

Polprevodniški detektorji

- Lastnosti polprevodnikov
- Dioda p-i-n
- Stik kovina polprevodnik
- Merjenje energije
- Krajevno občutljivi detektorji
- Sevalne poškodbe v detektorjih

Literatura:

H. Spieler: Semiconductor Detector Systems

G. Lutz: Semiconductor Radiation Detectors

S.M. Sze: Physics of Semiconductor Devices

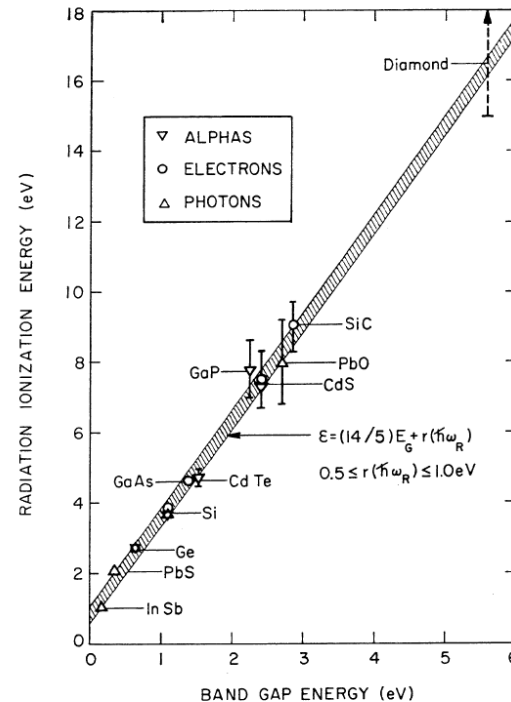
Glenn F. Knoll: Radiation Detection and Measurement

W.R.Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments

<http://www-f9.ijs.si/~cindro/polprevodniki/>

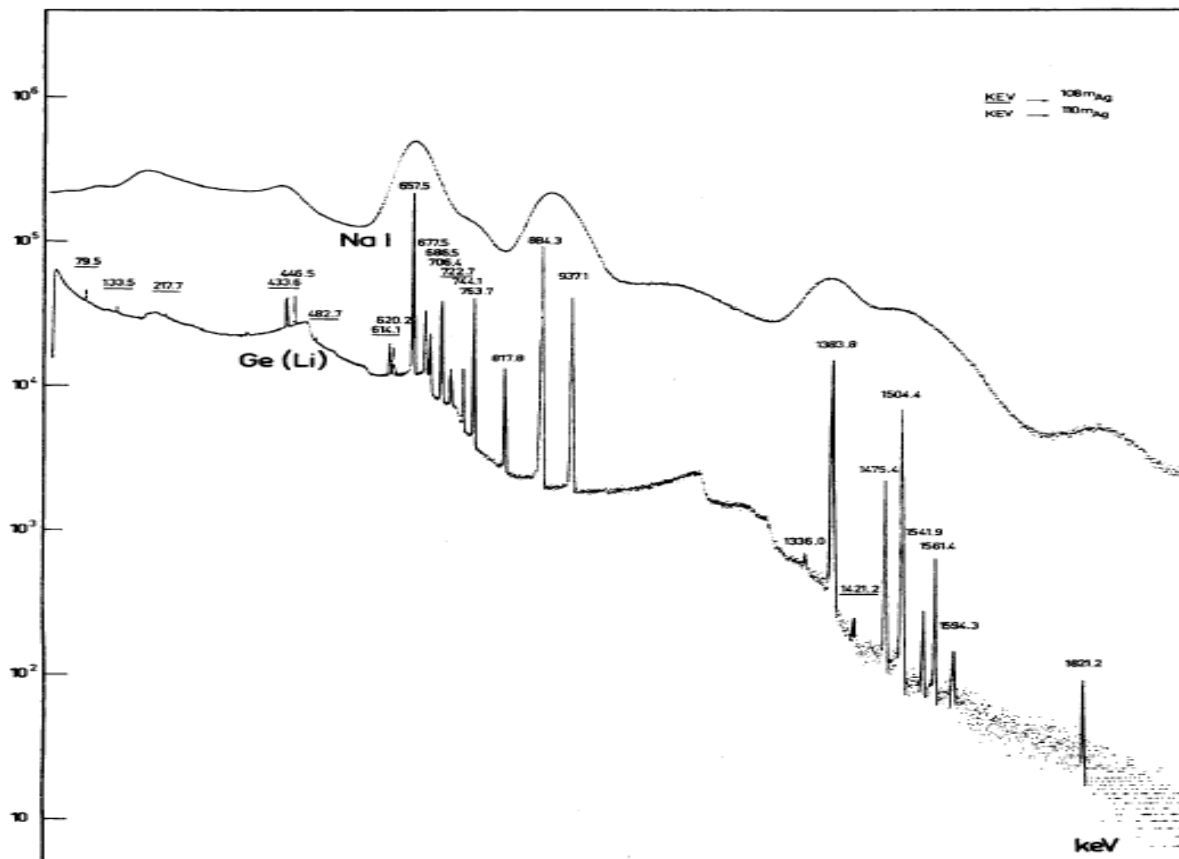
Zakaj polprevodniki?

- **Energijska ločljivost** detektorjev odvisna od statističnih fluktuacij števila gibljivih nosilcev naboja, ki nastanejo pri detekciji delca.
- Majhna energija potrebna za tvorbo gibljivih nosilcev naboja, ki jih detektiramo → dobra energijskaločljivost
- V plinskem detektorju je potrebno za tvorbo prostega elektrona nekaj 10eV, v scintilatorju pa od nekaj 10 do nekaj 100 eV (za tvorbo fotona).
- ~ 1000x večja gostota kot pri plinih $\frac{dE}{dx} \propto \rho$
- Možna izdelava struktur na detektorjih – **dobra krajevna ločljivost**



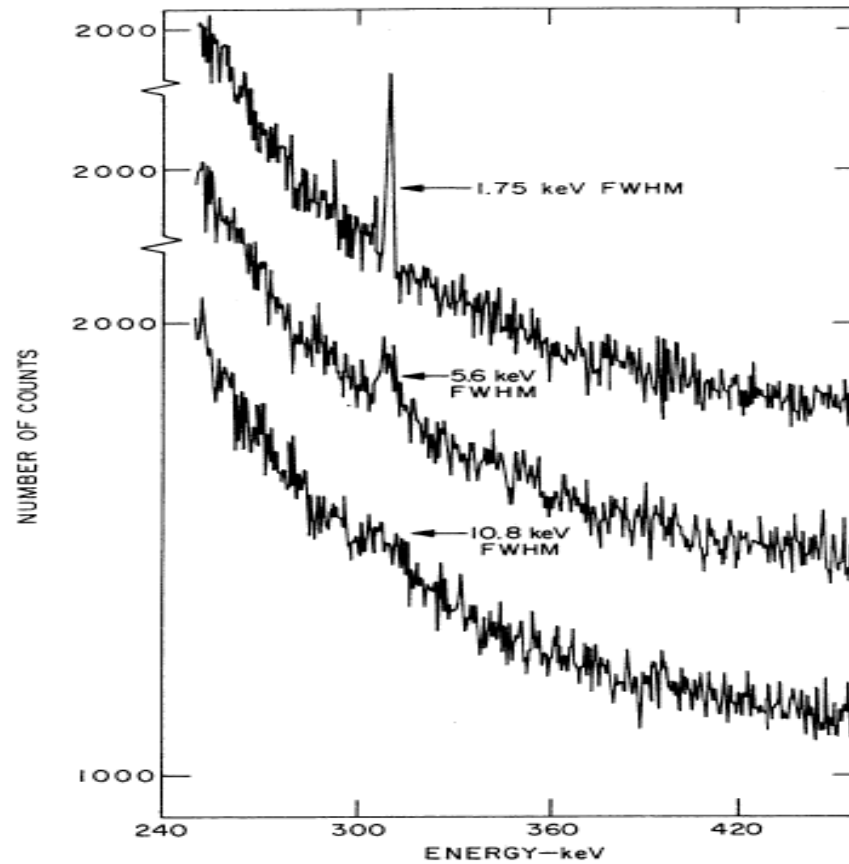
C.A. Klein, J. Applied Physics 39 (1968) 2029

Primerjava: spekter izmerjen z Ge (polprevodniški) in NaJ (scintilacijski) detektorjem



(J.Cl. Philippot, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-17/3 (1970) 446)

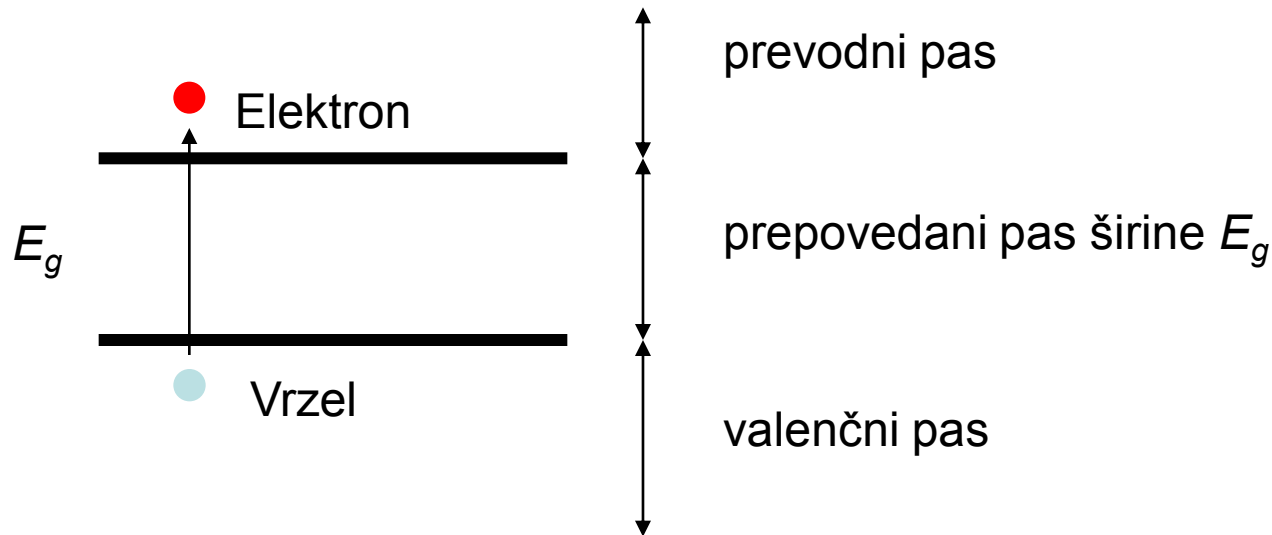
Dobra energijska ločljivost → lažje ločevanje signala od ozadja



G.A. Armantrout *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19/1 (1972) 107

Princip delovanja:

Polprevodniški detektor deluje kot ionizacijska celica. Delec, ki ga detektiramo, povzroči nastanek gibljivega para elektron – vrzel z vzbujanjem elektrona iz valenčnega pasu:



Hitrost gibanja (driftanja) v električnem polju:

μ gibljivost

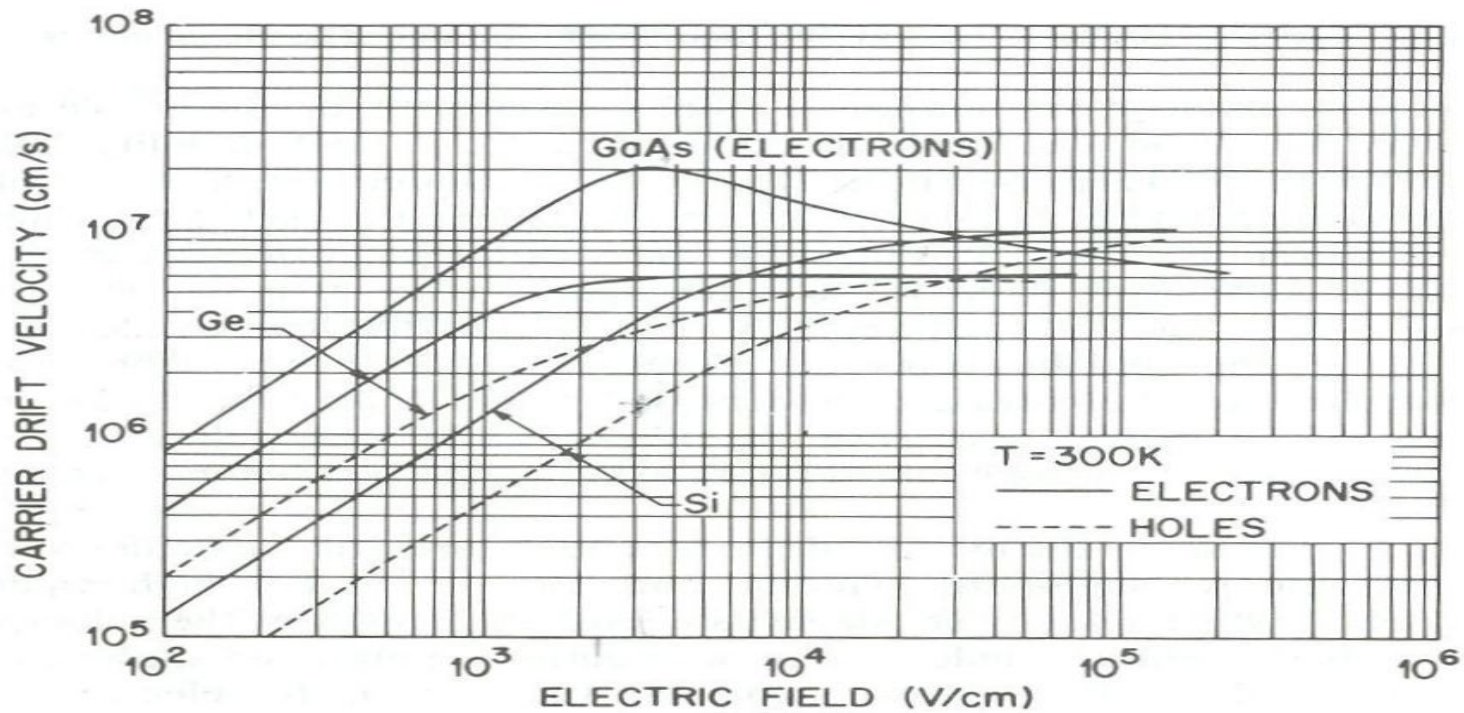
$$\mu \propto T^{-m}$$

m odvisen od materiala

Si m = 2.5 za elektrone

m = 2.7 za vrzeli

↓ 1V/ μ m



← 100 μ m/ns

Lastnosti polprevodnikov

	ρ [kg dm ⁻³]	ϵ	E_g [eV]	μ_e [cm ² V ⁻¹ s ⁻¹]	μ_h [cm ² V ⁻¹ s ⁻¹]
Si	3.51	11.9	1.12	1500	450
Ge	5.32	16	0.66	3900	1900
C	3.51	5.7	5.47	4500	3800
GaAs	5.32	13.1	1.42	8500	400
SiC	3.1	9.7	3.26	700	
GaN	6.1	9.0	3.49	2000	
CdTe	6.06		1.7	1200	50

Čisti polprevodnik (brez primesi - intrinsic)

n - koncentracija prevodnih elektronov

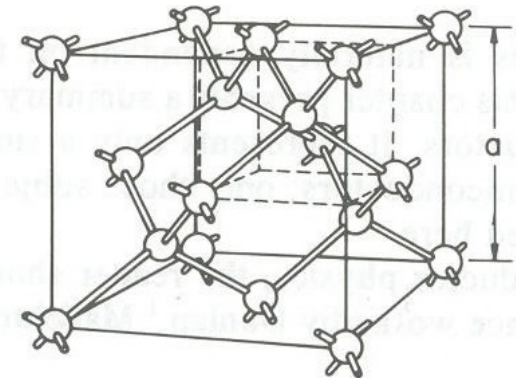
p - koncentracija vrzeli

$N(E)$ gostota stanj

$$n = \int_{E_c}^{E_t} N(E) F(E) dE$$

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}$$

E_F Fermijeva energija, E_t vrh prevodnega pasu



DIAMOND
(C, Ge, Si, etc)

Čisti polprevodnik \implies n=p

Fermi-Diracova porazdelitev

Nevtralnost \implies

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3kT}{4} \ln\left(\frac{m_h}{m_e}\right)$$

razmerje efektivnih mas vrzeli in elektronov

$$n = N_c \times \exp\left(-\frac{(E_c - E_F)}{kT}\right)$$

$$p = N_v \times \exp\left(-\frac{(E_F - E_v)}{kT}\right)$$

$$n \times p = n_i^2 = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$$

Efektivna gostota stanj v prevodnem in valenčnem pasu

$$n_i \propto T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$$

n_i gostota števila prostih nosilcev naboja v čistem polprevodniku (enaka za elektrone in vrzeli)

pri sobni temperaturi:

$$n_i = 1.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} [\text{Si}]$$

$$n_i = 2.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} [\text{Ge}]$$

E_c energija dna prevodnega
 E_v energija vrha valenčnega pasu
 $E_g = E_c - E_v$ širina prepovedanega pasu

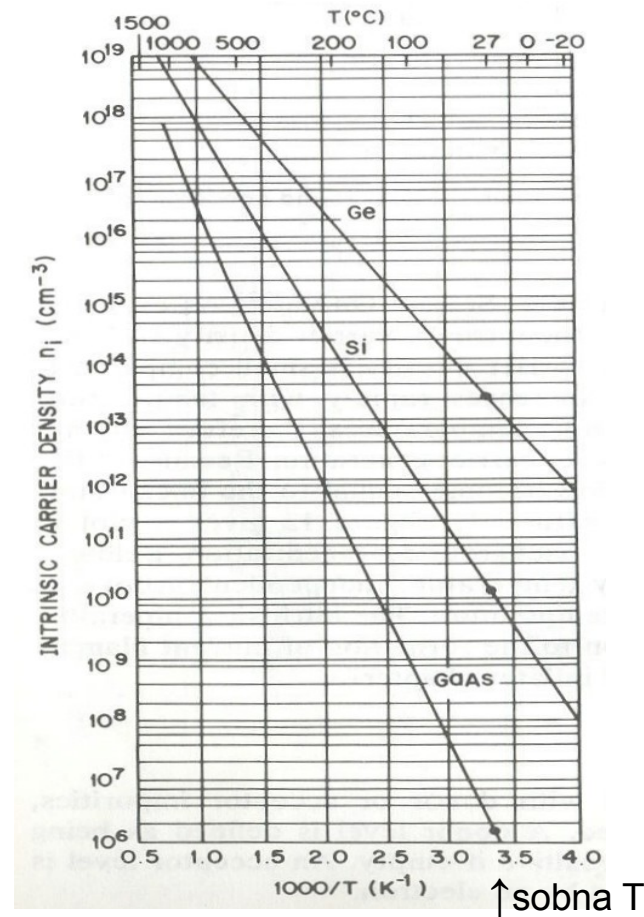


Fig. 11 Intrinsic carrier densities of Ge, Si, and GaAs as a function of reciprocal temperature. (After Thurmond, Ref. 20.)

Lastnosti polprevodnikov spremenimo, če jim dodamo nečistoče

- **Donorski nivoji** → nevtralni, če so zasedeni
nabiti + če niso zasedeni
- **Akceptorski nivoji** → nevtralni, če niso zasedeni
nabiti -, če so zasedeni

Plitvi akceptorji – blizu valenčnega pasu (npr. tri valentni atomi v Si – primer B, Al)

Plitvi donorji – blizu prevodnega pasu (npr. pet valentni atomi v Si – primer P, As)

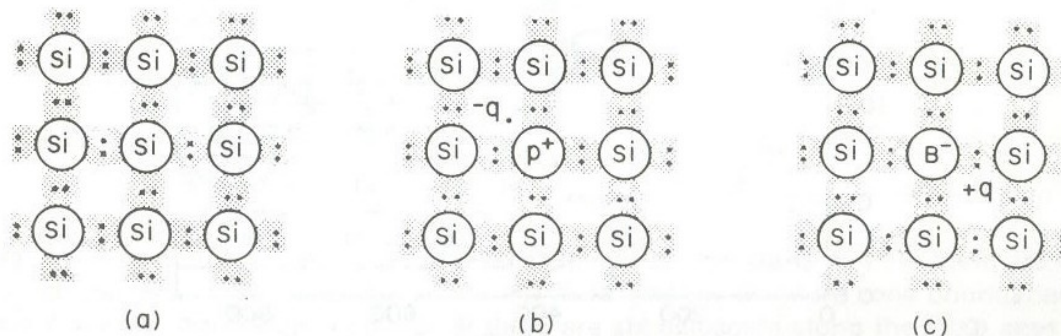


Fig. 9 Three basic bond pictures of a semiconductor. (a) Intrinsic Si with negligible impurities. (b) *n*-type Si with donor (phosphorus). (c) *p*-type Si with acceptor (boron).

n-tip polprevodnika, če dodani donorji

p-tip polprevodnika, če so dodani akceptorji

Vežalna energija plitvega donorja je zmanjšana zaradi manjše efektivne mase in dielektričnosti

$$\text{za Si} \quad \frac{13.6eV \cdot \frac{m_{eff}}{m_0}}{\varepsilon^2} \approx 0.025eV$$

V večini primerov lahko privzamemo, da so vsi plitvi donorji (akceptorji) ionizirani, saj so daleč od Fermijevega nivoja.

Neutrlnost:

$$n + N_A = p + N_D$$

Zato se v polprevodniku s primesmi Fermijev nivo premakne:

$$E_F - E_i = kT \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right) \quad \text{če } N_D \gg N_A, \text{ } n \text{ tip polprevodnika}$$

$$E_i - E_F = kT \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad \text{če } N_A \gg N_D, \text{ } p \text{ tip polprevodnika}$$

Lastnosti polprevodnikov, ki so mu dodane nečistoče

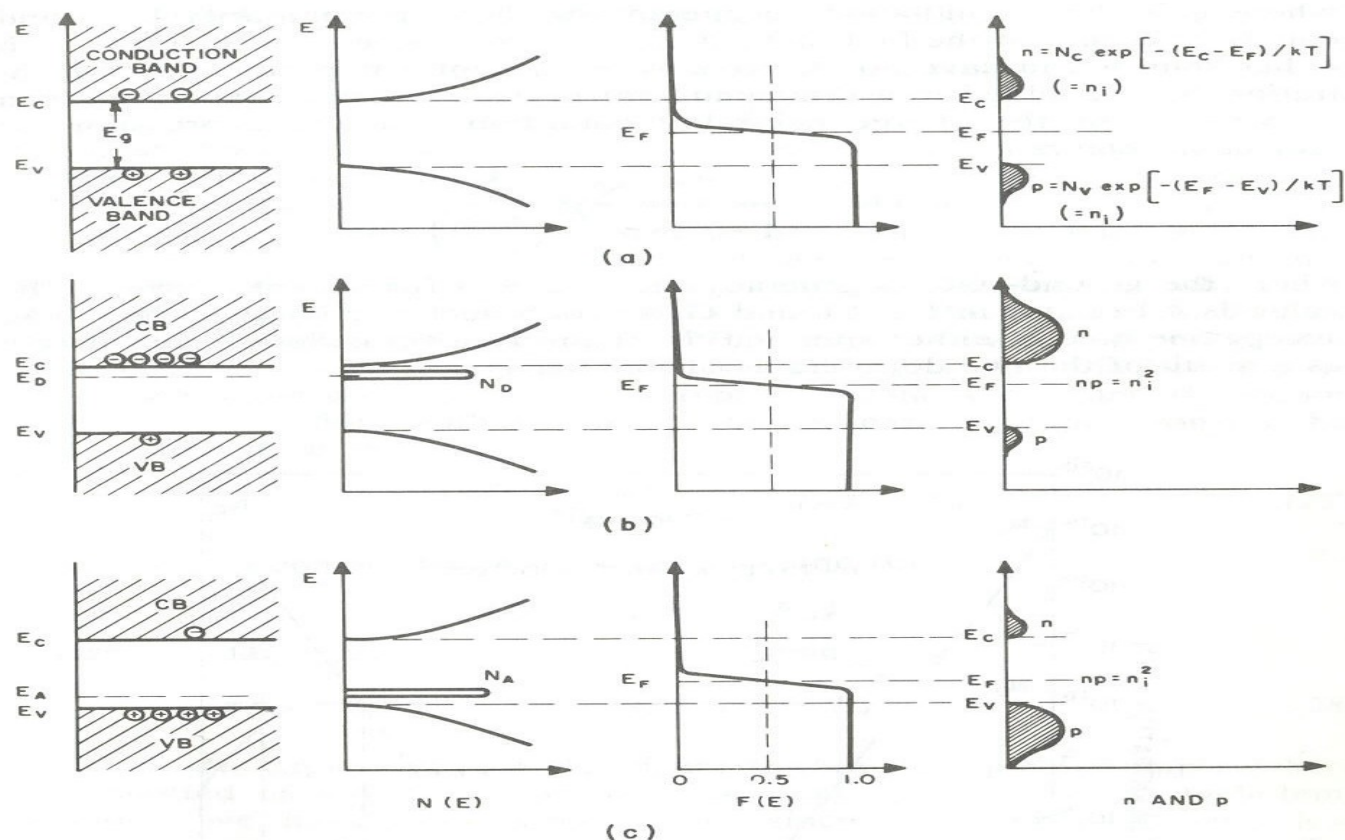


Fig. 14 Schematic band diagram, density of states, Fermi-Dirac distribution, and the carrier concentrations for (a) intrinsic, (b) n-type, and (c) p-type semiconductors at thermal equilibrium. Note that $pn = n_i^2$ for all three cases.

Upornost polprevodnikov

$$v_d = \mu \times E$$

gibanje naboja v električnem polju E , μ gibljivost

$$j = \sigma \times E = \frac{E}{\rho} = e_0 \cdot v_{d_e} \cdot n + e_0 \cdot v_{d_h} \cdot p$$

$$\rho = \frac{1}{e_0(\mu_e n + \mu_h p)} \text{ specifična upornost}$$

pri sobni temperaturi, čisti polprevodnik

$$\rho_{Si} = 230 \text{ k}\Omega\text{cm}$$

$$\rho_{Ge} = 47 \Omega\text{cm}$$

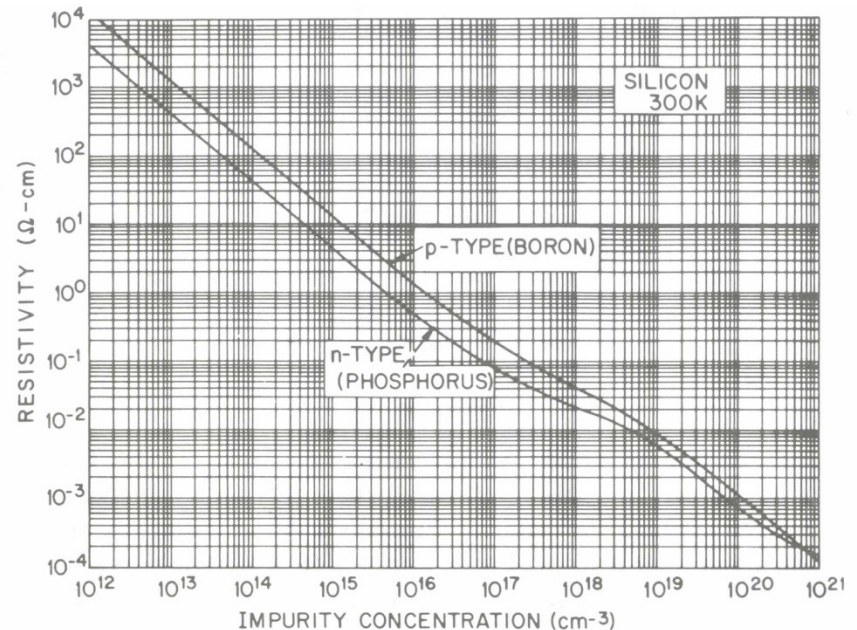
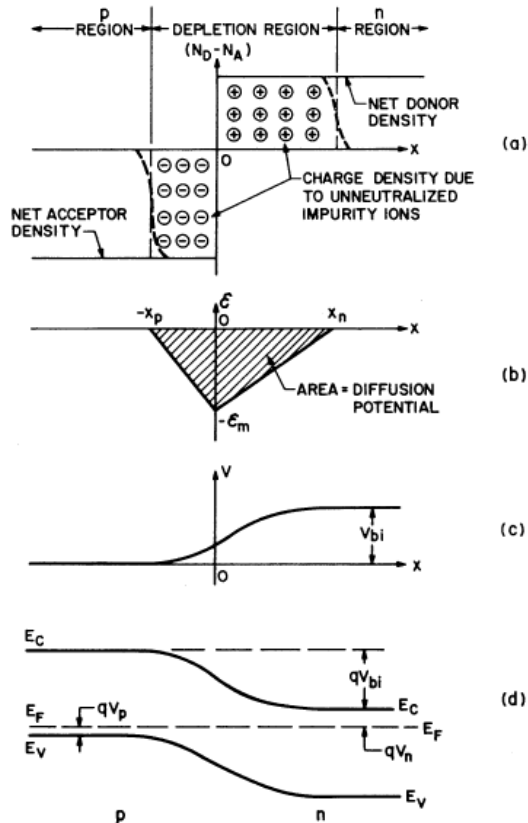


Fig. 21 Resistivity versus impurity concentration for silicon at 300 K. (After Beadle, Plummer, and Tsai, Ref. 38.)

Struktura p-n



(from Sze, *Physics of Semiconductor Devices*)

Zaradi neenakomerne koncentracije elektronov in vrzeli dobimo difuzijo elektronov proti strani p in vrzeli proti strani n

na stiku nastane električno polje

Razlika potencialov
$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}$$

V_{bi} = built in voltage, reda velikosti 0.6V v Si

K signalu prispevajo samo naboji, ki jih vpadni delec tvori v področju z električnim poljem

Zunanja napetost V_{bias}

- če povečuje potencialno bariero, se osiromašeno področje večja, večji aktivni volumen detektorja – napetost v **zaporni smeri**
- če zmanjšuje potencialno bariero, manjši aktivni volumen, velik tok, napetost v prevodni smeri.

Višina potencialne bariere: $V_B = V_{bias} + V_{bi}$

Kako veliko je osiromašeno področje ($x_p + x_n$)?

Nevtralnost:

$$N_a x_p = N_d x_n$$

Za električno polje velja Poissonova enačba:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho_e}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{e_0 N_{a,d}}{\epsilon\epsilon_0}$$

$$\frac{dV}{dx} = E(x) = \begin{cases} -\frac{e_0 N_d}{\epsilon\epsilon_0} (x - x_n) & 0 \leq x \leq x_n \\ \frac{e_0 N_a}{\epsilon\epsilon_0} (x + x_p) & -x_p \leq x \leq 0 \end{cases}$$

Električno polje je linearno,
Potencial pa kvadratičen

$$x_n = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 V_{bias}}{e_0 N_d (1 + N_d / N_a)} \right)^{1/2}$$

$$x_p = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 V_{bias}}{e_0 N_a (1 + N_a / N_d)} \right)^{1/2}$$

$$d = x_n + x_p = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 V_{bias}}{e_0} \frac{(N_a + N_d)}{N_a + N_d} \right)^{1/2}$$

$$\text{primer : } N_a \geq N_d \Rightarrow d \approx x_n \approx \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 V_{bias}}{e_0 N_d} \right)^{1/2}$$

Narašča kot $V_{bias}^{1/2}$

izraženo s spec. upornostjo ρ :

$$d \approx (2\varepsilon\varepsilon_0 \rho \mu V_{bias})^{1/2}$$

Primer: silicij

$$d = \begin{cases} 0.53(\rho_n V_{bias})^{1/2} \mu\text{ m} & \text{n - tip} \\ 0.32(\rho_p V_{bias})^{1/2} \mu\text{ m} & \text{p - tip} \end{cases}$$

če $\rho=20000\text{k}\Omega\text{cm}$ in
 $V_{bias}=1\text{ V} \rightarrow d\sim 75\mu\text{m}$

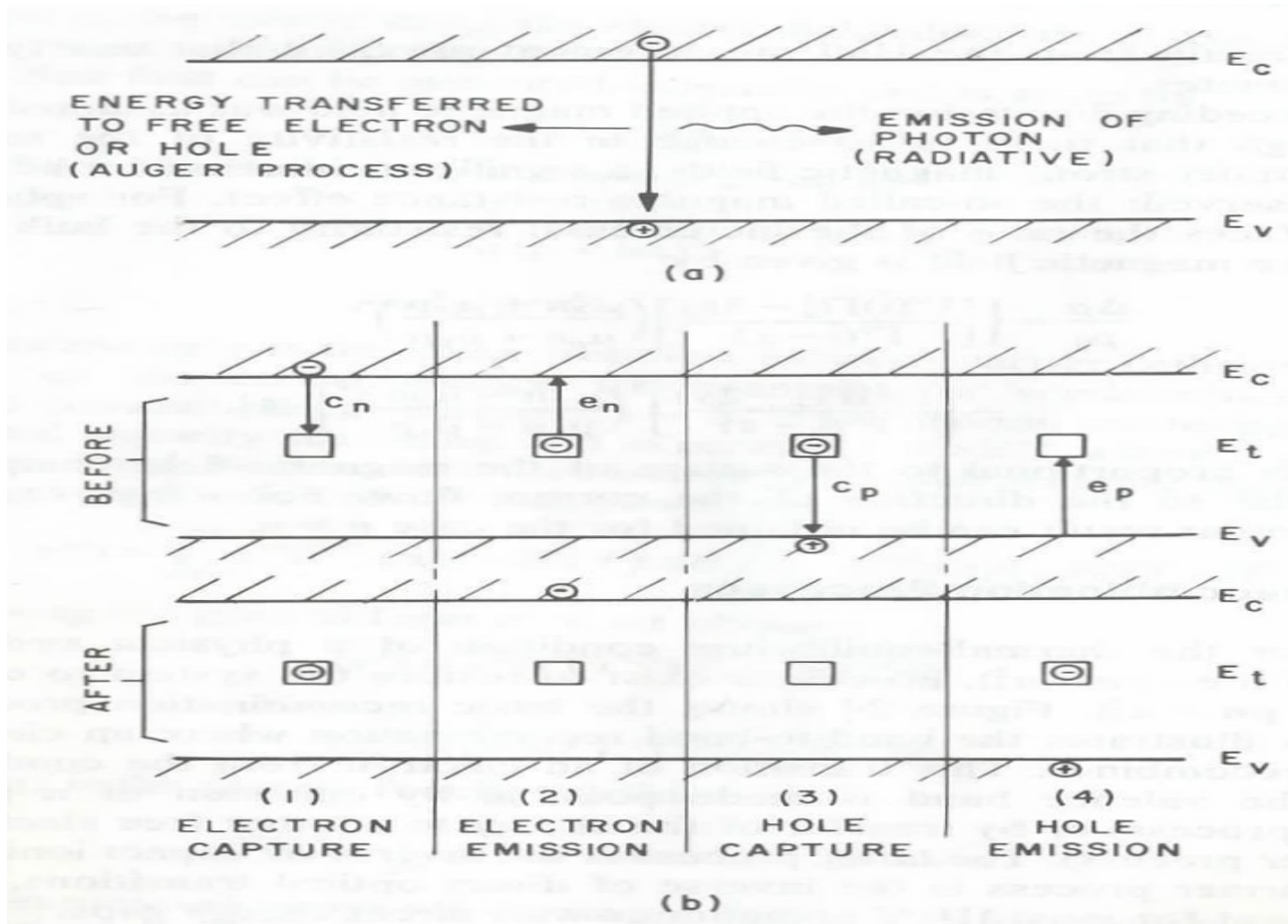
Mrtvi tok

Tok ki steče v zaporni smeri

Difuzijski tok:

- difuzija manjšinjskih nosilcev v področje z električnim poljem
- Tok večinskih nosilcev z dovolj veliko termično energijo, da premagajo potencialno bariero

Generacijski tok: generacija gibljivih nosilcev s termično ekscitacijo v osiromašeni plasti



Electron-hole pair generation 4+2

Verjetnost za eksitacijo se močno poveča, če imamo vmesne nivoje
Puščica označuje prehode elektronov!

Generacijski tok v osiromašeni plati:

zaradi majhne koncentracije prostih nosilcev
lahko zajetje zanemarimo

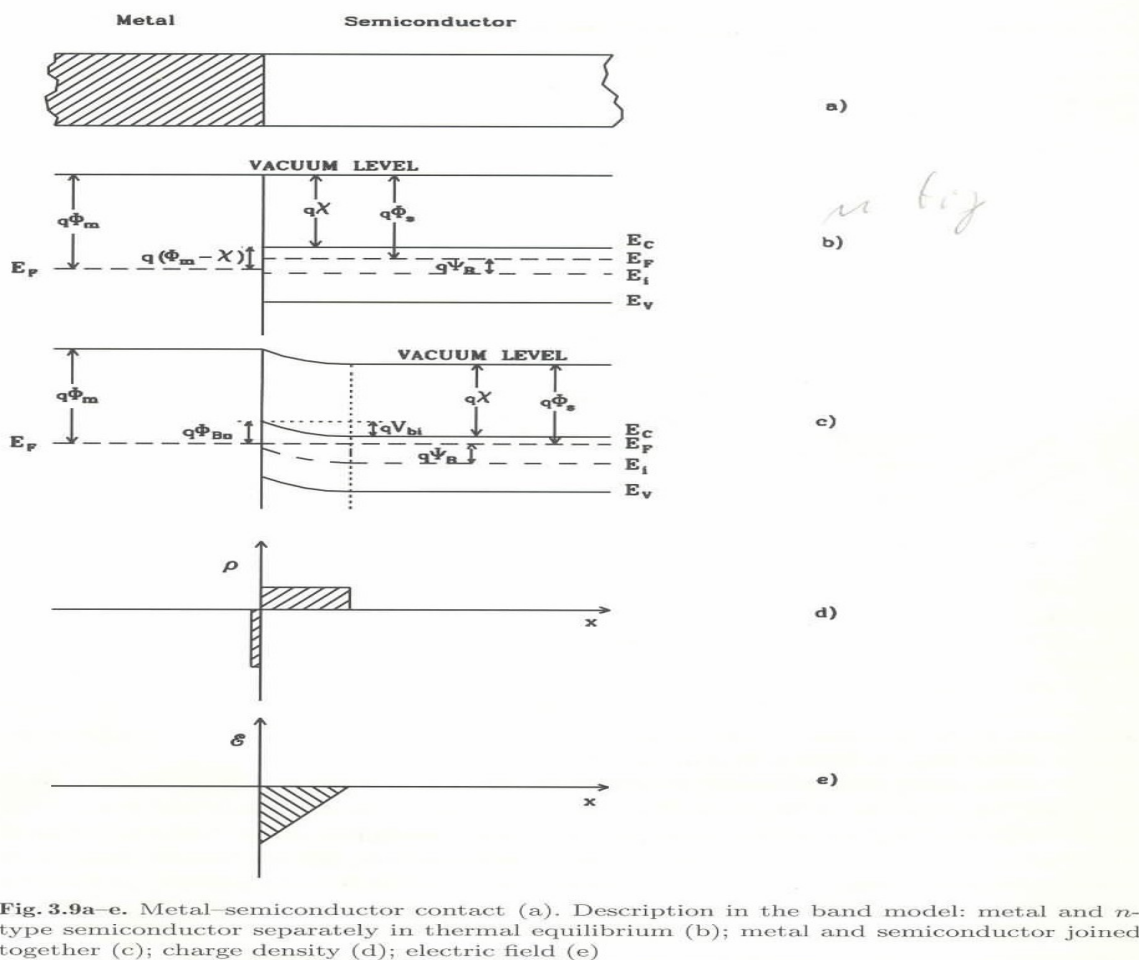
$$j_{gen} \propto N_t T^2 \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad N_t \text{ koncentracija pasti}$$

→ višja T – višji generacijski tok

→ večja širina prepovedanega pasu E_g , manjši je generacijski tok

Posledica: nekatere detektorje je treba hladiti (germanijeve, obsevane silicijeve)

Stik kovina polprevodnik (Schottky bariera)



a)

b)

c)

d)

e)

n tip polprevodnika

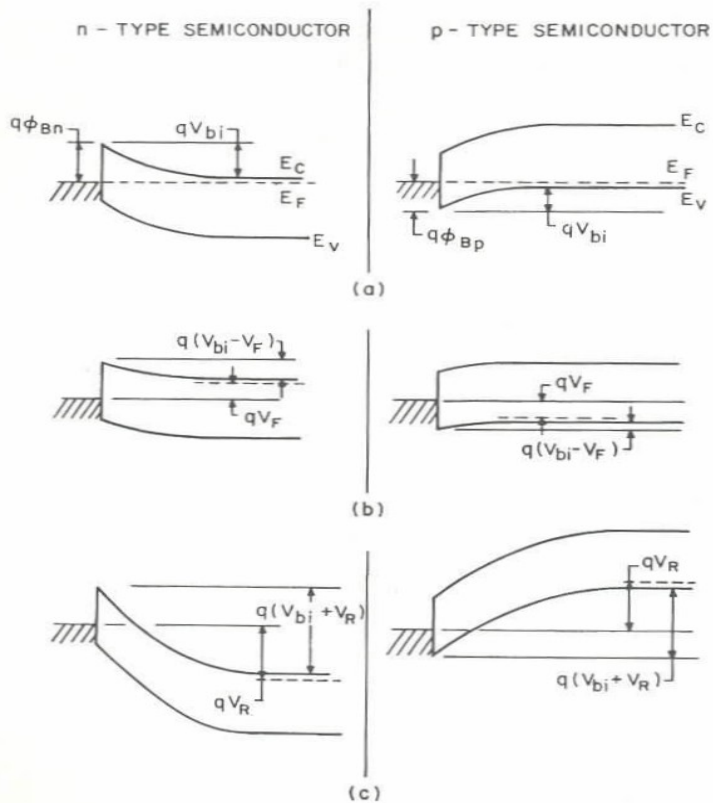
X elektronska afiniteta

Φ izstopno delo

Predpostavka $\Phi_m > \Phi_s$

$$V_{bi} = \Phi_m - \Phi_s$$

$$\Phi_{Ba} = (\Phi_m - \chi)$$



Brez zunanje napetosti

Napetost v prevodni smeri

Napetost v zaporni smeri

Fig. 3.10a-c. Energy band diagram for metal-*n*-type and *p*-type semiconductor junction: in thermal equilibrium (a); with forward bias (b); with reverse bias (c). (After Sze 1985, p. 164 Fig. 4)

OHMSKI KONTAKT: visoka koncentracija nečistoč → tanka bariera → tuneliranje

Izdelava polprevodniških detektorjev

1. Izdelava monokristala v obliki valja:
 - metoda Czochralski (Cz)

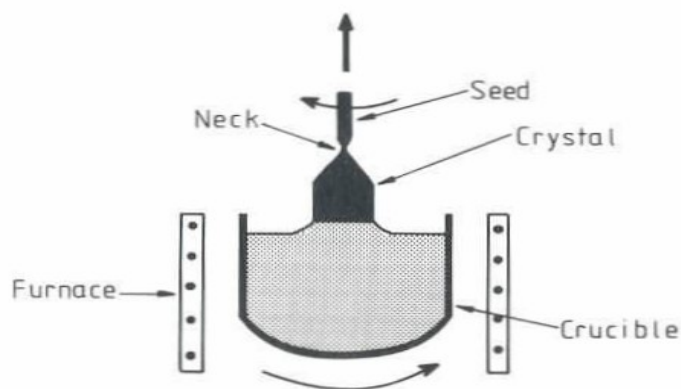
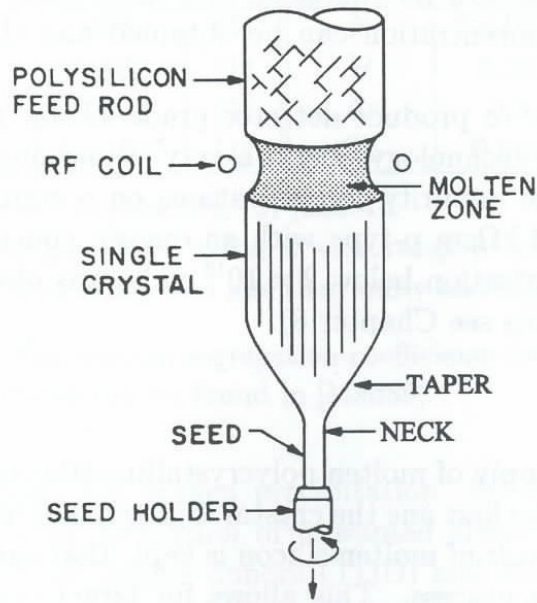


Figure 3.4 A schematic illustration of the basic features of a Czochralski crystal growth process.

Tekoči silicij je v kontaktu s posodo – večja koncentracija nečistoč

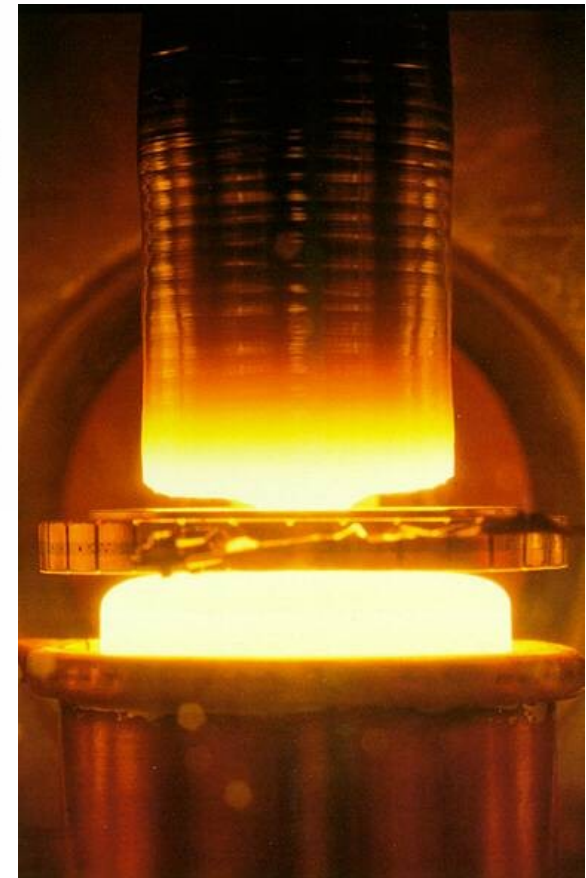
Metoda float zone:

Tekoči polprevodnik
ni v stiku s stenami posode –
Večja čistoča kristalov



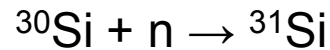
<http://www.memc.com/co-as-process-animation.asp>

Figure 2.2: Schematic setup for the Float zone (FZ) process (after [Sze85]).



Dodajanje nečistoč (primesi):

- pri rasti kristala iz plina
- neutron transmutation doping



Upornosti do 100kΩ

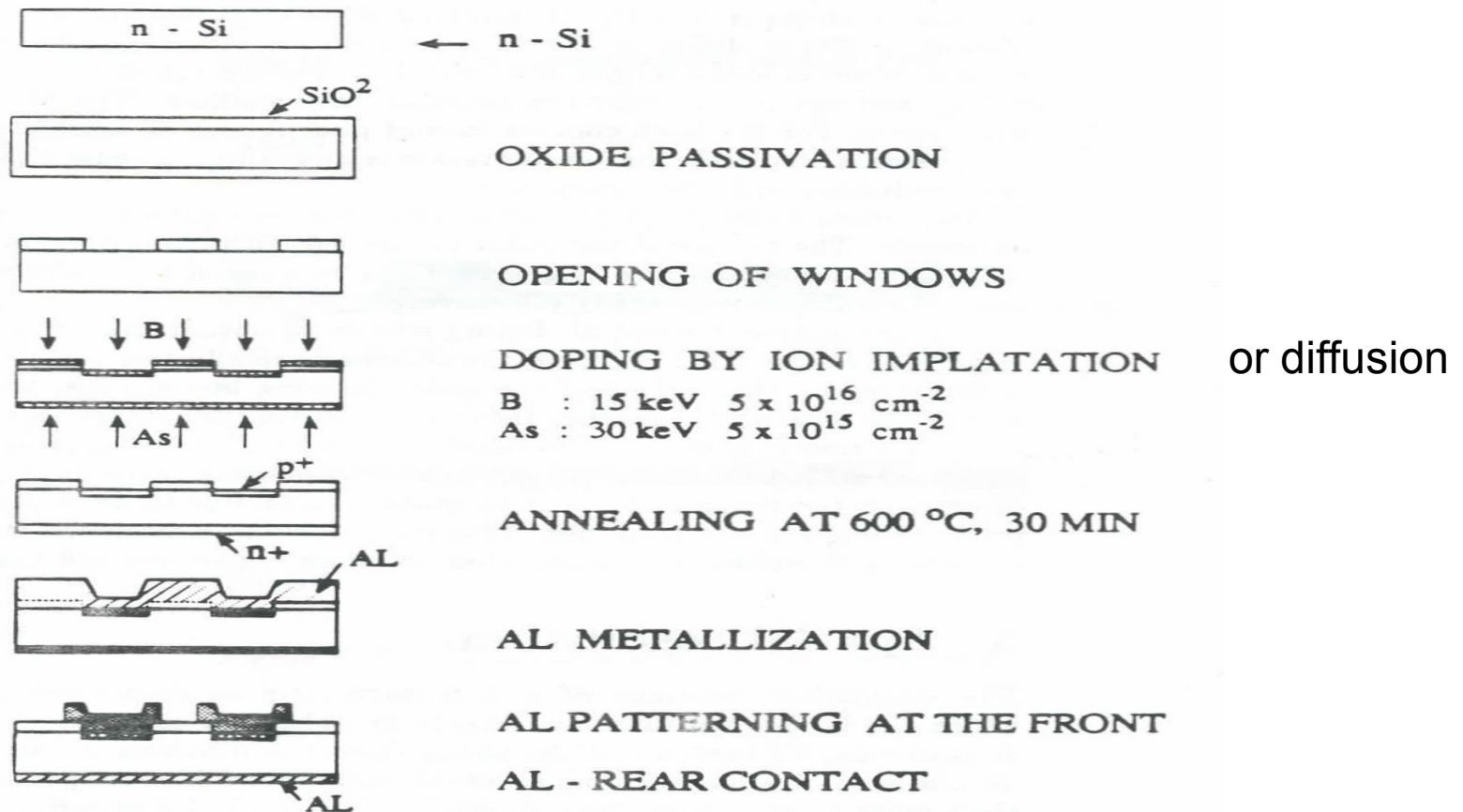


Figure 7: The planar process for detector fabrication (from reference [24]).

Fotolitografski postopek

Nastanek signala v detektorjih

1. interakcija delcev s snovjo
(nastanek parov elektron –vrzel)
2. Gibanje nabojev v električnem polju povzroči induciran tok v elektrodah (signal)

Interakcija nabitih delcev:

Energijo pretežno zgubljajo s tvorbo parov elektron-vrzel:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \propto \rho \frac{Z}{A} \text{ za M.I.P. (minimum ionizing particle, } Z = 1)$$

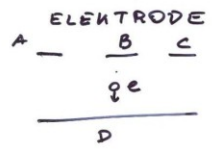
$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \approx 1.6 \frac{\text{MeV}}{\text{gcm}^{-2}} \quad \beta = \frac{v}{c} \approx 0.96$$

	dE / dx [MeV / cm]	Povprečno število parov/cm	ϵ (eV)
Si	3.87	$1.07 \cdot 10^6$	3.61
Ge	7.26	$2.44 \cdot 10^6$	2.98
C	3.95	$0.246 \cdot 10^6$	16
plin	~keV/cm	nekaj 100	~30
Scint.			~300-1000/f.e.

Si ~ povprečno 107 parov elektron-vrzel/ μm

RAMOU TEOREM:

premikanje naboja povzroči inducirani tok v elektrodah



$$i_B = e \cdot \vec{E}_w \cdot \vec{v}$$

\vec{E}_w uteženo polje

\vec{E}_w polje, ki ga dobimo, če elektrodo B dvignemo na potencial 1, ostale na potencialu 0

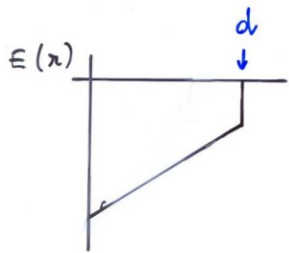
DIODA: homogen \vec{E}_w

PASOVI: nehomogen \vec{E}_w

$$\vec{v} = \mu \cdot \vec{E}(\vec{x})$$

DIODA p+n

v m so + ionizirani donorski atomi



d debelina

Absorpcija fotonov

- Fotoefekt

$$\sigma_{ph} \propto Z^5 \frac{1}{E_\gamma^{7/2}} \quad (E_K < E_\gamma < m_e c^2)$$

$$\sigma_{ph} \propto Z^5 \frac{1}{E_\gamma} \quad (E_\gamma \gg m_e c^2)$$

- Comptonov efekt

$$\sigma \propto Z$$

- Produkcija parov

$$\sigma \propto Z^2$$

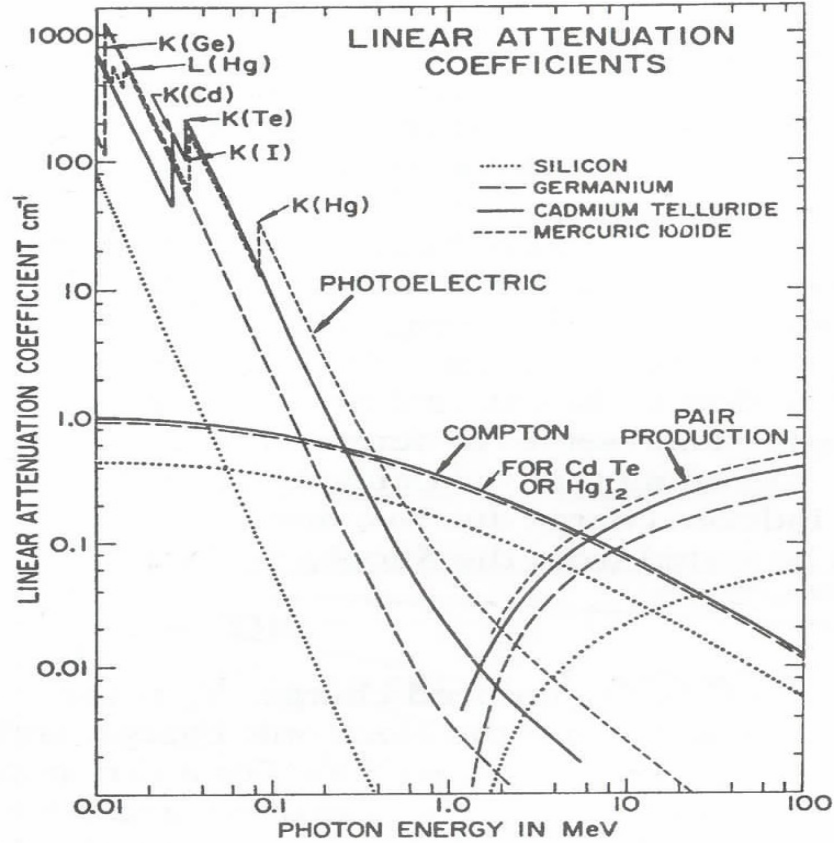


Figure 13.22 Photoelectric, Compton, and pair production linear attenuation coefficients for Si, Ge, CdTe, and HgI₂. K-shell absorption edges are shown. (From Malm.⁴⁶)

(b)

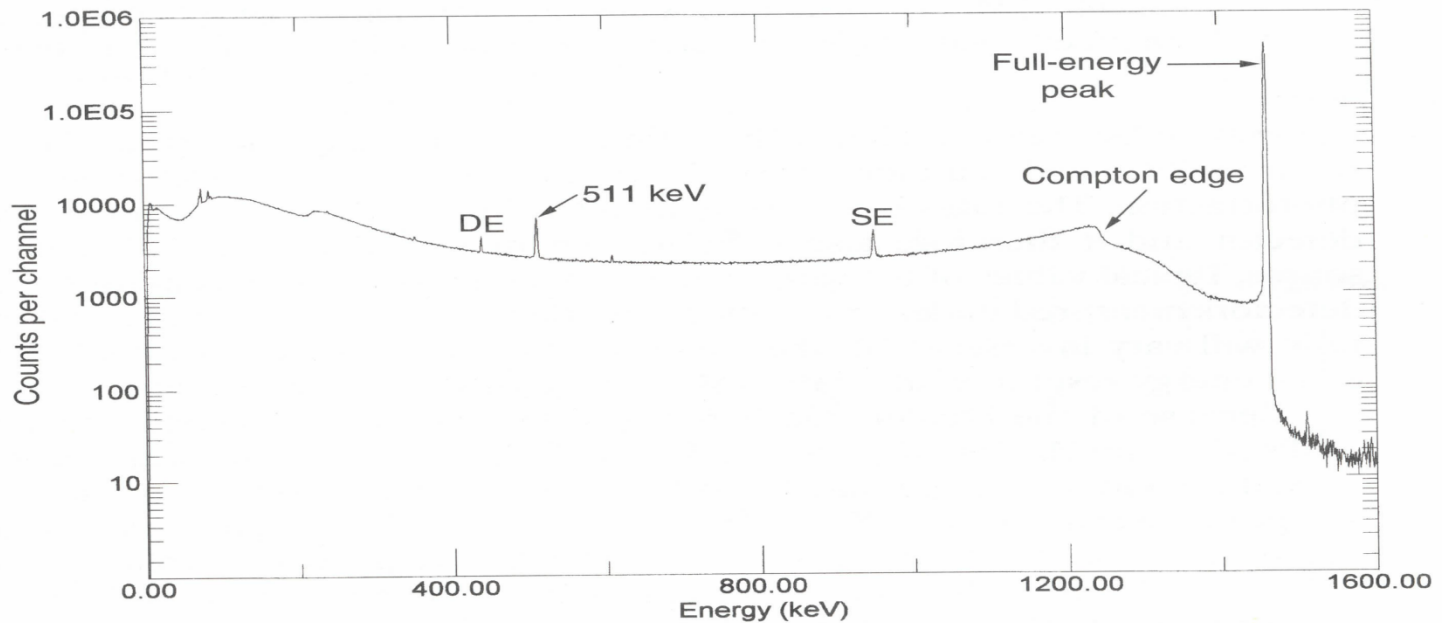


Figure 12.15 Pulse height spectra taken with a *p*-type HPGe detector with 110% relative efficiency, defined on p. 450. (Spectra courtesy R. Keyser, EG&G ORTEC, Oak Ridge, Tennessee.) (a) Spectrum recorded from 662 keV gamma rays emitted by a ^{137}Cs source showing the effects of photoelectric absorption and Compton scattering in the detector. In addition to the backscatter peak, Compton continuum, and full energy peak features, a small sum peak is evident from pulse pile-up (see Ch. 17), as well as a small peak from 1460 keV background gamma rays from ^{40}K . (b) Spectrum from 1460 keV background gamma rays emitted by ^{40}K that now shows the additional effects of pair production taking place in the detector and surrounding materials. Both single escape (SE) and double escape (DE) peaks can be seen, along with the peak at 511 keV due to annihilation radiation produced by pair production interactions in surrounding materials.

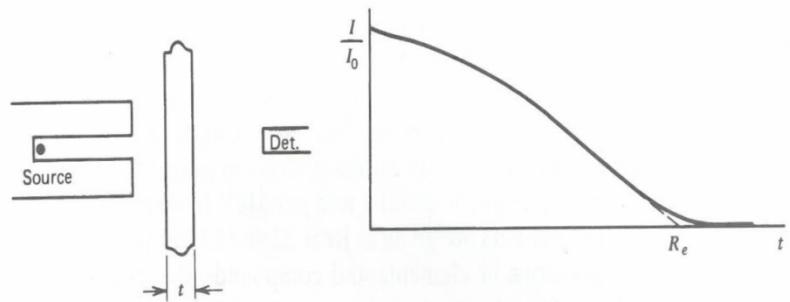


Figure 2.13 Transmission curve for monoenergetic electrons. R_e is the extrapolated range.

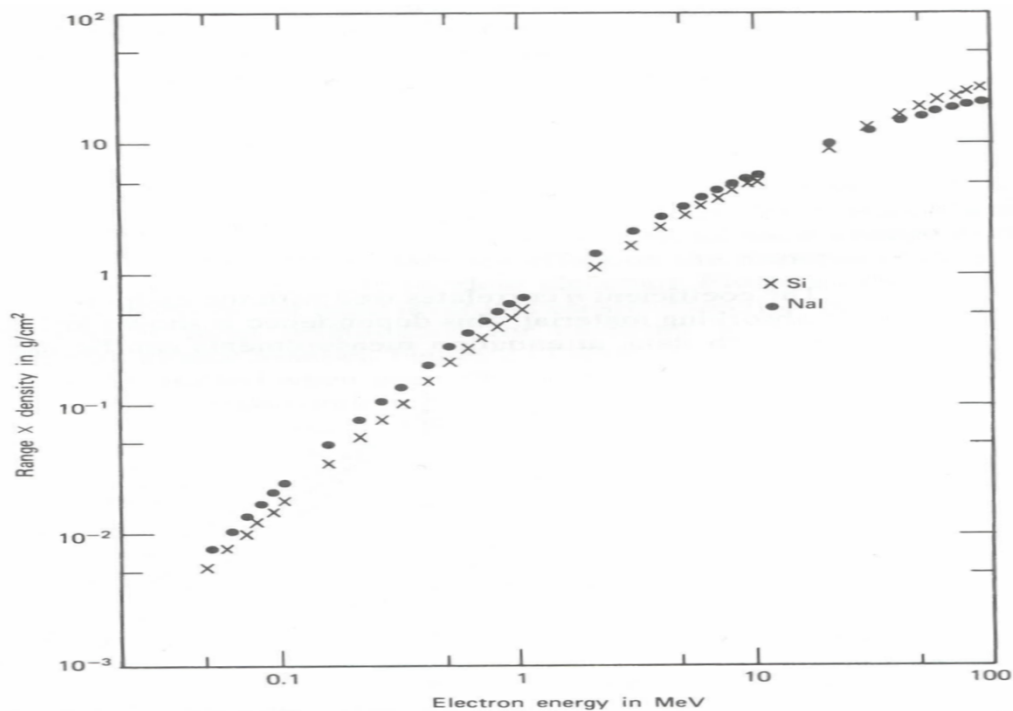


Figure 2.14 Range–energy plots for electrons in silicon and sodium iodide. If units of material thickness (distance \times density) are used for the range as shown, values at the same electron energy are similar even for materials with widely different physical properties or atom number. (Data from Mukoyama.²⁴)

Energijska ločljivost detektorjev

Je odvisna od statističnih fluktuacij števila nastalih parov elektron-vrzel:

Če se v detektorju absorbira **vsa** energija delca – E_0 (npr. foton se absorbira s fotoefektom, fotoelektron pa se ustavi v detektorju):

Povprečno število nastalih parov:

$$\bar{N}_i = \frac{E_0}{\epsilon_i}$$

$$\begin{aligned} \epsilon_i &\sim 3.6 \text{ eV za Si} \\ &\sim 2.98 \text{ eV za Ge} \end{aligned}$$

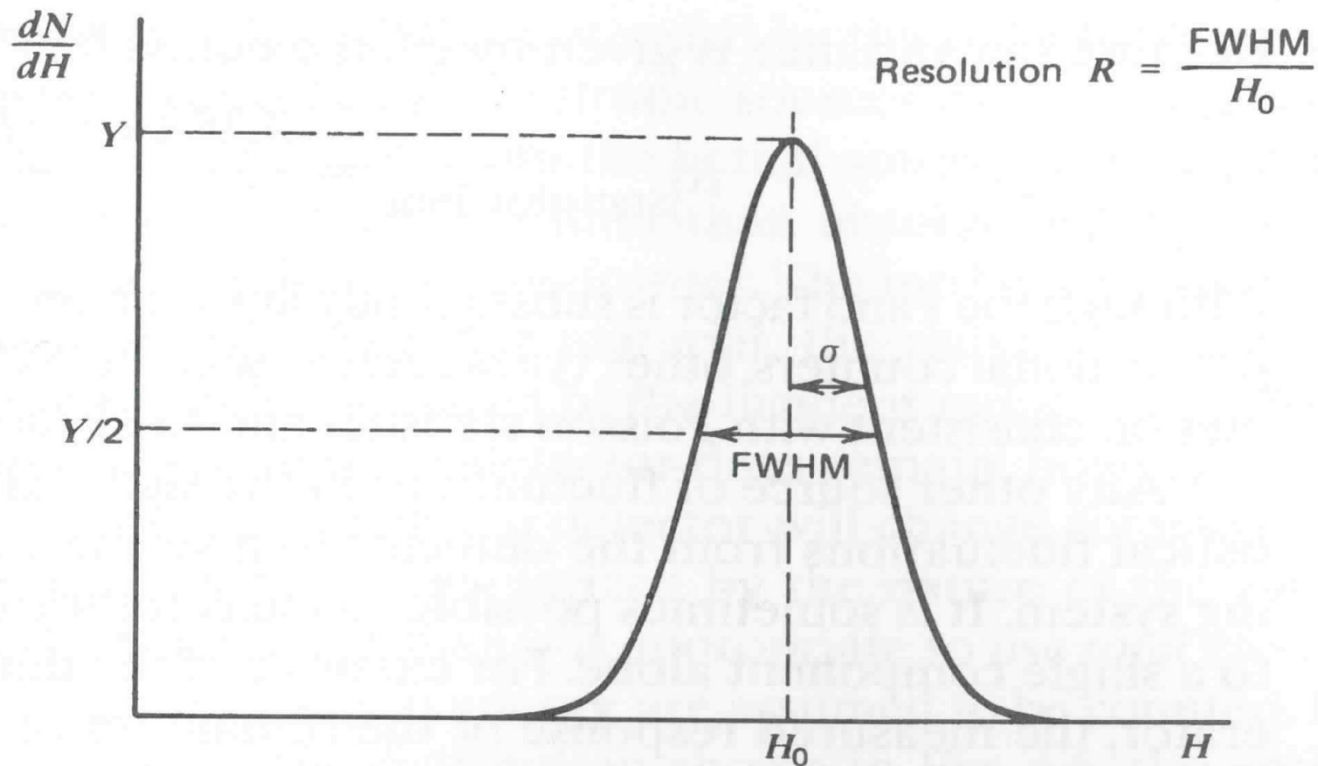


Figure 4.5 Definition of detector resolution. For peaks whose shape is Gaussian with standard deviation σ , the FWHM is given by 2.35σ .

Če imamo veliko število **neodvisnih** dogodkov z majhno verjetnostjo (nastankov para elektron-vrzel) → binomska porazdelitev → Poissonova

Standardna deviacija (koren iz povprečnega kvadrata odmika):

$$\sigma = \sqrt{N_i} \quad \rightarrow \text{Ločljivost v energijski skali (histogramiramo višino izmerjenega signala)} = \varepsilon_i \sigma$$

Izmerjena ločljivost boljša, kot jo narekuje Poissonova statistika

- Razlog: nastanki parov e-h odvisni med seboj, saj na razpolago omejena količina energije (fotoelektron izgubi vso energijo).
- Fotoelektron izgublja energijo na dva načina:
 - nastanek parov ($E_i \sim 1.2 \text{ eV}$ za Si)
 - vzbujanje kristala (fononi) $E_x \sim 0.04 \text{ eV}$ za Si

\bar{N}_x Povprečno število eksitacij kristala

\bar{N}_i Povprečno število nastalih parov.

$$\sigma_x = \sqrt{\bar{N}_x} \quad \text{standardna deviacija}$$

$$\sigma_i = \sqrt{\bar{N}_i}$$

Ker je razpoložljiva energija omejena (monoenergetski fotoelektroni):

$$E_i \sigma_i = E_x \sigma_x \quad \text{Širina porazdelitve energijskih izgub}$$

$$\Rightarrow \sigma_i = \frac{E_x}{E_i} \sqrt{\bar{N}_x}$$

$$E_i \bar{N}_i + E_x \bar{N}_x = E_0 \Rightarrow \bar{N}_x = \frac{E_0 - E_i \bar{N}_i}{E_x}$$

$$\sigma_i = \frac{E_x}{E_i} \sqrt{\frac{E_0 - E_i \bar{N}_i}{E_x}} \quad \text{uporabimo } \bar{N}_i = \frac{E_0}{\varepsilon_i}$$

$$\Rightarrow \sigma_i = \sqrt{\bar{N}_i} \sqrt{\frac{E_x}{E_i} \left(\frac{\varepsilon_i}{E_i} - 1 \right)} = \sqrt{F \bar{N}_i}$$

F Fano faktor

$F \sim 0.1$ za silicij

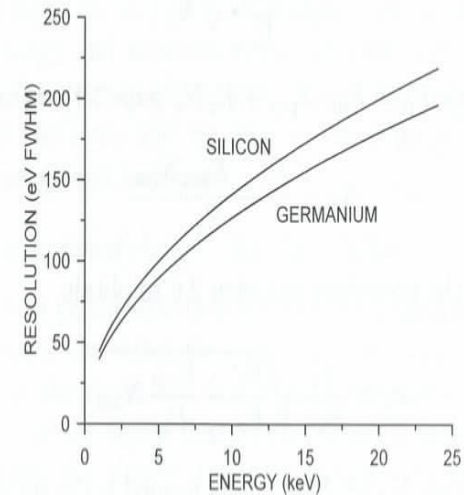


FIG. 2.12. Intrinsic resolution of silicon and germanium detectors *vs.* energy.

Dvižni čas :- določa ga čas potovanja e, h
 - pri detekciji α delcev plazemski efekt

\Rightarrow velika gostota ionizacije \Rightarrow senčenje
 zunanjega električnega polja
 upočasnjevanje premikanja - podaljša dvižni čas

Pri merjenju energije težjih ionov -

izguba višine signala zaradi:
 (pulse height defect)

- mrtve plasti do 20%
- neionizacijskih izgub
- rekombinacija e, h v plazmi

DETEKCIJA β

- izgube β v mrtvi plasti, izvoru
- upoštevati doseg delcev
- $\frac{dE}{dx}_{m.i.p} = 4 \text{ MeV/cm}$

Fano Faktor - hadar energijske izgube
delcev v detektorjih konstantne
(absorpcija rentgenskih žarkov) =4

Nabitni delci:

- "hitri" izgube vse energije v detektorjih (npr. Landauove porabd. energijskih izgub) ker $\frac{dE}{dx}$ precej velika
- "počasni" β delci imajo reverne spektrne
- pri α delcih - potrebno upoštevati Fano faktor

ŠUM:

poleg ^{namenske} fluktuacij signale iz fluktuacije ozarjenja - šum

POLIPREVODNIŠKI

DETEKTOR: mrtvi tok je rezultat termičnih elastičnih elektronov iz valenčnega v prevodni pas

$$\sigma_w \propto \sqrt{I T_p}$$

I mrtvi tok
 T_p ČAS OPAZOVANJA
SIGNALA

DETEKCIJA FOTONOV:

nizke energije ($\leq 1 \text{ keV}$) plazovne fotodiode

- pomnoževanje nekaj 100
- polovanje (drift) + pomnoževanje

višje energije:

Si detektorji: - žarki X, nekaj keV \Rightarrow 100 keV

Si(Li) detektorji

Ge(Li) detektorji

Ge (detektorji)

Hlajenje: - prepreči migracijo Li

- zmanjša mrtvi tok

26.

Silicijevi mikropasovni detektorji:
(POZICIJSKO OBCUTLJIVI DETEKTORJI)

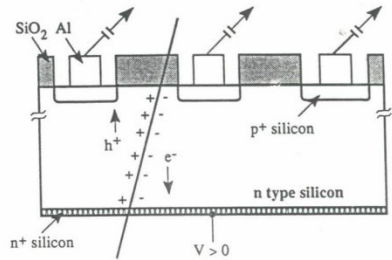


Figure 5: Schematic of a silicon particle detector.

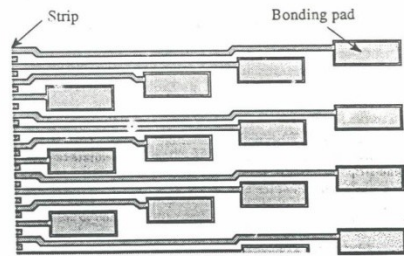
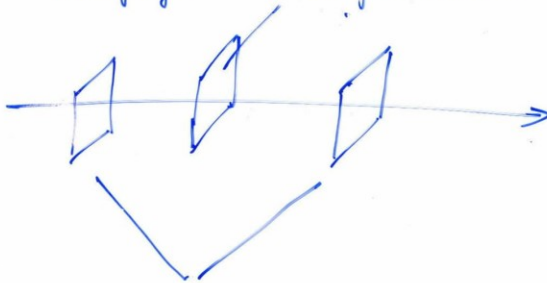


Figure 6: Layout of a silicon microstrip detector.

Ločljivost:

merjenje:

merjeni detektor



teleskopski detektorji (določajo pot delca)

histogramiramo: pričakovan - merjen položaj (residuum)

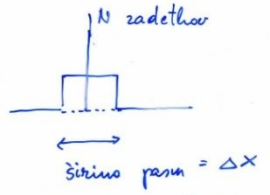
KRAJEVNA

Ločljivost: - FWHM porazdelitve (Full width half maximum)

- RMS porazdelitve (root mean square)

- σ prilagajanje Gaussove funkcije ($\sigma \cdot 2,35 = FWHM$)

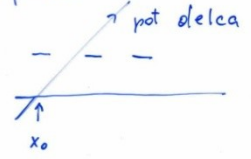
Binaren odziv: 1 za zadet pas
0 za ostale



$$RMS = \frac{\int (x - \bar{x})^2 \cdot \frac{dN}{dx} \cdot dx}{\int \frac{dN}{dx} \cdot dx} = \frac{\Delta x}{\sqrt{2}} = \frac{\Delta x}{3,46}$$

Analogna elektronika

vpadni kot $\neq 0$ - delitev signale na več pasov



$$x = x_0 + \frac{p_{HR}}{p_L + p_{HR}} \cdot \Delta x$$

- p_{HL} - višina signale v levem pasu
- p_{HR} - višina signale v desnem pasu
- x_0 položaj levega pasu
- Δx razdalja med pasovi

Ločljivost dodatno izboljšajo:

- difuzija

- interpolacijski pasovi

Ki povzročijo dodatno delitev naboja med sosednjimi pasovi

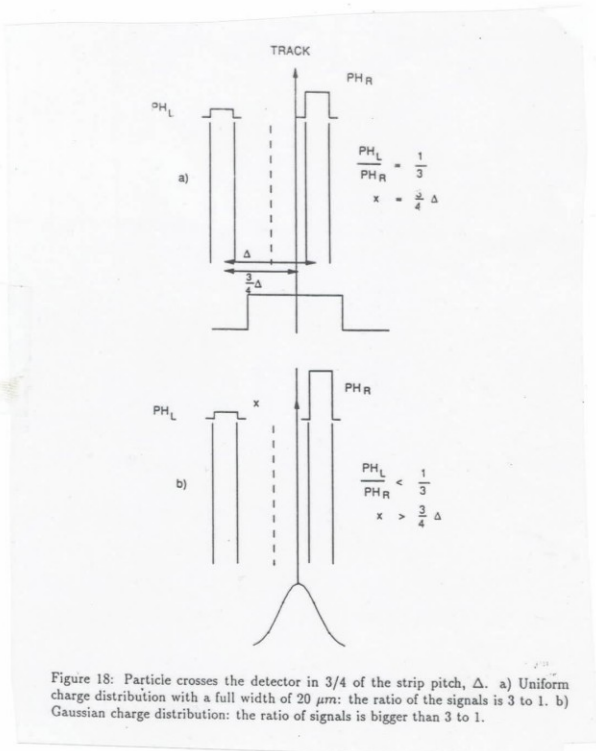


Figure 18: Particle crosses the detector in 3/4 of the strip pitch, Δ. a) Uniform charge distribution with a full width of 20 μm: the ratio of the signals is 3 to 1. b) Gaussian charge distribution: the ratio of signals is bigger than 3 to 1.

nelinearna metoda

32

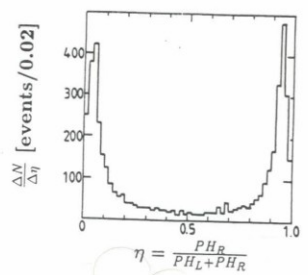


Figure 19: Distribution of measured tracks as a function of the quantity $\eta = \frac{PH_R}{PH_L + PH_R}$ for a uniform incident particle flux (from reference [27]).

$$\frac{\Delta N}{\Delta x} = \text{konst} \Rightarrow \int_0^{\eta_0} \frac{dN}{d\eta} d\eta = \Delta N(\eta_0) \propto \Delta x$$

$$\Delta N \propto \Delta x$$

$$\int \frac{dN}{d\eta} \cdot d\eta \Rightarrow$$

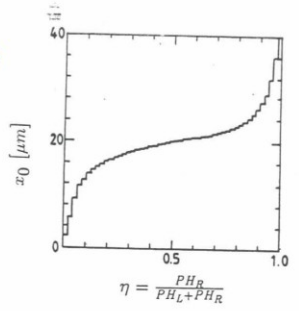


Figure 20: Correlation of measured and predicted particles positions (from reference [27]).

Najboljša ločljivost 1-2 μm (razdalja med pasovi 25 μm) - omejeno z razmerjem signal / šum!

SEVALNE POŠKODBE V POLPREVODNIŠKIH
DETEKTORJIH:

IONIZACIJSKE IZGUBE (TVORBA PAROV
ELEKTRON VRZEL) V KRISTALU
POLPREVODNIKA NE POVZROČA
POŠKODB KRISTALNE MREŽE

NEIONIZACIJSKE IZGUBE

PA LAHKO POVZROČIJO POŠKODBO
IDEALNE MREŽE:

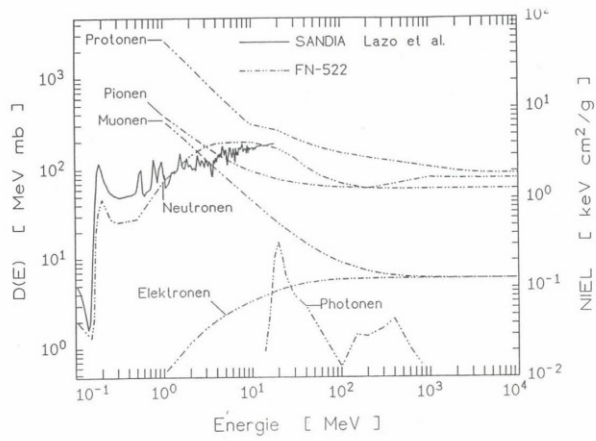
ČE SI ATOM DOBI $\sim 20\text{eV} \Rightarrow$ izbitje
iz kristalne mreže \Rightarrow PRAZNINA (V)
+ MEDMREŽNI ATOM(I)

$$E_{\text{MAX}} = \frac{4E_n M_{\text{Si}} M_n}{(M_n + M_{\text{Si}})^2} \quad \text{MAXIMALNI PRENOS ENERGIJE}$$

1 MeV neutroni $\approx 130\text{keV}$

1 MeV elektroni $= 120\text{eV}$

N(on) I(onizing) E(nergy) L(oss)



$$D(E) = \sum_{\nu} \int_{E_d}^{E_{max}} \sigma_{\nu}(E, E_R) P(E_R) \cdot dE_R$$

E_R - energija izbitega Si atoma
 $P(E_R)$ - delež energije, ki jo Si atom izgubi z izbijanjem atomov

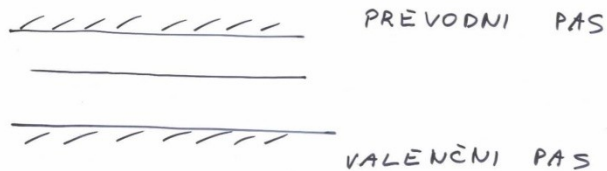
$\sigma_{\nu} \cdot f_{\nu}(E, E_R)$ diferencialni preseck

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{NIEL} = \rho \frac{N_A}{A} \cdot D(E)$$

1 MeV neutroni = $2.14 \frac{\text{keV}}{\text{cm}^2/\text{g}}$

A - atomic mass number

POŠKODBE KRISTALNE HREŽE ⇒ (38)
NASTANĀK NOVIH ENERGIJSKIH NIVOJEV
V PREPOVEDANEM PASU:



PREVLADAJO GLOBOKI AKCEPTORSKI
NIVOJI

POSLEDICE:

- DETEKTOR ZARADI POŠKODB POSTANE BOLJ P TIP
- POVEČA SE MRTVI TOK
- POVEČAJO SE IZGUBE SIGNALA ZARADI UJEMANJA NOSILCEV V PASTI (GLOBOKE NIVOJE)

Med gibanjem (driftanjem) število nosilcev eksponentno pada s časom:

$$N = N_0 e^{-t/\tau}$$

τ Povprečen čas gibanja, preden se naboj ujame v past