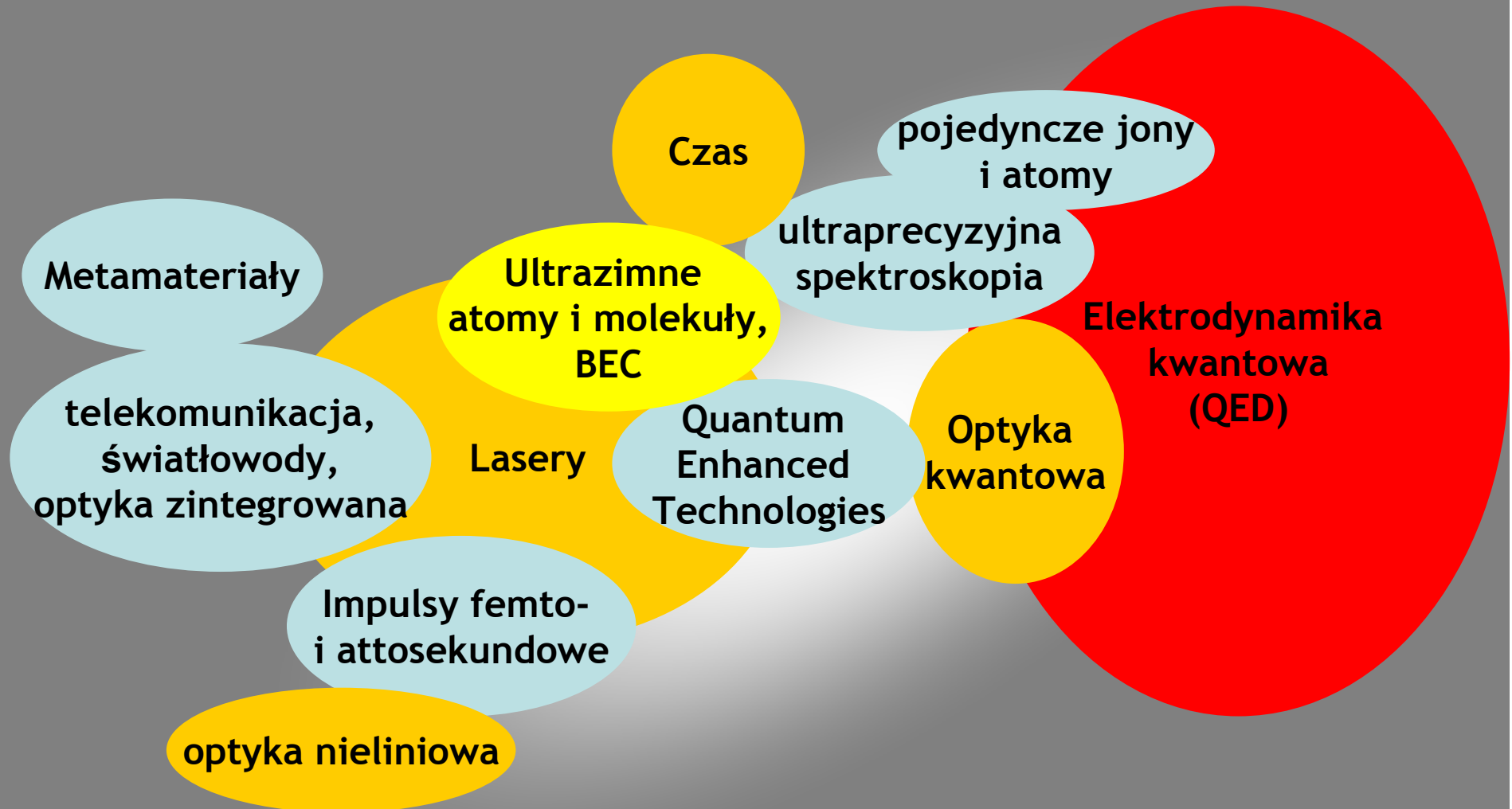


WdOiFCS

Podsumowanie

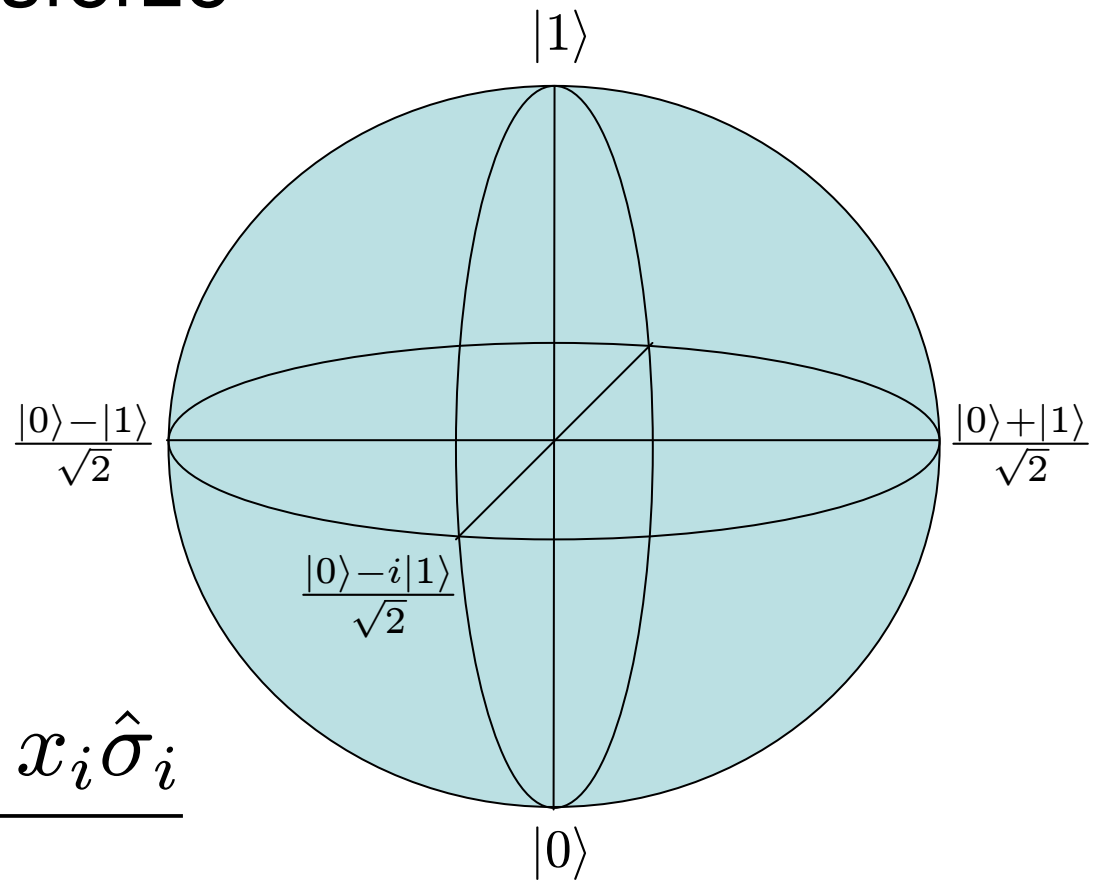
# Optyka współczesna



# Sfera Blocha

- współrzędne na sferze

$$x_i = \langle \psi | \sigma_i | \psi \rangle$$



$$|\psi\rangle\langle\psi| = \frac{\mathbf{1} + \sum_i x_i \hat{\sigma}_i}{2}$$

# Sprężenie dipolowe

$$\hat{H} = \hbar\omega_0 \frac{\sigma_z + 1}{2} + e\vec{E} \cdot (\vec{d}\sigma_- + \vec{d}^*\sigma_+)$$

$$\hat{\sigma}_\xi = \sigma_x \xi + i\sigma_y \quad \vec{E} = \underbrace{\vec{E}_0 e^{-i\omega t} / 2}_{\varepsilon^+} + \underbrace{\vec{E}_0 e^{i\omega t} / 2}_{\varepsilon^-}$$

$$\hat{H} = \hbar\omega_0 \frac{\sigma_z + 1}{2} + \hbar(\Omega\sigma_- + \Omega^*\sigma_+)$$

$$\Omega = \vec{d} \cdot \vec{E}_0 e^{i\omega t} / 2$$

# Dwie strony kwantowego pola

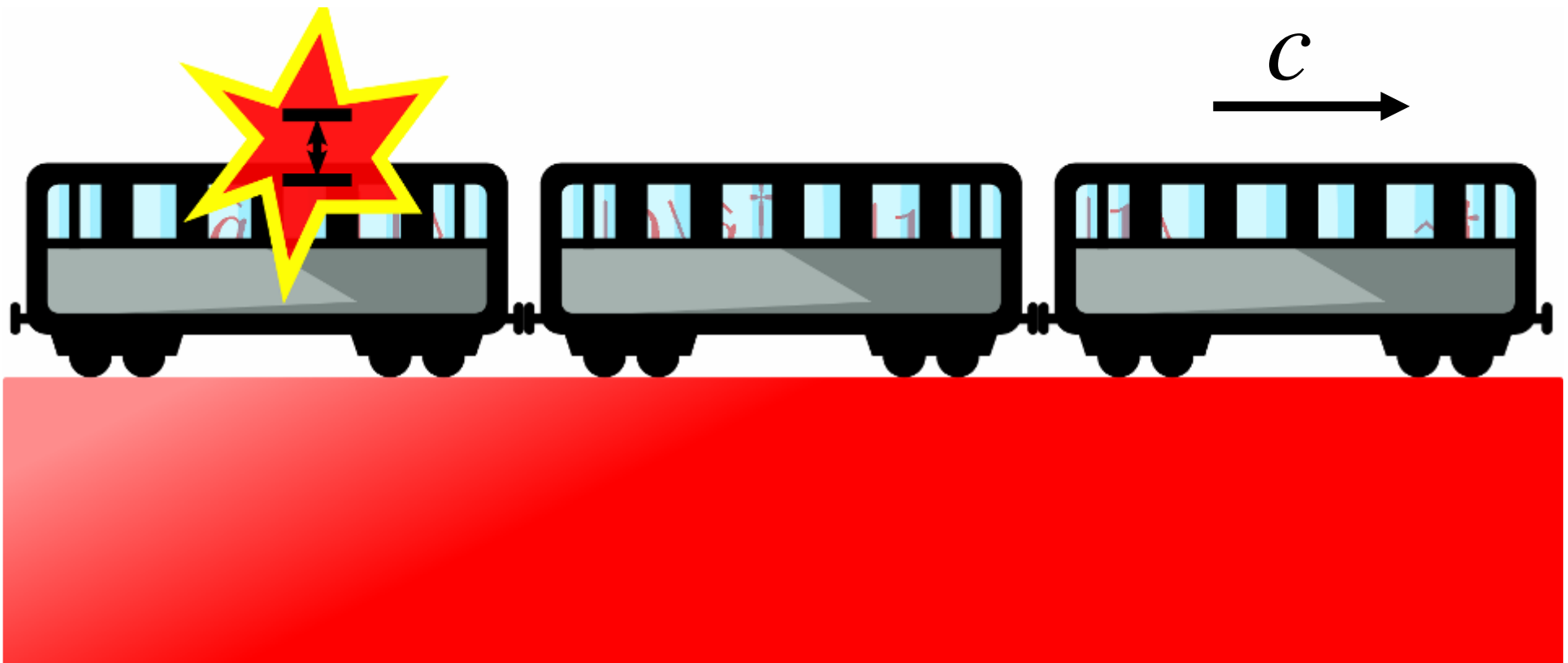
$$\hat{\vec{E}}(\vec{x}, t) = i \sum_{\lambda} \int d^3\vec{k} \underbrace{\sqrt{\frac{\hbar\omega_k}{2\epsilon(2\pi)^3}} \vec{e}_{\vec{k},\lambda} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{x})}_{u_{\lambda,k}(\vec{x})} \hat{a}_{\vec{k},\lambda} + H.c.$$

zwykła funkcja  
opisuje charakterystykę modową

operator  
zawiera statystykę pola

$$\hat{a}_{\vec{k}} = e^{-i\omega t} \tilde{a}_{\vec{k}}$$

# Emisja spontaniczna



# Emisja przypadkowa vs. spójna

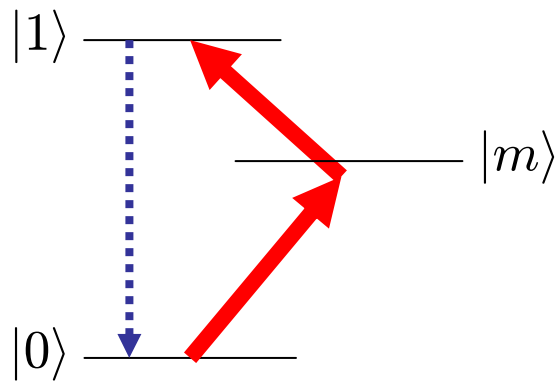
niech  $|\Psi\rangle = \prod_a \frac{|0\rangle_a + e^{i\phi_a}|1\rangle_a}{\sqrt{2}}$

$$\langle\Psi|\sum_a e\hat{r}_a|\Psi\rangle = \sum_a e^{i\phi_a} \simeq 0$$

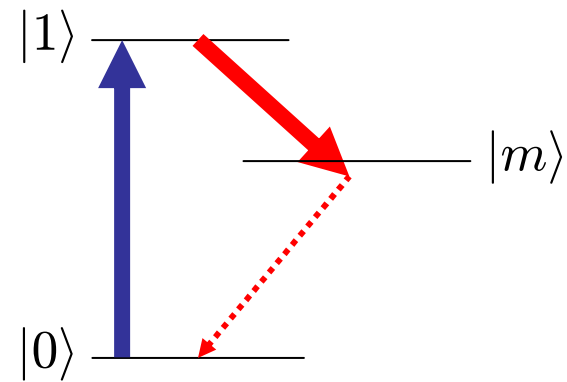
$$\left\langle \left( \sum_a e\hat{r}_a \right)^2 \right\rangle \simeq N|d_{01}|^2$$

N razy większa moc emisji

# Przejścia wielofotonowe



SHG  
SFG

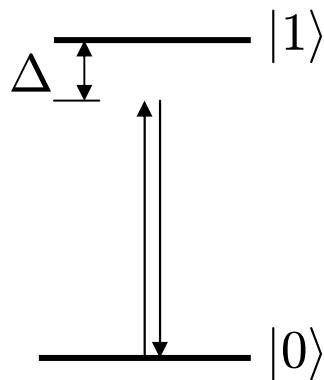


DFG  
PDC





# Oraz WTęiNazad Lightshift (AC Stark shift)



$$\tilde{H}_{int} = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega \\ \Omega & -2\Delta \end{pmatrix}$$

Potraktujmy to jako stałe zaburzenie...

$$E_0 = E_0^{(0)} + \underbrace{\langle 0|V|0\rangle}_{=0} + \sum_{m \neq 0} \frac{|\langle 0|V|m\rangle|^2}{\Delta_m}$$

$$\sum_{m \neq 0} \frac{|Ed_{m0}|^2}{\omega_{m0} - \omega}$$

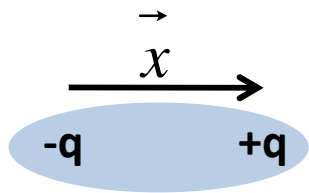
# Cząsteczki i ciało stałe

# Klasyczny model współczynnika załamania

## Fala w ośrodku wypełnionym oscylatorami (model Lorentza):

### Rozważamy

- przestrzeń wypełnioną oscylatorami o częstotliwości rezonansowej  $\omega_0$  i współczynniku tłumienia  $\gamma$ ,
- oscylatory mają masę  $m$ , ładunek  $q$
- są poruszane przez oscylujące pole elektryczne  $E$ .



$$\text{stąd } \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 (1 + \chi) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$$

$$\vec{P}(t) = N \vec{p}(t) = Nq \vec{x}(t) = \epsilon_0 \chi \vec{E}(t)$$

Tego szukamy:

$$n^2 = \epsilon = 1 + \chi$$

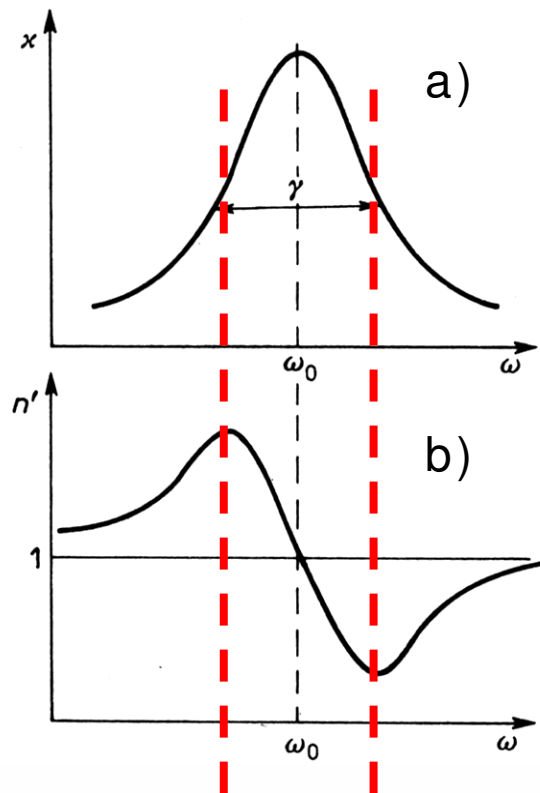
Musimy wyznaczyć  $\vec{x}(t)$  !

# Klasyczny model współczynnika załamania

Fala w ośrodku wypełnionym oscylatorami (model Lorentza):

Dostajemy:

związki dyspersyjne Kramersa - Kroniga



Obszar dyspersji anomalnej

$$K = \frac{Nq^2}{2\epsilon_0 m} \frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}$$

$$n' = 1 + \frac{Nq^2}{2\epsilon_0 m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}$$

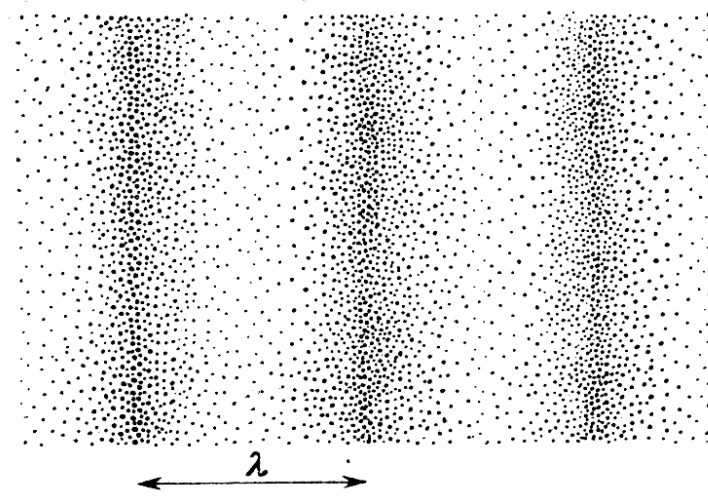
# Klasyczny model współczynnika załamania

Np. propagacja fali w plazmie:

$$\frac{d^2 \rho}{dt^2} + 0 + 0 = \frac{qE}{m} e^{i\omega t}$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}$$

swobodne ładunki



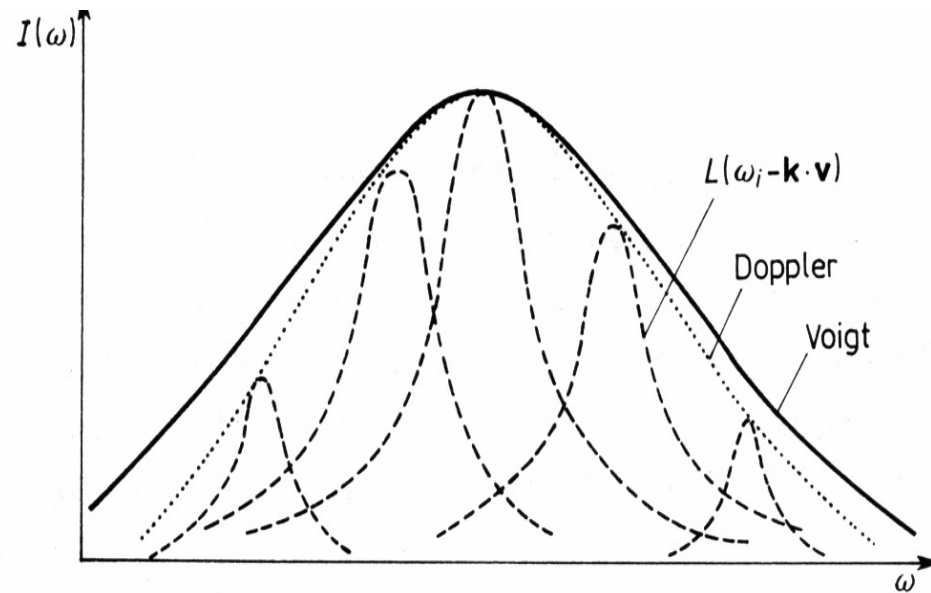
- zjonizowane gazy, (np. w lampach gazowych, w atmosferach gwiazd i jonosferach planet),
- plazma,
- plazma w ciele stałym - czyli gaz swobodnych nośników znajdujący się w metalach lub półprzewodnikach,
- ciecze - jak elektrolity czy roztopione przewodniki.

Rozwiązanie dla stanu ustalonego:

$$\rho = \rho_0 e^{i\omega t}$$

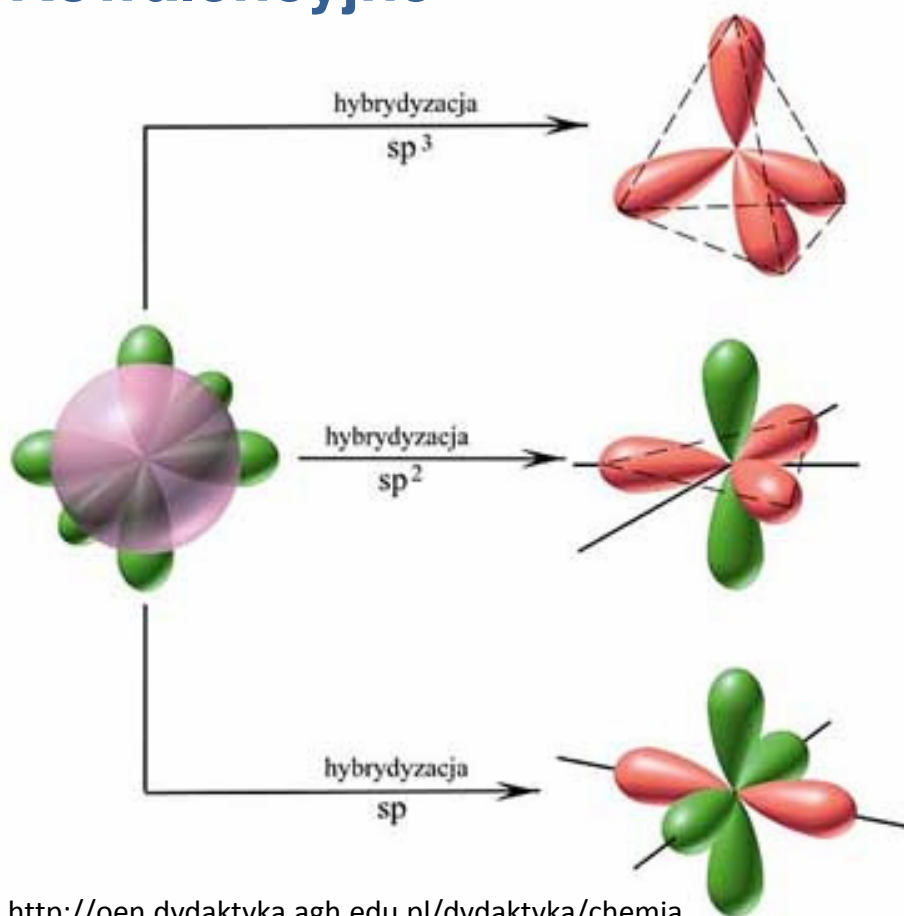
# Klasyczny model współczynnika załamania

## Profil Voigta



# Rodzaje wiązań

## Kowalencyjne



<http://oen.dydaktyka.agh.edu.pl/dydaktyka/chemia>

<http://sparkcharts.sparknotes.com/chemistry/organicchemistry1/section2.php>

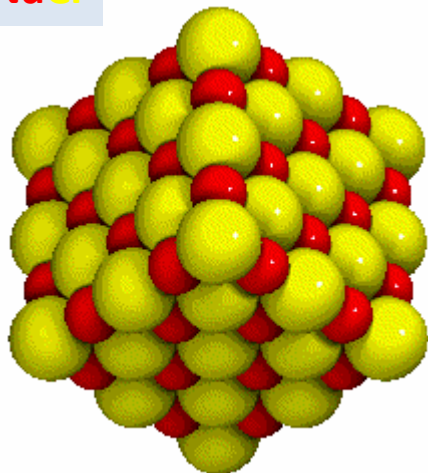
Number of orbitals combined	Hybrid orbitals formed	Bonding electron pairs and lone pairs around central atom	VSEPR geometry
1 s orbital & 1 p orbital	sp hybrid (2 orbitals)	2	linear
1 s orbital & 2 p orbitals	$sp^2$ hybrid (3 orbitals)	3	trigonal planar
1 s orbital & 3 p orbitals	$sp^3$ hybrid (4 orbitals)	4	tetrahedral
1 s orbital & 3 p orbitals & 1 d orbital	$dsp^3$ hybrid (5 orbitals)	5	trigonal bipyramidal
1 s orbital & 3 p orbitals & 2 d orbitals	$d^2sp^3$ hybrid (6 orbitals)	6	octahedral

# Rodzaje wiązań

## Wiązanie jonowe

**Elektroujemność** (ozn.  $\chi$ ) - zdolność atomu w cząsteczce do przyciągania (przyłączania) elektronu. W skrajnym przypadku, gdy elektroujemności obu pierwiastków bardzo się różnią (np. Li i F), dochodzi do pełnego przeskoku elektronów na bardziej elektroujemny atom, co prowadzi do powstania wiązania jonowego ( $\Delta\chi \geq 1,7$ ).

NaCl



Tablica 2.4. Wartości elektroujemności (wg Paulinga) dla kilku ważniejszych pierwiastków (dla H przyjęto 2,1)

I	II	III	IV	V	VI	VII
<b>Li</b> 1,0	<b>Be</b> 1,5	<b>B</b> 2,0	<b>C</b> 2,5	<b>N</b> 3,0	<b>O</b> 3,5	<b>F</b> 4,0
<b>Na</b> 0,9	<b>Mg</b> 1,2	<b>Al</b> 1,5	<b>Si</b> 1,8	<b>P</b> 2,1	<b>S</b> 2,5	<b>Cl</b> 3,0
<b>K</b> 0,8	<b>Ca</b> 1,0	<b>Ga</b> 1,6	<b>Ge</b> 1,7	<b>As</b> 2,0	<b>Se</b> 2,4	<b>Br</b> 2,8
<b>Rb</b> 0,8			<b>Sn</b> 1,7			<b>J</b> 2,4

Jonowoś  
ć

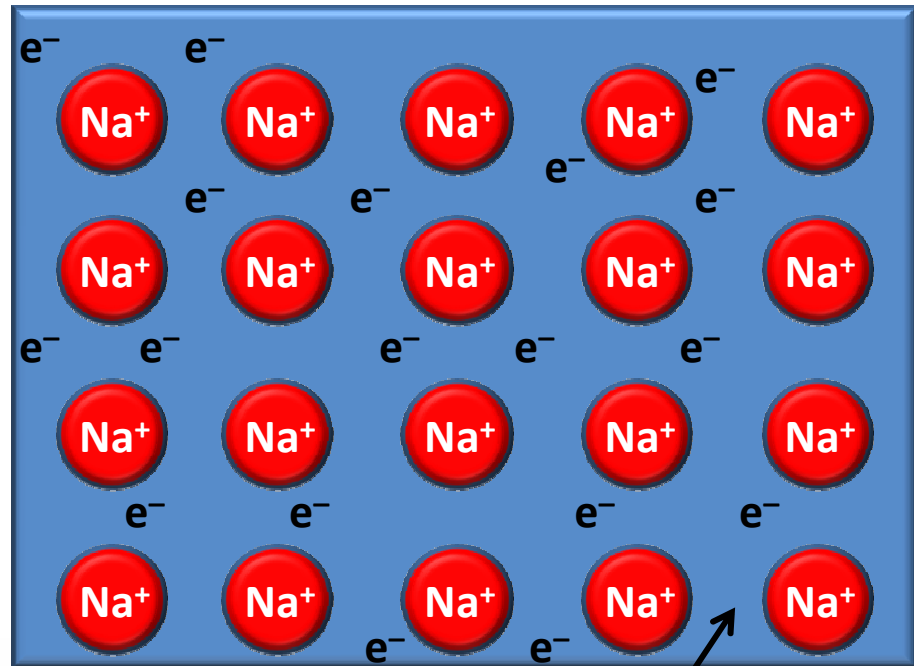
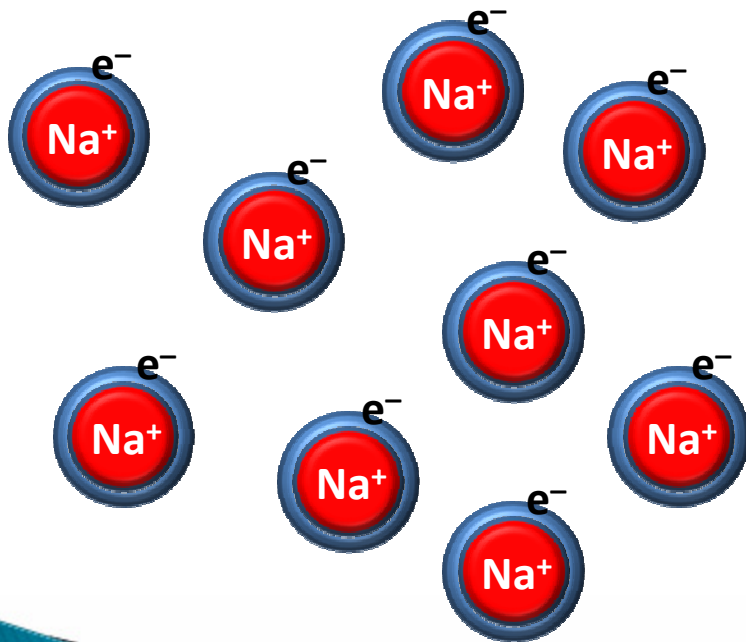
Jonowoś  
ć



# Rodzaje wiązań

## Wiązanie metaliczne

Wiązanie chemiczne w metalach, utworzone w wyniku elektrodynamicznego oddziaływania między dodatnio naładowanymi rdzeniami atomowymi, które znajdują się w węzłach sieci krystalicznej, a ujemnie naładowaną **plazmą elektronową (elektronami zdelokalizowanymi, gazem elektronowym)**. Podobne do wiązania kowalencyjnego, ale elektrony tworzące wiązanie są wspólne dla wielkiej liczby atomów.



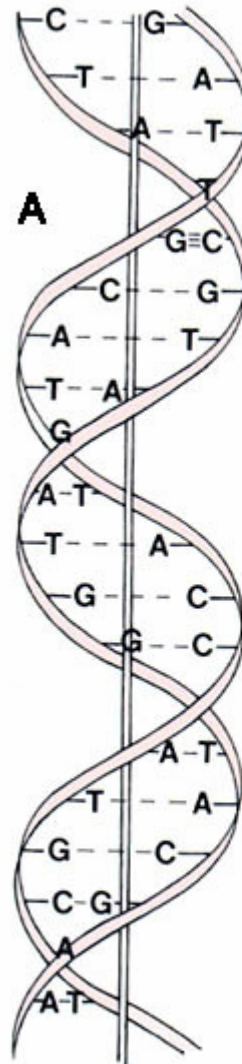
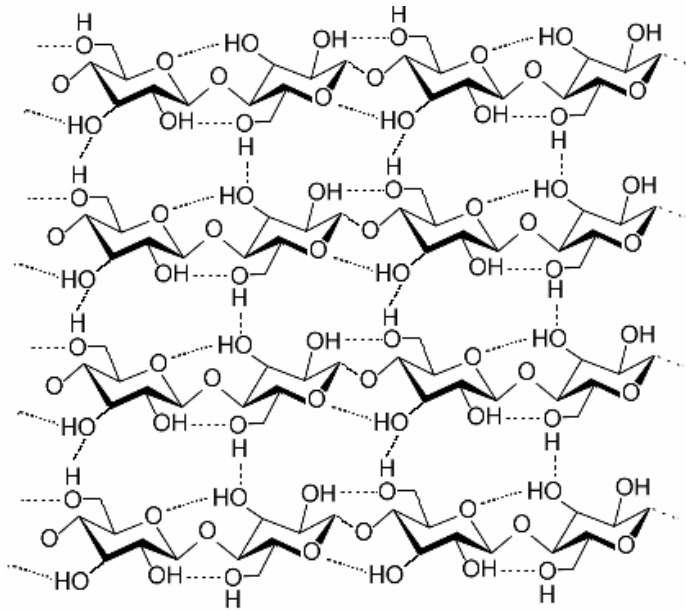
Gaz elektronowy

# Rodzaje wiązań

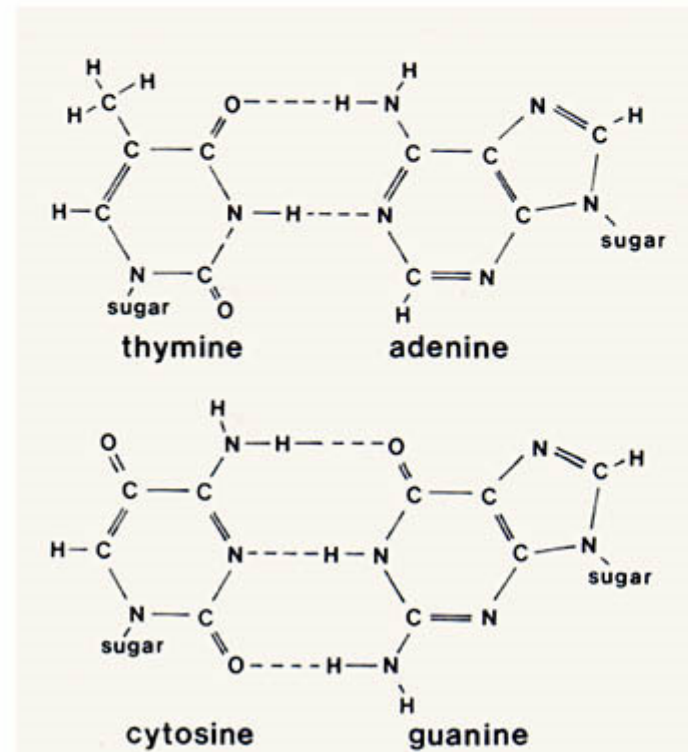
## Wiązanie wodorowe

Uwspólnienie wodoru

Celuloza



B



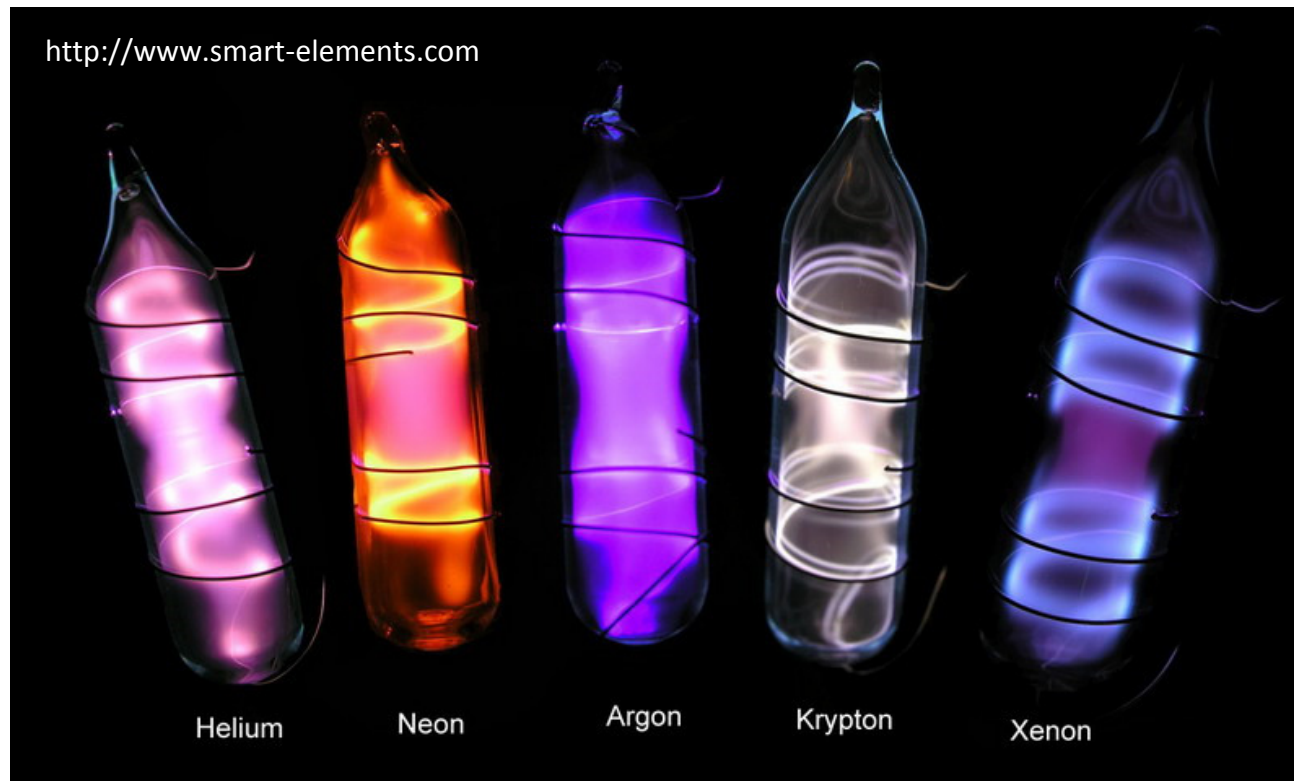
C



# Rodzaje wiązań

## Wiązanie van der Waalsa

Ne, Ar, Kr, Xe – oddziaływanie wyindukowanych momentów dipolowych.



To Były

# Cząsteczki

## Dwuatomowe cząsteczki homojądrowe np. $\text{H}_2$ , $\text{Li}_2$ , $\text{N}_2$ , $\text{O}_2$

Ponieważ cząsteczka jest dwuatomowa szukamy kombinacji dwóch orbitali.

$$\Psi = c_A \varphi_A + c_B \varphi_B$$

$$|c_A|^2 = |c_B|^2 \Rightarrow c_A = \pm c_B$$

$$\Psi_+ = N_+ (\varphi_A + \varphi_B)$$

$$\Psi_- = N_- (\varphi_A - \varphi_B)$$

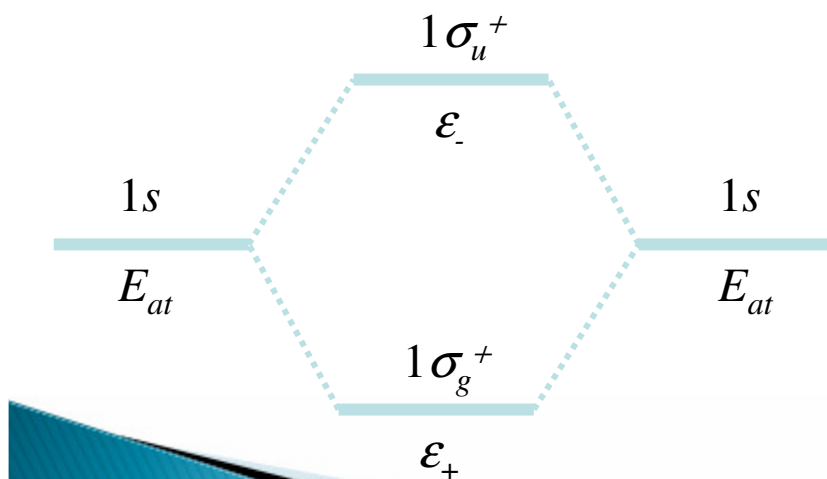
$$S = \int \varphi_A \varphi_B d\tau$$

$$N_+ = \frac{1}{\sqrt{2(1+S)}}, N_- = \frac{1}{\sqrt{2(1-S)}}$$

$$\epsilon_{\pm} = \int \Psi_{\pm} \hat{H}^0 \Psi_{\pm} d\tau$$

$$\epsilon_+ = \frac{E_{at} - |H_{AB}|}{1+S}$$

$$\epsilon_- = \frac{E_{at} + |H_{AB}|}{1-S}$$



# Cząsteczki

## Dwuatomowe cząsteczki heterojądrowe np. CO, NO, HCl, HF

Ponieważ cząsteczka jest dwuatomowa szukamy kombinacji dwóch orbitali.

$$\Psi = c_A \varphi_A + c_B \varphi_B$$

$$|c_A|^2 \neq |c_B|^2$$

Metoda wariacyjna

$$E < \frac{\int \Psi \hat{H}_0 \Psi d\tau}{\int \Psi^2 d\tau} = \varepsilon$$

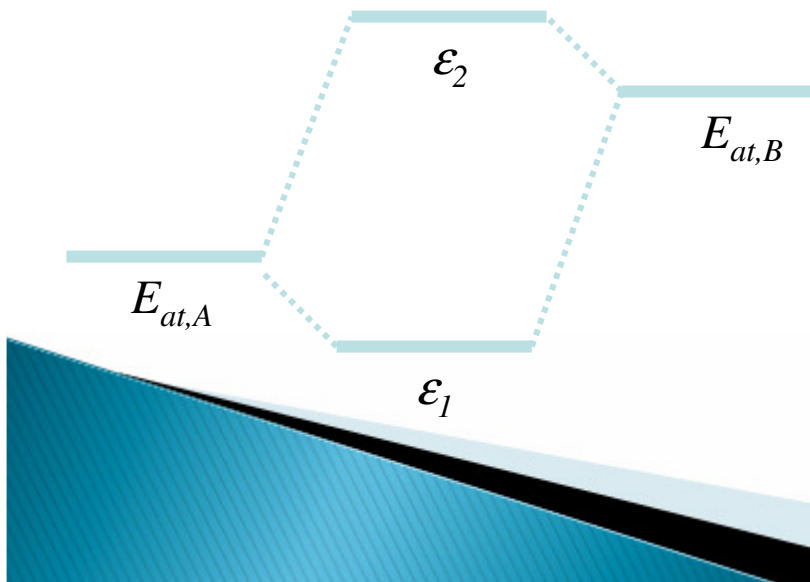
$$\varepsilon(c_A^2 + c_B^2 + 2c_A c_B S) = c_A^2 H_{AA} + c_B^2 H_{BB} + 2c_A c_B H_{AB}$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial c_A} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial c_B} = 0$$

$$\begin{pmatrix} H_{AA} - \varepsilon & H_{AB} - \varepsilon S \\ H_{AB} - \varepsilon S & H_{BB} - \varepsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_A \\ c_B \end{pmatrix} = 0$$

$$H_{AA} \approx E_{at,A} \quad H_{BB} \approx E_{at,B}$$

$$\text{Założmy, że } E_{at,A} < E_{at,B}$$



## Powtórzenie

# Cząsteczki

## Przybliżenia

$$[\hat{T}_N + E_{el}^n(\mathbf{R})]\chi^n(\mathbf{R}) = E\chi^n(\mathbf{R})$$

Energia kinetyczna drgań (oscylacji) i rotacji (obrotów) separują się, ponieważ zakładamy „małe” drgania i powolne obroty.

$$[\hat{T}_{osc} + \hat{T}_{rot} + \Delta E_{el}(\mathbf{R})]\chi(\mathbf{R}) = E_N\chi(\mathbf{R})$$

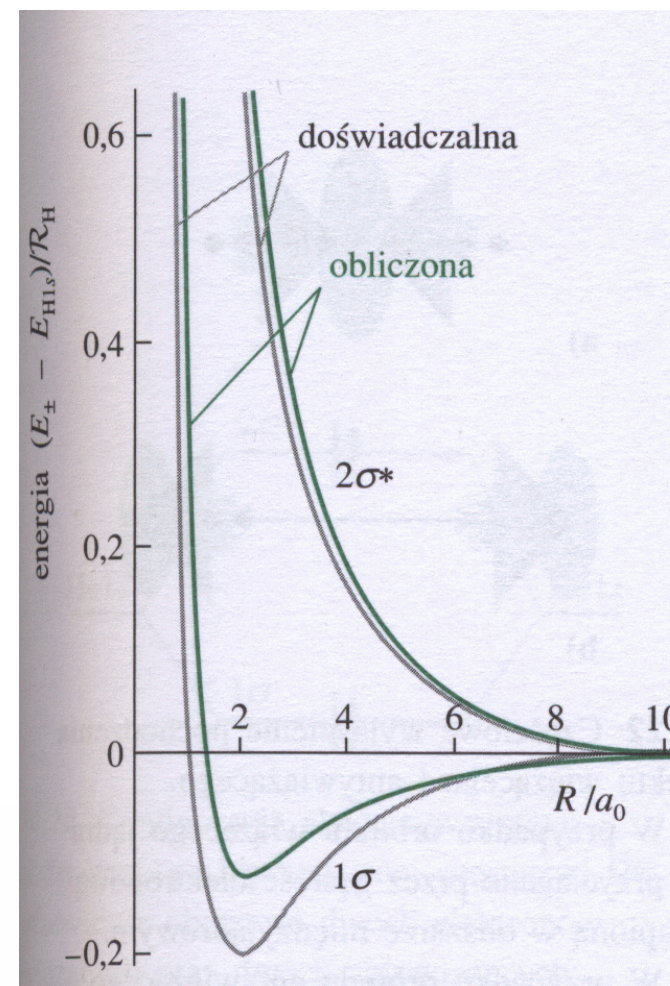
Operatory działają na różne współrzędne: możemy rozdzielić zmienne.

$$\chi(\mathbf{R}) = \chi_{osc}(R)\chi_{rot}(\theta, \varphi)$$

$$E_N = E_{osc} + E_{rot}$$

$$\Psi = \Psi_{el}\chi_{osc}\chi_{rot}$$

$$E = E_{el} + E_{osc} + E_{rot}$$



# Widma oscylacyjne

## Przybliżenie harmoniczne

Poziomy energetyczne oscylacyjno-rotacyjne

**Reguła wyboru:  $\Delta v = \pm 1$**

Z reguły dla przejść oscylacyjno-rotacyjnych:  $B_{v'} \approx B_{v''}$

**Gałąź R**

$$\Delta J = J' - J'' = +1$$

$$\Delta E = \eta\omega_e + 2B_{v'} + (3B_{v'} - B_{v''})J'' + (B_{v'} - B_{v''})J''^2$$

**Gałąź Q**

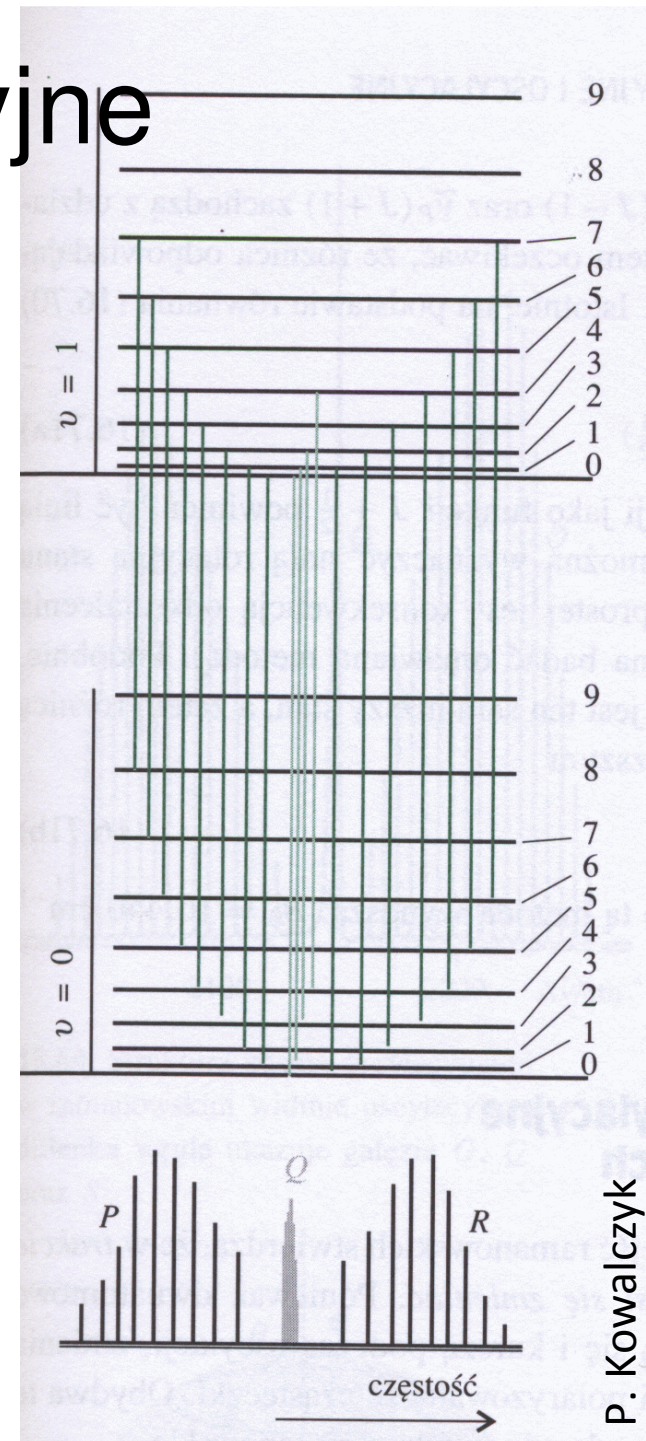
$$\Delta J = 0$$

$$\Delta E = \eta\omega_e + (B_{v'} - B_{v''})J'' + (B_{v'} - B_{v''})J''^2$$

**Gałąź P**

$$\Delta J = J' - J'' = -1$$

$$\Delta E = \eta\omega_e + (B_{v'} + B_{v''})J'' + (B_{v'} - B_{v''})J''^2$$



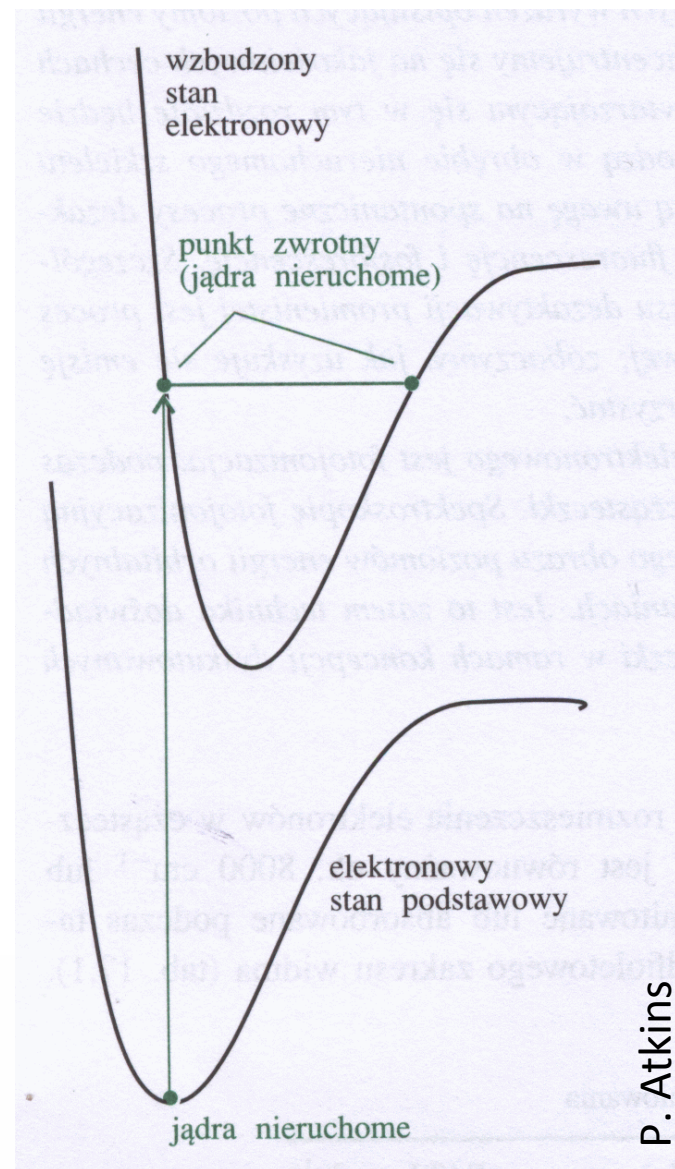
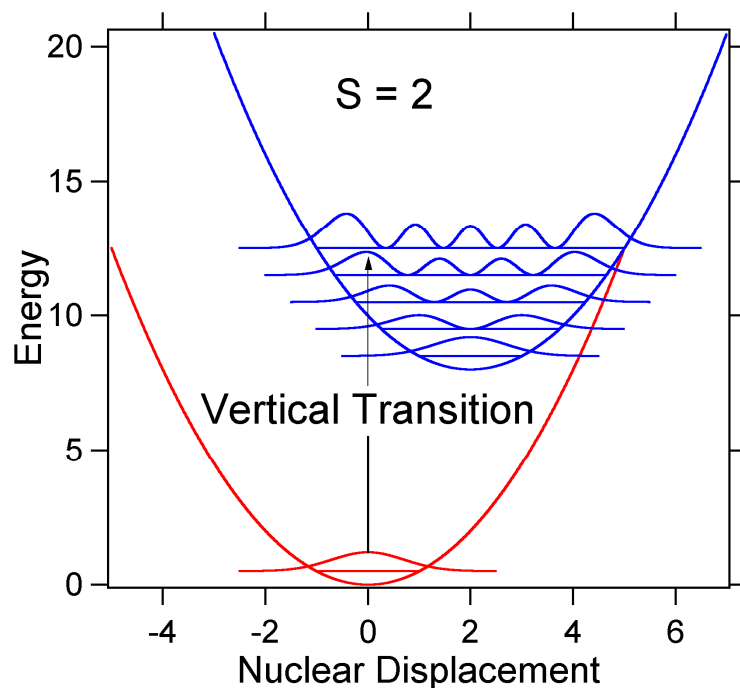
# Widma elektronowe

## Zasada Francka-Condon

$$\langle \Psi' | \mu | \Psi'' \rangle = \int \chi_{v'} \chi_{v''} dR \int \langle M_{el} \rangle \chi'_{rot} \chi''_{rot} d\Omega$$

$$M_{el}(R) = \int \Psi'_{el}^*(\rho, \hat{R}) \mu_{el} \Psi''_{el}(\rho, \hat{R}) d\tau_{el}$$

Ponieważ jądra są znacznie cięższe od elektronów, przejścia elektronowe zachodzą znacznie szybciej, niż jądra są w stanie na nie zareagować.





# Struktura krystaliczna

## Kryształy

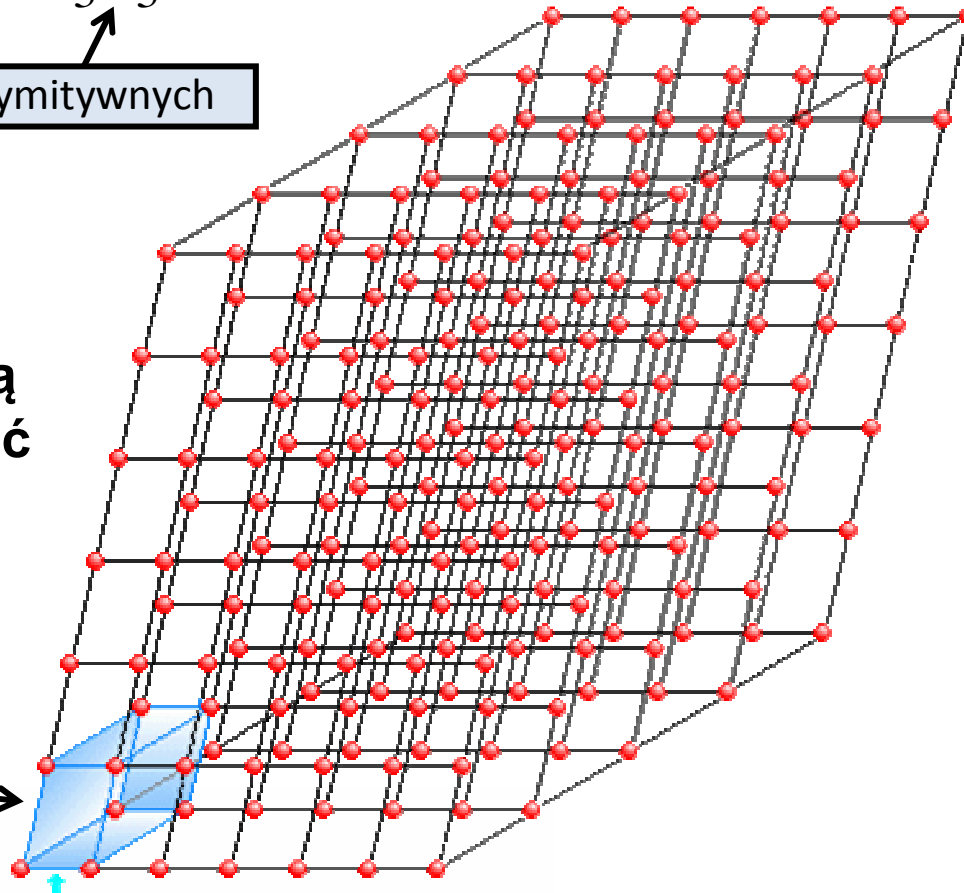
$$\vec{T} = n_1 \vec{t}_1 + n_2 \vec{t}_2 + n_3 \vec{t}_3$$

wektory translacji prymitywnych

- Można na wiele sposobów wybrać komórkę elementarną. Zwykle chcemy, żeby komórka taka: miała możliwie **najwyższą symetrię**, **najmniejszą objętość**

- **Komórka prosta**: komórka elementarna o najmniejszej objętości

Komórka prosta



# Struktura krystaliczna

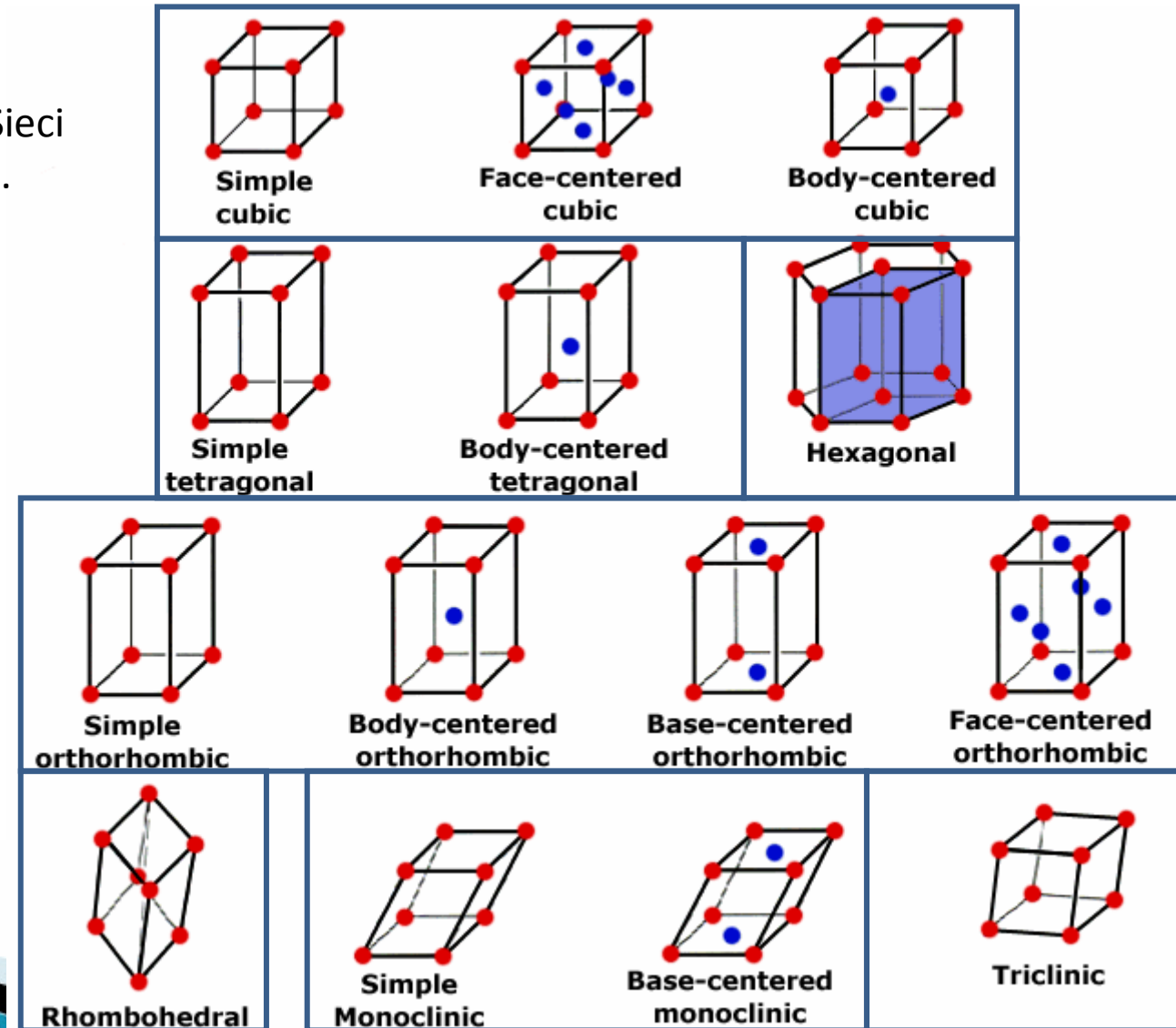
## Sieci Bravais

Istnieje 14 możliwych sieci wypełniających przestrzeń. Sieci te noszą nazwę **sieci Bravais**.

Tworzą one 7 układów krystalograficznych



Auguste Bravais  
1811-1863



# Krystalografia

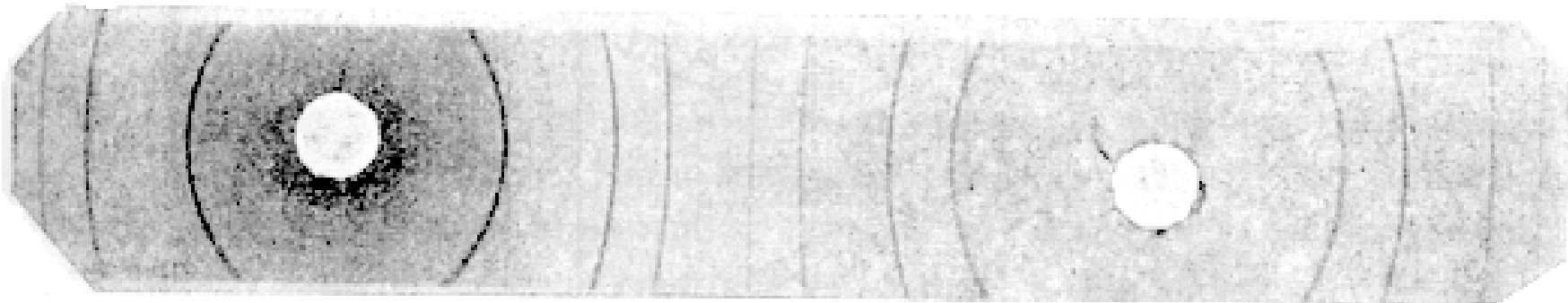
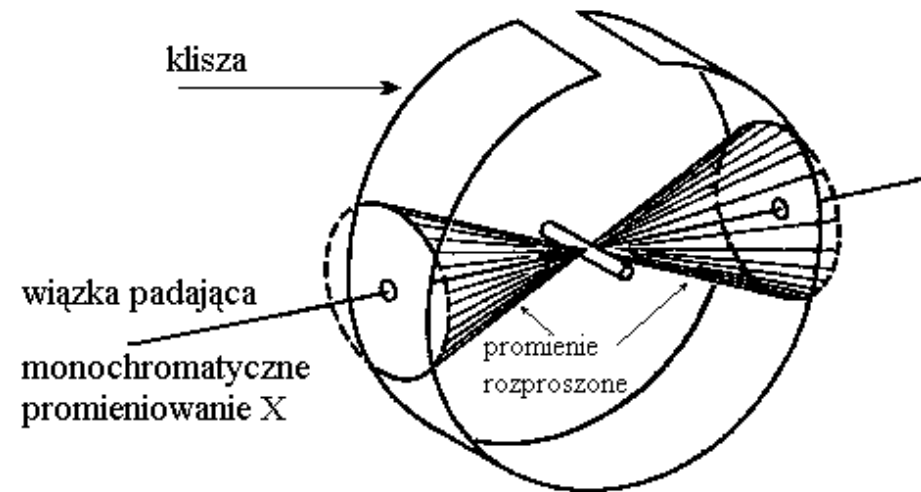
## Metoda Debaye'a-Scherera



Peter Joseph Debye  
1884 – 1966



Paul Scherrer  
1890 - 1969



Typowy debajogram

# Krystalografia

## Geometryczny czynnik strukturalny

Fala rozproszona na jednym atomie:

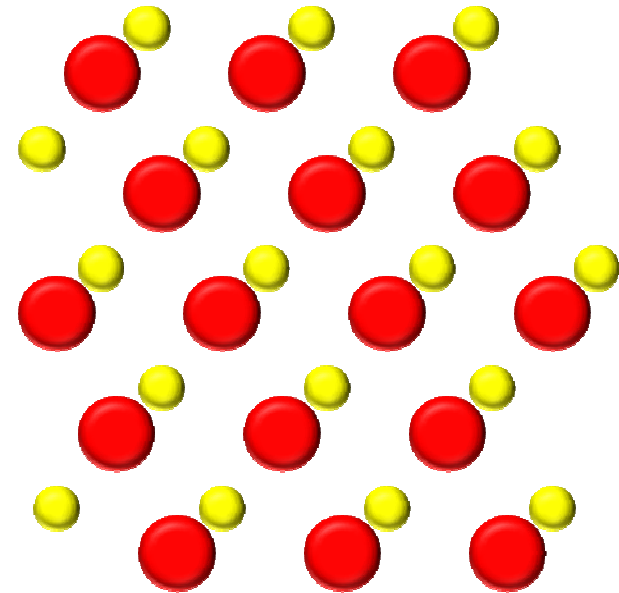
$$\Psi = A e^{i(k \cdot \rho - \omega t)} f$$

Fala rozproszona na wszystkich atomach:

$$\Psi = A \sum_n \sum_j f_j e^{i(k \cdot \rho - \omega t)} e^{-i\Delta k \cdot R_{nj}} =$$

$$A e^{i(k \cdot \rho - \omega t)} \left[ \sum_j f_j e^{-i\Delta k \cdot R_{0j}} \right] \left[ \sum_n e^{-i\Delta k \cdot (n_1 \rho_1 + n_2 \rho_2 + n_3 \rho_3)} \right] =$$

$$A e^{i(k \cdot \rho - \omega t)} \left[ \sum_j f_j e^{-i\Delta k \cdot R_{0j}} \right] \left[ \sum_{n_1} e^{-i\Delta k n_1 \rho_1} \right] \left[ \sum_{n_2} e^{-i\Delta k n_2 \rho_2} \right] \left[ \sum_{n_3} e^{-i\Delta k n_3 \rho_3} \right]$$



# Podstawy modelu jednoelektronowego

## Twierdzenie Blocha

Wartości własne energii są periodyczną funkcją liczby kwantowej  $\vec{k}$ :  $E(\vec{k}) = h^2 g_1^2 + k^2 g_2^2 + l^2 g_3^2$

$$E(n, \vec{k}) = E(n, \vec{k} + \vec{G})$$

$$g_i = \frac{2\pi}{a_i}$$

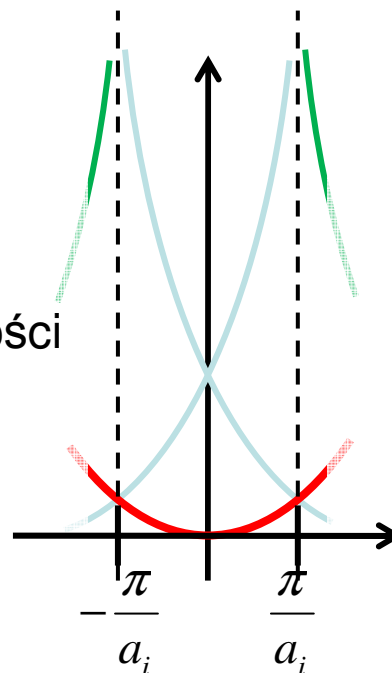
**Model prawie swobodnych elektronów** – dla fali płaskiej w pustej przestrzeni energia od wektora falowego wyraża się wzorem:

$$E(n=1, \vec{k}) = \frac{\eta^2 k^2}{2m} = E(\vec{k} + \vec{G}) = \frac{\eta^2 (\vec{k} + \vec{G})^2}{2m}$$

Jest tzw. zredukowana strefa Brillouina.

Na granicy strefy  $\pm \frac{G}{2} = \pm \frac{\pi}{a}$  wartości energii są zdegenerowane.

**W pustej przestrzeni?**



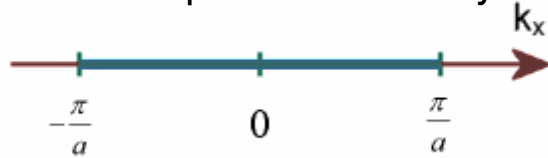
# Podstawy modelu jednoelektronowego

## Strefa Brillouina

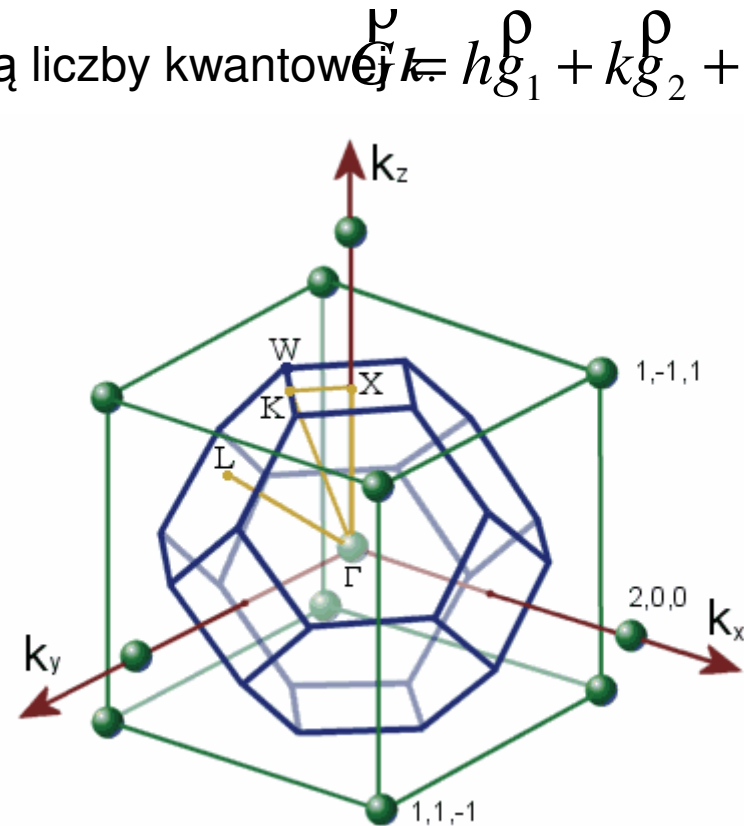
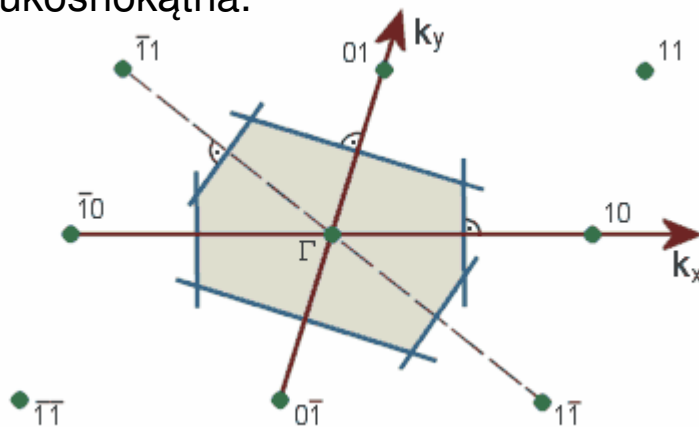
Wartości własne energii są periodyczną funkcją liczby kwantowej  $\vec{k}$ :  $E(\vec{k}) = E(\vec{k} + \vec{G})$

$$E(n, \vec{k}) = E(n, \vec{k} + \vec{G})$$

Strefa Brillouina w przestrzeni 1-wymiarowej



Strefa Brillouina w przestrzeni 2-wymiarowej, sieć ukośnokątna.

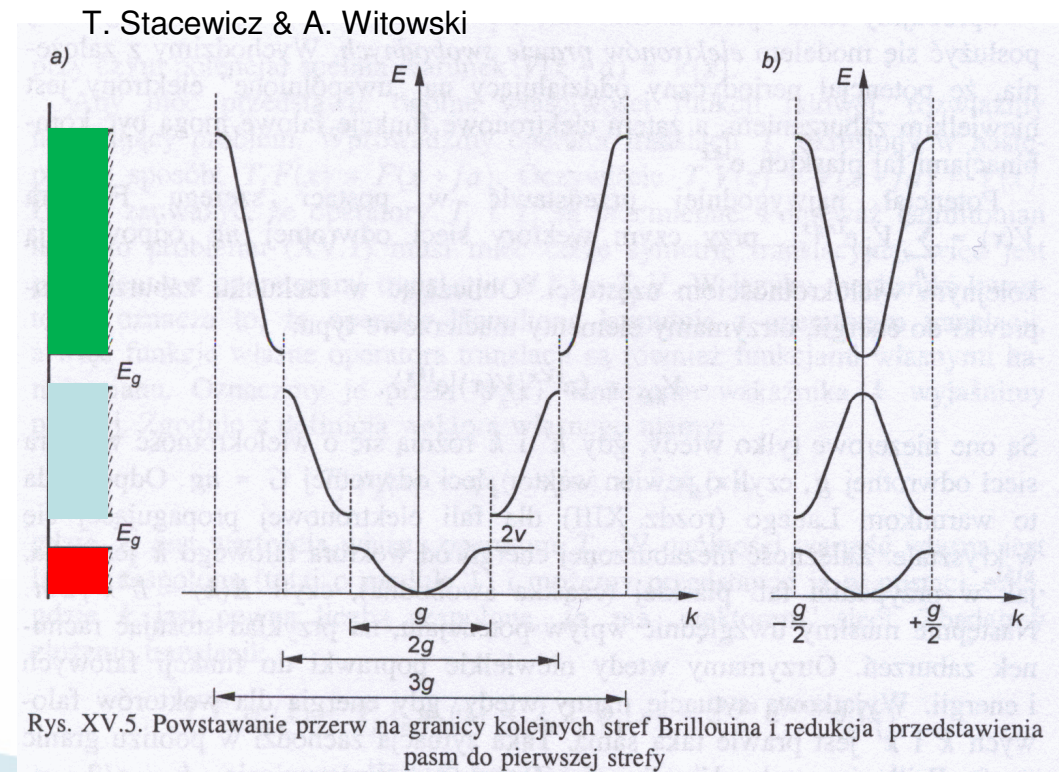


Strefa Brillouina dla sieci kubicznej powierzchniowo centrowanej (fcc). Ograniczające strefę ściany kwadratowe i sześciokątne pochodzą, odpowiednio, od punktów sieci odwrotnej typu  $(2,0,0)$  i  $(1,1,1)$ .

# Podstawy modelu jednoelektronowego

## Twierdzenie Blocha

- Ponieważ funkcja Blocha przesunięta o wektor sieci odwrotnej nie zmienia się to wygodnie jest przedstawiać wyniki tylko w  $I$ -szej strefie Brillouina. Trzeba wówczas numerować pasma energetyczne.
- Stan elektronu w ciele stałym zadany jest przez wektor falowy z  $I$ -szej strefy, numer pasma oraz rzut spinu.



# Przerwa energetyczna

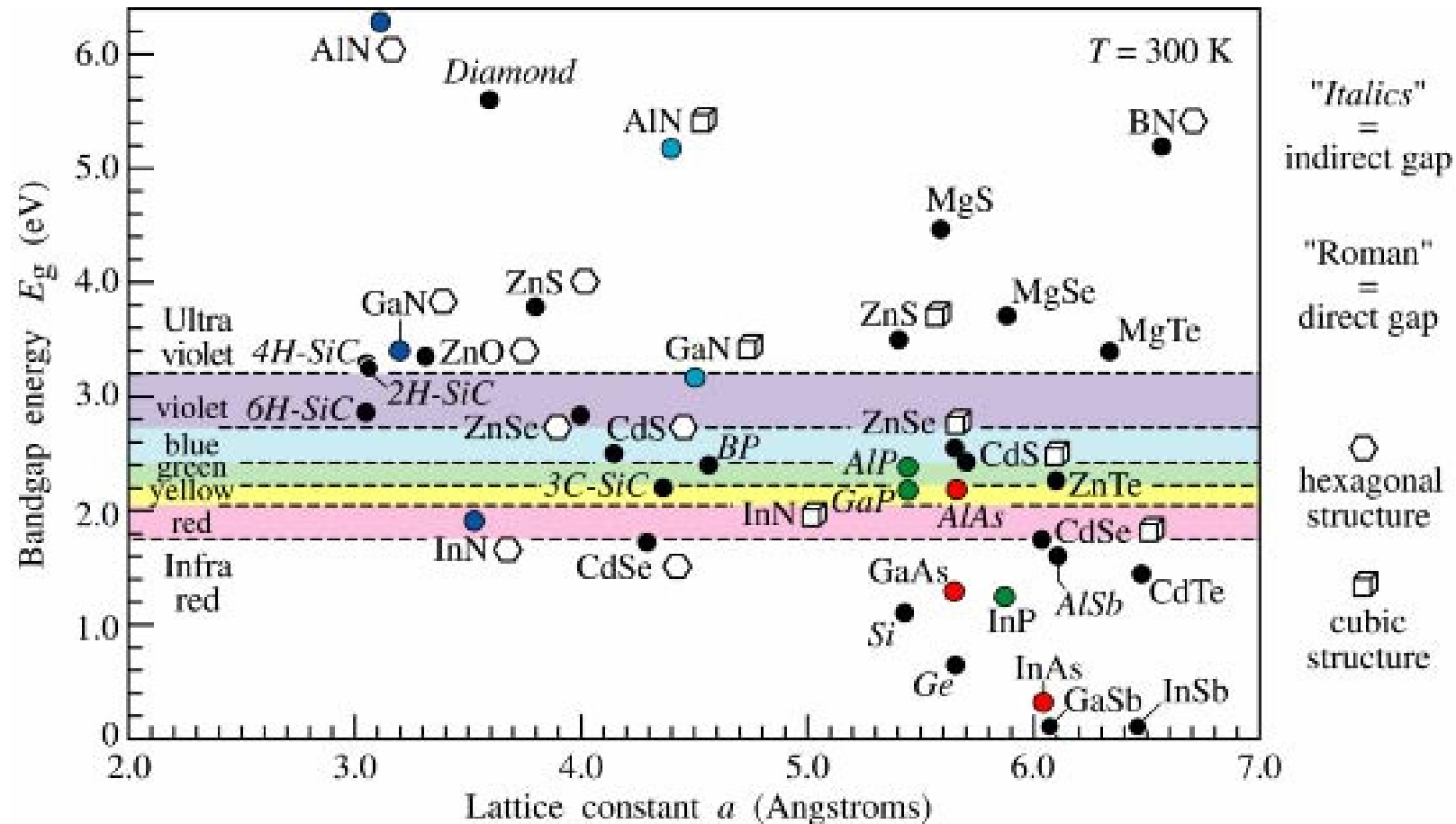


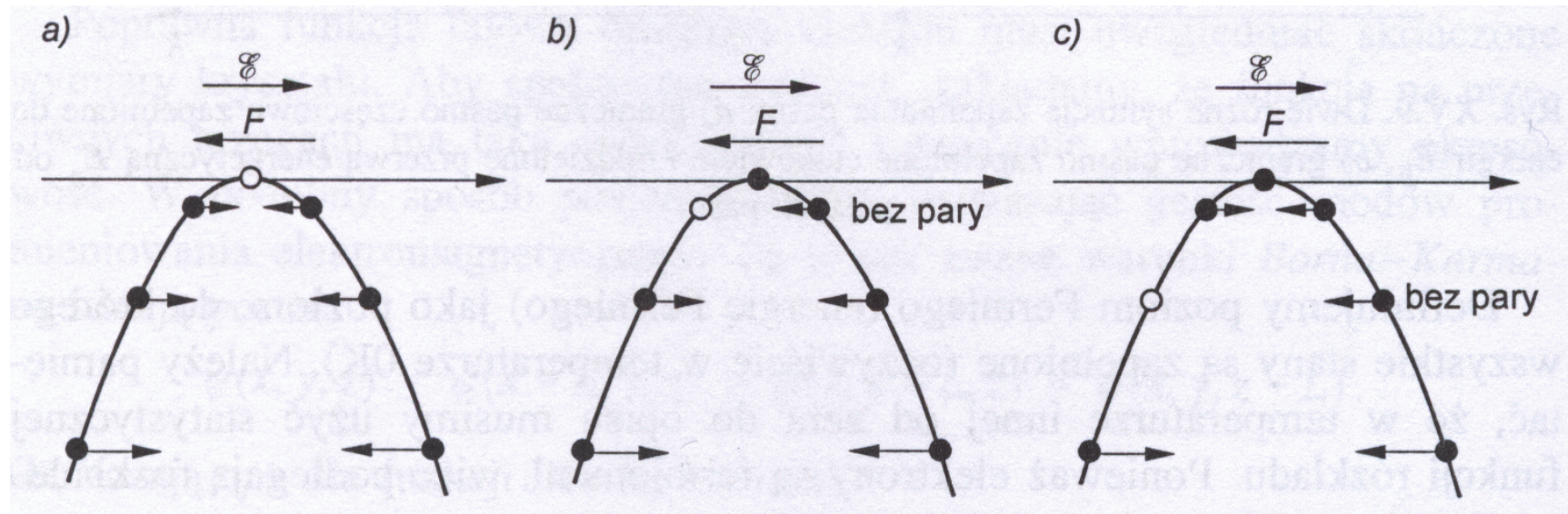
Fig. 11.4. Room-temperature bandgap energy versus lattice constant of common elemental and binary compound semiconductors.



# Elektrony i dziury

## Kwazicząstki - dziury

Dla opisanie sumarycznych właściwości tych  $2N-1$  elektronów wprowadzamy pojęcie nowej kwazicząstki -dziury. Dziura quasi cząstka z dodatnią masą efektywną, która opisuje właściwości zbioru elektronów w ciele stałym o masie ujemnej z jednym stanem pustym.



Np. prędkość dziury:

$$\mathbf{v}_d(\mathbf{k}_e) = -\mathbf{v}_e(\mathbf{k}_e)$$

$$\mathbf{v}_d(\mathbf{k}_d) = \mathbf{v}_e(\mathbf{k}_e)$$

# Funkcja rozkładu

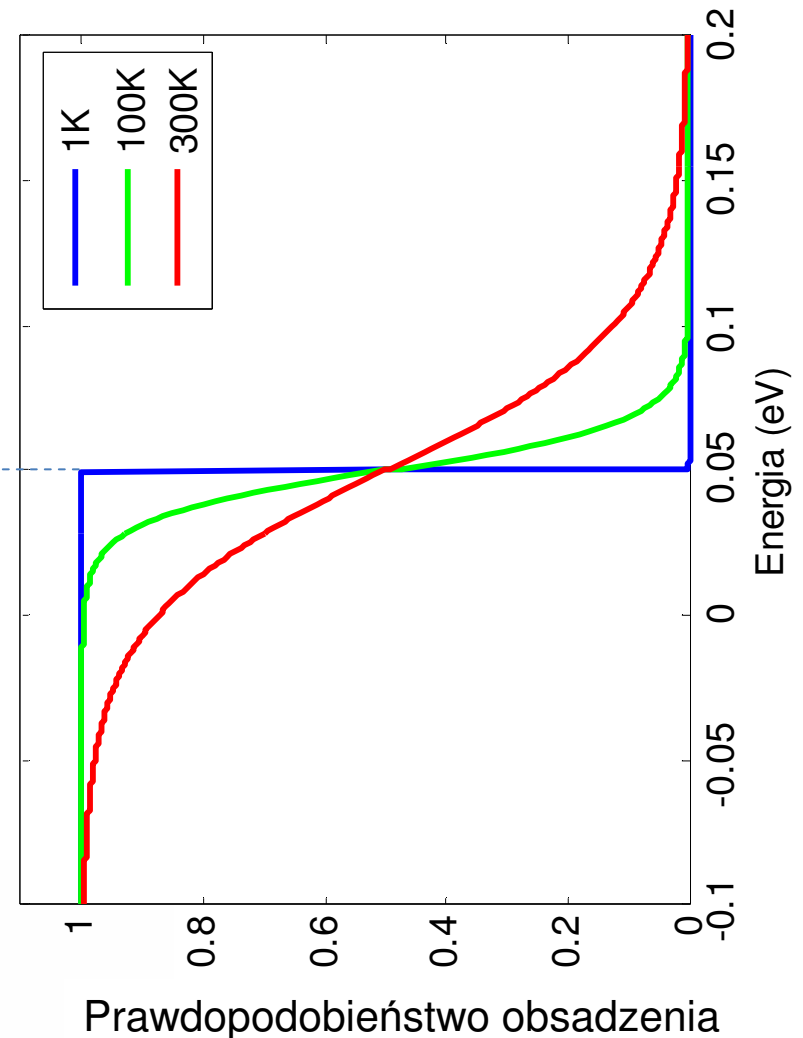
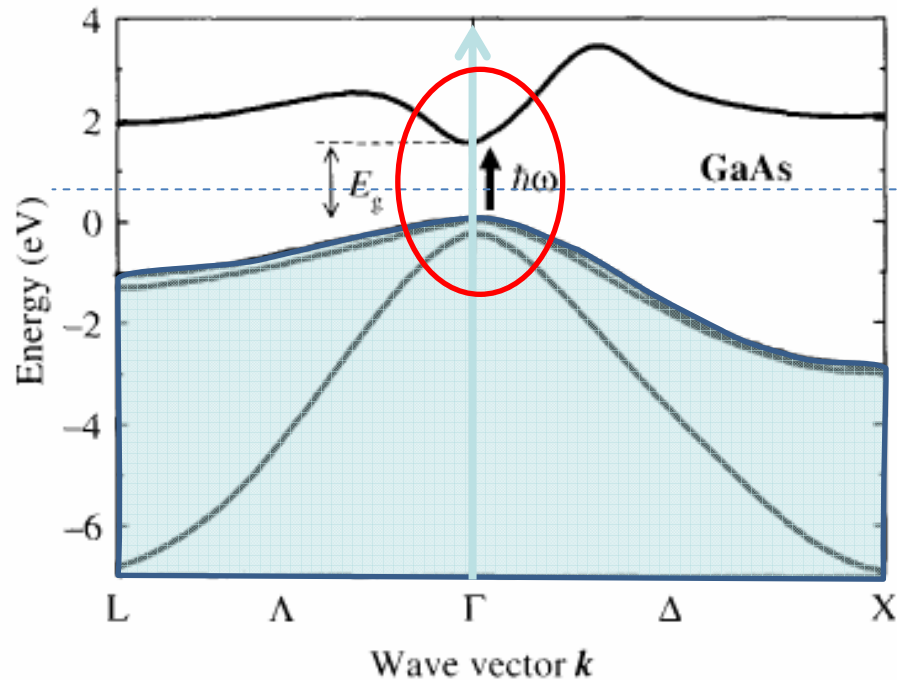
## Rozkład Fermiego-Diraca

Prawdopodobieństwo obsadzenia stanu

kwantowego o energii  $E$

$E_F$  – potencjał chemiczny

$$f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}$$

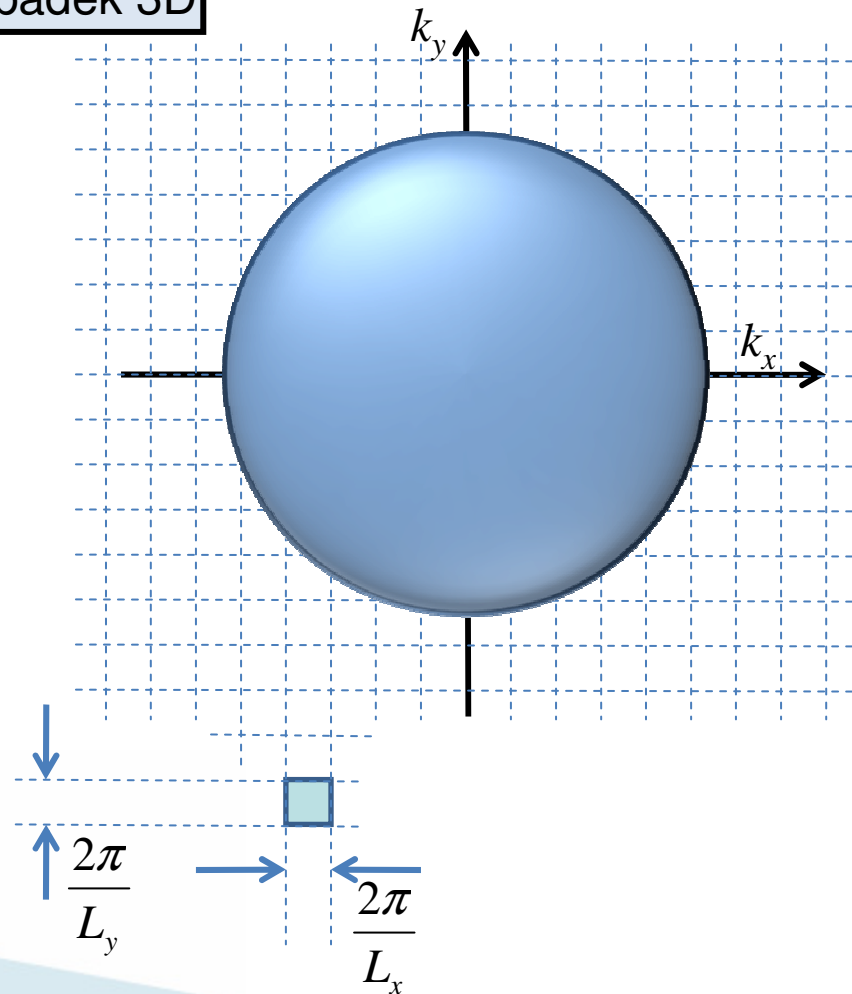
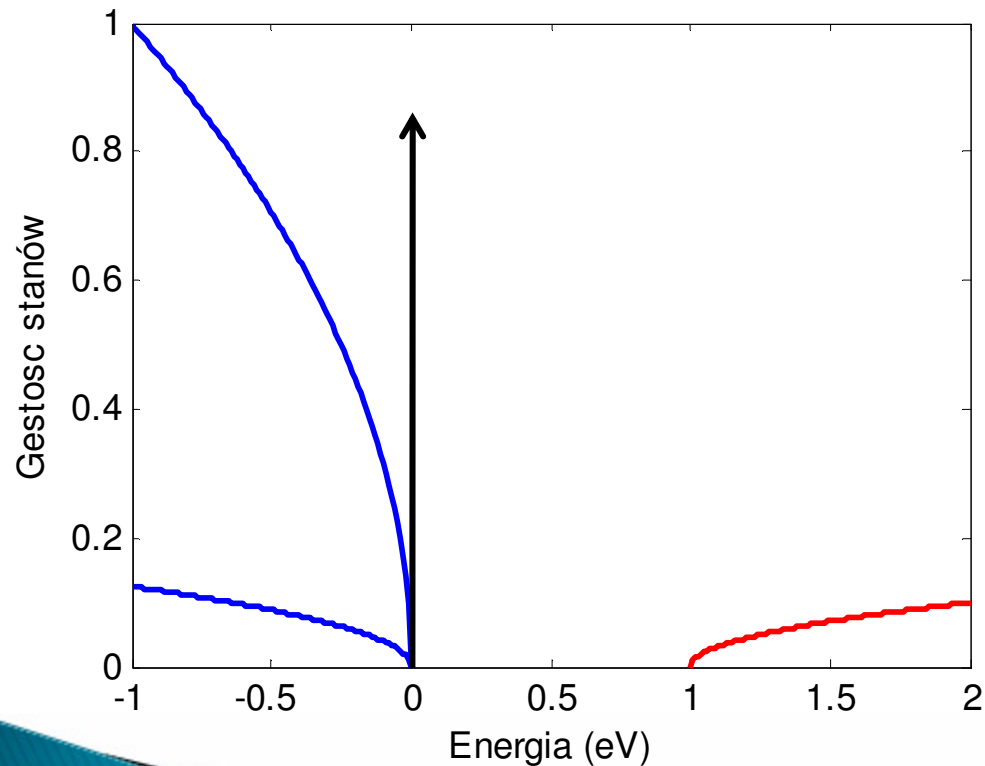


# Elektrony i dziury

## Gęstość stanów

Często wygodniejsza jest znajomość gęstości stanów w przestrzeni energii  $E$  (a więc ilość stanów w przedziale  $(E, E+dE)$ ). Dla pasma sferycznego i parabolicznego:

przypadek 3D



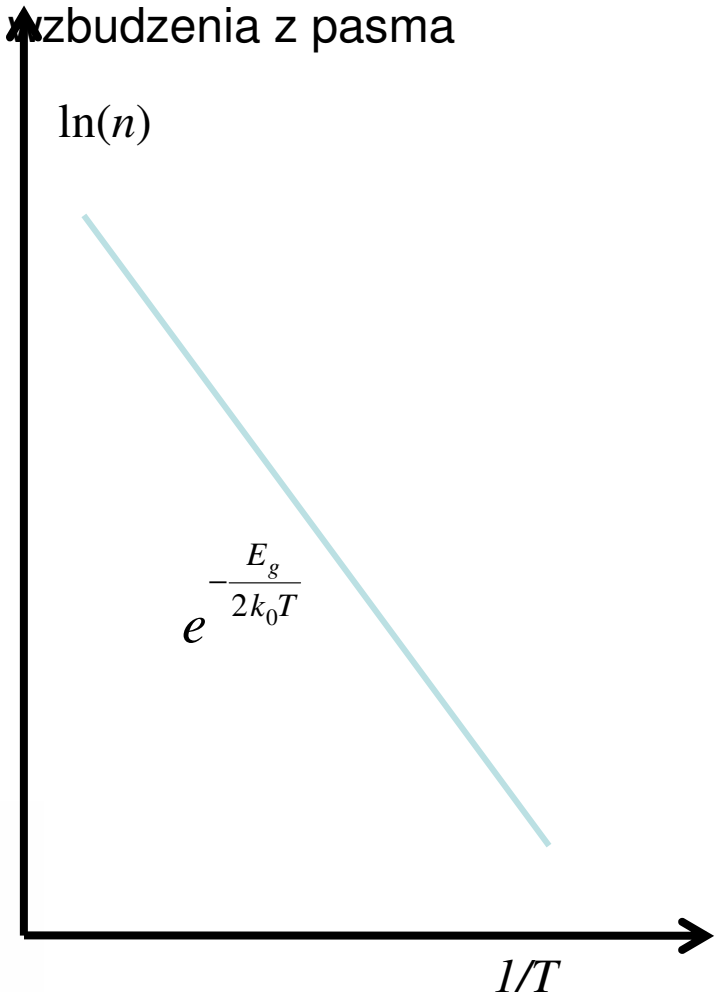
# Koncentracja samoistna

## Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$ ?

W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

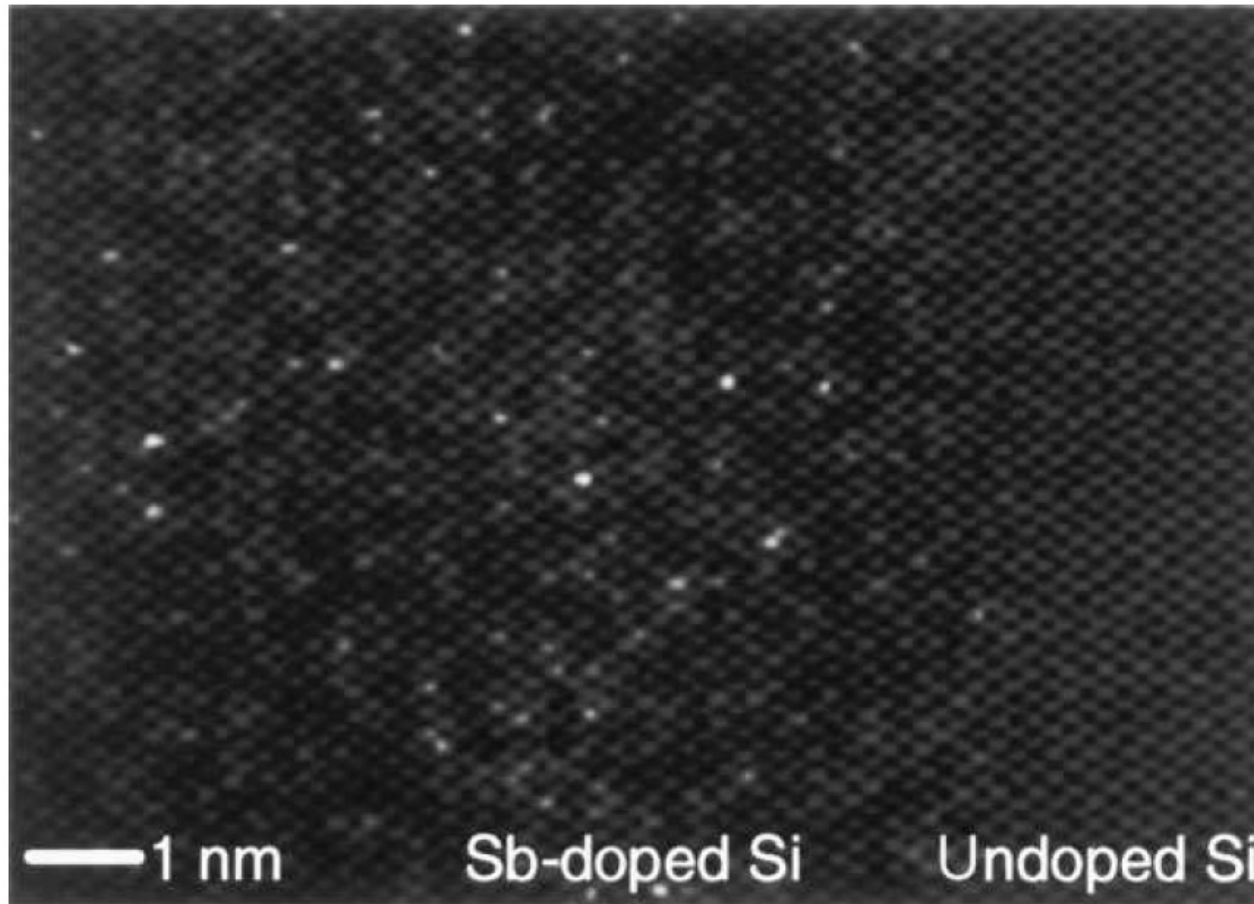
$$n \cdot p = n^2 = 4 \left( \frac{k_0 T}{2\pi m} \right)^3 (m_e^* m_h^*)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_g}{k_0 T}} = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{k_0 T}}$$

$$n = p = 2 \left( \frac{k_0 T}{2\pi m} \right)^{\frac{3}{2}} (m_e^* m_h^*)^{\frac{3}{4}} e^{-\frac{E_g}{2k_0 T}} = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2k_0 T}}$$



# Domieszki i defekty

Voyles, P. M. *et al.* *Nature* **416**, 826-829 (2002)



$10^{22}$  atomów Si

$10^{17}$  domieszek

Rozmiar tranzystora 50 nm

Średnia ilość domieszek 12.5

State-of-the-art TEM image of ultrathinned (5 nm) sample.

# Domieszki i defekty

## Model wodoropodobny

Ostatecznie zagadnienie sprowadza się do problemu atomu wodoru z nośnikiem swobodnym o masie  $m^*$ , w ośrodku dielektrycznym ze stałą  $\epsilon$  i małą „poprawką” do potencjału.

$$E_n = -\left(\frac{m^*}{m_0}\right) \frac{13.6eV}{\epsilon^2 n^2}$$

Dla typowych półprzewodników  $m_e^* \approx 0.1m_e$   
 $\epsilon_s \approx 10$ , zatem energia wiązania dla stanu podstawowego jest rzędu kilkudziesięciu meV.

Promień Bohra dla stanu podstawowego jest rzędu 100Å:  $r_B^* = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_e^* e^2} \epsilon_s \left(\frac{m_0}{m_e^*}\right) \approx 0,5 A \epsilon_s \left(\frac{m_0}{m_e^*}\right)$

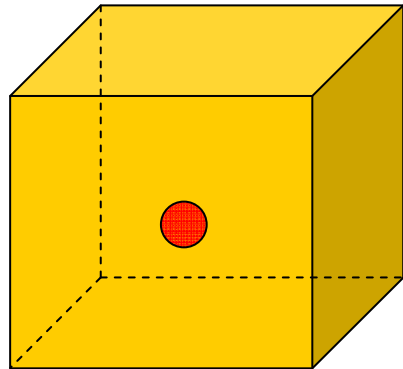
II	III	IV	V	VI
Be	B	C	N	O
Mg	Al	Si	P	S
Zn	Ga	Ge	As	Se
Cd	In	Sn	Sb	Te

**Grupa IV:** diament, Si, Ge

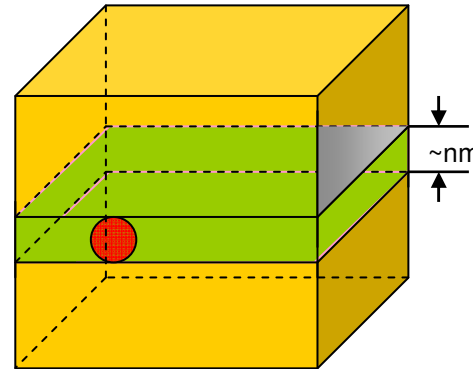
**Grupy III-V:** GaAs, AlAs, InSb, InAs...

**Grupy II-VI:** ZnSe, CdTe, ZnO, SdS...



# Wymiary świata

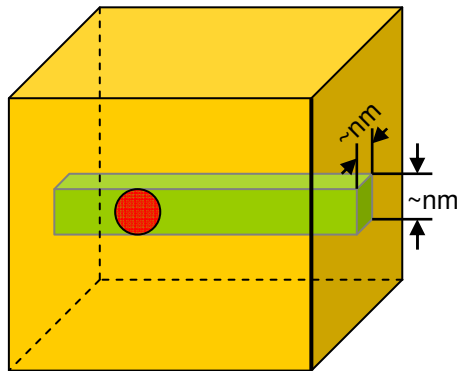


3D: Krysztal objętościowy

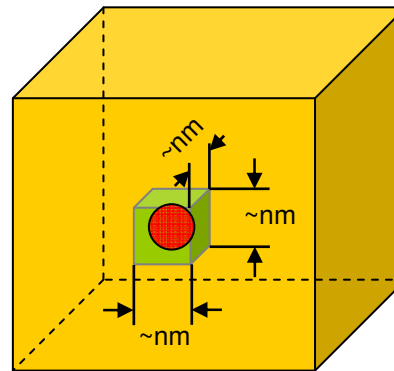


2D: Studnia kwantowa

  $E_g^B$   
  $E_g^Q < E_g^B$ ,  
nm wymiar



1D: Drut kwantowy



0D: Kropka kwantowa

Elektron w kropce kwantowej jest związany w trzech wymiarach (jak w atomie)

# Pytania na ustny (1)

## **dst:**

1. obliczyć średni moment dipolowy w dowolnym stanie czystym atomu dwupoziomowego mając dany  $\langle 0|r|1 \rangle$ . Jak z  $\langle 0|r|1 \rangle$  odczytać polaryzację emitowanego promieniowania?

## **db:**

2. Omówić 1 i zaznaczyć stany na sferze Blocha, rozpoznać współrzędną proporcjonalną do momentu dipolowego. Skonstruować stan mieszany o zerowym momencie dipolowym i zaznaczyć go na sferze.
3. Omówić strukturę subtelną ( $J=L+S$ ) atomu wodoru. Podać rozkład dowolnie wybranego stanu o  $J=3/2$  w bazie  $L, L_z, S, S_z$ .

## **bdb:**

4. Skonstruować dowolny zlokalizowany w przestrzeni stan jednofotonowy. Jak przewidzieć ewolucję tego stanu?
5. Zapisać hamiltonian układu 3-poziomowego (poziomy 0,1,2) w obrazie Schroedingera, biorąc pod uwagę sprzężenie dipolowe 0-2 i 1-2. Czy te sprzężenia mogą być niezależne? Zapisać równania Heisenberga na amplitudy poszczególnych stanów i omówić transformacje jakim ulegają przy przechodzeniu do układu wirującego z polem (polami) optycznymi.
6. Mamy dane  $N$  atomów. W jakim stanie należy je przygotować, aby możliwie jak najszybciej wyemitowały promieniowanie? Jak przygotować je w takim stanie? Co się stanie gdy fazy między nimi będą przypadkowe? Czy można jakoś "zasymulować" takie przypadkowe fazy?



# Pytania na ustny (2)

## **Optyka klasyczna:**

1. Klasyczny model współczynnika załamania. Od czego zależy poszerzenie linii emisyjnych i absorpcyjnych? Mechanizmy poszerzenia linii widmowych (przykłady).
2. Częstość plazmowa, odbicie plazmowe. Własności optyczne metali i półprzewodników o dużej koncentracji nośników.

## **Cząsteczki i molekuły:**

3. Rodzaje wiązań chemicznych, przykłady. Metoda orbitali molekularnych (LCAO) w prostych cząsteczkach. Hybrydyzacja.
4. Przejścia optyczne w cząsteczkach. Widma elektronowo-oscylacyjno-rotacyjne cząsteczek. Przybliżenie Borna-Oppenheimera, reguła Francka-Condon. Potencjał Morse'a i potencjał Lennarda-Jonesa, dysocjacja cząsteczek.

## **Materia skondensowana:**

5. Opis kryształu, symetrie i sieci Bravais. Rozpraszanie rentgenowskie na kryształach.
6. Model Drudego przewodnictwa prądu. Pojęcie ruchliwości, prędkości unoszenia, średniej drogi swobodnej itp. Interpretacja kwantowo-mechaniczna.
7. Potencjał periodyczny i twierdzenie Blocha. Strefy Brillouina.
8. Struktura pasmowa ciał stałych. Przybliżenie **kp**. Masa efektywna.
9. Elektrony i dziury w ciele stałym. Rozkład Fermiego-Diraca. Gęstość stanów, koncentracja, poziom Fermiego. Domieszki (akceptory i donory).
10. Przerwa energetyczna i właściwości ciał stałych z niej wynikające (optyczne i transportowe).
11. Półprzewodnikowe struktury niskowymiarowe. Gęstość stanów w tych strukturach. Sposoby otrzymywania (przykłady).