

# Pooljuhtmaterjalide optiline spektroskoopia

Prof. Jüri Krustok

Kontakt: [krustok@staff.ttu.ee](mailto:krustok@staff.ttu.ee)  
WWW: [staff.ttu.ee/~krustok](http://staff.ttu.ee/~krustok)

1

# Pooljuhtmaterjalide optiline spektroskoopia

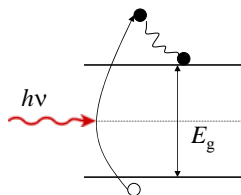
- Optiline neeldumine
- Fotoluminestsents
- Päikesepatareide spektraalkarakteristikud.
- Raman spektroskoopia

2

# Generatsioon ja rekombinatsioon

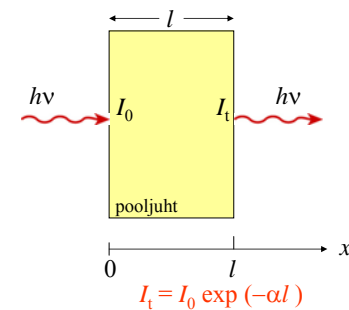
- Vabu lisalaengukandjaid võib pooljuhti sisestada mitmeti.
- Kõige laiemalt levinud on nn. **fotogeneratsioon**.

Kui footoni energia ( $h\nu$ ) on suurem, kui pooljuhi keelutsooni laius, siis neeldunud valgus on võimeline tekitama elektron-augu paare.



3

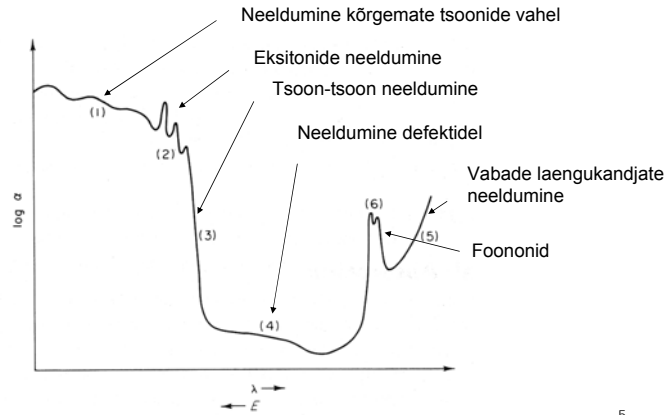
# Valguse neeldumine pooljuhis



kus  $I_0$  on valguse intensiivsus kohas  $x = 0$  ja  $I_t$  on intensiivsus kohas  $x = l$ ,  $\alpha$ - neeldumiskoeffitsient (sõltub lainepikkusest).

4

# Valguse neeldumine pooljuhis



5

# Mõningate pooljuhtide neeldumiskoeffitsiendi sõltuvus lainepikkusest.

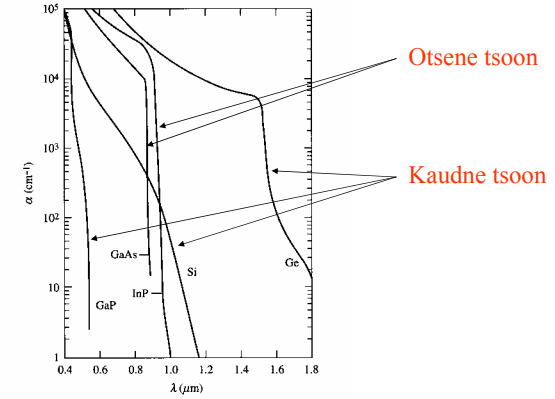


Figure 3.20

6

# Neeldumine otsese tsooni korral

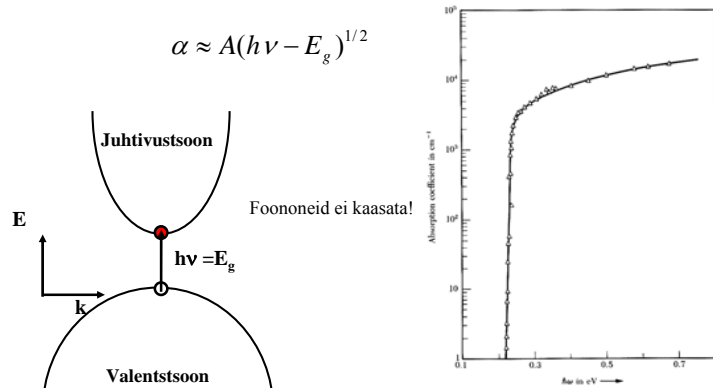
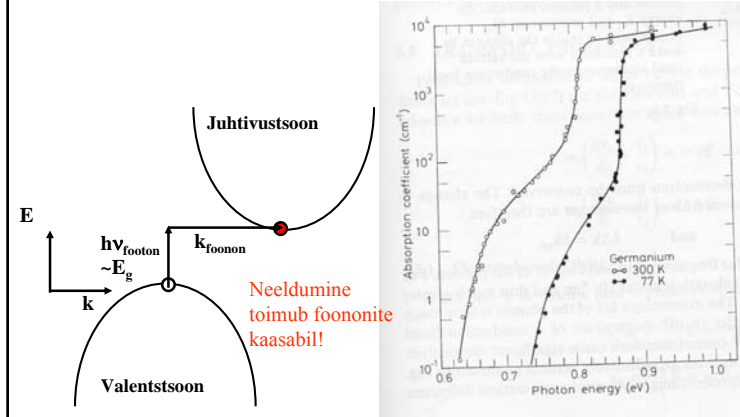


Figure 6 Optical absorption in pure indium antimonide, InSb. The transition is direct because both conduction and valence band edges are at the center of the Brillouin zone,  $k = 0$ . Notice the sharp threshold. (After G. W. Gobeli and H. Y. Fan.)

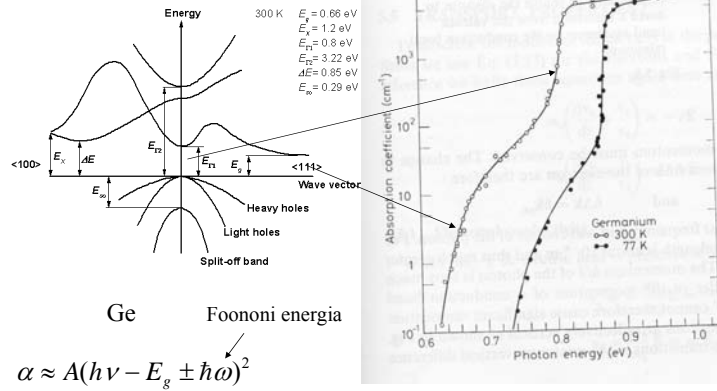
7

# Neeldumine kaudse tsooni korral



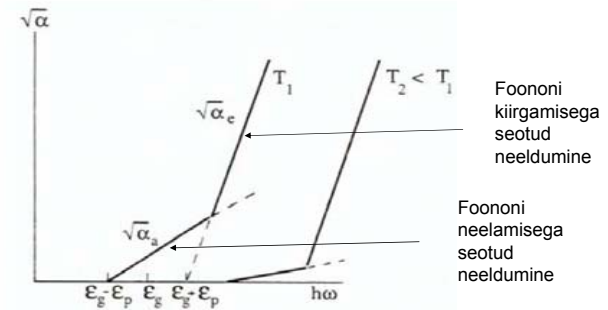
8

## Neeldumine kaudse tsooni korral



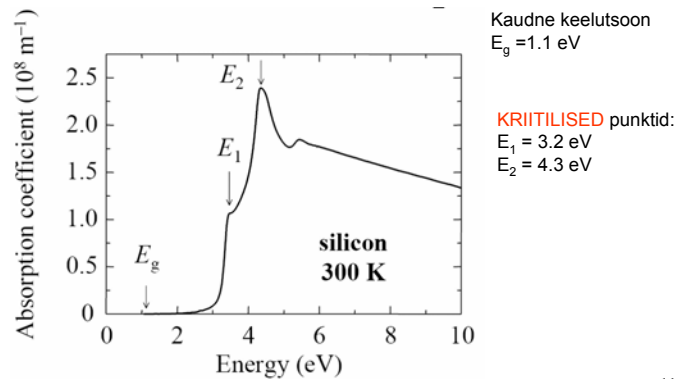
9

## Neeldumine kaudse tsooni korral



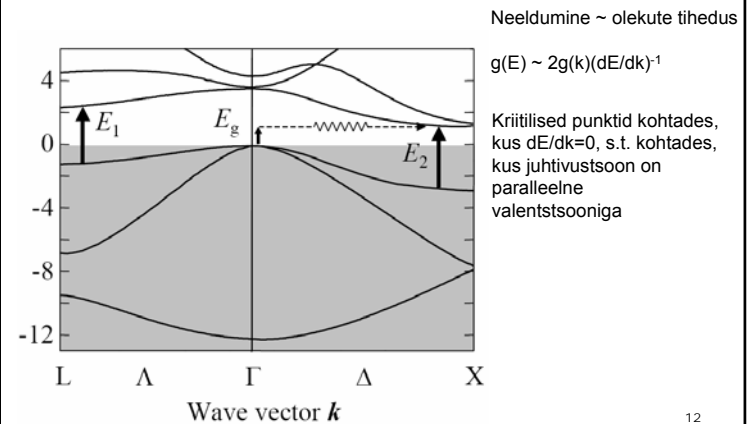
10

## Neeldumine ränis



11

## Neeldumine ränis



12

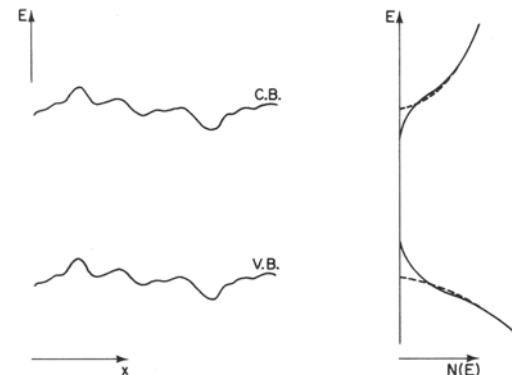
## Neeldumine üldiselt

$$\alpha = \frac{A}{h\nu} (h\nu - E_g)^m \quad \alpha = \sum_i \alpha_i = \sum_i \frac{A_i}{h\nu} (h\nu - E_{g_i})^{m_i}$$

$m = 1/2$	otsene lubatud üleminek
$m = 2$	kaudne lubatud üleminek
$m = 3/2$	otsene keelatud üleminek
$m = 3$	kaudne keelatud üleminek

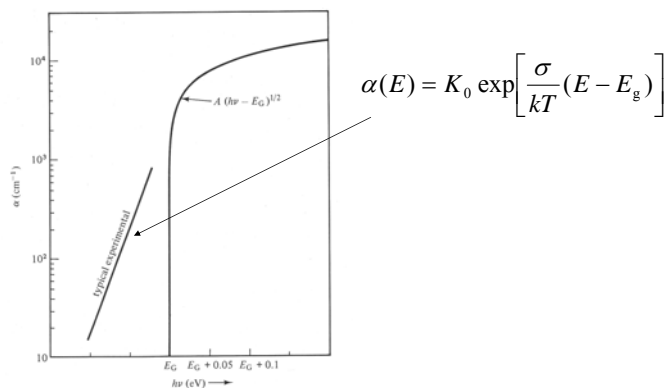
13

## Urbach'i saba



14

## Urbach'i saba



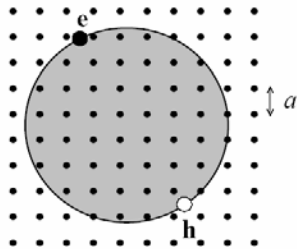
15

## Moss-Burstein'i nihe

- Tugevalt kõdunud materjalis hakkab neeldumisest leitud  $E_G$  sõltuma laengukandjate kontsentratsioonist
- Siis  $E_G = E_{G0} + E_F$
- $E_F$  tase asub sügaval juhtivustsoonis

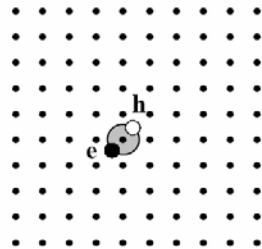
16

## Eksitonid



### Free (Wannier)

raadius  $\gg a$   
väike seoseenergia  
liigub vabalt kristallis



### Tightly-bound (Frenkel)

raadius  $\sim a$   
suur seoseenergia  
lokaliseerunud

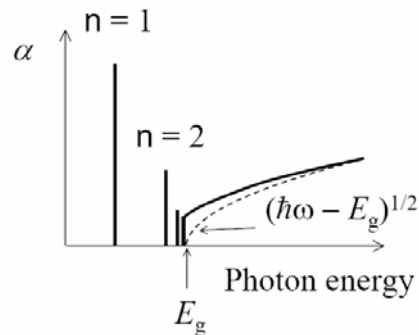
17

## Eksitonid

- Eksiton- elektron juhtivustsoonis ja auk valentstsoonis on füüsiliselt ruumis teineteisele lähedal ning omavad justkui ühist massitsentrit
- Eksiton ei lisa midagi juhtivusele, ta on **neutraalne**
- Vabad eksitonid- FE
- Doonoritega seotud eksitonid-  $D^0X$
- Aktseptoritega seotud eksitonid-  $A^0X$

18

## Eksitonide neeldumine



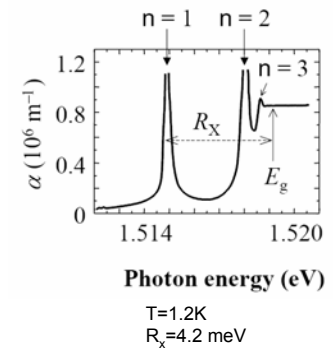
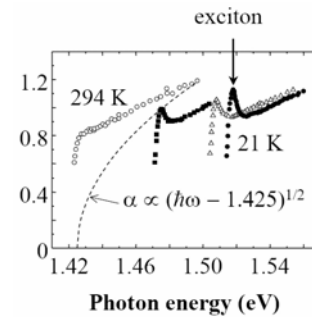
Vesinikumudel:

$$E_n = E_g - R_x/n^2$$

$T < (R_x/k)$ - s.t. väga madalad temperatuurid

19

## Eksitonneeldumine (GaAs)



$T=1.2K$   
 $R_x=4.2 \text{ meV}$

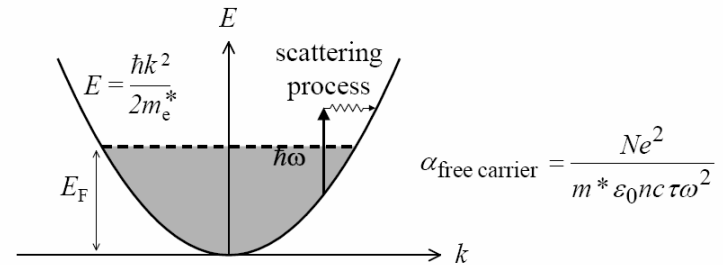
20

## Neeldumise muud mehhanismid

- Lisandneeldumine
- Tsoonidevaheline neeldumine
- Neeldumine läbi omadefektide
- Neeldumine vabadel laengukandjatel
- Neeldumine võre võnkumistel

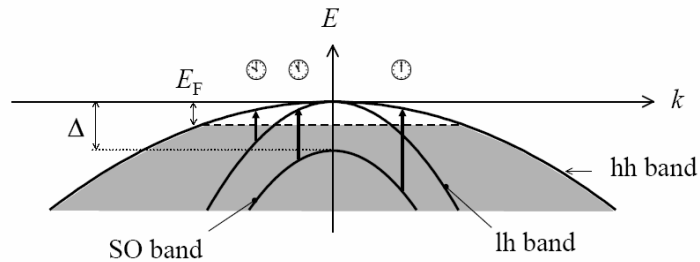
21

## Neeldumine vabadel laengukandjatel



22

## Tsoonidevaheline neeldumine



Infrapunane tsoonidevaheline neeldumine p-tüüpi pooljuhis

23

## Fotogeneratsioon

Fotogeneratsioonis genereeritakse võrdselt auke ja elektrone, kusjuures iga foton genereerib ühe elektron-augu paari. Siis võib kirjutada:

$$\left. \frac{\partial n}{\partial t} \right|_{\text{valgusega}} = \left. \frac{\partial p}{\partial t} \right|_{\text{valgusega}} = G_L(x, \lambda) = G_{L0} e^{-\alpha x}$$

kus  $G_{L0}$  fotogeneratsiooni kiirus [e-h paare / (cm<sup>3</sup> s)] kohas  $x = 0$

24

## Fotogeneratsioon

- $n_0, p_0$  – olgu need kontsentratsioonid termilise tasakaalu korral
- $n, p$  – reaalsed häiritud kontsentratsioonid, sõltuvad ajast  $t$

- $\Delta n = n - n_0$
- $\Delta p = p - p_0$

$\Delta n$  ja  $\Delta p$  on kontsentratsioonide muutused võrreldes tasakaaluolekuga,  $\Delta n$  ja  $\Delta p$  võivad olla nii positiivsed kui ka negatiivsed.

- $N_t$  olgu rekombinatsioonitsentrite kontsentratsioon (tsentrid/cm<sup>3</sup>)

- **Eeldame** et ergastus pole liiga suur, s.t.

□ Põhiliste laengukandjate kontsentratsiooni muutus on tühine, näit. n-tüübi jaoks  $\Delta p \ll n_0$ ;  $n \approx n_0$ .

25

## Fotogeneratsioon

Vaatleme ikka n-tüüpi materjali.

Tähtsust omavad siin mittepõhilised laengukandjad, s.t. AUGUD:

Siis:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t}/R + \frac{\partial p}{\partial t}/G + G_L(x, \lambda)$$

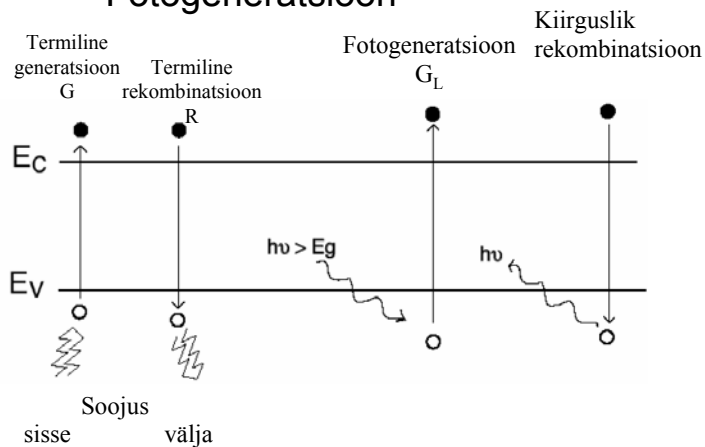
aukude (kadu) (juurdekasv) väline  
muutus rekombinatsiooni generatsioonile mõju  
tõttu

$\frac{\partial p}{\partial t} \Big|_R$  on võrdeline  $p$  ja  $N_t$  -ga.

$$\frac{\partial p}{\partial t} \Big|_R = -C_p N_t p \quad C_p - \text{rekombinatsiooni konstant} = v_{th} \sigma_{n(p)}$$

26

## Fotogeneratsioon



27

## Rekombinatsioonimehhanismid

- Kiirguslik rekombinatsioon e. luminesstsents
- Mittekiirguslik rekombinatsioon

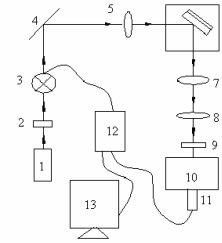
28

## Luminesentsentsi mõõtmine



29

## Luminesentsentsi mõõtmine



Fotoluminesentsentsi mõõtmis skeem: 1- laser, 2- filter, 3- modulaator, 4- peegel, 5- lääts, 6- krüostaat, 7 ja 8 - läätsed, 9- filter, 10- monokromaator, 11- detektor, 12- *lock-in* võimendi, 13- arvuti.

30

## Luminesentsentsi mõõtmine

### Detektorid:

Fotoelektronkordistid:

FEU-79 (nähtav piirkond)

R632- spektri punane piirkond

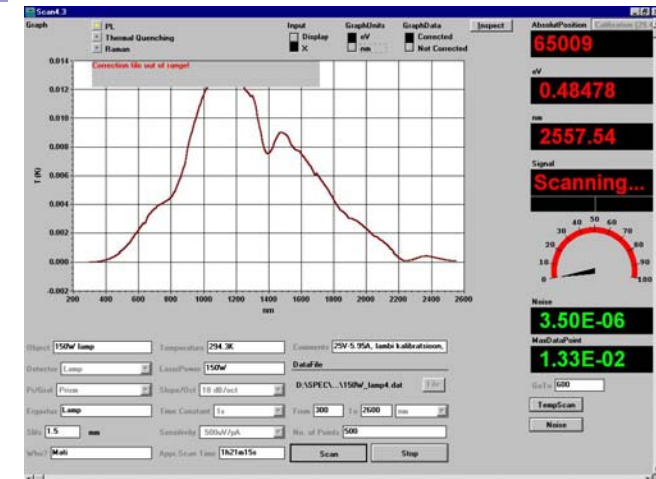
Pooljuhtdetektorid:

Si- nähtav ja lähedane infrapunapiirkond

InGaAs- lähedane infrapunapiirkond

PbS- kaugem infrapunapiirkond

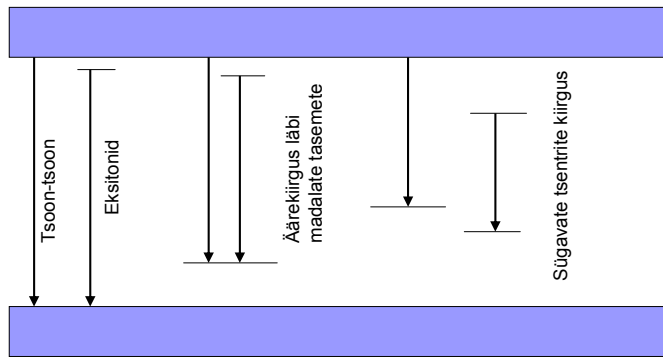
31



32

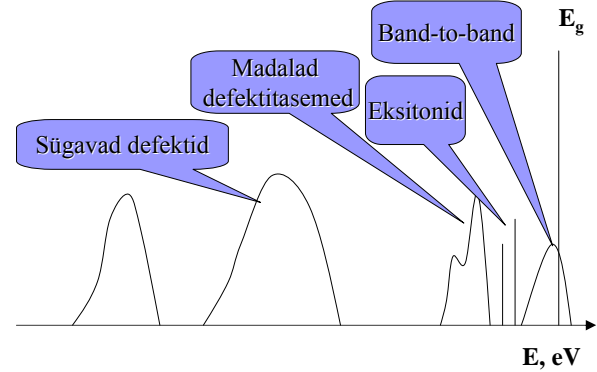


## Kiirgusliku rekombinatsiooni kanalid



33

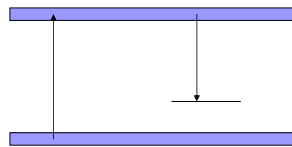
## Luminesentsi ribad:



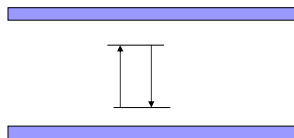
34

## Luminesents pooljuhtides

### ■ Rekombinatsiooniline



### ■ Tsentrisisene



35

## Luminesents pooljuhtides

### ■ Rekombinatsiooniline

Intensiivsus sõltub tühjade tsentrite kontsentratsioonist  $N$  kui ka vabade elektronide kontsentratsioonist  $n$

$$I = -\frac{dN}{dt} = \beta N n$$

$\beta = \sigma \langle v \rangle$  - rekombinatsiooni koefitsient  
 elektronide keskmine kiirus  
 tsentri efektiivne haarderistlõige

36

## Luminescents pooljuhtides

- Rekombinatsioonilise luminesentsi ajaline kustumine

$$I = \frac{I_0}{[1 + (I_0\beta)^{1/2}t]^2}$$

Seega:

$$I \approx \frac{1}{t^2}$$

37

## Luminescents pooljuhtides

- Tsentrisene- monomolekulaarne protsess, intensiivsus sõltub vaid tsentrite arvust.

$$I = -\frac{dN}{dt} = \alpha N = \alpha N_0 \exp(-\alpha t)$$

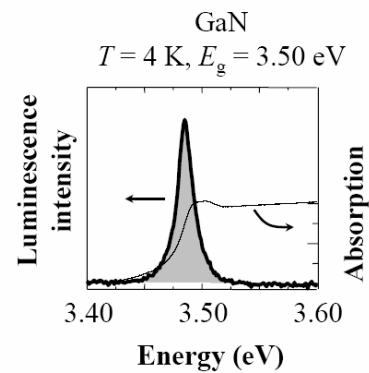
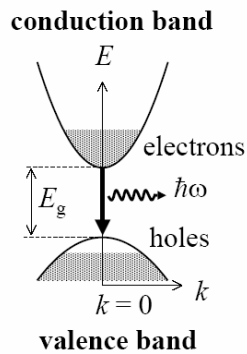
$$I = I_0 \exp(-\alpha t)$$

$$\tau = \frac{1}{\alpha} \quad \text{tsentri ajakonstant}$$

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

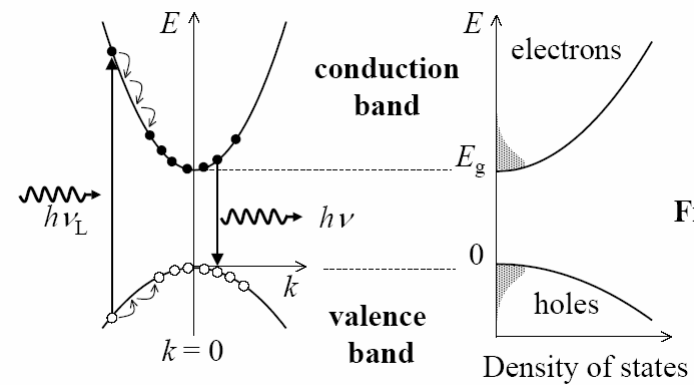
38

## Äärekiirgus otsese pooljuhi korral



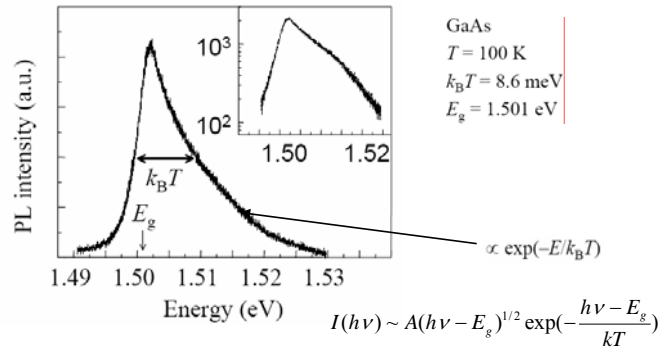
39

## Äärekiirgus otsese pooljuhi korral



40

## GaAs äärekiirgus



41

## Äärekiirguse rakendused

- Valgusdiodid
- Pooljuhtlaserid
- Kvantkaevudel ja supervõredel põhinevad laserid

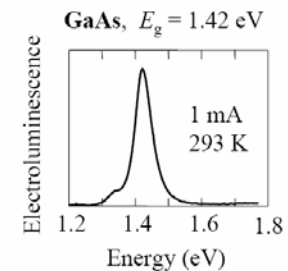
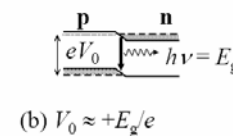
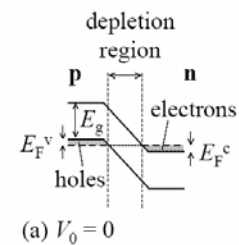
42

## Tööstuslikud valgusdiodid

Ühend	Värvus
GaAs <sub>0.6</sub> P <sub>0.4</sub>	PUNANE
GaAs <sub>0.35</sub> P <sub>0.65</sub> N	ORANZH-PUNANE
GaAs <sub>0.14</sub> P <sub>0.86</sub> N	KOLLANE
GaP:N	ROHELINE
GaP:Zn-O	PUNANE
AlGaAs	PUNANE
AlInGaP	ORANDZH
AlInGaP	KOLLANE
AlInGaP	ROHELINE
SiC	SININE
GaN	SININE

43

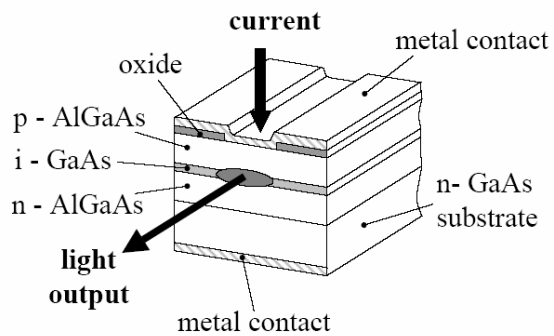
## GaAs elektroluminesstsetts



- Emission at  $E_g$
- Operating voltage  $\sim E_g / e$
- Spectral width  $\sim k_B T$

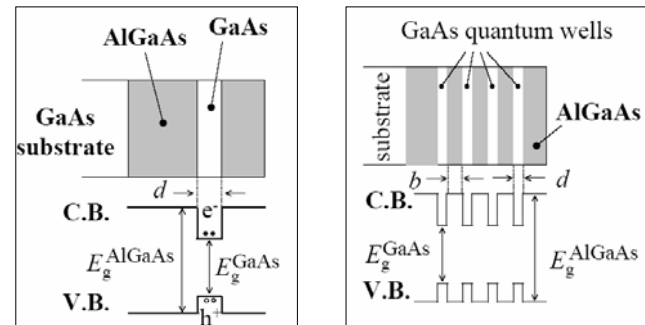
44

## GaAs laserdiod



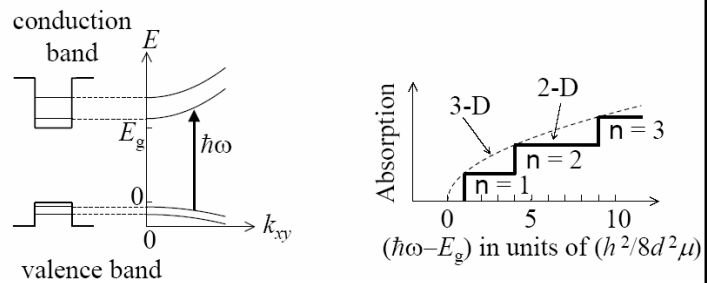
45

## Kvantkaev ja supervõre



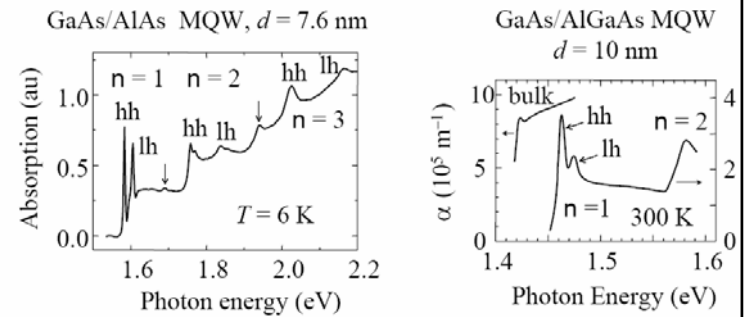
46

## Neeldumine kvantkaevus



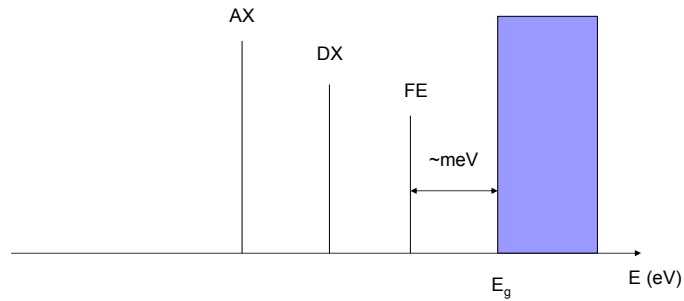
47

## Neeldumine kvantkaevus



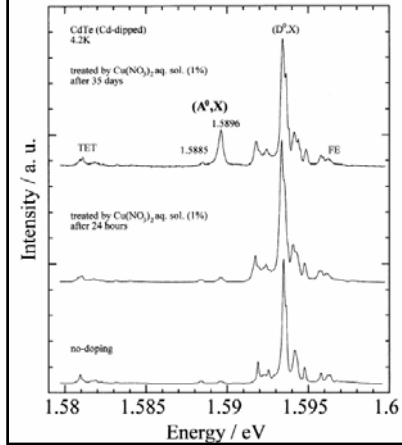
48

# Eksitonid



49

# Eksitonide luminesents

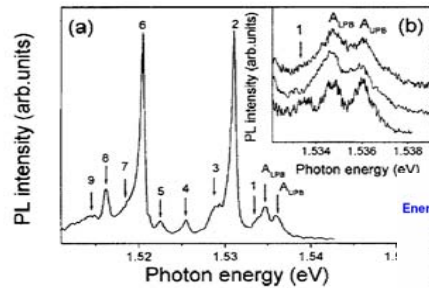


S.H. Song et al. / Journal of Crystal Growth 257 (2003) 231–236

CdTe eksitonkiirgus

50

# Eksitonid $\text{CuInS}_2$ –s.



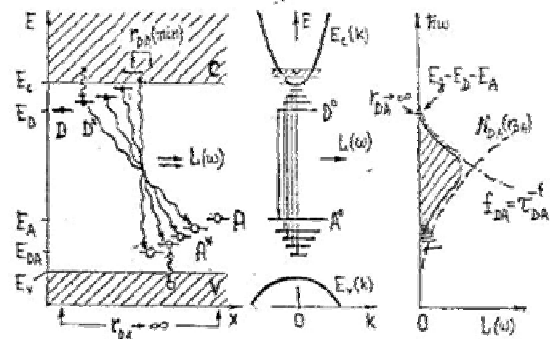
Energy of excitons in  $\text{CuInS}_2$  single crystals

M. V. Yakushev  
Department of Physics, Strathclyde University, G4 0NG Glasgow, United Kingdom  
A. V. Madyi and I. V. Victorov  
Institute of Solid State and Semiconductor Physics, P. Brovki 17, 220072 Minsk, Belarus  
J. Kruštok and E. Melikyan  
Tallinn Technical University, Ehitajate tee 5, Tallinn 19006, Estonia

FIG. 2. (a) High-resolution band-edge emission spectra from  $\text{CuInS}_2$  single crystals at 4.2 K. (b) The A excitonic region for three different samples; the spectral resolution is about 0.1 meV.

51

# Doonor-aktseptorpaaride luminesents



52

## Doonor-aktseptorpaaride luminesstsents

- Elektroni ja augu omavahelise rekombinatsiooni tõenäosus:  $W_{DA} = W_0 \exp(-2R/a_0)$
- Iga DA paari kiirguse energia sõltub D ja A vahelisest kaugusest R:

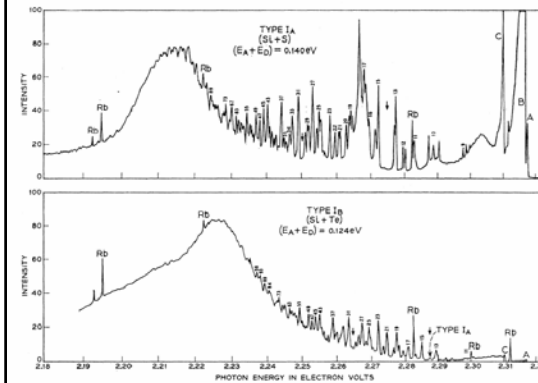
$$h\nu_{DA}(R) = E_g - (E_D + E_A) + \frac{e^2}{\epsilon R}$$

- Madalate tasemete puhul mängib olulist rolli ka paaride jaotumine kauguste järgi:

$$N_{DA}(R) = N_D N_A 4\pi R^4 \exp\left(-\frac{4\pi}{3} N_D R^3\right)$$

53

## Doonor-aktseptorpaaride luminesstsents

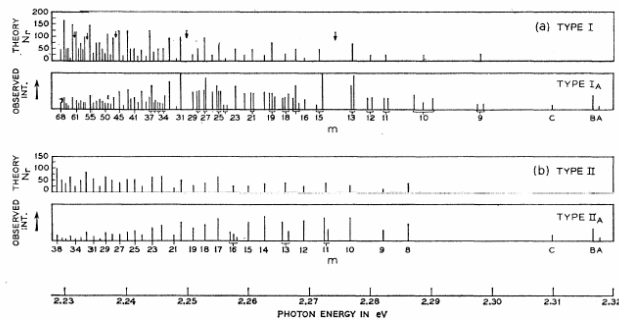


GaP klassikaline töö  
Phys. Rev. 133,  
1964, p. A269

FIG. 2. The photoluminescent spectra (on arbitrary scales) of type Ia and Ib crystals taken at 1.6°K. The lines marked Rb are rubidium calibration lines. The small numbers indicate the shell numbers of the pair spectra. A, B, and C are bound exciton lines. The arrows indicate some positions for which  $V(r)=0$ , and mark a gap in the spectra. The type Ia crystals are grown without the addition of impurities; the Ib crystals are produced by adding Tc.

54

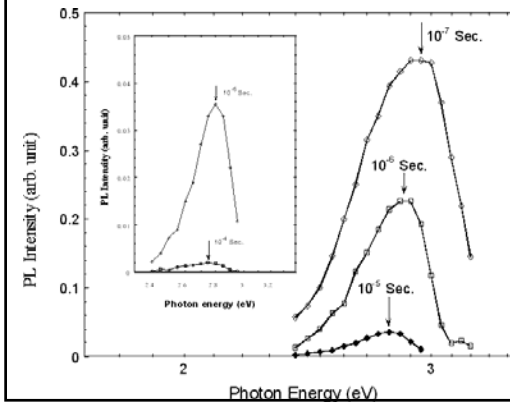
## Doonor-aktseptorpaaride luminesstsents



GaP klassikaline töö: Phys. Rev. 133, 1964, p. A269

55

## Doonor-aktseptorpaaride luminesstsents



GaN t-shift

MRS Internet J.  
Nitride Semicond.  
Res. 6, 12(2001).

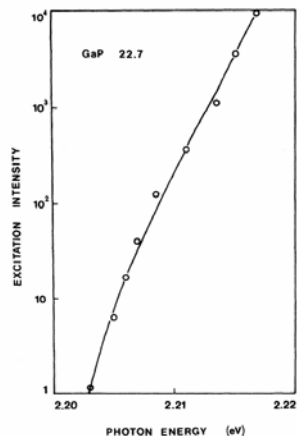
R suureneb  
W väheneb

t suureneb  
 $E_{max}$  väheneb

s.t. kiiremini  
rekombineeruvad  
lähedased paarid

56

## Doonor-aktseptorpaaride luminesents



GaP j-shift

*Phys. Rev. B, 6, 1972, 3072*

R suureneb  
W väheneb

$I_{\text{laser}}$  suureneb  
 $E_{\text{max}}$  suureneb

s.t. kiiremini lähevad küllastusse suure R-ga paarid

57

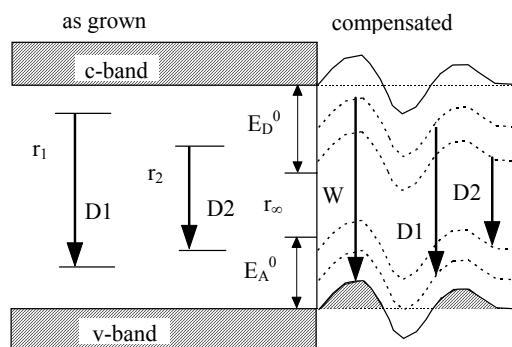
## Sügava doonori- sügava aktseptori paarid -> DD-DA paarid.

- DD-DA paarid on defektid, mis avalduvad nii kolmikühendites kui ka binaarsetes ühendites.
- Võimalikud on vaid väga lähedased paarid väga sügavate defektide vahel.
- Lähedaste paaride vahelist energiat on võimalik välja arvutada.

$$\Delta E_{mn} = \frac{e^2}{\epsilon} \left( \frac{1}{r_m} - \frac{1}{r_n} \right)$$

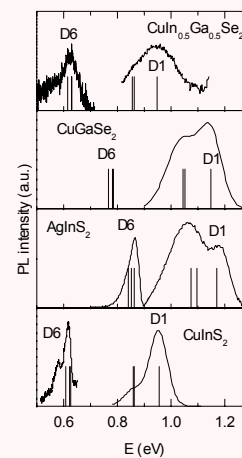
58

## DD-DA paarid



59

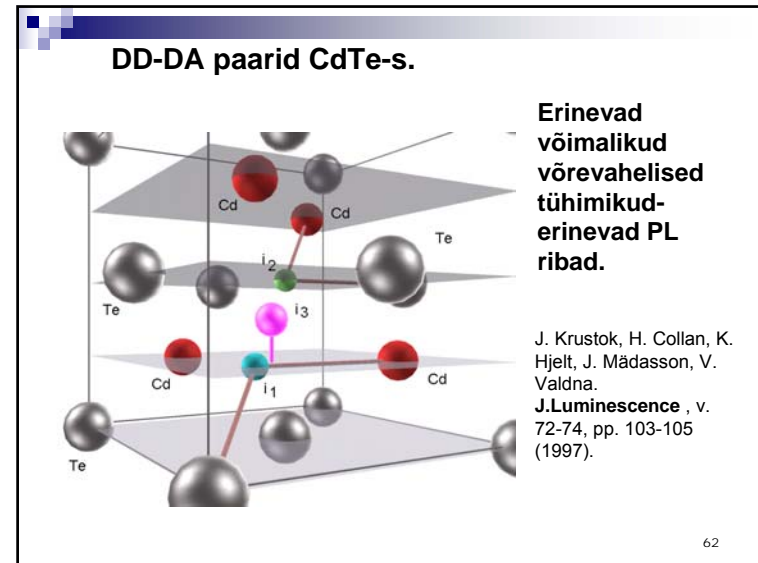
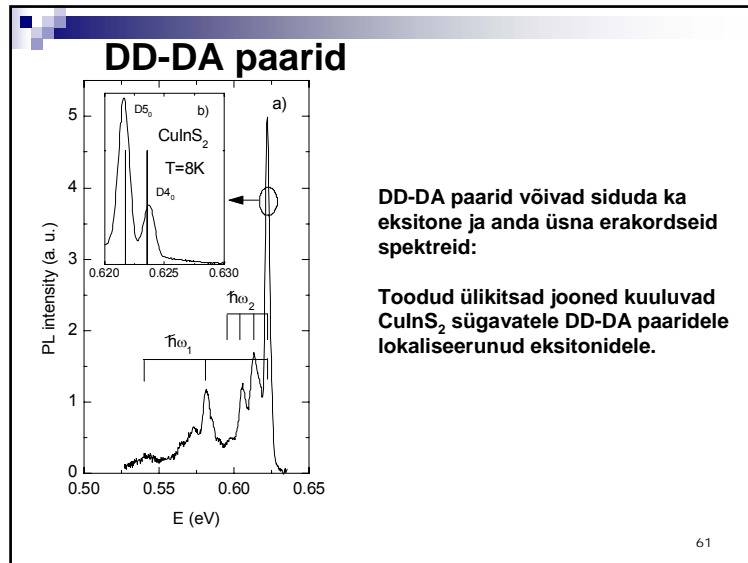
## DD-DA paarid



DD-DA paaridele vastav kiirus erinevates kolmikühendites.

Teoreetiliselt arvatud ribade asukohad on toodud vertikaaljoontega.

60



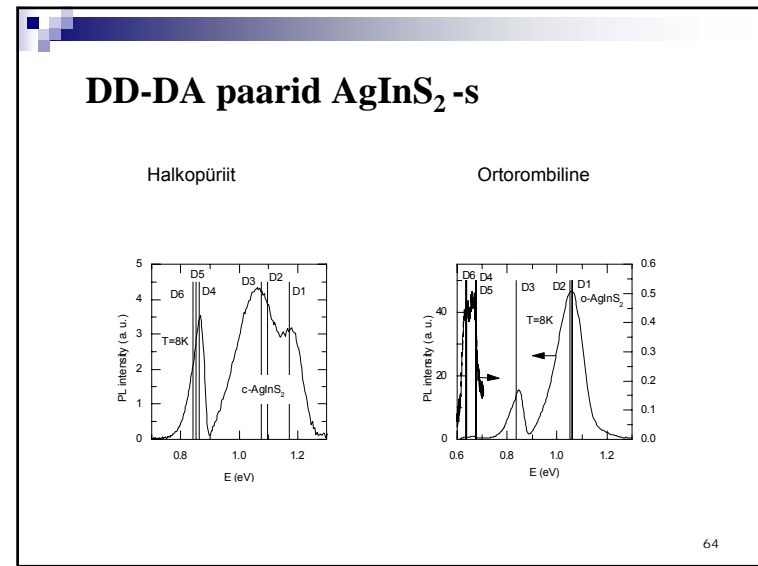
### DD-DA paarid erinevate kristallstruktuuride korral

Possible distances between the two interstitial positions (i1 or i2), and the Ag or In sites, respectively, in the chalcopyrite and orthorhombic lattice of AgInS<sub>2</sub>. Starting from the shortest one, the distances are labelled D1, D2, ... etc.

No	Chalcopyrite		Orthorhombic	
	Lattice sites	Distance, Å	Lattice sites	Distance, Å
D1	Ag-i2, In-i2	2.49	In-i2, Ag-i1	2.48
D2	Ag-i1, In-i1	2.8	Ag-i1, In-i2	2.51
D3	Ag-i1, In-i1	2.91	In-i1, Ag-i2	3.45
D4	Ag-i2, In-i2	4.68	In-i1, Ag-i2	4.8
D5	Ag-i2, In-i2	4.81	In-i1, Ag-i2	4.81
D6	Ag-i1, In-i1	4.98	In-i1, Ag-i2	5.3
D7	In-i2	6.23	In-i1, Ag-i2	6.26

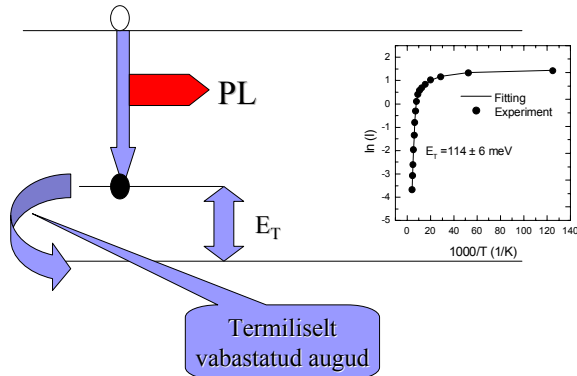
**AgInS<sub>2</sub> halkopüriit ja ortorombiline struktuur**

63





## Fotoluminestsentsi termiline kustumine



65

## Fotoluminestsentsi termiline kustumine

- Olemasolevad teoreetilised käsittlused andsid vastuolulisi tulemusi madalatemperatuurises osas.
- Intensiivsuse temperatuursõltuvuse kirjeldamiseks kasutati tihti kahte aktivatsioonienegiat:

$$I(T) = \frac{I_0}{1 + \alpha_1 \exp(-E_{T1}/kT) + \alpha_2 \exp(-E_{T2}/kT)}$$

- J. Krustok, H. Collan, and K. Hjelt. J. Appl. Phys. v. 81, N 3, pp. 1442-1445 (1997).

$$I(T) = \frac{I_0}{1 + \varphi_1 T^{3/2} + \varphi_2 T^{3/2} \exp(-E_T/kT)}$$

66

## Konfiguratsioon koordinaatide meetod

Kaheaatomilise molekuli mudel- harmooniline ostsillaator

$F = -kx$

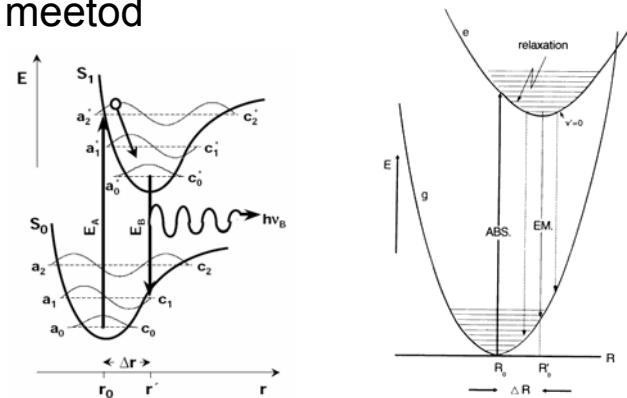
The diagram shows two blue spheres representing atoms connected by a horizontal line representing a spring. The displacement from equilibrium is labeled  $x$ .

$$dE = -Fdx \Rightarrow E = \int_0^x kx dx = \frac{kx^2}{2}$$

Parabool!!

67

## Konfiguratsioon koordinaatide meetod



Kaheaatomiline süsteem-  $r$  reaalne kaugus

Kristall-  $R$  nn. konfiguratsiooni koordinaat

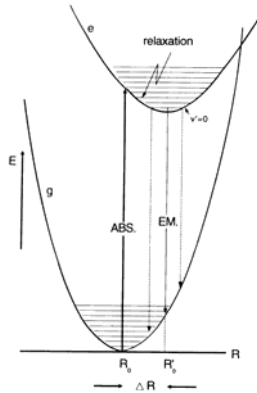
68

## Konfiguratsioon koordinaatide meetod

Frank- Condoni printsiip:

Elektronüleminekud toimuvad nii kiiresti, et aatomite omavaheline asukoht ei jõua veel muutuda:

**VERTIKAALSED ÜLEMINEKUD** KK ruumis



69

## Konfiguratsioon koordinaatide meetod

1. Kiirgusriba poollaiuse sõltuvus temperatuurist.

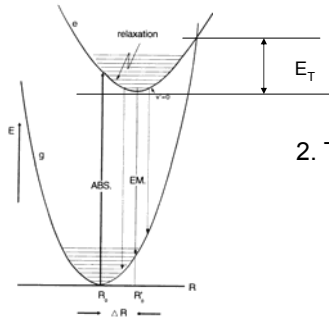
$$W = W_0 \sqrt{\coth\left(\frac{\hbar\omega}{2kT}\right)}$$

$$W_0 = \sqrt{8 \ln 2} \sqrt{S \hbar \omega}$$

CdTe

70

## Konfiguratsioon koordinaatide meetod



2. Tsentrisisene kustutamine

$$I = \frac{I_0}{1 + \alpha \exp(-E_T / kT)}$$

Mott'i valem

$$E_{abs} - E_{emiss} = 2S\hbar\omega$$

S- Huang-Rhys faktor e. keskmine foononite arv üleminekul

71

## Luminesentsiriba kuju

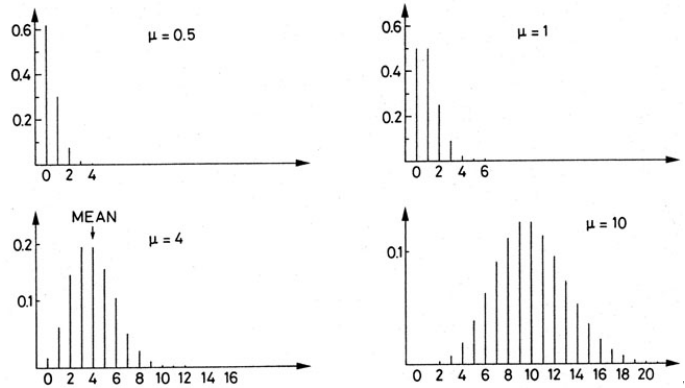
- Teooria – Pekar, Huang, Rhys, jt.
- Üldine PL riba kuju on üsna keeruline
- Lihtsustused:
  - T=0
  - vastasmõju ühe konkreetse foononiga nii ergastatud kui ka põhiolekus

Siis on võimalik välja arvutada rekombinatsiooni tõenäosust ergastatud oleku igalt tasemelt põhioleku igale tasemele- need tõenäosused alluvad Poissoni jaotusele

72

## Poissoni jaotus

$$P(r) = \frac{\mu^r \exp(-\mu)}{r!}$$



## Luminesentsentsiriba kuju

- Siis kiirgusriba kuju avaldub:

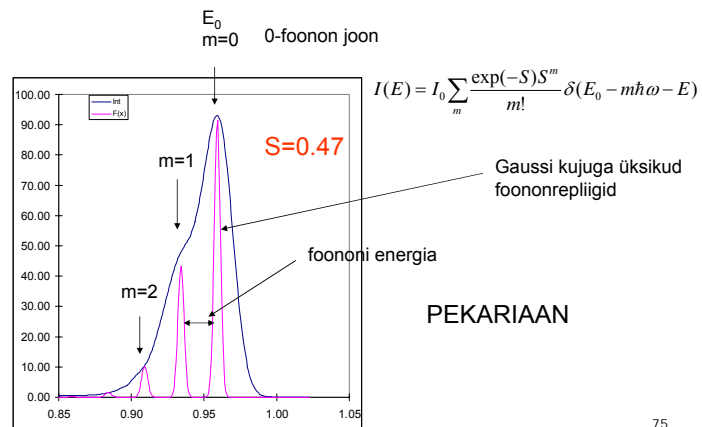
$$I(E) = I_0 \sum_m \frac{\exp(-S) S^m}{m!} \delta(E_0 - m\hbar\omega - E)$$

üksiku ribakese kuju sõltub vastasmõjust väiksema energiaga (akustiliste) foononitega

Olukord läheb keerulisemaks, kui ergastatud ja põhioleku nn. jõukonstandid on erinevad!! Aga see on juba omaette teema

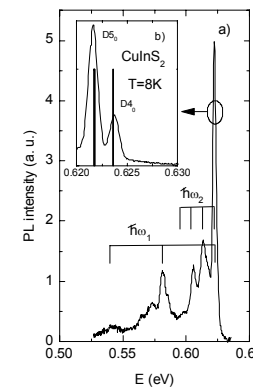
74

## Luminesentsentsiriba kuju



75

## Luminesentsentsiriba kuju



PL riba kuju CuInS<sub>2</sub> -s

Näha on vastasmõju kahe erineva foononiga

76

## Luminesentsiriba kuju

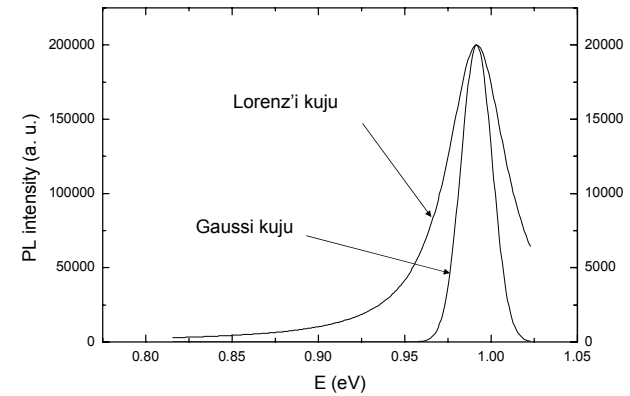
Gaussi kuju: 
$$I(E) = I_0 \exp\left[-\frac{4 \ln 2 (E - E_{\max})^2}{W^2}\right]$$

Kui Pekariaanis  $S \rightarrow \infty$ , siis muutub Pekariaan samuti Gaussiaaniks:

$$I(E) = I_0 \exp\left[-\frac{4 \ln 2 (E - E_0 - S\hbar\omega)^2}{8 \ln 2 S (\hbar\omega)^2}\right]$$

77

## Luminesentsiriba kuju



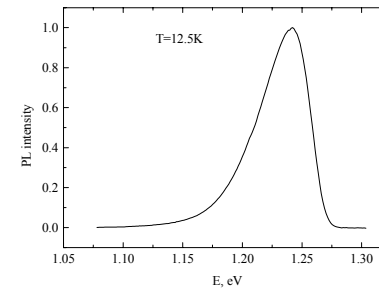
78

## Tugevalt "legeeritud" materjalide luminesents

- Suurem osa uuritavatest kolmikühenditest on nn. tugevalt legeeritud
- Tugev legeerimine: defektide vaheline kaugus on väiksem kui laengukandjate Bohri raadius.
- Juhtivus- ja valetstsooni ääri mõjutavad tugevalt potentsiaali fluktuatsioonid.

79

## Tugevalt "legeeritud" materjalide luminesents

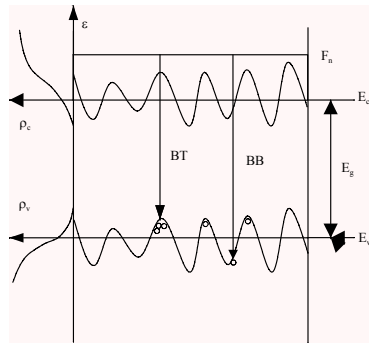


Tüüpiline tugevalt legeeritud CuInGaSe<sub>2</sub> PL spekter

• J. Krustok, H. Collan, M. Yakushev, K. Hjelt. The role of spatial potential fluctuations in the shape of the PL bands of multinary semiconductor compounds. *Physica Scripta*, T79, pp. 179-182 (1999).

80

## Teoreetiline mudel PL ribade kirjeldamiseks tugevalt legeeritud kolmikühendites.



Tugevalt "legeeritud" kolmikühendi tsoonipilt ning olekute tiheduse funktsioonid.

**Teooria:** Shklovskii, Efros  
Levaniuk, Osipov

81

## Teoreetiline mudel PL ribade kirjeldamiseks tugevalt legeeritud kolmikühendites.

- Olekute tiheduse funktsioon sabas:

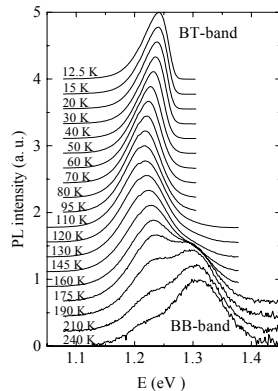
$$\rho_c(E_e) = \rho_0 \exp \left[ - \left( \frac{E_{c0} - E_e}{\gamma_0} \right)^k \right]$$

- BT riba kuju avaldub:

$$I_{BT}(h\nu) \propto \iint W_{BT}(E_e, E_h) \rho_c(E_e) f_c(E_e) \rho_v(E_h) q_h(E_h) \delta(E_e - E_h - h\nu) dE_e dE_h$$

82

## Tugevalt legeeritud CuInGaSe<sub>2</sub> äärekiirguse spekter

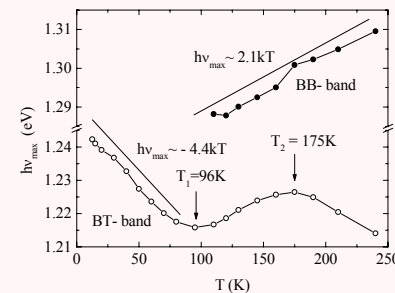


• J. Krustok, H. Collan, M. Yakushev, K. Hjelt. The role of spatial potential fluctuations in the shape of the PL bands of multinary semiconductor compounds. **Physica Scripta**, T79, pp. 179-182 (1999).

**BB ja BT kiirgused**

83

## BB ja BT ribade temperatuursõltuvused

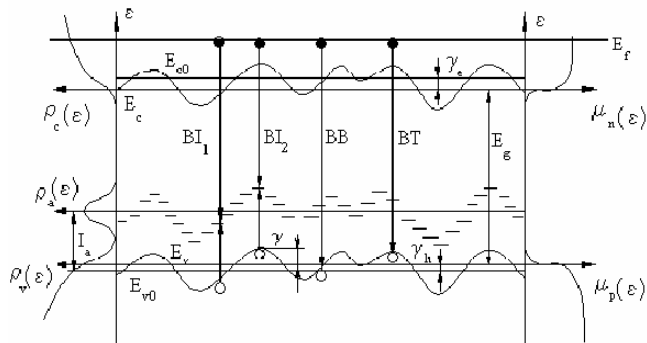


BT ja BB ribade maksimumide temperatuursõltuvused.

• J. Krustok, J. Raudoja, M. Yakushev, R. D. Pilkington, and H. Collan. **phys. stat. sol. (a)** v. 173, No 2, pp. 483-490 (1999).  
• J. Krustok, H. Collan, M. Yakushev, K. Hjelt. **Physica Scripta**, T79, pp. 179-182 (1999).

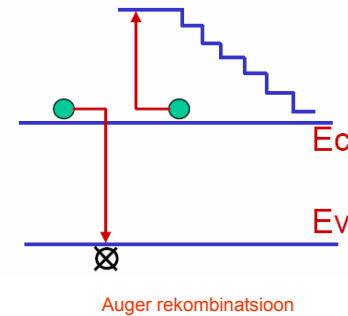
84

## Rekombinatsioon tugevalt legeeritud pooljuhtides



85

## Mittekiiruslik Auger rekombinatsioon



Osalevad 3 laengukandjat.

Elektron-augu rekombinatsioonist vabanev energia antakse kolmandale elektronile.

See kolmas elektron kiirgab energia mittekiiruslikult foononite kaudu

86

## Mittekiiruslik rekombinatsioon läbi defektide

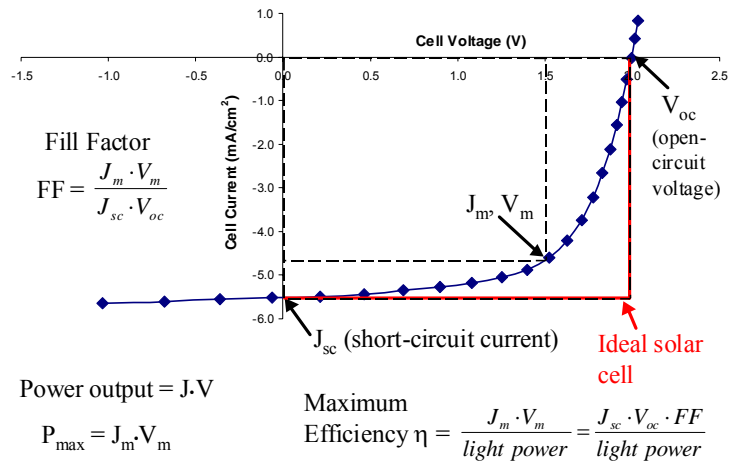
- Paljudes materjalides võib rekombinatsioon minna ka läbi defektitasemete mittekiiruslikult.
- Mittekiirusliku rekombinatsiooni osakaalu näitab kvantväljund.
- Kustutustsentrid -> s-tsentrid

87

## Päikesepatareide spektraalkarakteristikud

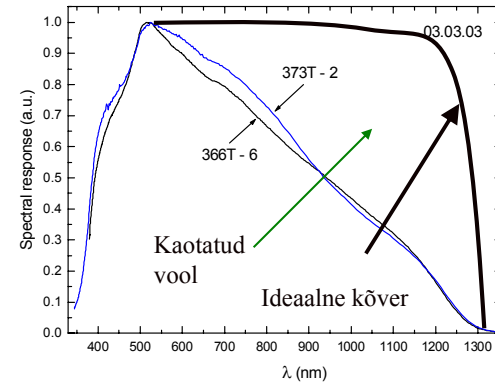
88

## Päikesepatarei tüüpiline I-V kõver



## Spektraaltundlikkuse mõõtmised.

Mõnede meie päikesepatareide spektraalkõverad.



## Spektraaltundlikkuse mõõtmised.

Teoreetiliselt peaks CuInSe<sub>2</sub>-CdS-ZnO päikesepatarei kvantefektiivsus avalduma valemiga:

$$Q(\lambda) = (1 - R) \exp(-\alpha_{ZnO} d_{ZnO}) \exp(-\alpha_{CdS} d_{CdS}) \left[ 1 - \frac{\exp(-\alpha_{CIS} W_{CIS})}{1 + \alpha_{CIS} L_{CIS}} \right]$$

- R- Kaod peegeldusele
- $\alpha$ - neeldumiskoeffitsiendid
- L – mittepõhiliste laengukandajate difusioonitee pikkus
- W- siirdeala paksus
- d- vastava kihi paksus

91

## Spektraaltundlikkuse mõõtmised

Pikalainelises e. Infrapunases osas on ligikaudne sõltuvus selline:

$$QE(\lambda) = k [1 - \exp(-L_{eff} \alpha(\lambda))]$$

$$L_{eff} \approx L_{diff} + w_a$$

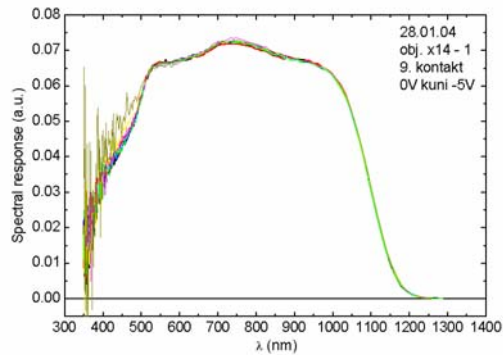
Efektívne kogumistee pikkus

Siirdeala paksus

Kui  $L_{diff} \sim w$ , siis hakkab spektraalkarakteristik sõltuma vastupingest!!!

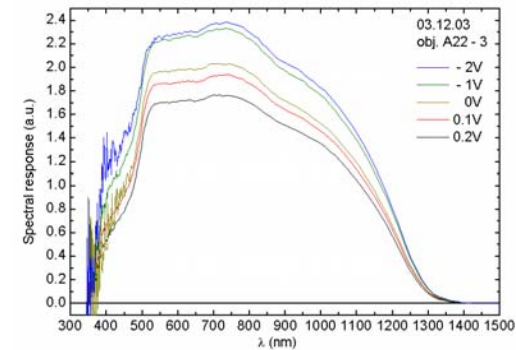
92

## Päikesepatarei Stuttgardi ülikoolist



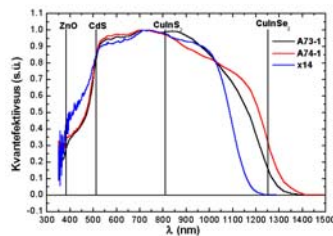
93

## TTÜ päikesepatarei erinevatel vastupingetel



94

## Kvantefektiivsus

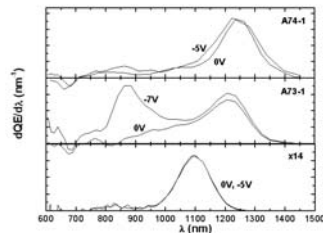


Erinevat tüüpi päikesepatareide kvantefektiivsuste spektrid.

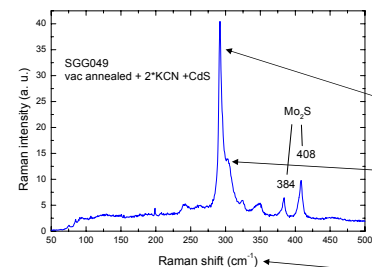
- A73-1 - väävlü järeltöötlust saanud monoterakihiline  $\text{CuInSe}_2$  päikesepatarei.
- A74-1 - seleeni järeltöötlust saanud monoterakihiline  $\text{CuInSe}_2$  päikesepatarei.
- x14 - õhukesekileline  $\text{Cu(In,Ga)Se}_2$  tüüpi päikesepatarei.

Erinevat tüüpi päikesepatareide kvantefektiivsuse spektrite tuleised.

- A74-1 - tuletise maksimumi asukohale vastab  $\text{CuInSe}_2$  keelutsooni laius.
- A73-1 - tuletiste maksimumide asukohtadele vastavad ligikaudu  $\text{CuInSe}_2$  ja  $\text{CuInS}_2$  keelutsooni laiused.
- x14 - tuletise maksimumi asukohale vastab  $\text{Cu(In,Ga)Se}_2$  keelutsooni laius.



## Raman spektroskoopia



Molübdeeniiga kaetud klaasile sadestatud  $\text{CuInS}_2$  kihi Raman spekter

Kalkopüriidse CIS joon

Cu-Au struktuuriga CIS joon

Ühikuks  $1/\lambda$ , s.t. kaugus laseri joonest.

96



## Millest selline nimi?



The Nobel Prize in Physics 1930

"for his work on the scattering of light and for the discovery of the effect named after him"



**Sir Chandrasekhara Venkata Raman**  
India

Calcutta University  
Calcutta, India  
b. 1888  
d. 1970

97

## Valguse ja aine koosmõju

- Kui ainele lasta peale valgust, siis valgus võib neelduda, peegelduda või hajuda.

□ HAJUMINE võib olla:

- Elastne (Rayleigh)  $\rightarrow \lambda_{\text{hajunud}} = \lambda_{\text{langev}}$
- Mitteelastne (Raman)  $\rightarrow \lambda_{\text{hajunud}} \neq \lambda_{\text{langev}}$

□ Valguse lainepikkus muutub Ramani hajumisel!

98

## Elastne (Rayleigh) hajumine

$$I = I_0 \frac{8\pi^4 N \alpha^2}{\lambda^4 R^2} (1 + \cos^2 \theta)$$

Elastsel hajumisel sõltub hajumise intensiivsus pealangeva valguse lainepikkusest  $\lambda$  ja ka hajumise nurgast  $\theta$

Mida sinisem on valgus, seda paremini hajutab!

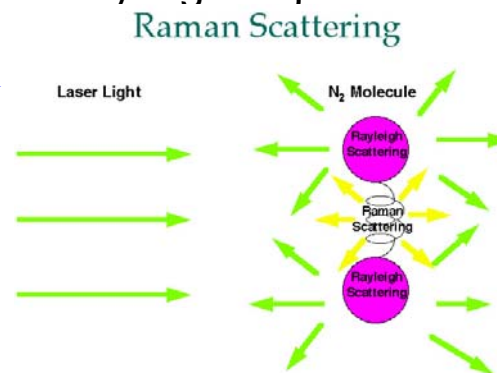
Sinine taevast - päikesekiirguse Rayleigh hajumine õhu molekulidel!

Udu tuled peaks olema punasemad!

99

## Raman vs. Rayleigh hajumine

Ramani joonte  
intensiivsus on  
 $10^7$  korda  
nõrgem kui on  
laseri  
intensiivsus



100

## Ramani efekti füüsika

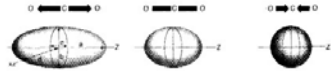
### ■ Ramani hajumise mehhanismid:

□ Molekulides: Molekuli sidemed võivad

- venida
- väänduda
- deformeeruda teise tasandisse

□ Kristallides

- Kasvavad võre võnkumised → genereeritakse nn. termooptilisi foononeid



CO<sub>2</sub> molekuli venimine

101

## Ramani hajumise spekter

Ramani spektris näeme:

1. Rayleigh piiki ( $\Delta E=0$ )
2. Anti-Stokes jooni, kus energia on suurenenud, s.t.  $\Delta E < 0$
3. Stokesi jooni, kus energia on vähenenud, s.t.  $\Delta E > 0$

Üldiselt registreeritakse alati Stokesi jooni, kus energia väheneb ja seega lainepikkus on SUUREM kui laseri lainepikkus.

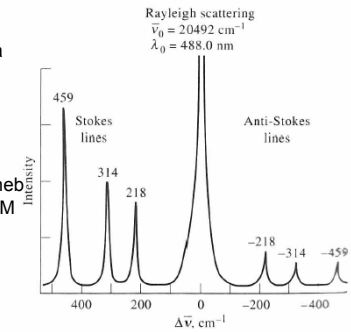
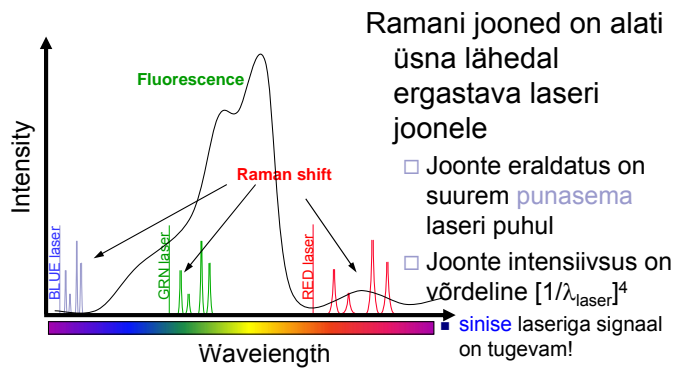


Figure 18-1. Spectrum of CCl<sub>4</sub>, using an Ar<sup>+</sup> laser at 488 nm.

## Ramani hajumise spekter



Ramani jooned on alati üsna lähedal ergastava laseri joonele

- Joonte eraldatus on suurem punasema laseri puhul
  - Joonte intensiivsus on võrdeline  $[1/\lambda_{\text{laser}}]^4$
- sinise laseriga signaal on tugevam!

Fluorestsents segab spektri saamist!!

103

## Raman spektromeeter

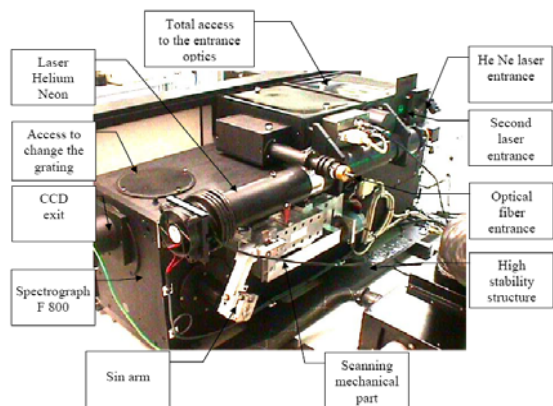


HORIBA Jobin Yvon  
LabRam HR

VB korpuse keldris

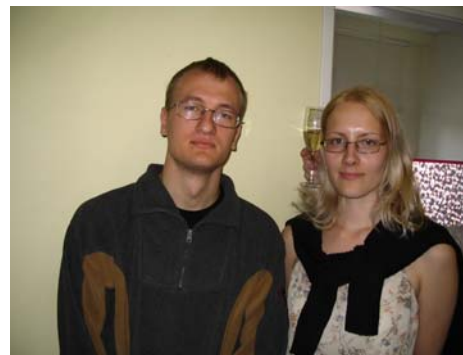
104

## Raman spektromeeter (vaade tagant)



105

## Kes teid aitavad:



Mati Danilson

Maarja Grossberg

106

## Lõpetuseks

- KONTAKT: VB korpuse II korrus VB-224  
Pooljuhtmaterjalide tehnoloogia õppetool

[staff.ttu.ee/~krustok](http://staff.ttu.ee/~krustok)  
[krustok@staff.ttu.ee](mailto:krustok@staff.ttu.ee)

107