpunkt der Typ-Konversion nach hinten und hält die nötigen Verarmungsspannungen auch nach sehr hohen Strahlungsdosen ausreichend niedrig.
- ★ Für hohe Durchbruchspannungen: Alles unternehmen, um insbesondere an den Implantaten lokal hohe Feldstärken zu vermeiden. → **“Multi-Guard Structures”** (mehrfache Guard-Ringe), über die Implantate **überhängende Metallisierungen**.
- ★ **<100> statt <111> Silizium** verwenden (hat weniger “dangling bonds”, d.h. ungebundene Valenzelektronen welche sonst weitere Defekte verursachen).
- ★ **Sauerstoffangereichertes Silizium** verwenden.
- ★ **Detektoren aus anderen Materialien** fertigen, z.B. aus **Diamant**.

Nützliche Referenzen – 1



- ★ Buch über Halbleitertechnologie im Allgemeinen:
H. Beneking, *Halbleitertechnologie*, B.G. Teubner, 1991
- ★ Buch allgemein über Halbleiterphysik und -elektronik:
S.M. Sze, *Semiconductor Devices – Physics and Technology*, John Wiley & Sons, 1985
- ★ Buch allgemein über Halbleiterphysik und -elektronik:
J. Singh, *Semiconductor Devices – Basic Principles*, John Wiley & Sons, 2001
- ★ Buch speziell über Halbleiterdetektoren:
G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors*, Springer, 1999
- ★ Buch allgemein über experimentelle Kern- und Teilchenphysik:
W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, 1999

Nützliche Referenzen – 2



- ★ Übersichtsartikel, schon etwas älter:
G. Hall, *Semiconductor Particle Tracking Detectors*,
Rep. Prog. Phys. **57**, 481–531 (1994)
- ★ Übersichtsartikel, Schwerpunkt Si-Vertexdetektoren, schon etwas älter:
C.J.S. Damerell, *Vertex Detectors: State of the Art and Future Prospects*,
Preprint RAL-P-95-008 (1995)
- ★ Übersichtsartikel, Schwerpunkt Verbindungshalbleiter (“neue” Materialien):
A. Owens and A. Peacock, *Compound Semiconductor Radiation Detectors*,
Nucl. Instr. Meth. A **531**, 18–37 (2004)
- ★ Dissertation zum Thema Strahlenschäden in Silizium-Detektoren:
M. Moll, *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors*, Dissertation im
Fachbereich Physik an der Universität Hamburg, 1999
- ★ Umfassender Artikel zum Thema Strahlenschäden in Silizium-Detektoren:
G. Lindström, *Radiation Damage in Silicon Detectors*,
Nucl. Instr. Meth. A **512**, 30–43 (2003)