

**ACHTUNG: Eine Verbreitung
der Unterlagen außerhalb der
Vorlesung bzw. der
dazugehörigen Übungen ist
nicht gestattet !**

**Diese Vorlesung basiert auf: Hering et al., „Physik
für Ingenieure“**

ISSN 0937-7433

ISBN 978-3-642-22568-0

DOI 10.1007/978-3-642-22569-7

Springer Heidelberg Dordrecht London New York

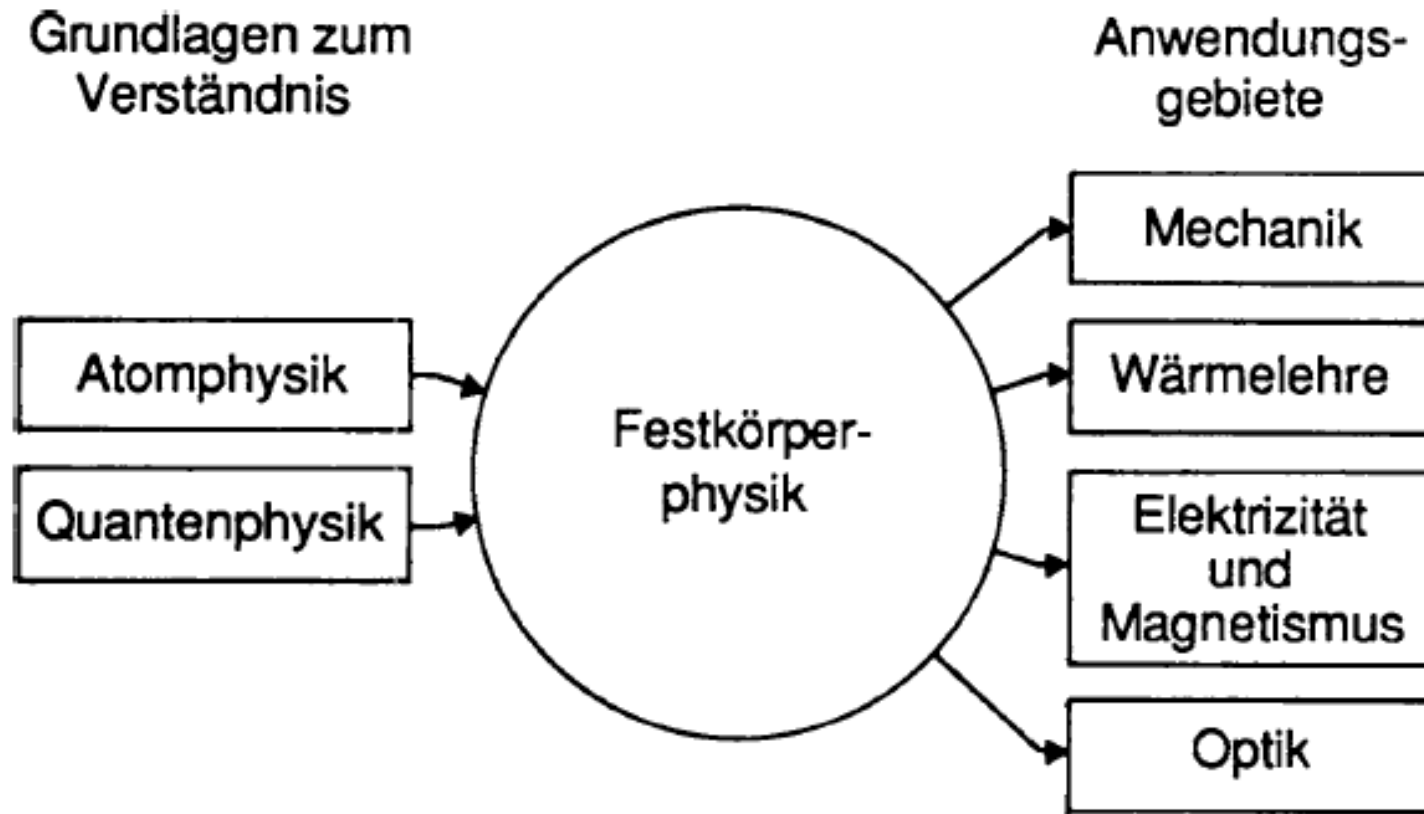
e-ISBN 978-3-642-22569-7

9. Festkörperphysik

ausgewählte Kapitel

Überblick:

- **Bindung in Festkörpern**
- **Kristalline Strukturen**
- **Elektronen im Festkörper**
- **Bandstruktur**
- **Metalle und Ladungstransport**
- **Halbleiter**



Zentral für Bereiche wie Nanotechnologie, Mikroelektronik, Werkstofftechnik (z.B. metallische, magnetische, amorphe, keramische ... Werkstoffe), Halbleitertechnik, ...

Mit Abstand größter Teilbereich der Physik !

9.1 Struktur fester Körper

9.1.1 Kristallbindungsarten

In Festkörpern relevante Bindungsarten **elektrostatischer Natur** (magnetische Kräfte vernachlässigbar)

Van der Waals Wechselwirkung:

Ursprung: Elektronendichte in Atomen fluktuiert (nur im zeitlichen Mittel konstant) → zeitlich schwankende Dipolmomente → induzieren Dipolmomente in Nachbaratomen → Anziehung

- Manifestation der korrelierten Bewegung von Elektronen
- Tritt in allen Materialien auf
- Vergleichsweise schwach (0.02 eV/Atom bis 0.1 eV/Atom)
- dominant in Edelgas- und Molekulkristallen
- Sehr kurzreichweitig

$$E_B \propto \frac{1}{r^6}$$

Abstoßung bei kleinen Abständen:

Pauli-Prinzip: Jeder elektronische Zustand ist durch maximal ein Elektron besetzbar.

Bei gerader Zahl von Elektronen und ohne Magnetfeld: Jedes **Orbital** (räumlicher Elektronenzustand) ist durch ein Spin-up und ein Spin-down Elektron besetzbar.

Spin: relativistische Eigenschaft von Elektronen, die mit einem magnetischen Moment verbunden ist

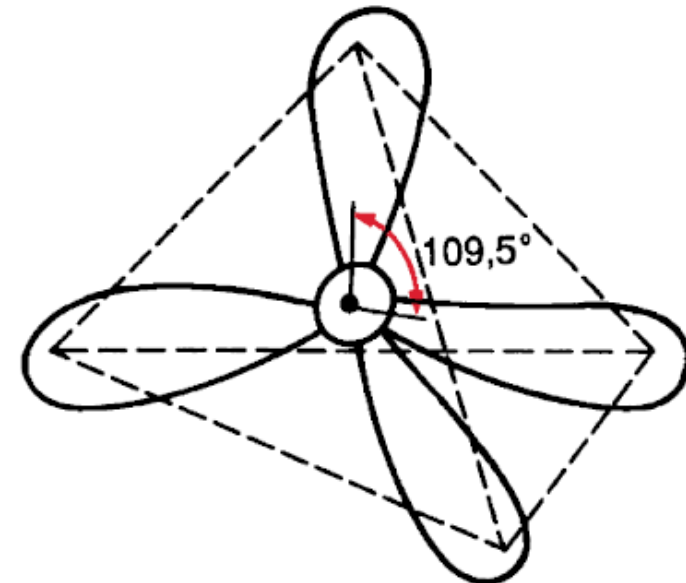
Ursprung der Abstoßung: Kommen sich Elektronenwolken benachbarter Atome zu nahe, so müssen Elektronen in höhere Zustände angeregt werden, damit das Pauli-Prinzip nicht verletzt wird (Zustände „sind ja schon besetzt“) → kostet Energie → extrem starke Abstoßung bei kleinen Abständen.

Kovalente (homöopolare) Bindung:

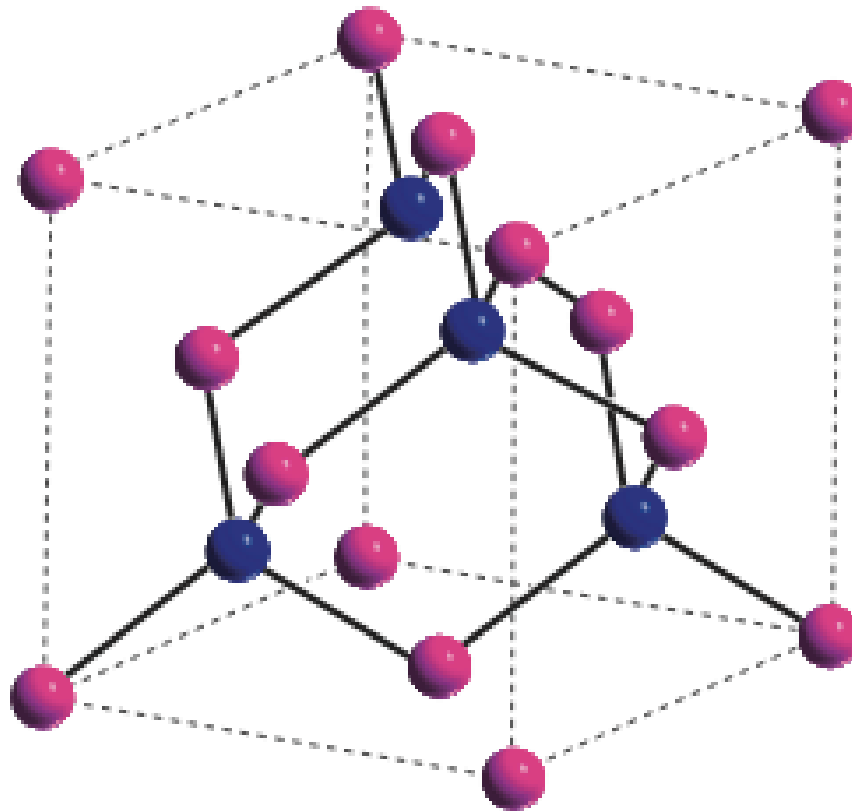
Ursprung: Jeweils zwei benachbarte Atome teilen sich ein Elektronenpaar → Energiegewinn = Anziehung

- Orbitale haben bestimmte geometrische Form → Bindungen stark gerichtet !
- Zusammen mit der hohen Bindungsstärke (mehrere eV/Atom) ergibt das harte, schwer verformbare Materialien.
- Besonders relevant für Elemente der 3. bis 5. Hauptgruppe des Periodensystems (vielfach Halbleiter)

Tetraederstruktur der vier sp^3 Hybridorbitale von C bzw. Si



Form der Orbitale erzwingt bestimmte Anordnung der Atome – z.B. verbundene Tetraeder



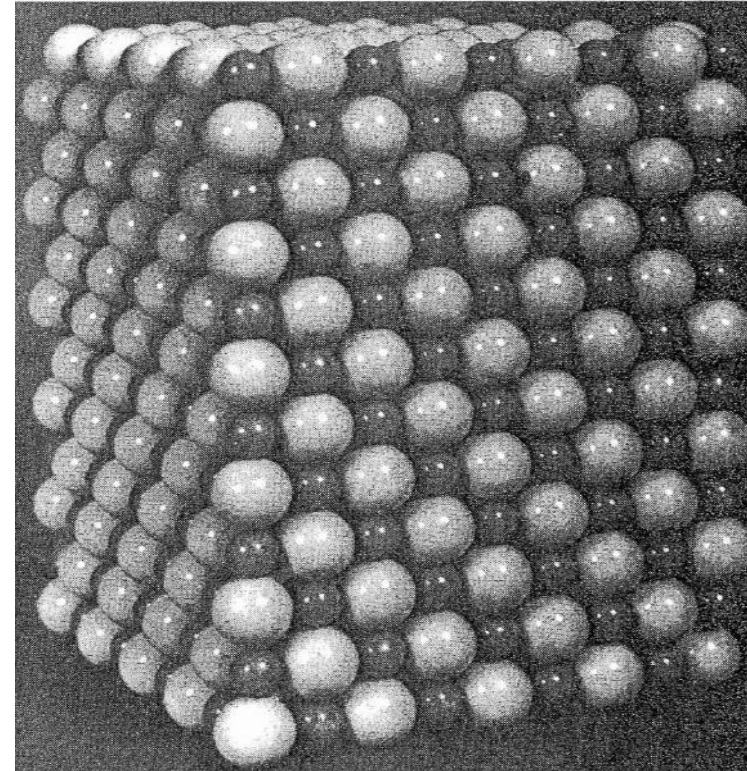
Ionische Bindung:

Ursprung: In Materialien, die aus zwei Atomen stark unterschiedlicher Elektronegativität bestehen (z.B. Salze aus Alkalimetall und Halid) – fast vollständiger Ladungsübertrag – z.B. Na^+ (**Kation**) und Cl^- (**Anion**) in NaCl → Coulombanziehung zwischen Kationen und Anionen

- Kräfte **langreichweitig**
- Treten in Materialien aus unterschiedlichen Atomen immer zu einem gewissen Grad auf

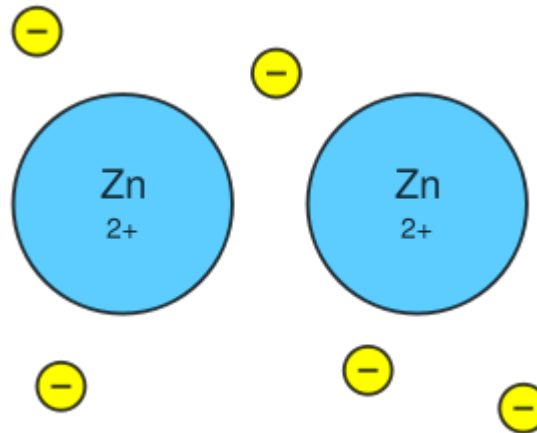
$$E_B \propto \frac{1}{r}$$

NaCl Struktur



Metallbindung:

Ursprung: Valenzelektronen von den Atomen „abgegeben“ –
Wechselwirken mit positiven Atomrümpfen → energetische Absenkung
(= Anziehung)



Bindung **isotrop** (= nicht directional)

- Dicht gepackte Strukturen
- Atome leicht verschiebbar

9.1.2 Kristalline Strukturen

Die Atome in vielen technisch relevante Festkörper sind räumlich periodisch angeordnet = **die Materialien haben eine kristalline Struktur !**

polykristallin = Festkörper besteht aus vielen Kristalliten unterschiedlicher Orientierung (häufig bei Metallen)

einkristallin = Festkörper besteht aus einem Kristall (zumeist nötig für Halbleiteranwendungen)

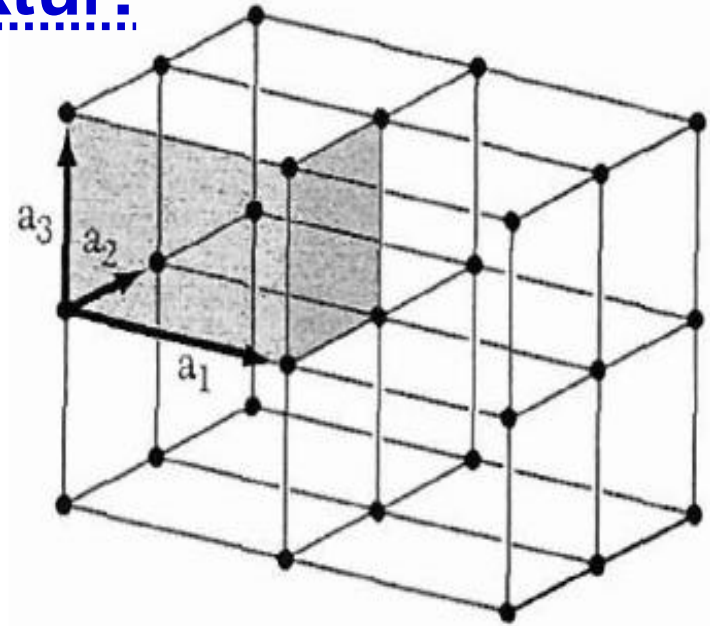
Amorphe Stoffe (ohne Periodizität) z.B.: Gläser, viele Kunststoffe ...

Beschreibung der Kristallstruktur:

Kristallgitter = Punktgitter

Einheitszelle: Volumen, das im Raum periodisch wiederholt wird

Aufgespannt durch **Basisvektoren**

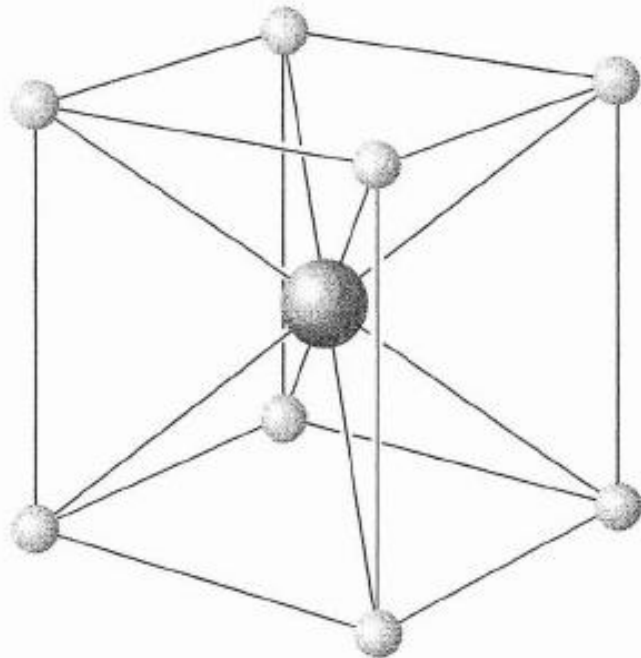


Basis = Gruppe von Atomen, die an jedem Punkt des Gitters sitzt

Beispiel CsCl: Einfach kubisches Kristallgitter mit Basis bestehend aus Cs^+ an $(0,0,0)$ und Cl^- an $(1/2, 1/2, 1/2)$

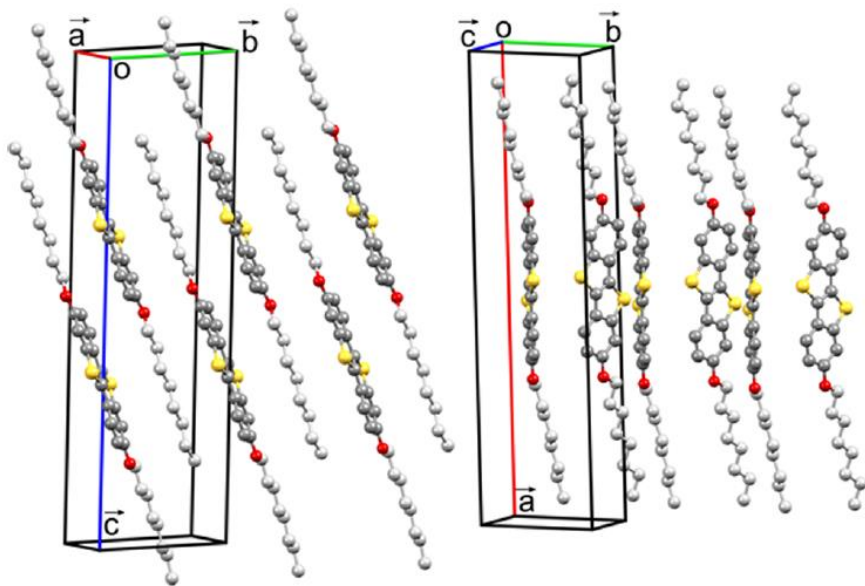
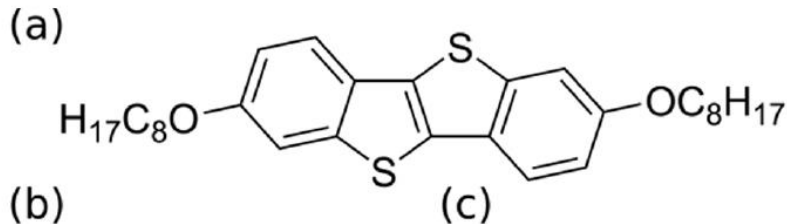
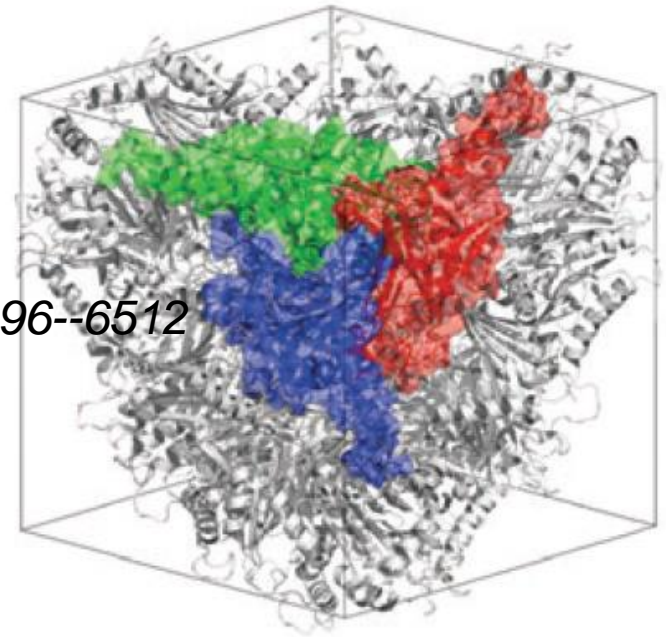
Siehe auch:

<http://lampx.tugraz.at/~hadley/ss1/skriptum/outline.php>



Beispiel: Proteinkristall mit aus zehntausenden Atomen bestehender Basis

Chem. Commun., 2016, 52, 6496--6512



Kristallstruktur des organischen Halbleiters C8O-BTBT-OC8
(2 Moleküle und 148 Atome in der Basis)

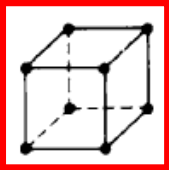
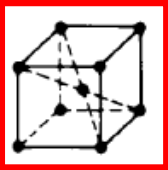
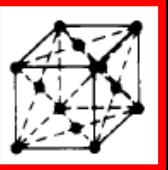
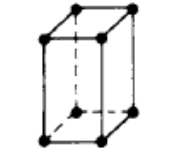
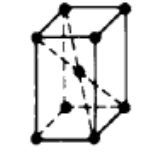
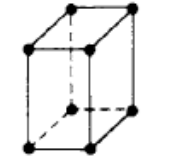
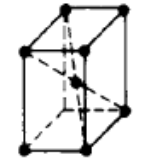
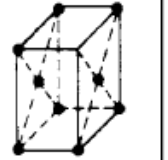
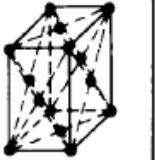
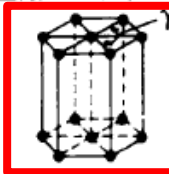

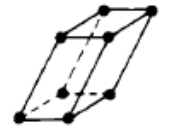


Einteilung in 7 Kristallsysteme und 14 Bravais-Gitter:

Kristallsysteme:

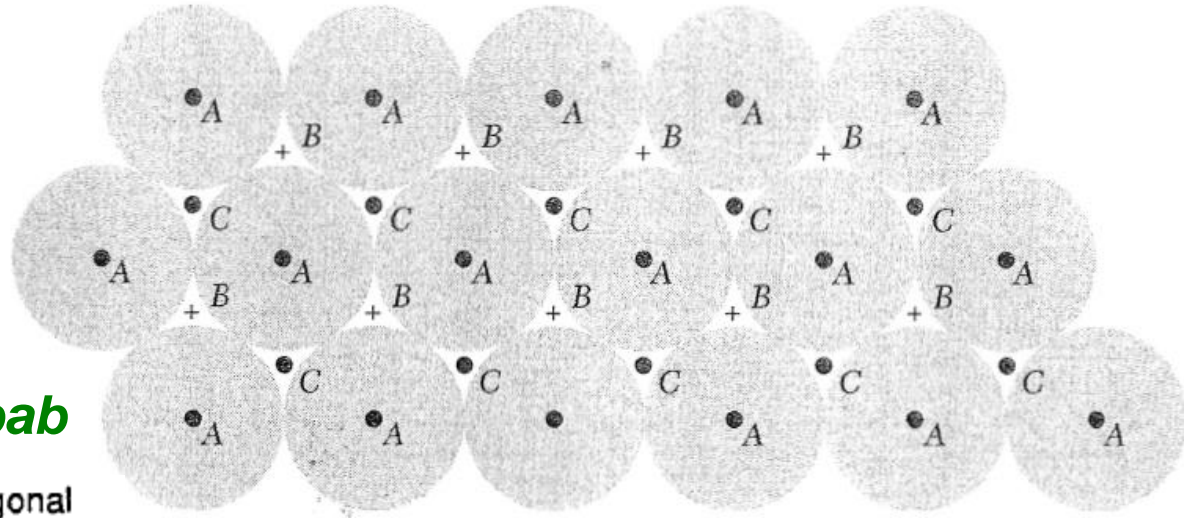
Unterscheidung, ob
Basisvektoren unterschiedlich
lang bzw. orthogonal
zueinander sind.

Bravais-Gitter:

- Auch zentrierte Strukturen werden betrachtet
- Nur inäquivalente Strukturen berücksichtigt

	primitiv	raum- zentriert	basis- zentriert	flächen- zentriert
kubisch $a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$				
tetragonal $a = b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$				
orthorhombisch $a \neq b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$				
hexagonal $a = b \neq c$ $\alpha = \beta = 90^\circ$ $\gamma = 120^\circ$				
rhomboedrisch $a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$				
monoklin $a \neq b \neq c$ $\alpha = \gamma = 90^\circ$ $\beta \neq 90^\circ$				
triklin $a \neq b \neq c$ $\alpha \neq \beta \neq \gamma$ $\neq 90^\circ; \neq 120^\circ$				

Dicht gepackte Strukturen:



abcabc

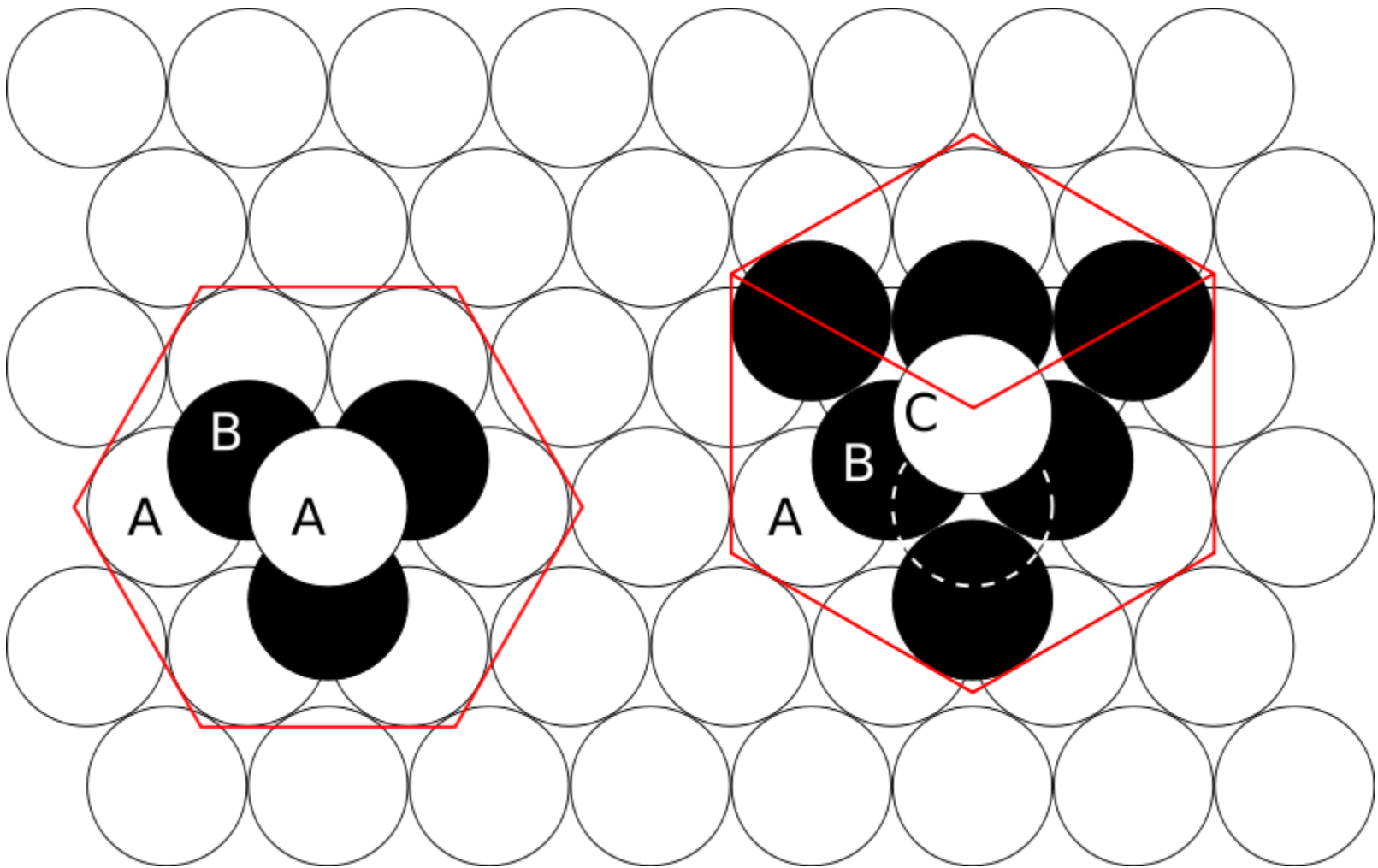
ababab

Eigen- schaften	kubisch- flächenzentriert	hexagonal dichteste Kugelpackung
Elementar- zelle		
Kugelmodell		

**Typisch für Metalle mit
isotropen Bindungen**

**Dicht gepackte Flächen:
(111) Ebene bzw. Sechseckfläche**

Abb. aus: Hering et al., "Physik für Ingenieure"



http://en.wikipedia.org/wiki/Image:Close_packing.svg#file

Typische Strukturen von Halbleitern:

Diamantstruktur (C, Si, Ge)

- tetraedrale Bindungsstruktur (sp³-hybridisierte Atome)
- niedrige Raumfüllung (34%)
- kubisch-flächenzentriertes Gitter
- Basis: gleiche Atome bei (0,0,0) (1/4,1/4,1/4)

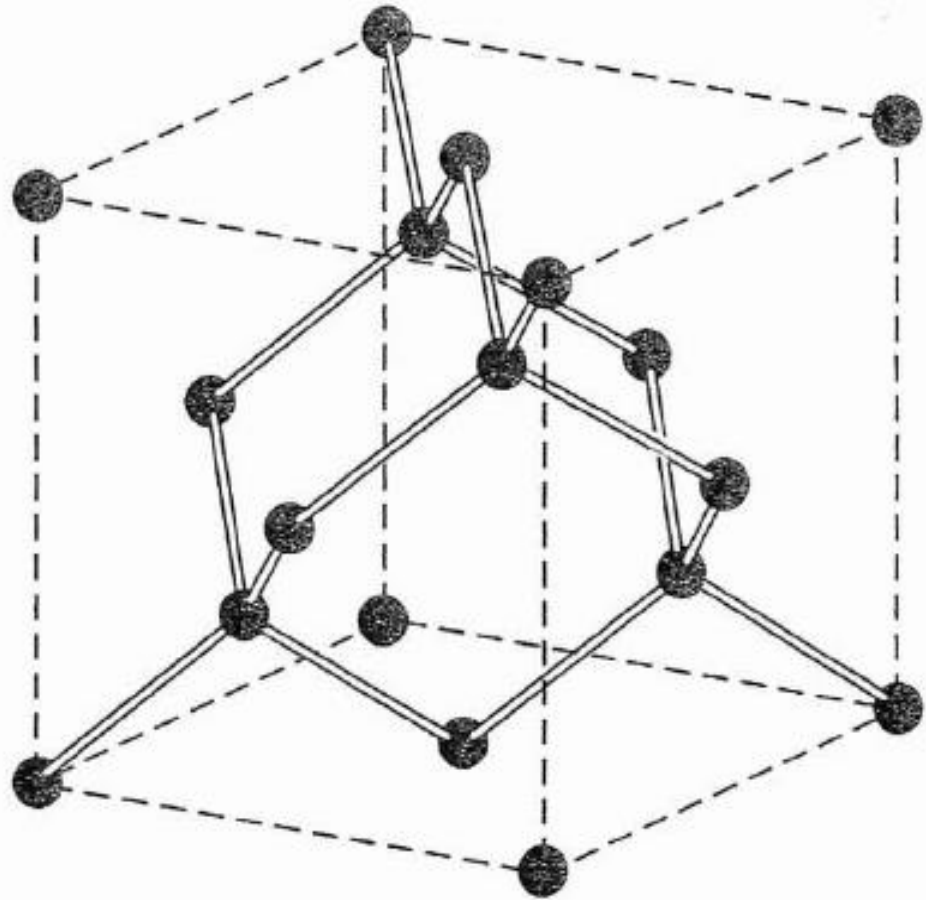
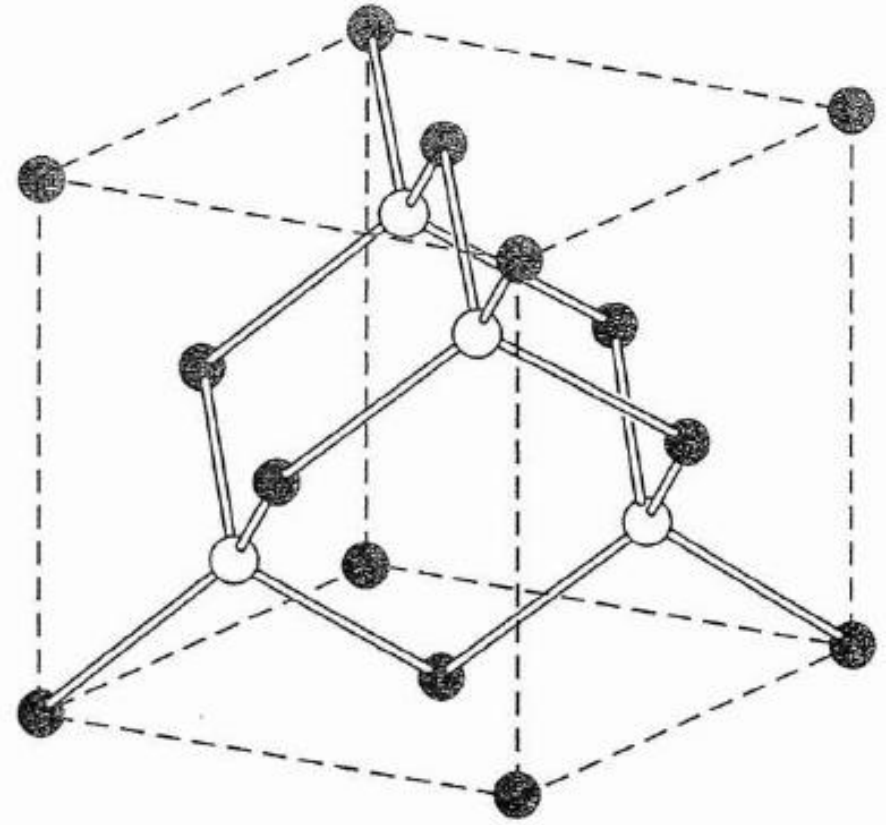


Figure 23 Crystal structure of diamond, showing the tetrahedral bond arrangement.

Zinkblendestruktur:

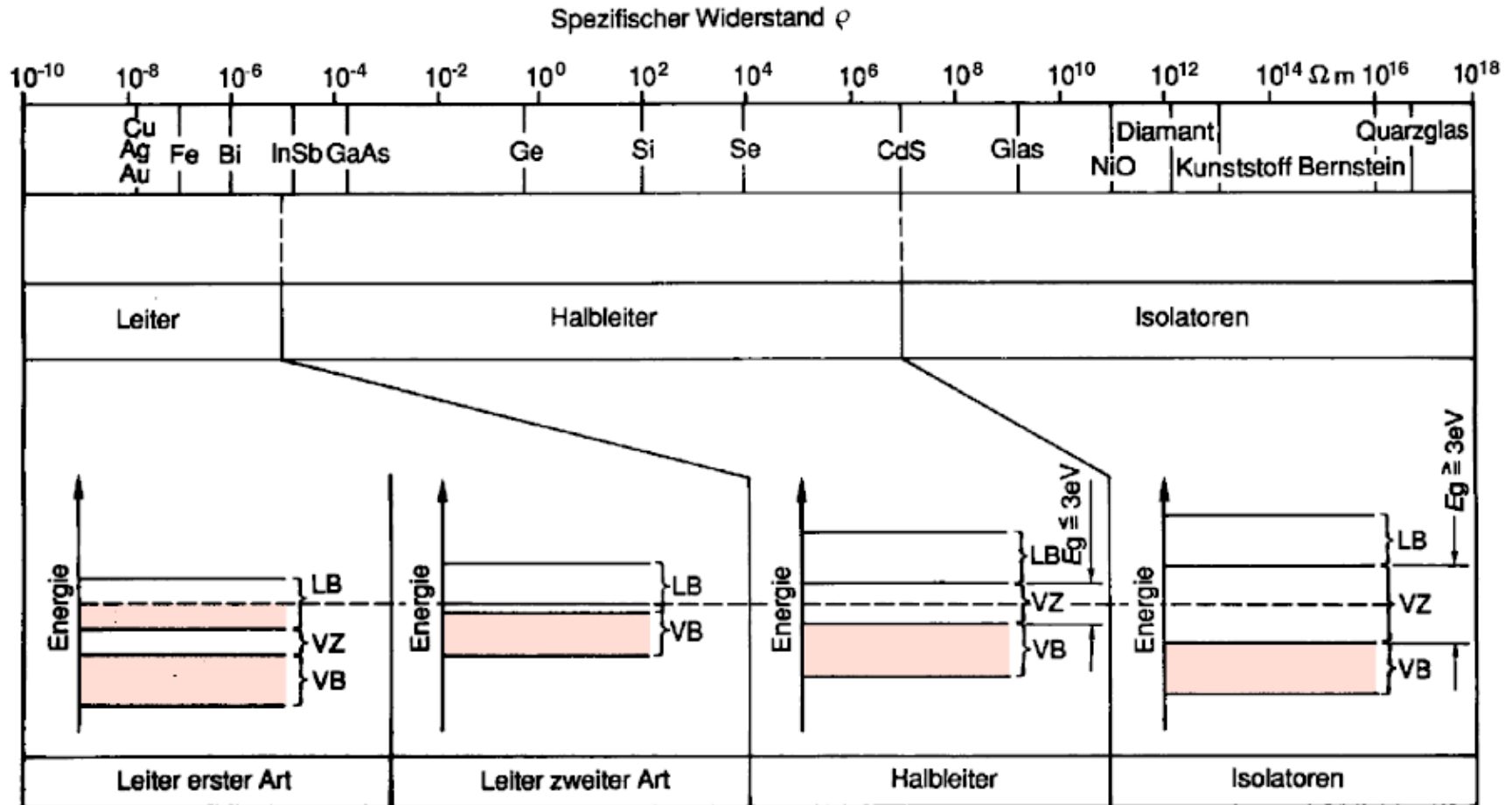
- Häufig bei binären Verbindungshalbleitern
- Äquivalent zu Diamantstruktur mit Basis aus zwei verschiedenen Atomen

Crystal	a	Crystal	a
SiC	4.35 Å	ZnSe	5.65 Å
ZnS	5.41	GaAs	5.65
AlP	5.45	AlAs	5.66
GaP	5.45	InSb	6.46



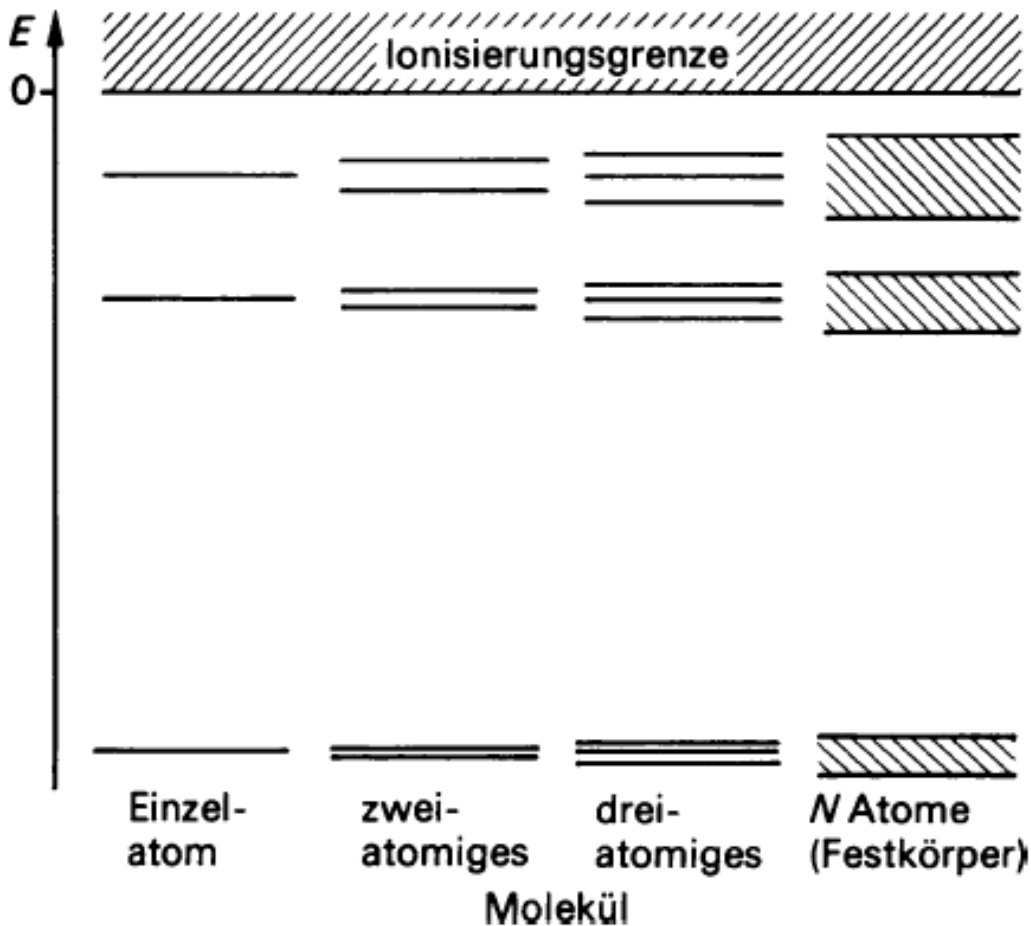
9.2 Elektronen in Festkörpern

Spezifischer Widerstand variiert über 25 Größenordnungen !

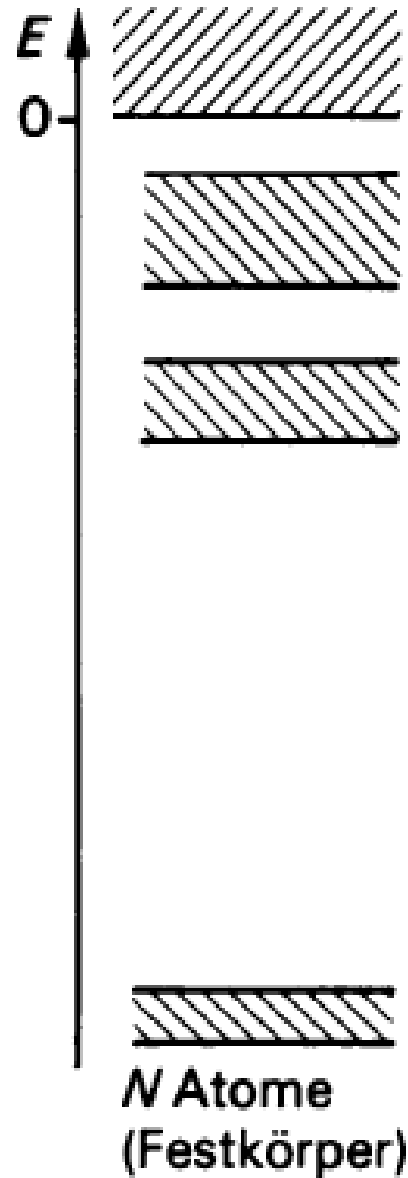


1 ppm Fremdatome in Ge vermindert ρ von $45 \Omega\text{cm}$ auf $10^{-2} \Omega\text{cm}$!

9.2.1 Das Energiebändermodell



- **Atom:** Lösung der Schrödinger-Gleichung liefert diskrete Energieniveaus, die von Elektronen besetzt werden können (Orbitale)
- **Molekül:** Orbitale koppeln und spalten energetisch in bindende und antibindende Orbitale auf.
- **Festkörper:** Energieniveaus so dicht, dass sie zu einem Band (= Bereich mit erlaubten und verbotenen Zuständen) verschmelzen.



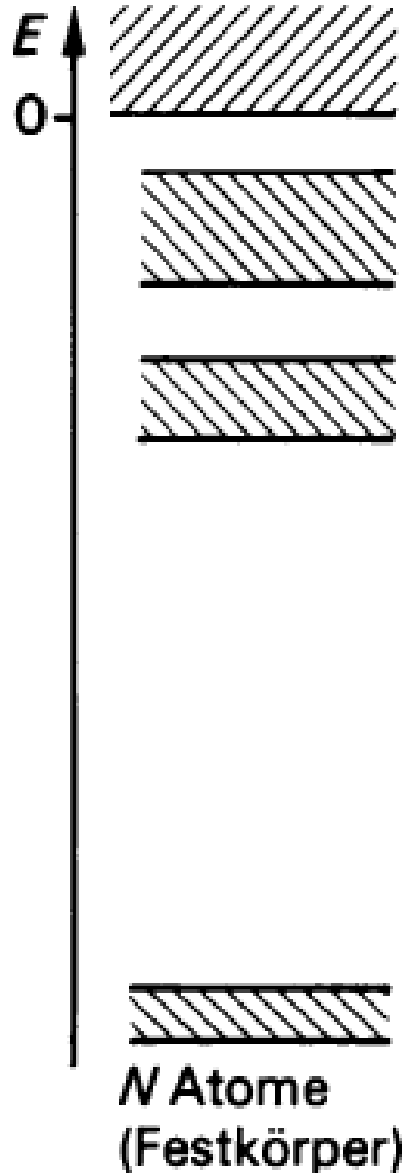
**Elektronen im Festkörper: Innerhalb
erlaubter Energiebänder**

**dazwischen: verbotene Energielücken, in
denen es keine Zustände gibt.**

Höherenergetische Bänder:

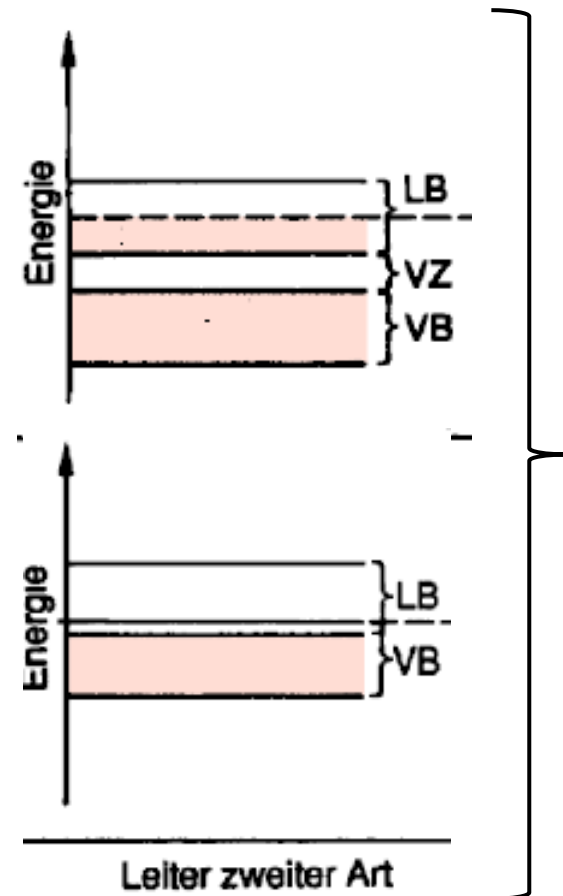
Elektronen ferner vom Kern

**→ stärkerer Überlapp → breitere
Bänder (dann Überlapp verschiedener
Bänder möglich)**



Entscheidende Frage: **Bis zu welcher Energie sind die Zustände besetzt ?** (Beachte: Bestimmte Zahl an Elektronen im Festkörper und jedes Orbital nur durch 2 Elektronen besetzbar !)

- **Valenzband:** höchste vollständig gefüllte Band
- **Leitungsband:** niedrigstes teilweise gefülltes oder

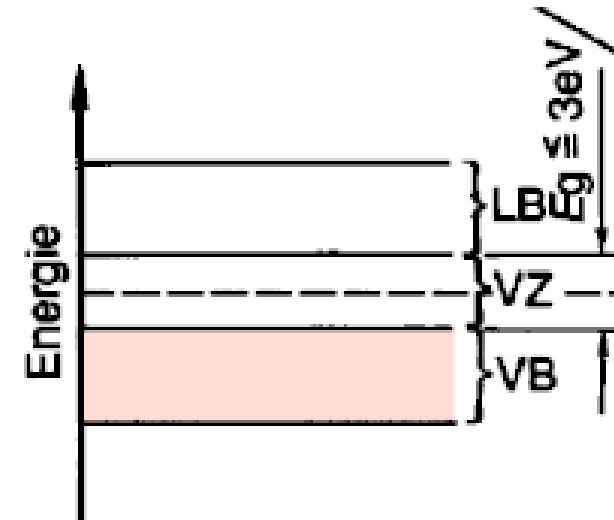


Metal/ elektrischer Leiter:

- Leitungsband nur teilweise mit Elektronen besetzt
- Oft: nur halb gefülltes s-band (z.B. Cu mit nur einem 4s Elektron)
- Besetzte und unbesetzte Zustände sind unmittelbar benachbart !

Halbleiter:

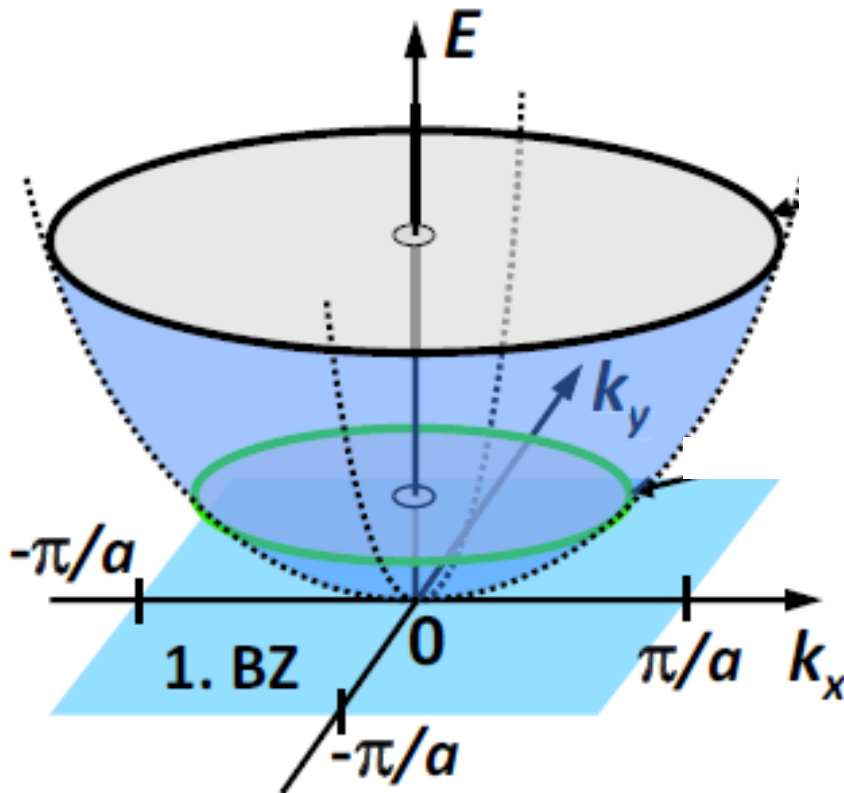
- Voll besetztes Valenzband und leeres Leitungsband durch (kleine) Energielücke getrennt



Bandstruktur:

Darstellung der möglichen Energieeigenzustände als Funktion des Impulses, p (bzw. Wellenvektors, k mit $p=\hbar k$)

z.B.: **Modell der freien Elektronen**



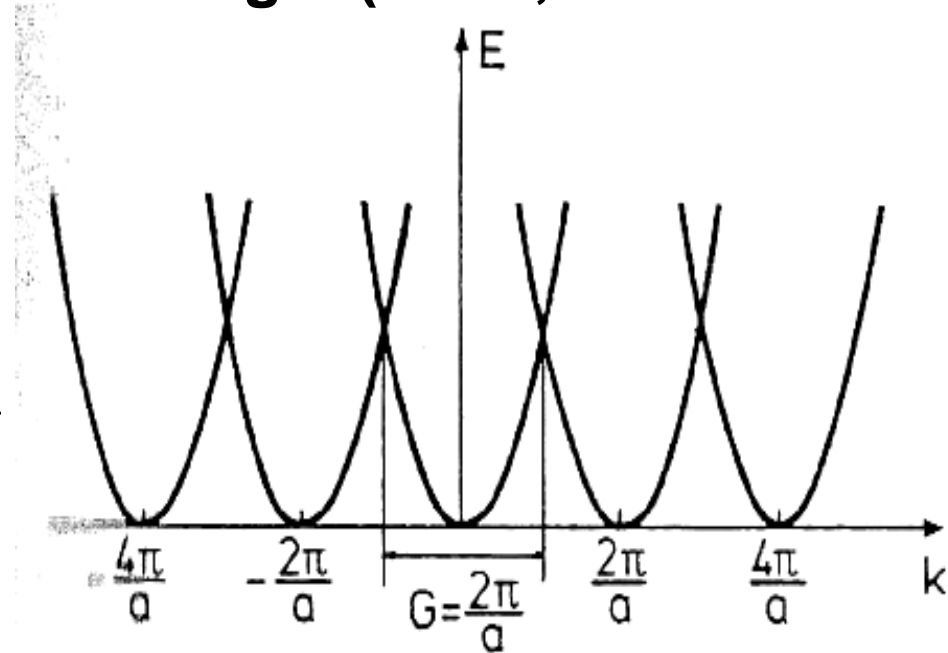
$$\Psi(\vec{r}, t) = A e^{i\vec{k}\vec{r}}$$

$$E_{\vec{k}} = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m} = \frac{\vec{p}^2}{2m}$$

Sinnvoll, da für Stoß- und Anregungsprozesse (z.B.: Absorption bzw. Emission eines Photons) Energie- und Impulserhaltung gelten.

Als Folge der Periodizität des Kristals gilt (in 1D, **ohne Erklärung**):

$$\varepsilon(k) = \varepsilon\left(k + \frac{2\pi}{a}\right) = \frac{\hbar^2 \left(k + \frac{2\pi}{a}\right)^2}{2m}$$

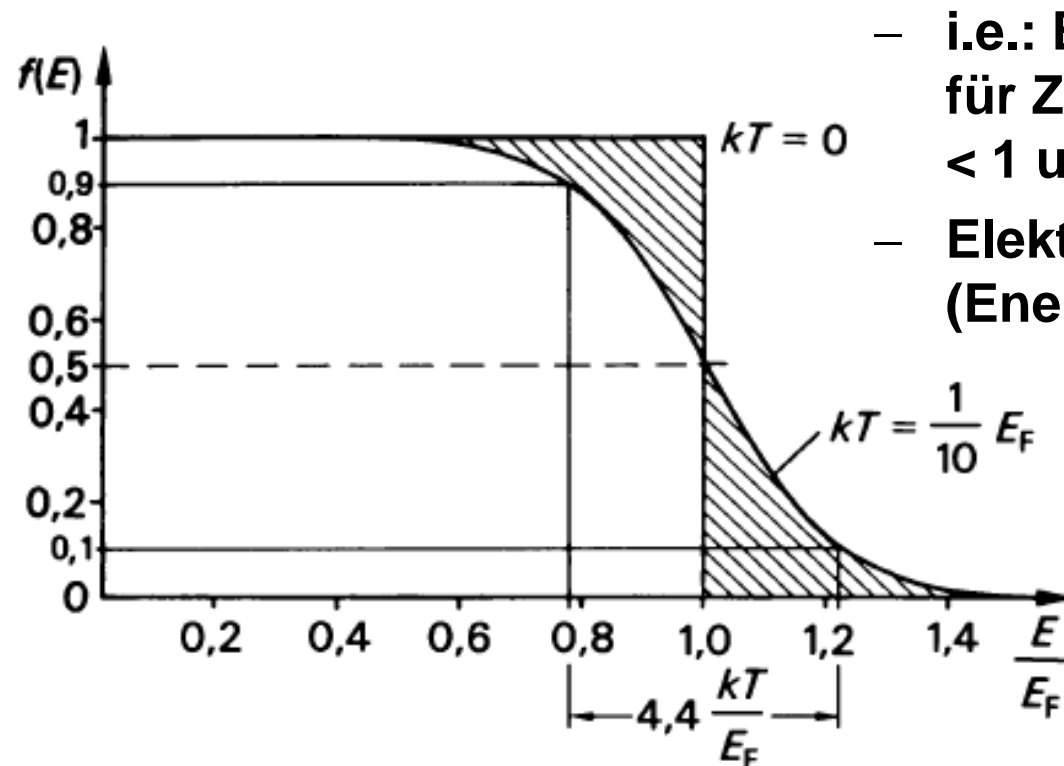


Dann reicht es aber, die Bandstruktur zwischen $-\pi/a$ und π/a (in der so genannten **1. Brillouin'schen Zone**) zu kennen !

a ... **Gitterkonstante**

Besetzung der Zustände im thermodynamischen Gleichgewicht:

- **$T = 0$ K:** Zustände bis zur Fermi-Energie, E_F , besetzt und darüber leer (Stufenfunktion)
- **$T > 0$ K:** Elektronen bekommen kinetische Energie und Besetzungswahrscheinlichkeit wird um E_F herum „ausgeschmiert“.



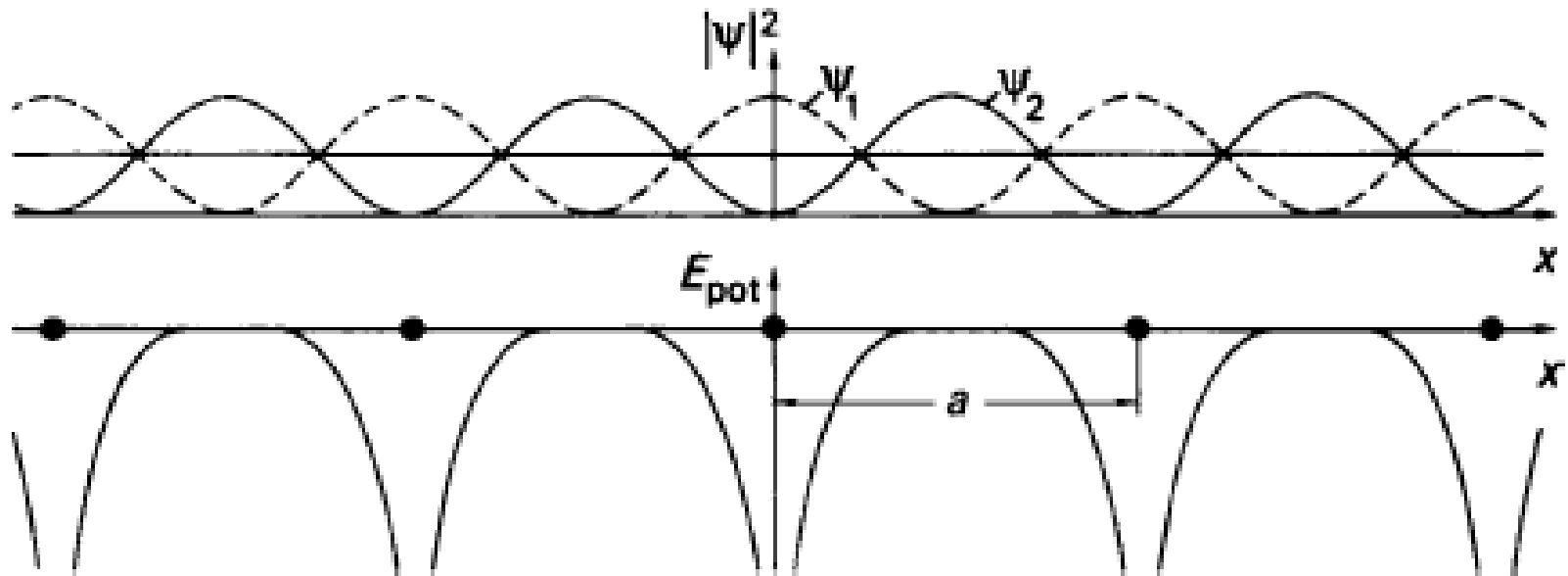
- i.e.: Besetzungswahrscheinlichkeit für Zustände unterhalb von E_F wird < 1 und für oberhalb von E_F > 0
- Elektronen werden angeregt (Energie- und Entropiezunahme)

Fermi-Dirac Statistik

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

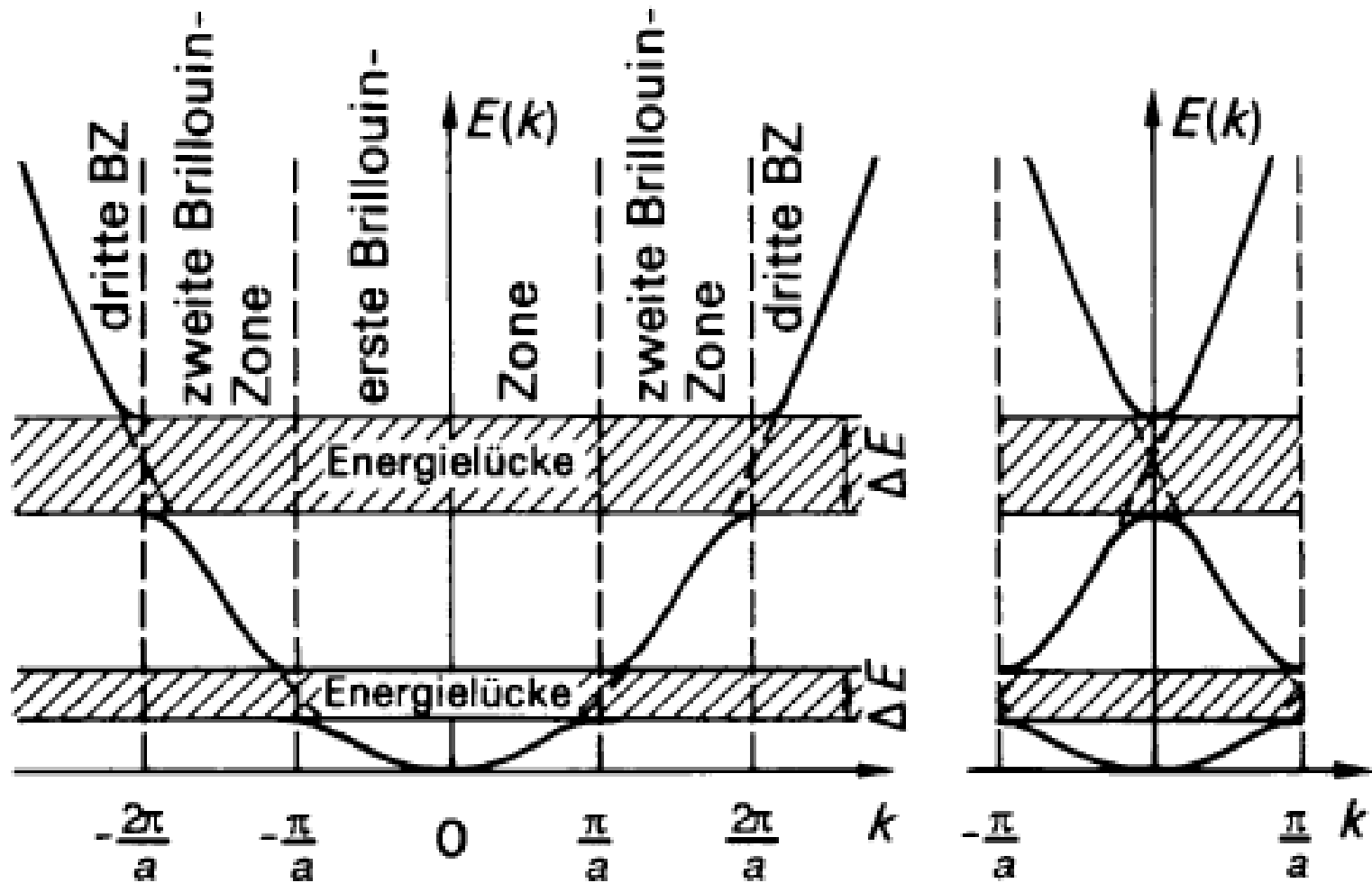
Bandstruktur im realen Festkörper:

- Keine freien Elektronen, sondern gitterperiodisches Potential (aufgrund der periodisch angeordneten Atome)



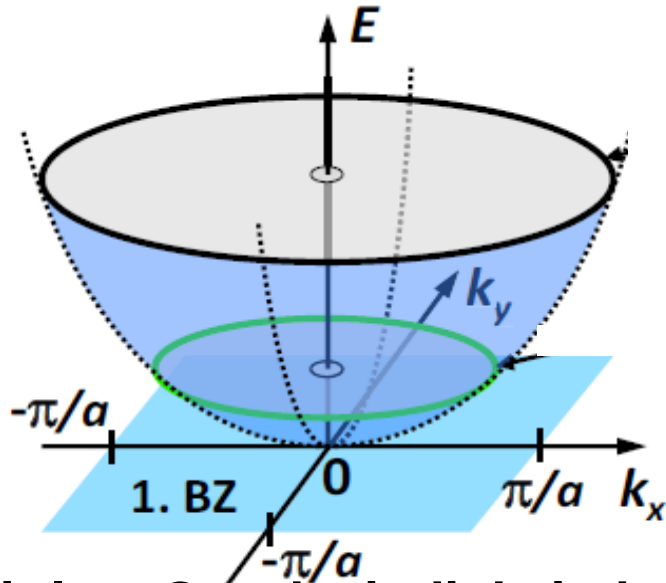
Energie der Wellenfunktion hängt von deren „Lage“ relativ zum periodischen Potential ab – gezeigtes Beispiel: stehende Wellen (= Wellenfunktionen mit $k=\pm \pi/a$)

➤ → es entstehen Energielücken !



9.2.2 Metalle

Elektronen im Leitungsband näherungsweise sehr gut durch Modell der freien Elektronen beschrieben !



Entscheidend für Eigenschaften der Elektronen ist deren Bandstruktur !

$$E_{\vec{k}} = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m} = \frac{\vec{p}^2}{2m}$$

Mittlere Geschwindigkeit der e⁻ in entsprechend FD–Statistik gefülltem Band (bzw. einem vollständig gefüllten Band):

$$\vec{v} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \vec{v}_i = \frac{1}{N} \frac{\hbar}{m} \sum_{i=1}^N \vec{k}_i = 0$$

Kompensation von:

$$\vec{k}_i \text{ und } -\vec{k}_i$$

Elektrische Leitung:

Folge des Anlegens eines Feldes für Elektronen in einem teilweise gefüllten Band*:

Beschleunigung der Elektronen:

$$\frac{d\vec{v}_d}{dt} = - \frac{e\vec{E}}{m} - \frac{v_d}{\tau}$$

Änderung der (mittleren)
Driftgeschwindigkeit

**Beschleunigung durch
elektrisches Feld**

Verzögerung der Elektronen
durch **Streuprozesse** prop. v_d
mit **Relaxationszeit** τ .

* Vollständig gefülltes Band: keine unbesetzten Zustände energetisch in der Nähe, in die Elektronen angeregt werden könnten →

Vollständig gefüllte Bänder tragen nicht zum Ladungstransport bei !

Streuprozesse im Kristall verhindern, dass Elektronen immer weiter beschleunigt werden.

- **Streuung an Phononen** (Quanten der Gitterschwingung)
 - nimmt mit der Temperatur zu
- **Streuung an Störungen des Gitters** (Gitterfehler, Dotieratome, Korngrenzen ...)
 - weitgehend temperaturunabhängig

Stationärer Zustand ($t \rightarrow \infty$; $dv_d/dt=0$) für zeitlich konstantes Feld E_0 :

$$\vec{v}_{d,0} = -\frac{e}{m} \tau \vec{E}_0 = -\mu \vec{E}_0$$

Proportionalitätskonstante μ ... Ladungsträgerbeweglichkeit

Zusammenhang zwischen Driftgeschwindigkeit und Stromdichte:

$$\vec{j} = -en\vec{v}_{d,0}$$

n ... Elektronendichte im Leitungsband

Ohm'sches Gesetz:

$$\vec{j} = \frac{e^2}{m} n \tau \vec{E}_0 = en\mu \vec{E}_0 = \sigma \vec{E}_0$$

σ ... Leitfähigkeit

$$\sigma = en\mu$$

Leitfähigkeit nimmt proportional zur Ladungsträgerdichte und zur Ladungsträgerbeweglichkeit zu.

Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit von Metallen:

- ρ sinkt mit der Temperatur, da die Streuung an Gitterschwingungen immer weiter abnimmt
- Restwiderstand von Reinheit der Probe abhängig (Streuung an Störstellen)

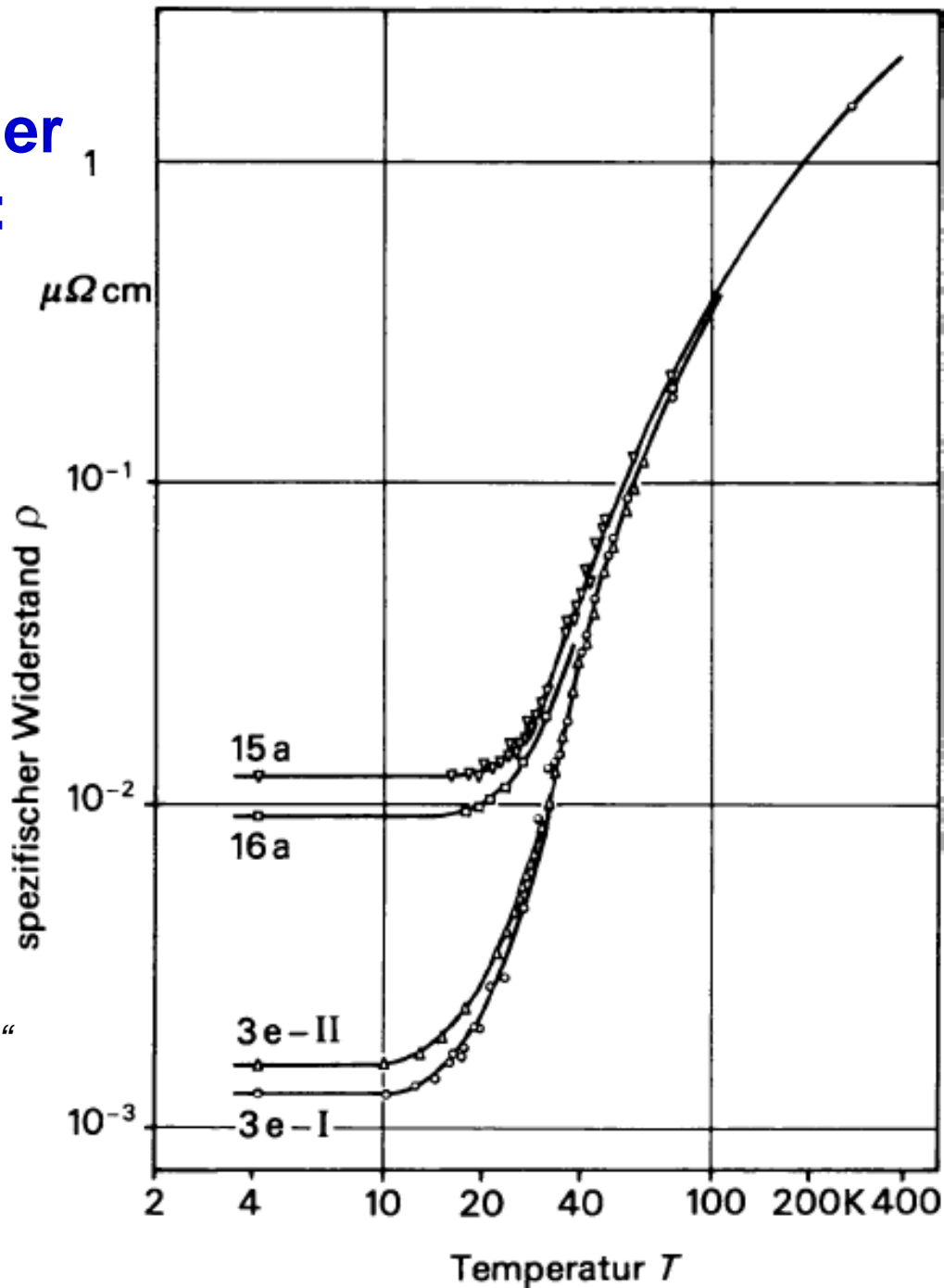


Abb. aus: Hering et al., "Physik für Ingenieure"

Abb. 9.38 Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands von Kupfer-Einkristallen unterschiedlicher Reinheit (nach Saeger)

9.2.3 Halbleiter

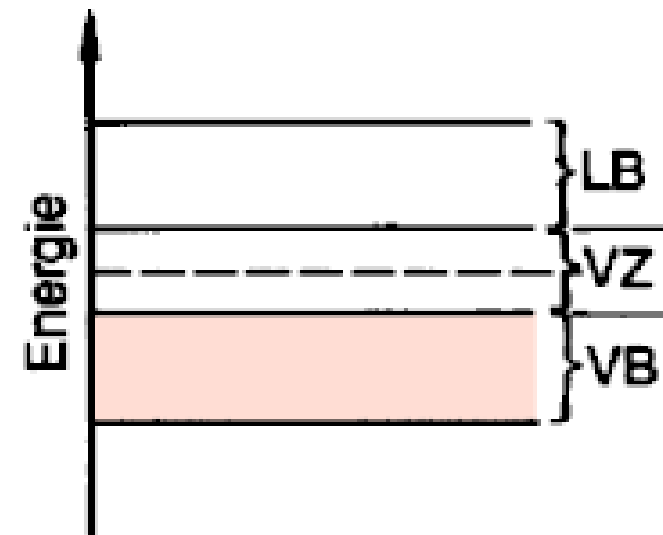
Gruppen des Periodensystems
zur Kombination der Elemente Beispiele

IV	Si, Ge, Sn (grau)
IV-IV	SiC
III-V	GaAs, InSb
II-VI	ZnTe, CdSe, HgS

auch:

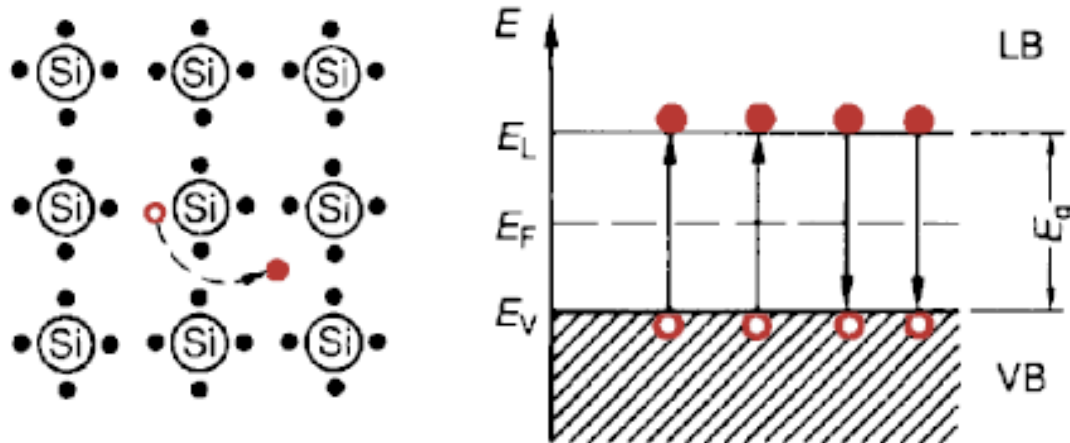
- **ternäre und quarternäre anorganische Halbleiter**
- **organische Halbleiter**

$T = 0$:
voll besetztes Valenzband, leeres Leitungsband
→ keine elektrische Leitfähigkeit



Eigenleitung von Halbleitern:

$T > 0$: Fermi-Dirac Verteilung „ausgeschmiert“ → **Elektronen werden über die Energielücke vom Valenz- ins Leitungsband angeregt**



Im thermodynamischen Gleichgewicht: Gleichgewichtskonzentration von **Elektronen** und **Löchern** im Leitungs- bzw. Valenzband

Ladungstransport im nicht vollständig gefüllten Valenzband:

entweder durch Transport sehr vieler negativer Ladungen in bestimmte Richtung oder weniger positiver Ladungen (Defektelektronen, Löcher) in Gegenrichtung beschreibbar.

Leitfähigkeit eines Halbleiters:

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

n, μ_n ... Dichte und Beweglichkeit der Elektronen

p, μ_p ... Dichte und Beweglichkeit der Löcher

Für die Eigenleitung gilt:

$$n = p = n_i$$

n_i ... **intrinsische Ladungsträgerdichte**

Verteilung der beweglichen Ladungsträger über Energie:

$$n(E) = D_e(E) f(E)$$

$$p(E) = D_h(E) (1 - f(E))$$

$D_e, D_h \dots$

Zustandsdichten im
Leitungs- bzw. Valenzband

Zustandsdichte: Zahl der
Zustände im Energieintervall
zwischen E und $E+dE$

In Halbleitern typischerweise:

$$D_e(E) \propto \sqrt{E - E_L}$$

$$D_h(E) \propto \sqrt{E_V - E}$$

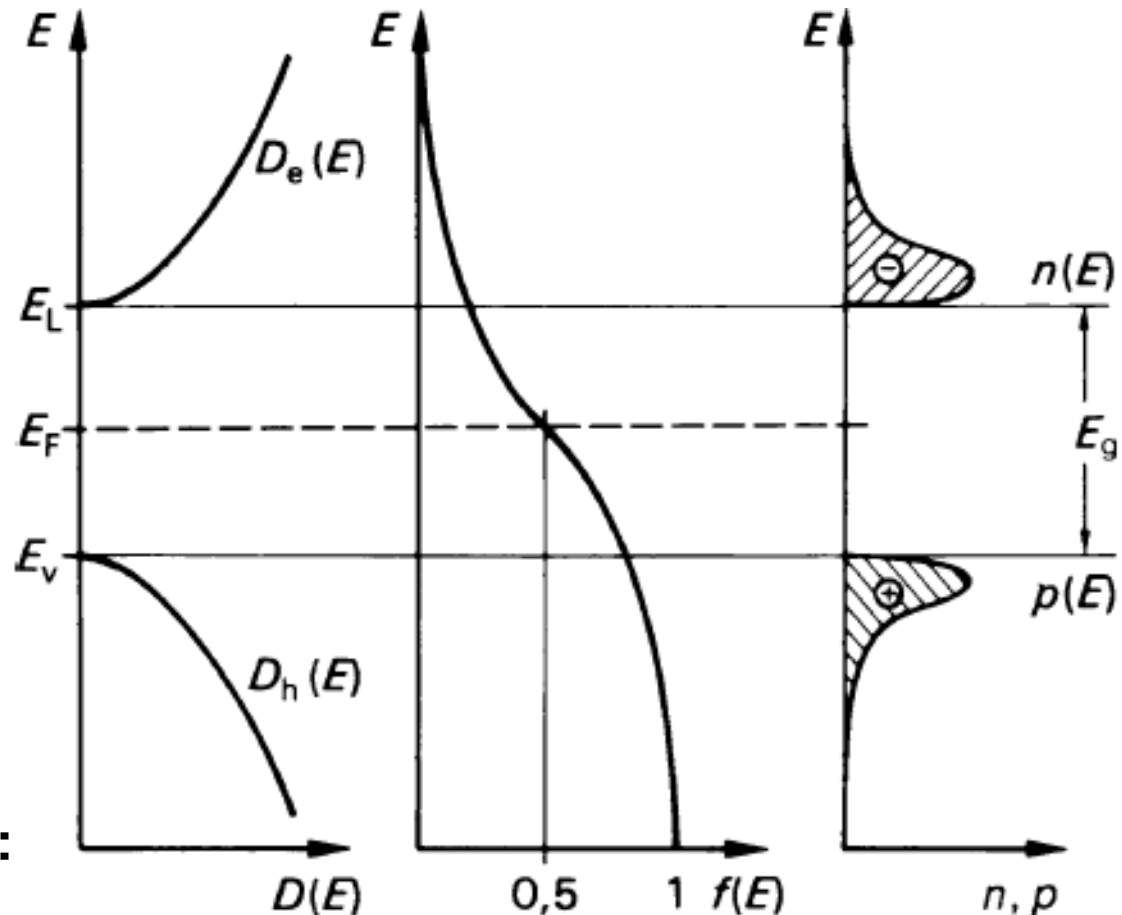


Abb. 9.41 Zustandsdichte $D(E)$, Besetzungswahrscheinlichkeit $f(E)$ und Trägerdichten $n(E)$ sowie $p(E)$ eines reinen Halbleiters

Temperaturabhängigkeit der Elektronen- und Lochdichten:

$$n = \int_{CB} D_e(E) f(E) dE$$

Solange E_F weit von den Bandkanten entfernt ist, ersetzt man im Integral die FD Statistik durch klassische Boltzmann-Statistik

$$f(E) = e^{-\frac{E-E_F}{k_B T}}$$

$$n(T, E_F) = N_L(T) e^{-\frac{E_L - E_F}{k_b T}}$$

N_L ... effektive Zustandsdichte des Leitungsbandes

$$p(T, E_F) = N_V(T) e^{-\frac{E_F - E_V}{k_b T}}$$

n exponentiell von Abstand von E_F von Bandkanten und (näherungsweise) von $1/T$ abhängig.

Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit:

- Primär Folge der Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration.
- Leitfähigkeit nimmt im intrinsischen Halbleiter signifikant mit der Temperatur zu

Lage der Fermienergie in einem intrinsischen Halbleiter:

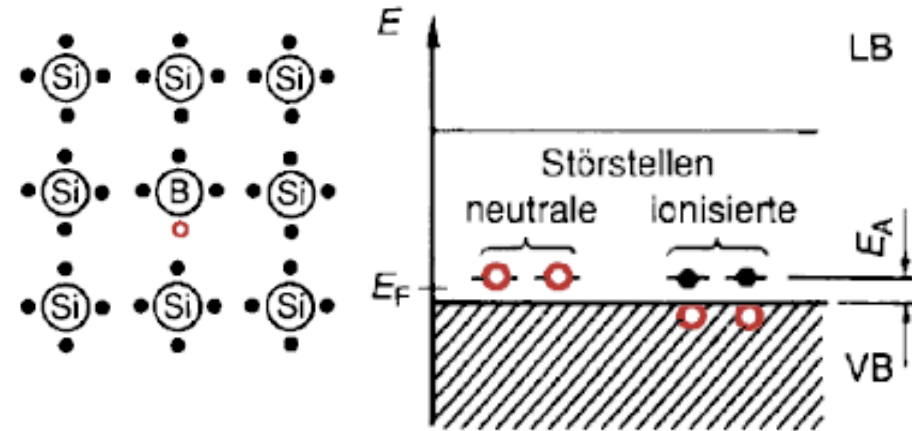
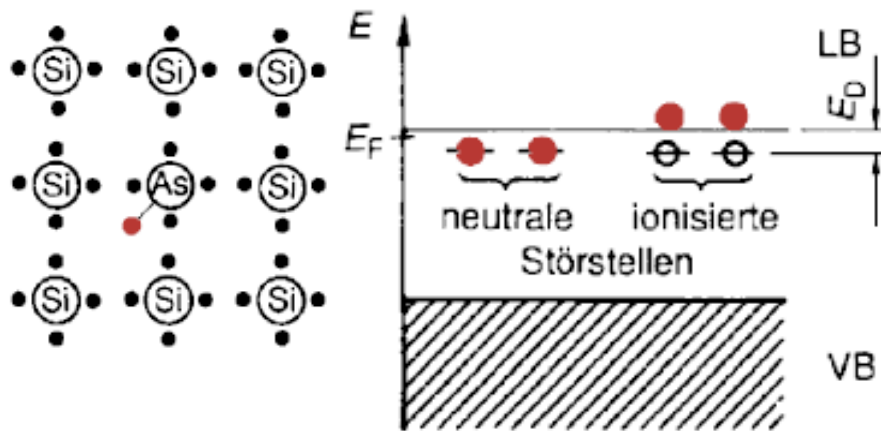
intrinsischer Halbleiter: $n = p$

$$E_F = \frac{E_L + E_V}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln \frac{N_V}{N_L}$$

- $T=0$ K: E_F in der Mitte der Bandlücke
- $T>0$ K: geringe Abweichungen davon

Störstellenleitung:

Dotierung: Einbau von Fremdatomen (im ppm Konzentrationsbereich) mit mehr oder weniger Valenzelektronen.



Einbau von Donatoren:

- Halbleiter wird **n-Typ (n-Leiter)**
- Ionisierte Störstellen → zusätzliche Elektronen im Leitungsband als Majoritätsladungsträger

Einbau von Akzeptoren:

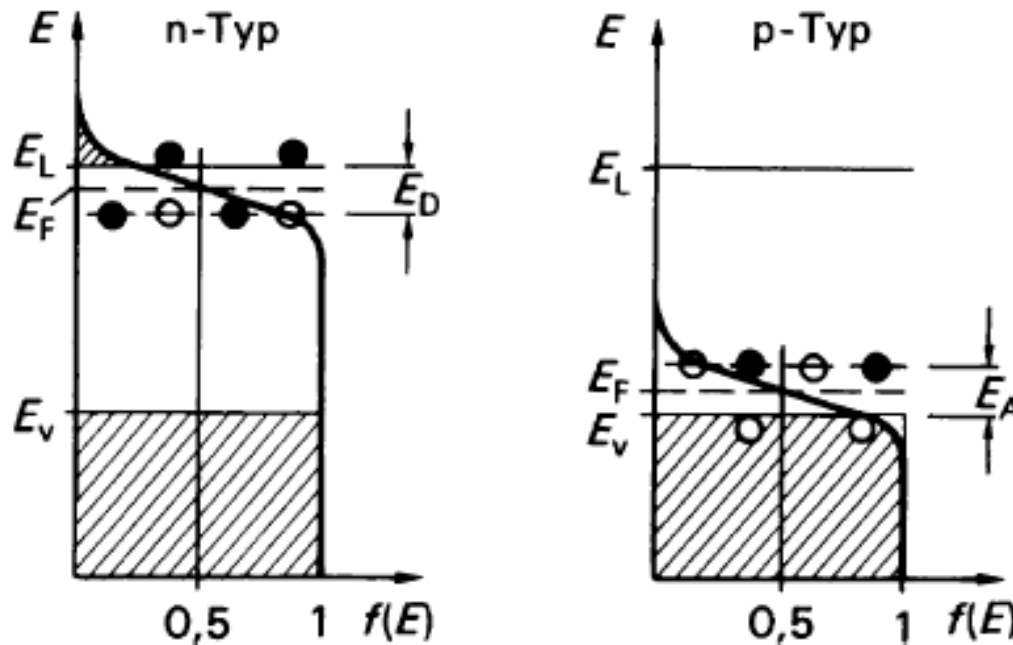
- Halbleiter wird **p-Typ (p-Leiter)**
- Ionisierte Störstellen → zusätzliche Löcher im Valenzband als Majoritätsladungsträger

T=0 K:

- Störstellen neutral → verschwindend geringe Leitfähigkeit

Tiefe Temperaturen:

- E_F zwischen Störstellenniveau und Bandkante → Störstellen teilweise ionisiert



Höhere Temperaturen:

- E_F tiefer in der Bandlücke → Störstellen de facto vollständig ionisiert

Halbleiterbauelemente bei Raumtemperatur typischerweise im Bereich der **Störstellenerschöpfung**

Ladungsträgerkonzentration =
Dotierkonzentration

für n-Dotierung:

$$n = n_D$$

für p-Dotierung:

$$p = n_A$$

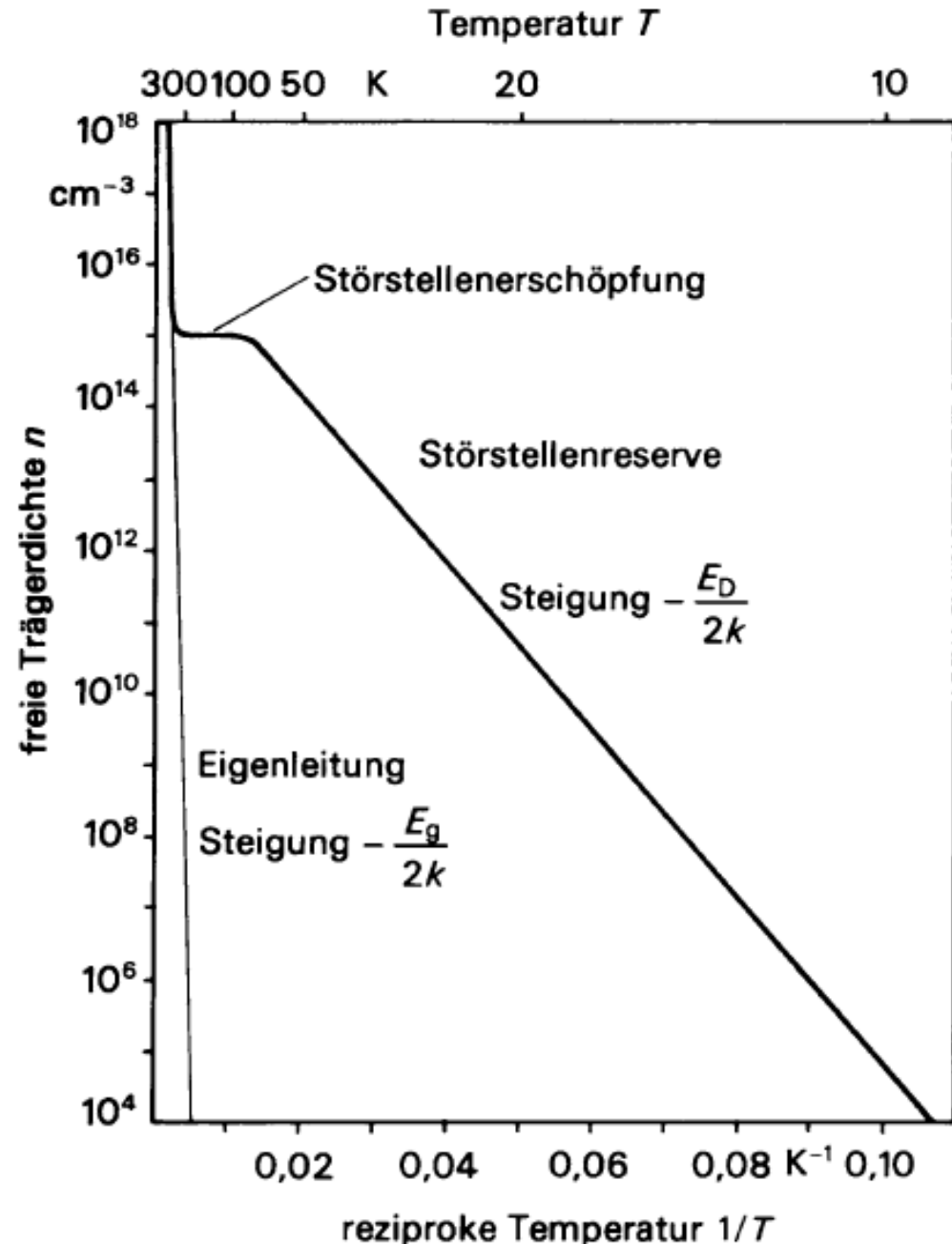


Abb. 9.43 Ladungsträgerdichte in n-Typ-Silicium in Abhängigkeit von der Temperatur. Dotierung: Phosphor, $n_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

Optische Eigenschaften:

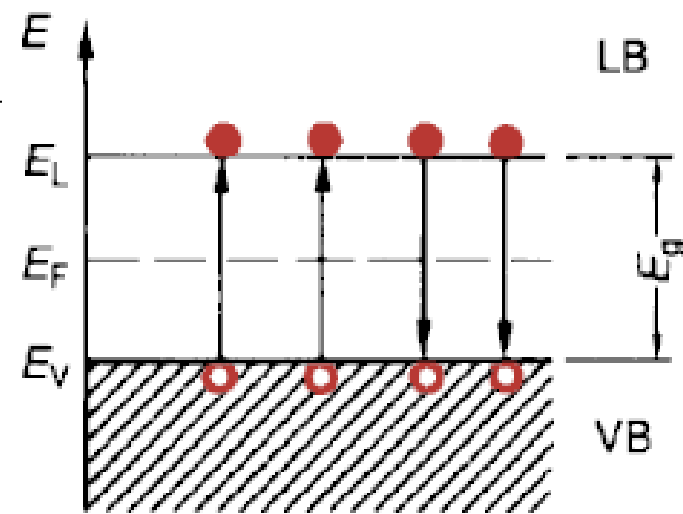
Einfachste Vorstellung:

Absorption: Anregung eines Elektrons von einem besetzten Zustand im Valenzband in einen unbesetzten Zustand im Leitungsband

= Erzeugung eines Elektron-Loch Paares durch Zerstörung eines Photons

Spontane (stimulierte) Emission: Spontaner (stimulierter) Übergang eines Elektrons von einem besetzten Zustand im Leitungsband in einen unbesetzten Zustand im Valenzband

= Erzeugung eines Photons durch Rekombination eines Elektrons mit einem Loch.



Wie kommen viele Elektronen ins Leitungs- und Löcher ins Valenzband ?
Injektion von Minorittsladungsträgern im pn-Übergang

Direkter Halbleiter: Valenzbandmaximum und Leitungsbandminimum liegen beim gleichen k-Vektor

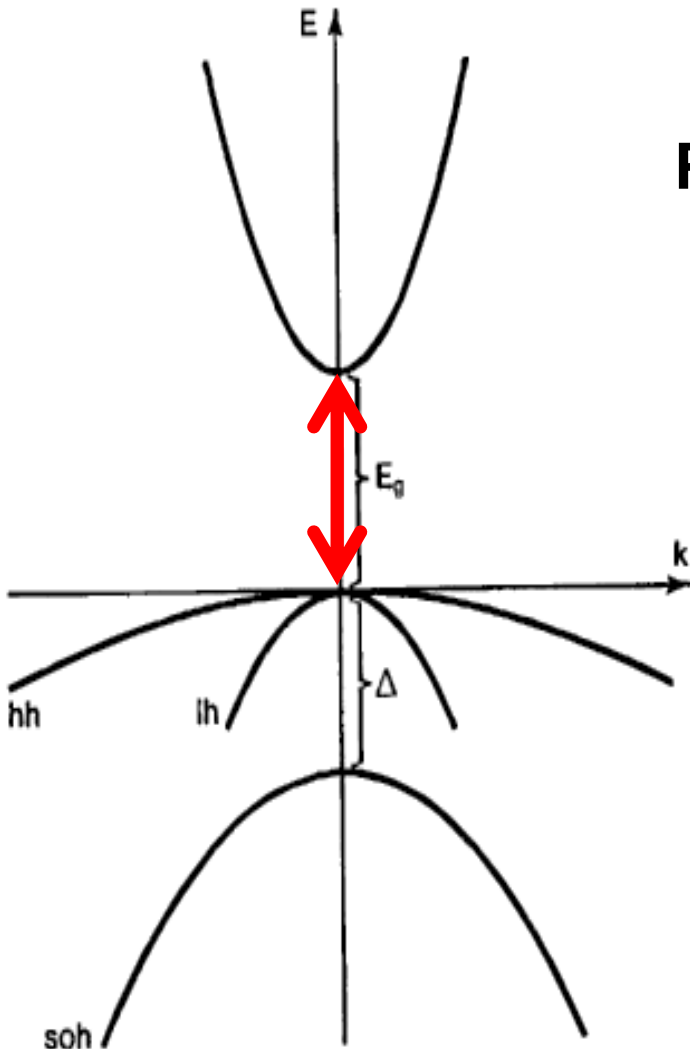
z.B.: GaAs, GaN, ...

Photonen:

K-Vektor von Photonen ist auf der gezeigten Skala verschwindend klein !

Optische Übergänge sind im Bandbild vertikale Übergänge.

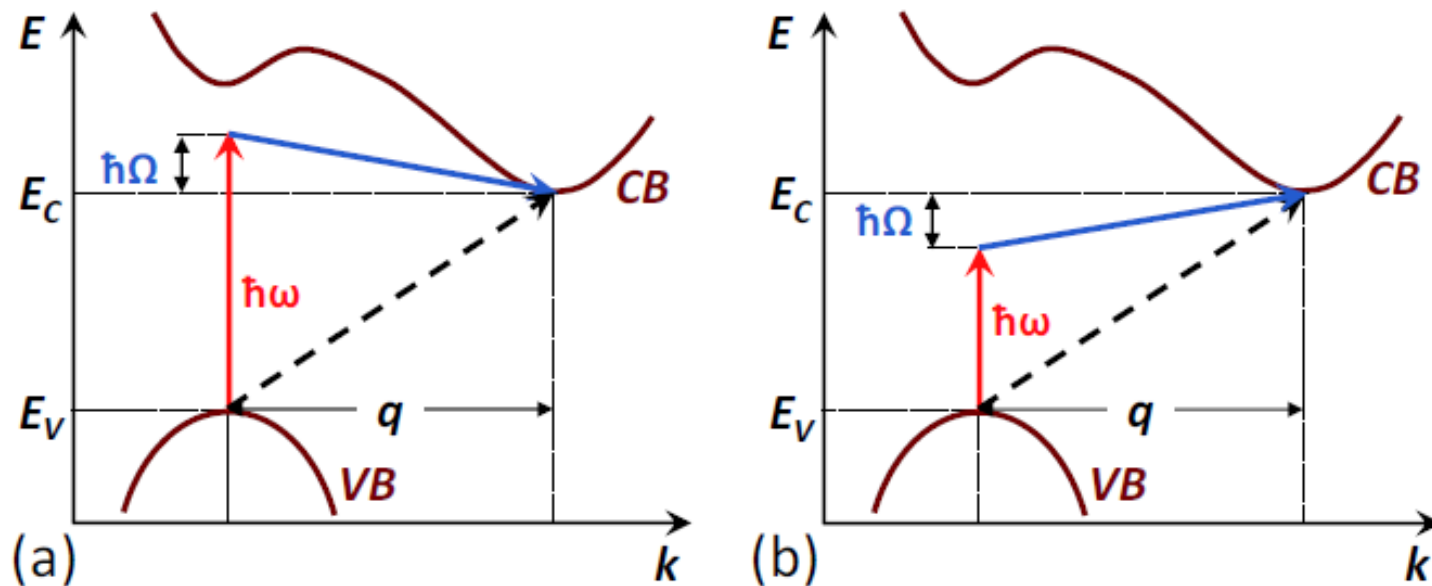
Optische Übergänge sind in direkten Halbleitern ab $hf \sim E_g$ effizient möglich



Indirekter Halbleiter:

Valenzbandmaximum und Leitungsbandminimum liegen beim verschiedenen k-Vektoren z.B.: Si, Ge, ...

- Energie- und Impulserhaltung !
- → Anregung des Elektrons allein durch Photon um E_g nicht möglich !



- Gleichzeitig Erzeugung oder Vernichtung eines Phonons (Quant der Gitterschwingungen mit kleiner Energie und großem Impuls)
- Absorption unwahrscheinlicher 3-Teilchen Prozess !

- pn-Übergang:**
- Grundelement der meisten Halbleiterbauelemente
 - Übergang zwischen p- und n-leitendem Gebiet

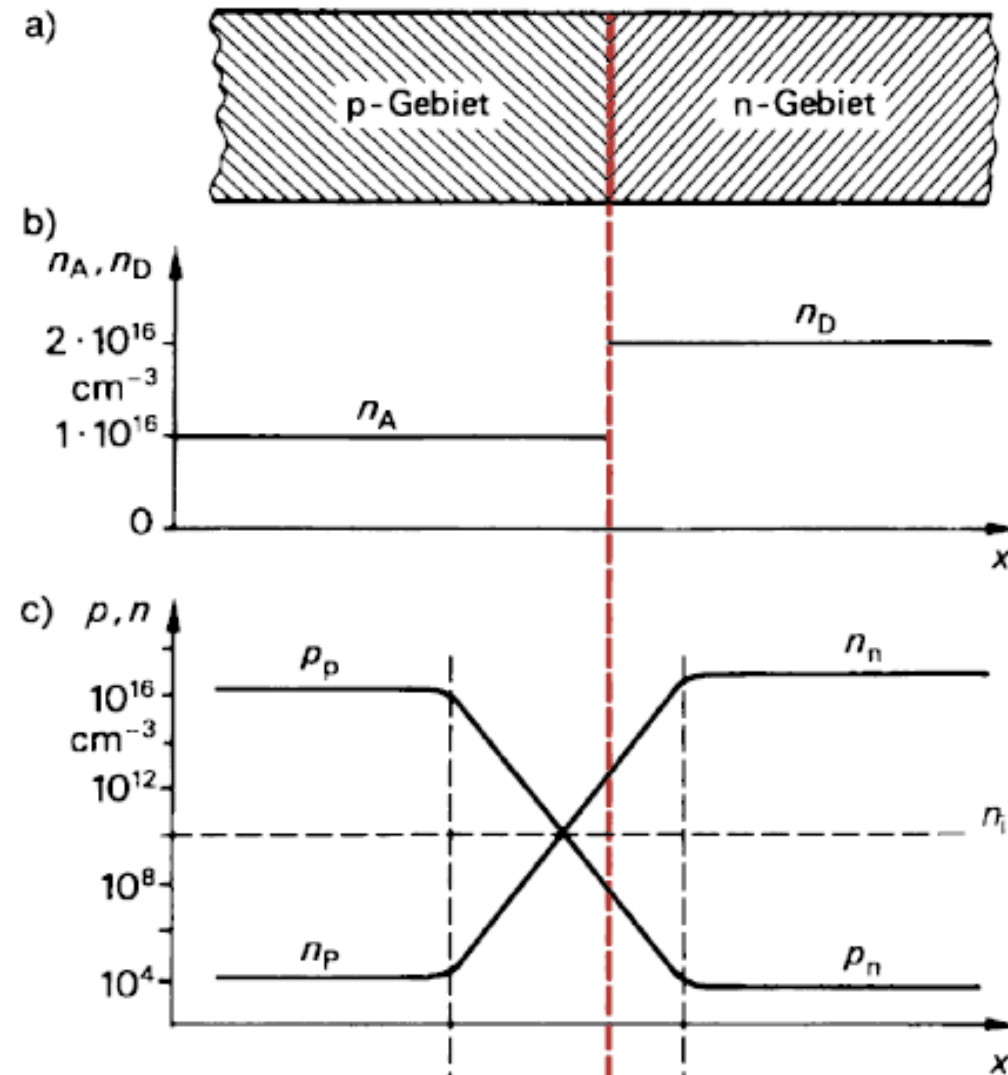
Konzentrationsgradient:

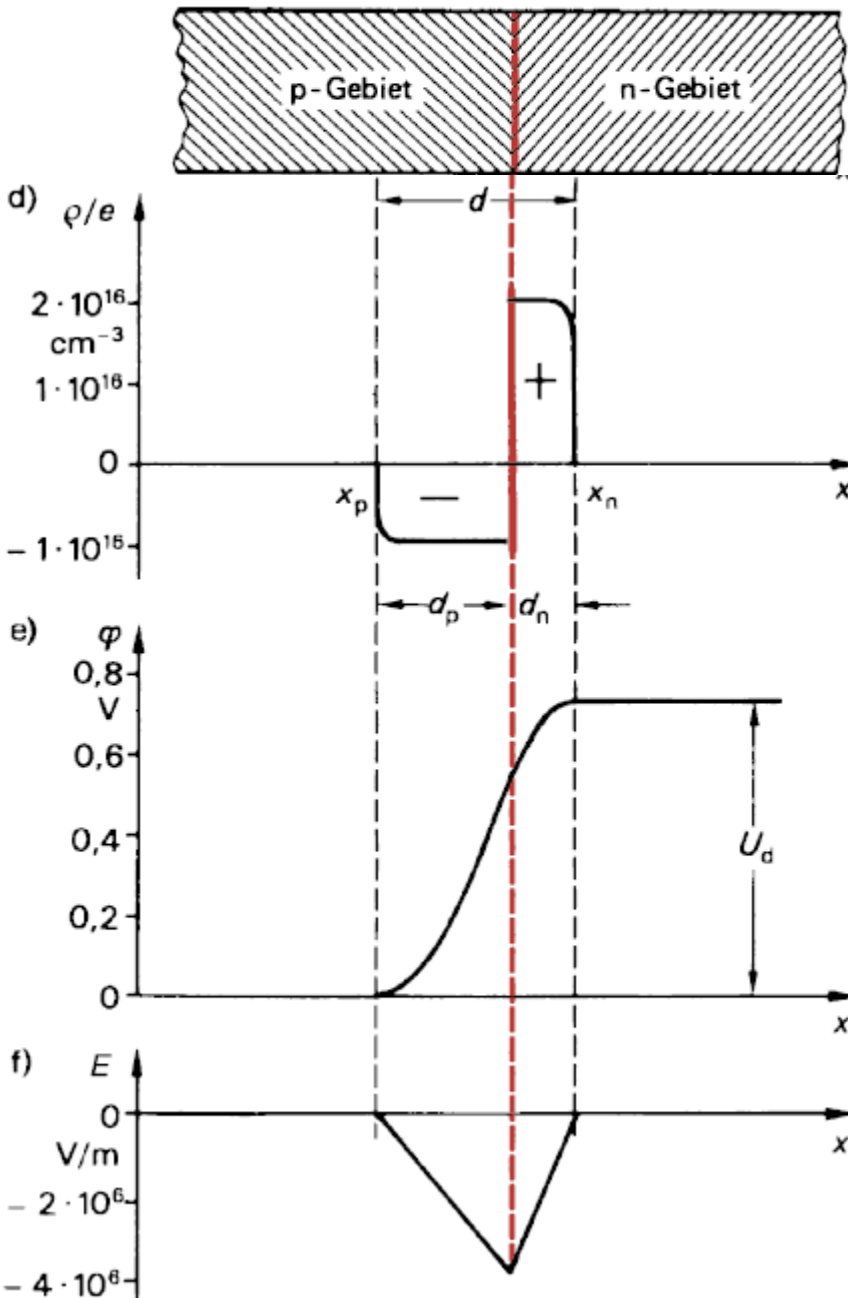
- Elektronen diffundieren vom n-Gebiet ins p-Gebiet und Löcher in die umgekehrte Richtung

- → durch Rekombination von Elektronen und Löchern im Grenzgebiet entsteht eine

Verarmungszone

Bereich mit stark reduzierter Dichte an beweglichen Ladungsträgern





Raumladungszonen aufgrund der unkompensierten geladenen Donator und Akzeptoratome

Ladungsneutralität:

$$d_n n_D = d_p n_A$$

Potentialverlauf aus Lösung der Poissongleichung

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_r}$$

Feld in der Verarmungszone:

$$\vec{E} = -\text{grad } \varphi = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \vec{e}_x$$

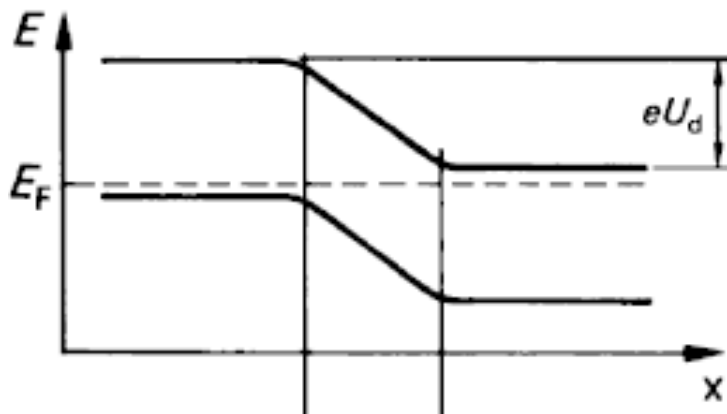
Beispiel: Berechnen Sie den Potential- und Feldverlauf unter der Annahme eines abrupten Einsetzens der Verarmungszone (abrupt-junction approximation)

Für den Spannungsabfall über den Übergang (Diffusionsspannung) ergibt sich:

$$U_d = \frac{e}{2\epsilon_r \epsilon_0} (n_D d_n^2 + n_A d_p^2)$$

Die muss gleich der Spannung sein, die sich aus dem Unterschied der Positionen der Fermi-Energien im p- und im n-Bereich ergibt:

p-Gebiet n-Gebiet



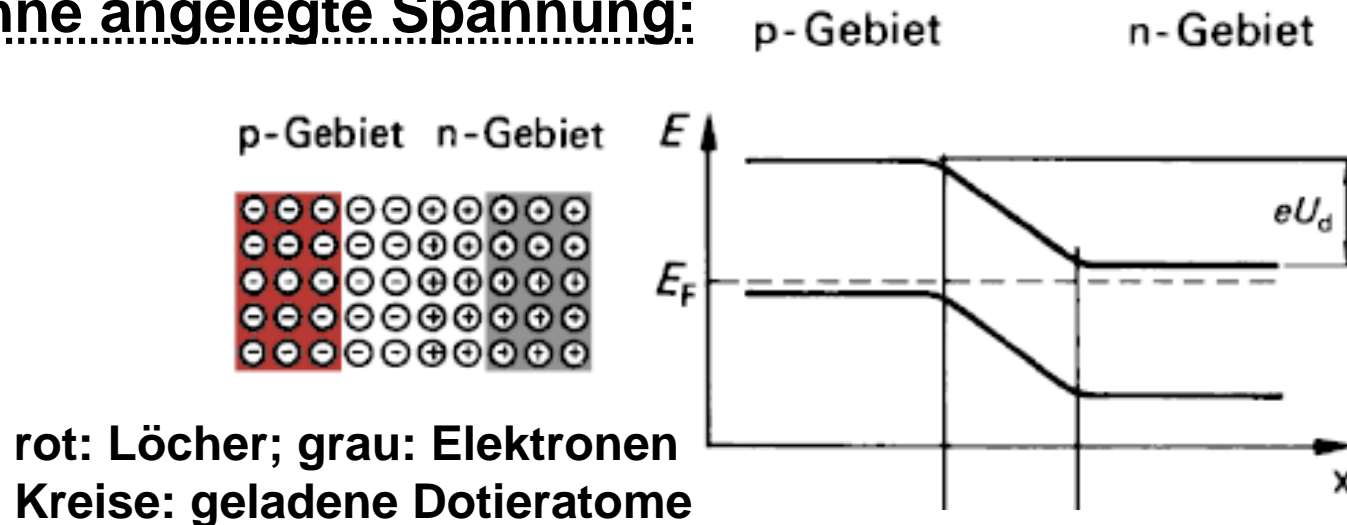
Es gilt allgemein: In einem Bauelement im thermodynamischen Gleichgewicht ist E_F konstant !

Somit erhält man für die Breite der Verarmungszone:

$$d = d_n + d_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0 U_d}{e} \frac{n_A + n_D}{n_A n_D}}$$

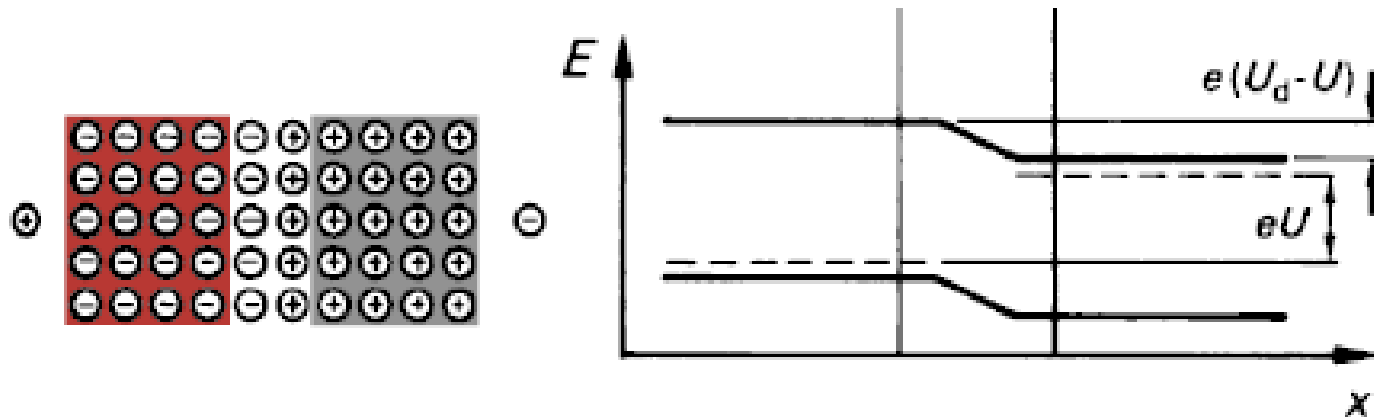
Strom durch den pn-Übergang:

Ohne angelegte Spannung:



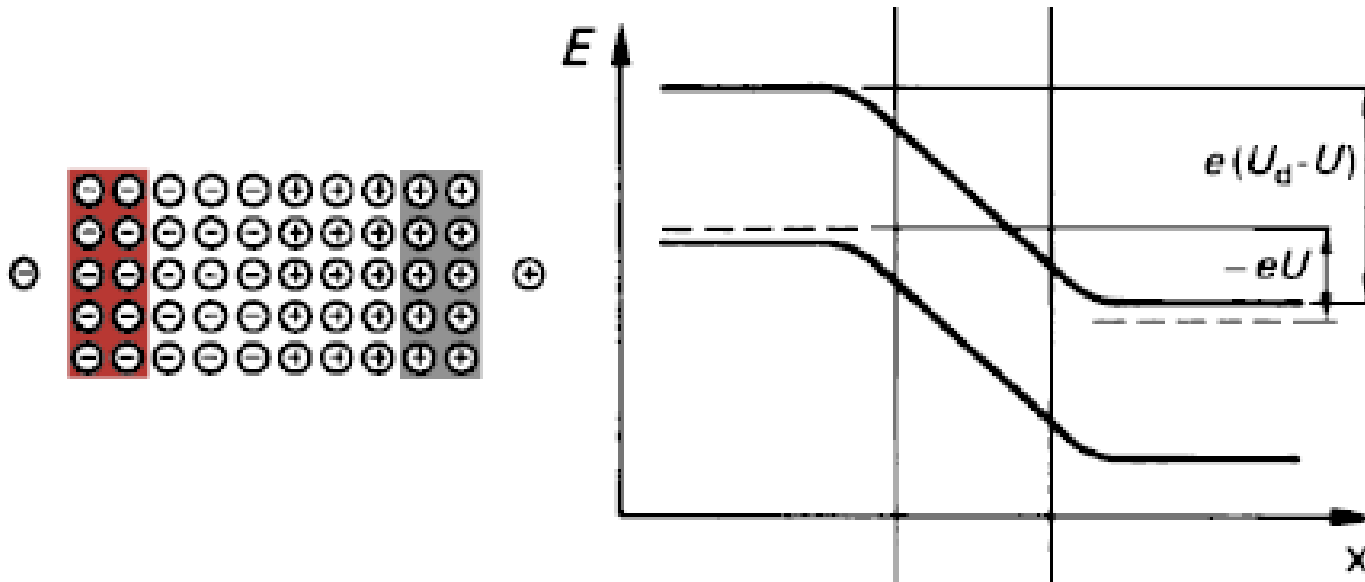
Kein Netto-Stromfluss: Diffusionsstrom aufgrund der Konzentrationsgradienten und Driftstrom aufgrund der Felder in der Verarmungszone halten sich die Waage

Polung in Vorwärtsrichtung:



- **Potentialsprung über Verarmungszone verkleinert**
- **Verarmungszone verkleinert**
- **Driftstrom reduziert**
- **Verstärkte Diffusion und Minoritätsladungsträgerinjektion**
= Injektion von Elektronen in p-Halbleiter und von Löchern in n-Halbleiter
- **→ Stromfluss + Rekombinationsprozesse (wichtig z.B. für LED !)**

Polung in Sperrrichtung:



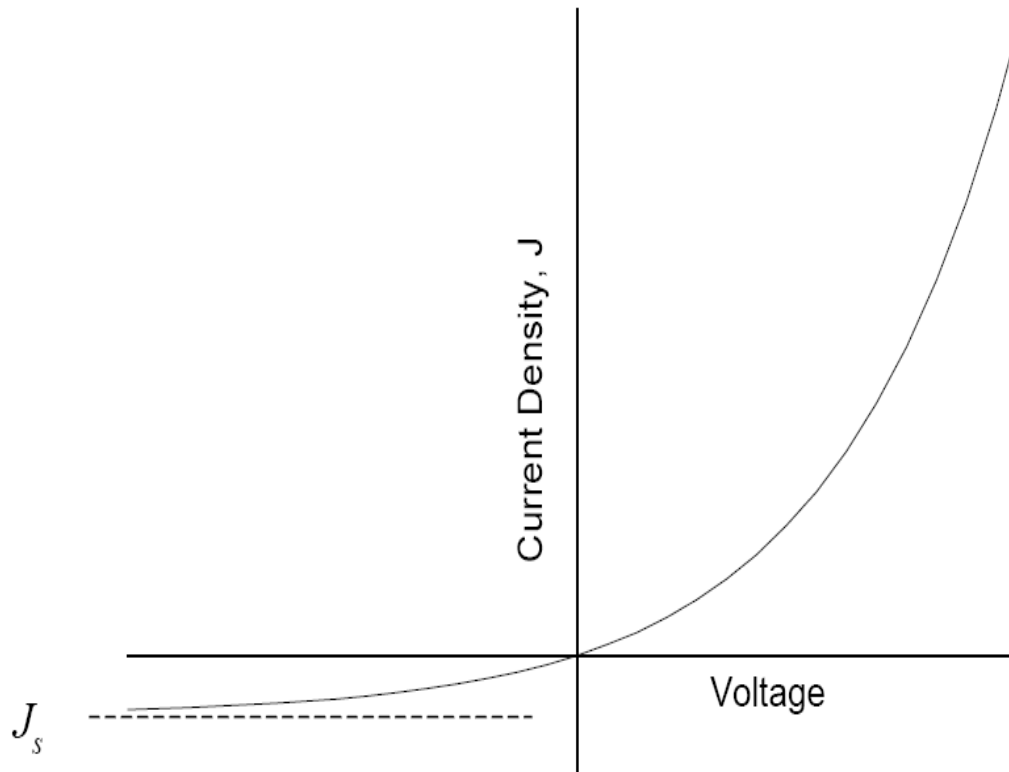
- Potentialsprung über Verarmungszone vergrößert
- Verarmungszone vergrößert
- Diffusionsstrom reduziert
- Es fließt der sehr kleine **Sättigungsstrom**

Idealisierte Kennlinie:

**Shockley
Gleichung**

$$I = I_S \left(e^{\frac{eU}{k_B T}} - 1 \right) \quad \text{mit} \quad I_S \propto e^{\frac{-E_G}{k_B T}}$$

I_S ... **Sättigungsstrom** (1 nA für Si, 1 μ A für Ge)



Typische Kennlinien

Durchbruch in Sperrichtung bei hohen Feldern:

- **Zener Effekt** (Tunneln)
- **Lawineneffekt** (Elektronen haben genug Energie um bei Stoß neue Elektron-Loch Paare anzuregen)

