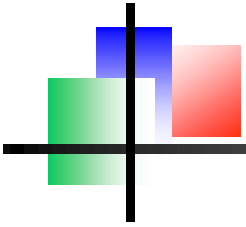


# Podstawy Fizyki IV

## Optyka z elementami fizyki współczesnej

wykład 3, 20.02.2012

wykład:	Czesław Radzewicz
pokazy:	Radosław Chrapkiewicz, Filip Ozimek
ćwiczenia:	Ernest Grodner

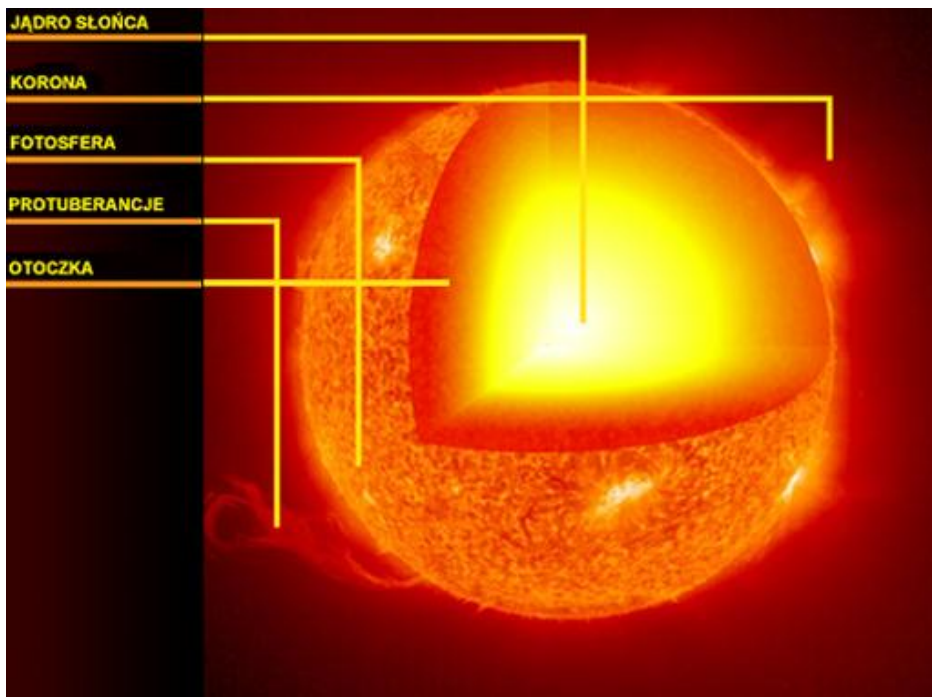
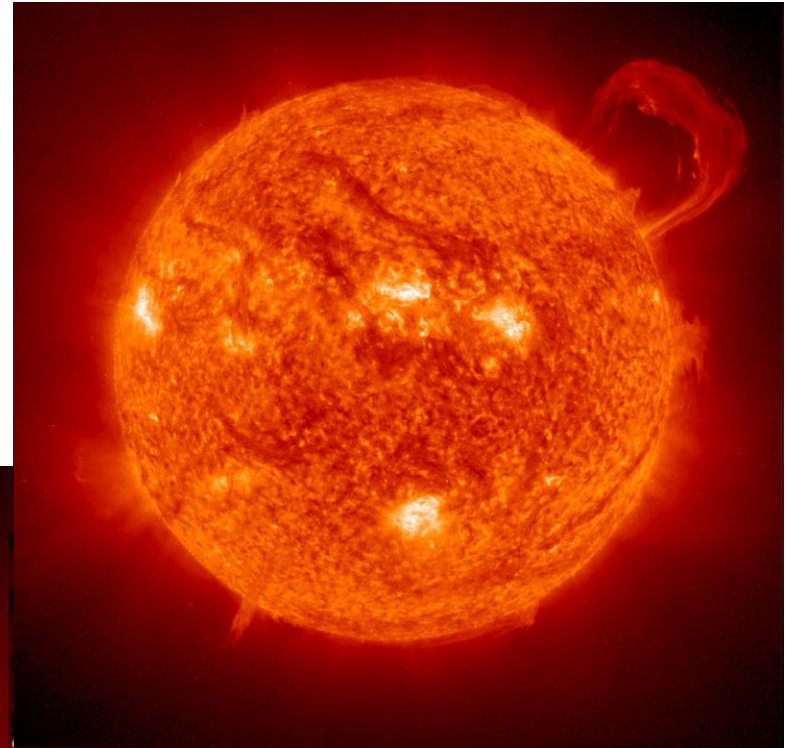


## Wykład 2 - przypomnienie

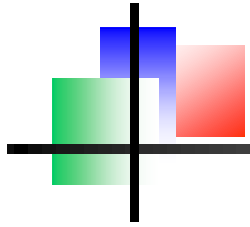
---

- r-nia Maxwella → r-nie falowe na pole elektryczne fali EM
- prędkość światła
- fale TEM, płaska fala monochromatyczna TEM
- gęstość energii pola EM, wektor Poytinga
- pęd fali EM
- kwantyzacja pola EM, foton: energia, pęd
- efekt Dopplera, klasyczny i relatywistyczny

# źródła fali e.m.



świecą substancje rozgrzane



# źródła fali e.m.



czasami świecą substancje, przez które płynie prąd elektryczny

# źródła fali e.m.



lampa rentgenowska  
„świeci” metal bombardowany elektronami



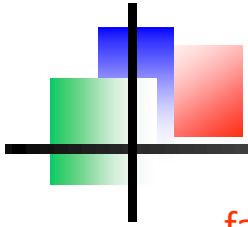


## źródła fali e.m.

---

**Fakt doświadczalny:**

fale EM powstają jako  
promieniowanie ładunków elektrycznych  
poruszających się ruchem niejednostajnym

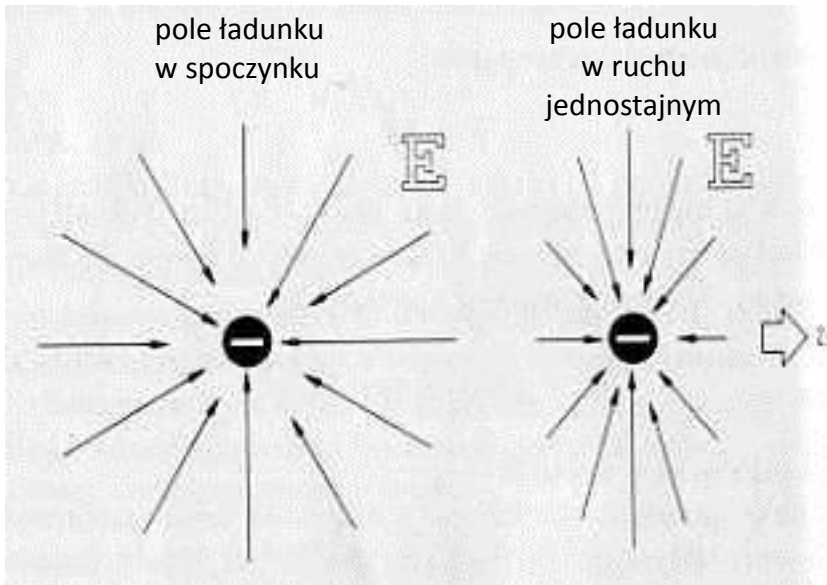


# źródła fal e.m. – przyspieszane ładunki

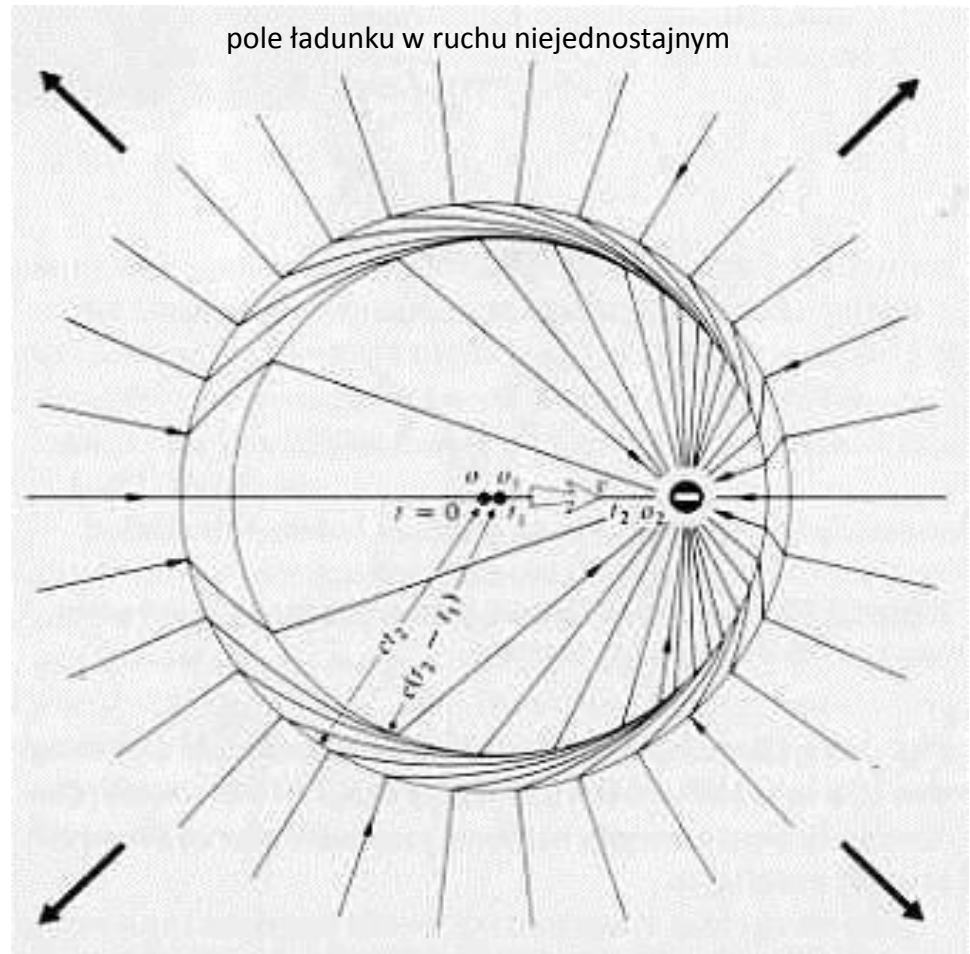
fakt doświadczalny:

ładunek elektryczny poruszający się ruchem niejednostajnym wysyła fale EM

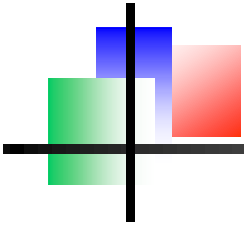
Dlaczego? Bo jest retardacja – pole e.m. rozchodzi się ze skończoną prędkością.



jak?







# Równania Maxwella ze źródłami

$$c^2 \nabla \times \vec{B} = \frac{\vec{J}}{\epsilon_0} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (4)$$

$$\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}$$

$\rho$  – gęstość ładunku

$\vec{J}$  - gęstość prądu

ponieważ, z równania (3):  $\nabla \cdot \vec{B} = 0$   
to matematycy wiedzą, że  $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$

Wybór funkcji  $\vec{A}$  nie jest jednoznaczny; możemy do niej dodać gradient dowolnej funkcji skalarnej bez zmiany pola  $\vec{B}$ :  $\vec{A} \rightarrow \vec{A} + \nabla\psi$

$$\text{z r-nia (2): } \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{A}$$

$$\text{czyli: } \nabla \times \left( \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0$$

Matematycy mówią, że wtedy :  $\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\nabla\varphi$

Funkcje  $A$  i  $\varphi$  nazywamy potencjałami pola e.m.

Potencjały pola e.m. muszą zmieniać się „synchronicznie”  $\vec{A}' = \vec{A} + \nabla\psi$ ,  $\varphi' = \varphi - \frac{\partial\psi}{\partial t}$

Potencjały: wektorowy  $\vec{A}$  i skalarny  $\varphi$



# potencjały pola e.m.

Znajomość potencjałów pola e.m. jednoznacznie wyznacza te pola

$$\vec{A}, \varphi \Rightarrow \vec{B} = \nabla \times \vec{A}, \vec{E} = -\nabla\varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

wstawiamy pole  $\vec{E}$  do r-nia (4) i dostajemy:

$$\begin{aligned} \nabla \left( -\nabla\varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ -\nabla^2 \varphi - \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \vec{A} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \end{aligned} \quad (5)$$

wstawiamy pola  $\vec{E}$  i  $\vec{B}$  do r-nia (1):  $c^2 \nabla \times (\nabla \times \vec{A}) - \frac{\partial}{\partial t} \left( -\nabla\varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = \vec{j}$

$$\text{i przekształcamy do: } -c^2 \nabla^2 \vec{A} + c^2 \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) + \frac{\partial}{\partial t} \nabla\varphi + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = \vec{j} \quad (6)$$

przyjmując:  $\nabla \cdot \vec{A} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial t}$

cechowanie  
Lorentza

dostajemy z r-ń (5) i (6):

$$\begin{aligned} \nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \nabla^2 \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} &= -\frac{\vec{j}}{\epsilon_0} \end{aligned}$$

równanie falowe ze źródłami

# potencjały pola e.m., c.d.

w obszarach bez ładunków:

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0$$

Symetria zagadnienia sugeruje falę kulistą (wykład 1)

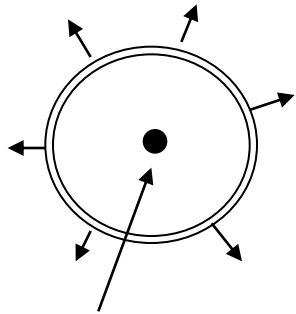
$$\varphi(r, t) = \frac{f(t - r/c)}{r}$$

dla bardzo małych  $r$

$$\varphi(t) = \frac{f(t)}{r}$$

czyli potencjał kulombowski

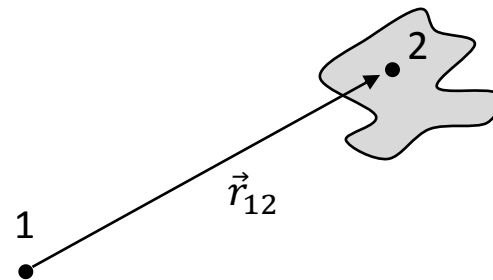
STW: retardacja



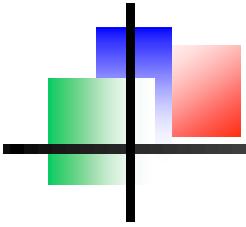
ładunki i prądy zamknięte w małej objętości

$$\varphi(1, t) = \int \frac{\rho(2, t - r_{12}/c)}{4\pi\epsilon_0 r_{12}} dV$$

$$\vec{A}(1, t) = \int \frac{\vec{j}(2, t - r_{12}/c)}{4\pi\epsilon_0 r_{12}} dV$$

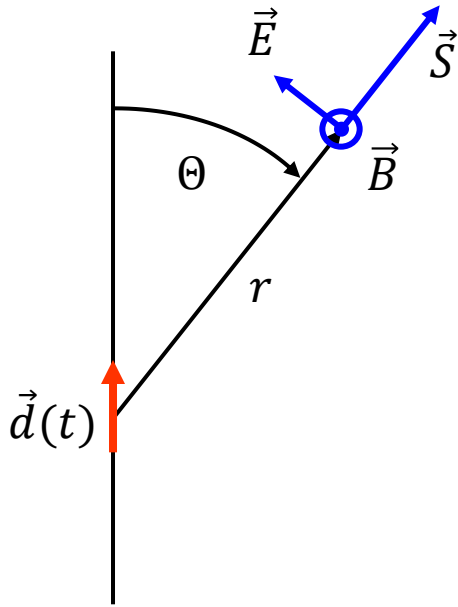


Znajomość rozkładów ładunku i prądu umożliwia policzenie pola e.m. choć, w znakomitej większości praktycznych sytuacji, rachunki są bardzo trudne.



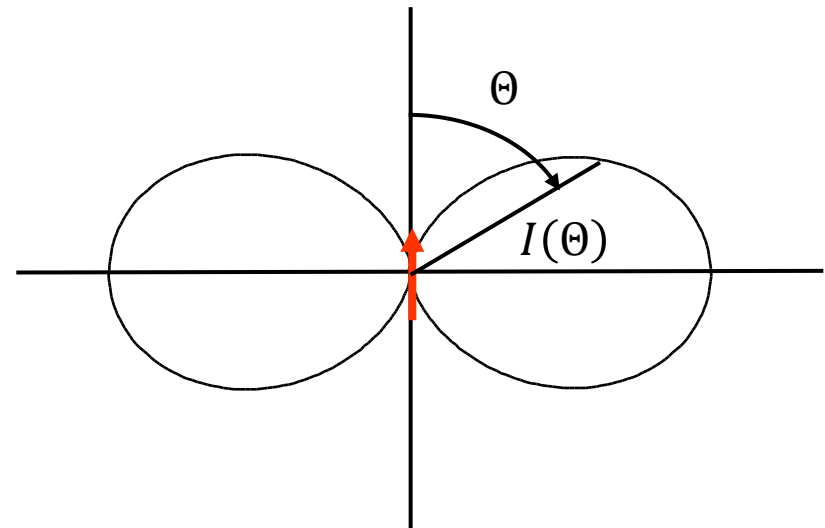
# Źródła prom. e.m. – oscylujący dipol

$$E(r, t) = \frac{d_0 k^2 \sin\Theta}{4\pi\epsilon_0} \frac{\cos(kr - \omega\tau)}{r}$$
$$\tau = t - r/c$$



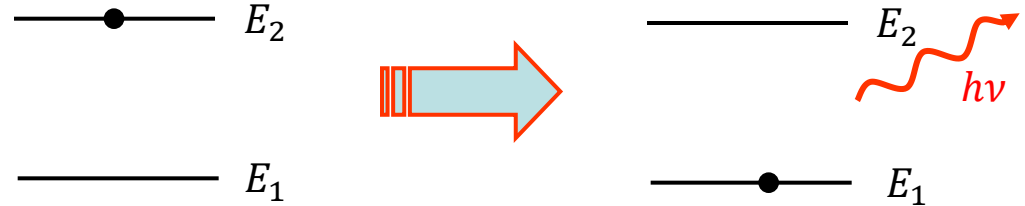
$$\vec{d}(t) = \vec{d}_0 \cos(\omega t)$$

$$I(\Theta) = \frac{d_0^2 \omega^4}{32\pi c^3 \epsilon_0} \frac{\sin^2\Theta}{r^2}$$

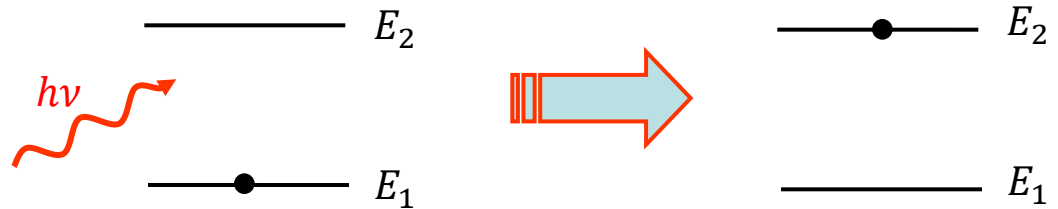


# Źródła prom. e.m. – przejścia promieniste

Emisja spontaniczna

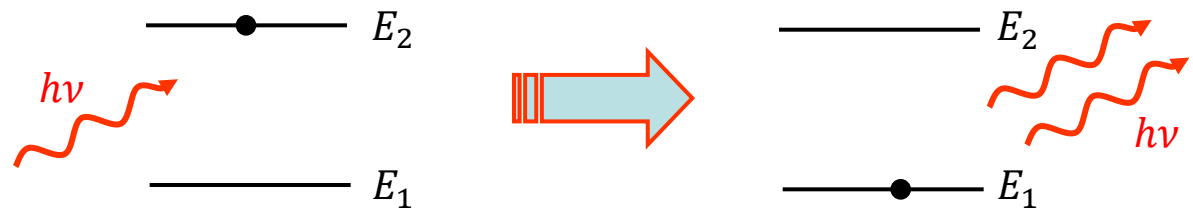


Absorpcja



Szybkość absorpcji zależy od atomu i gęstości promieniowania:  $\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = B_{12}u(\nu)N_1$

Emisja wymuszona



Szybkość emisji wymuszonej zależy od atomu i gęstości promieniowania  $\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} = B_{21}u(\nu)N_1$

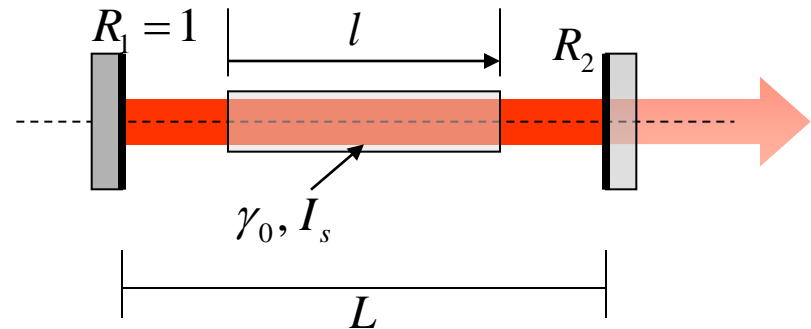
# Źródła prom. e.m. – lasery

Ale  $B_{21} = B_{12}$  i

$$\Delta E = h\nu B_{12}u(\nu)N_1 - h\nu B_{12}u(\nu)N_2 = -h\nu B_{12}u(\nu)(N_2 - N_1) < 0 \text{ gdy } \underbrace{N_2 - N_1}_{> 0} > 0$$

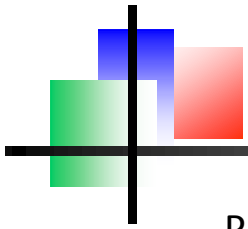
$\Delta E$  - moc pochłaniana przez atomy  
w jednostkowej objętości

inwersja obsadzeń  $\Leftrightarrow$  wzmocnienie światła



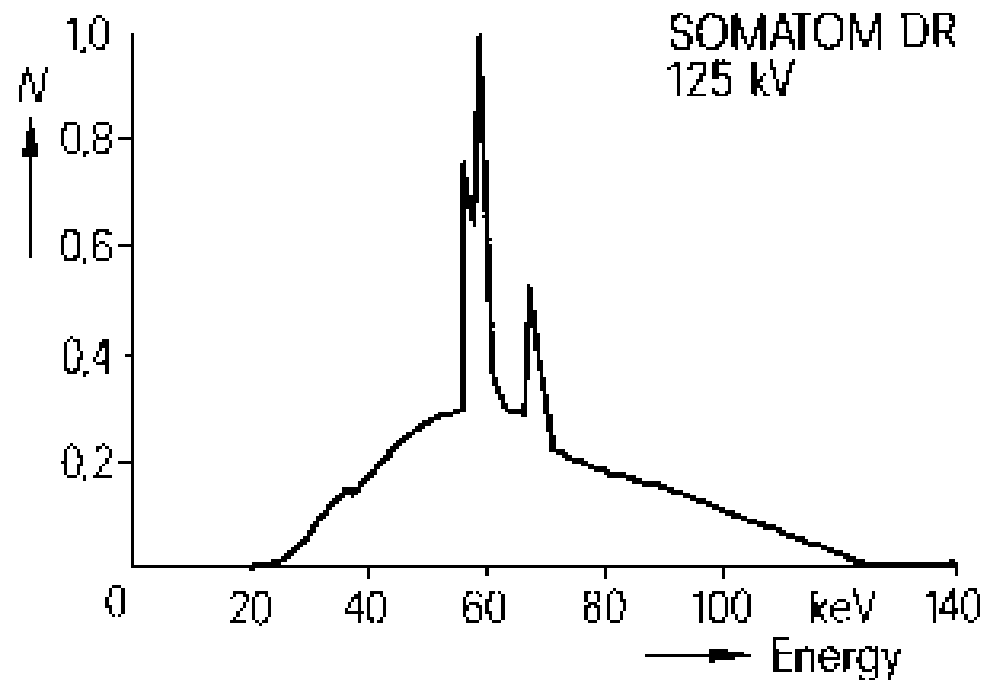
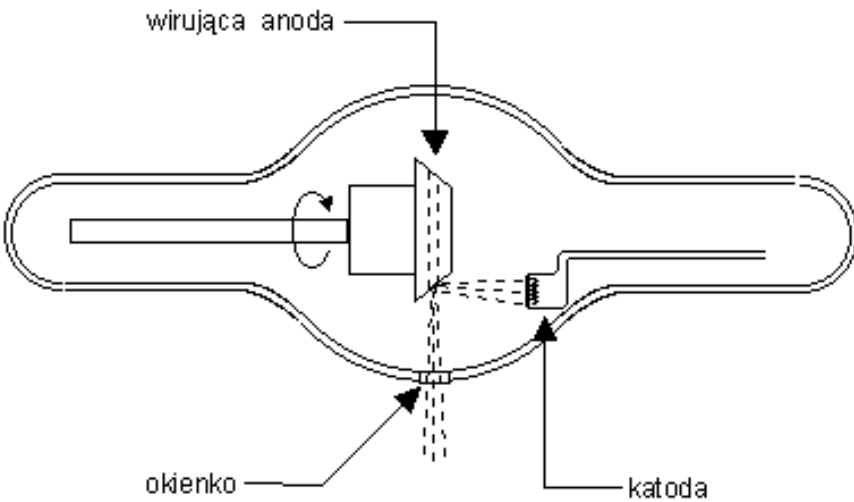
Niektóre parametry laserów:

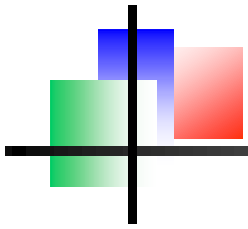
moc średnia:	$P > 100\text{kW}$
moc szczytowa:	$P_p > 10^{15}\text{W}$
szerokość spektralna:	$\Delta\nu < 1\text{ Hz}$
długość impulsu:	$\tau < 5\text{ fs}$



# Źródła fal e.m. – przyspieszane ładunki

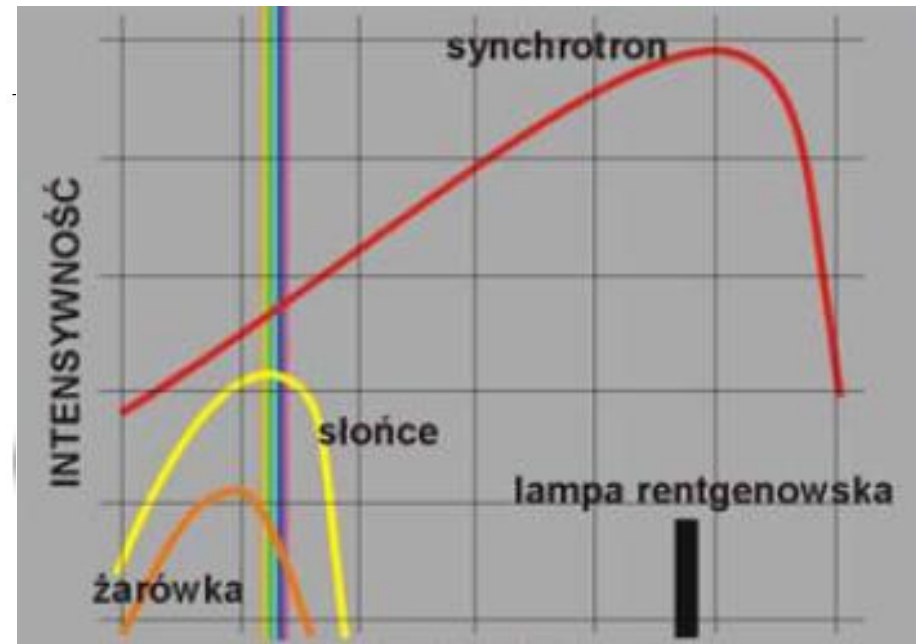
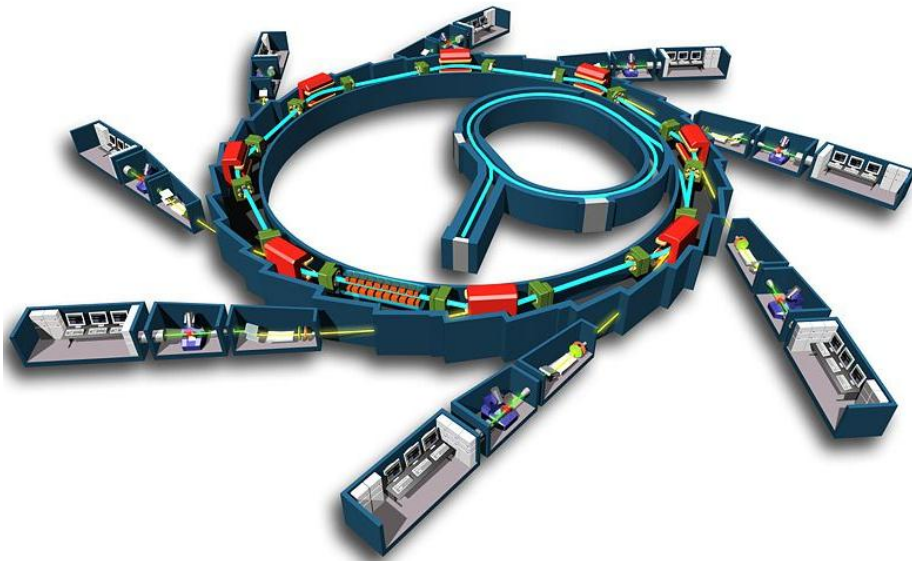
Promieniowanie hamowania – lampy rentgenowskie





# Źródła promieniowania e.m. - synchrotron

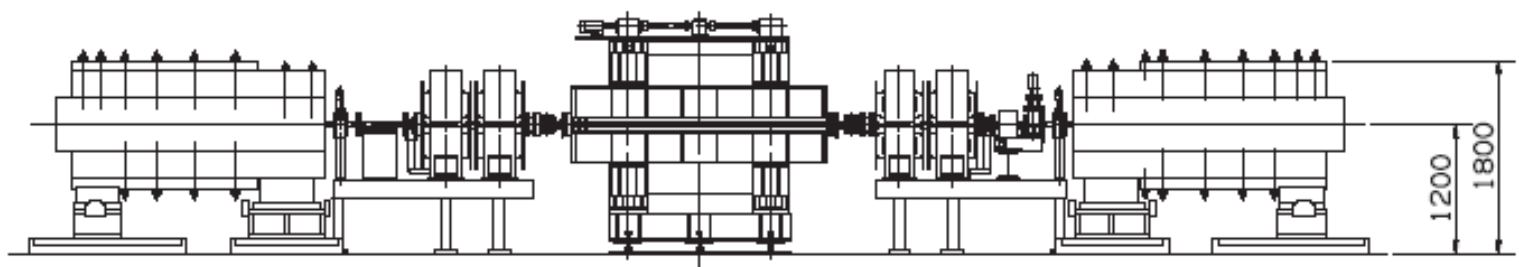
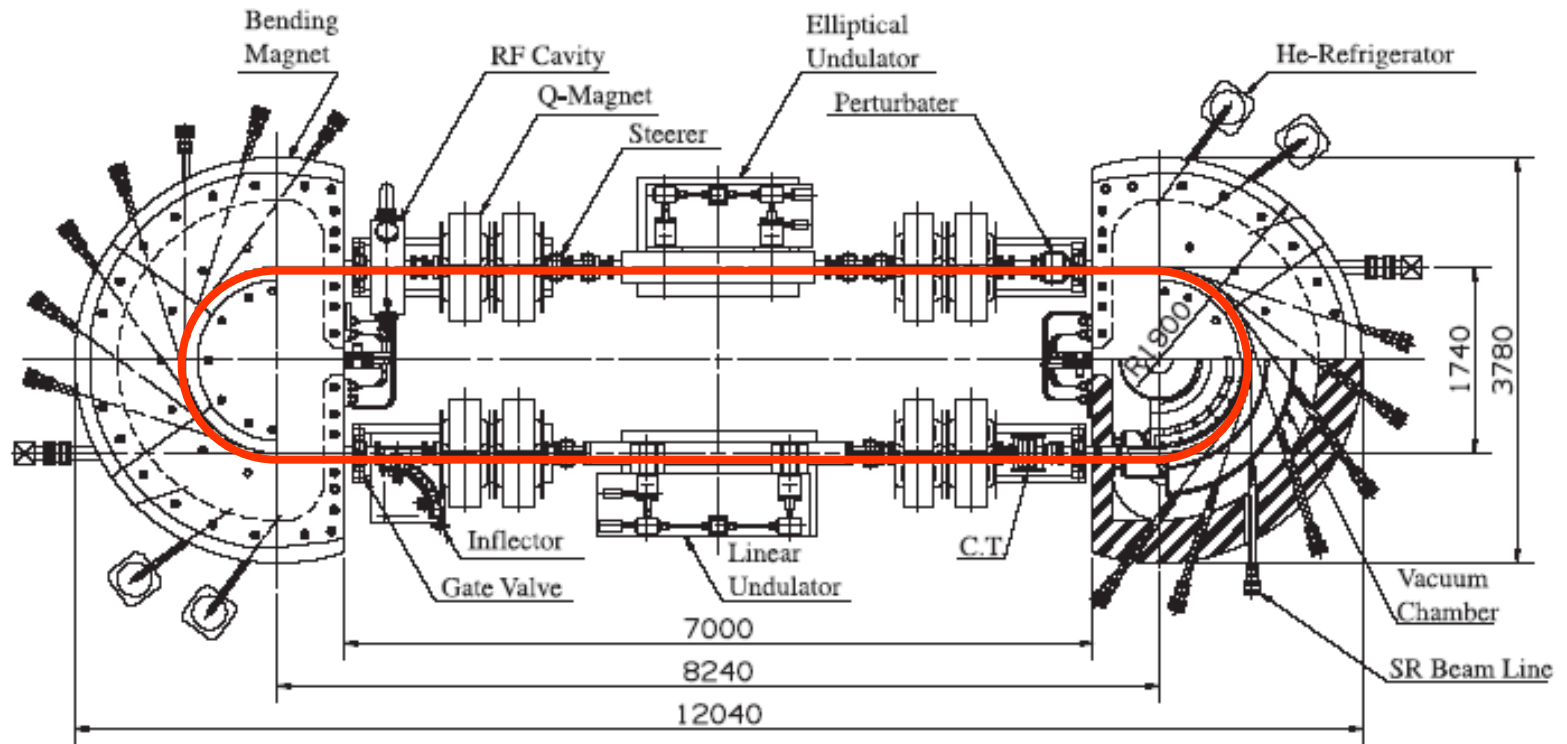
przykład: synchrotron



częstość

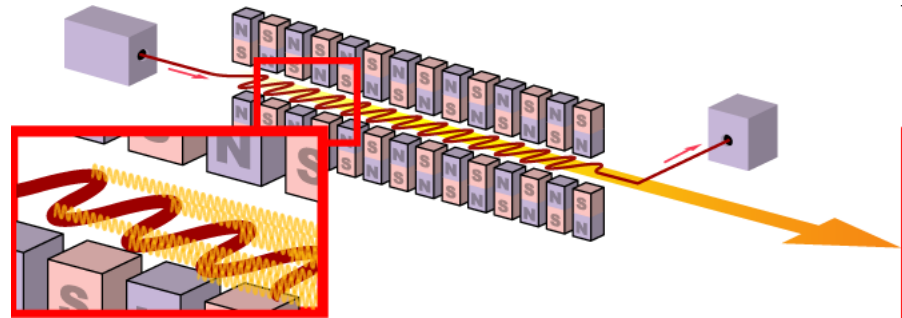


# synchrotron c.d.



# Źródła promieniowania e.m. - FEL

przykład: Free Electron Laser (FEL)  
Laser na swobodnych elektronach



European XFEL

akcelerator liniowy: 1.6 km, 17.5 GeV

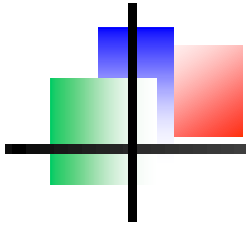
parametry lasera:

długość undulatora: 100m

długość fali  $\lambda$ : od 0.1 do 6 nm

długość impulsu  $\tau$ : < 100 fs

jasność:  $5 \cdot 10^{33}$  (foton/ s / mm<sup>2</sup> / mrad<sup>2</sup> / 0,1% pasma)



# Niektóre sztuczne źródła światła

Niespójne:

Żarowe

- żarówka
- lampa halogenowa

Pół-przewodnikowe

- diody LED
- diody OLED

Lampy  
wyładowcze

- świetlówka
- świetlówka kompaktowa
- neonówka
- lampa katodowa
  
- lampa sodowa
- lampa ksenonowa
- wysokoprężna lampa rtęciowa

Chemiczne

- chemoluminescencja
- fosforescencja
- fluorescencja

Synchrotron

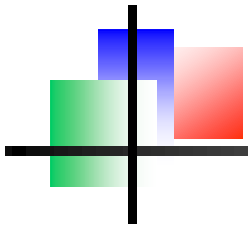
Spójne:

Laser

- laser
- dioda laserowa
- FEL

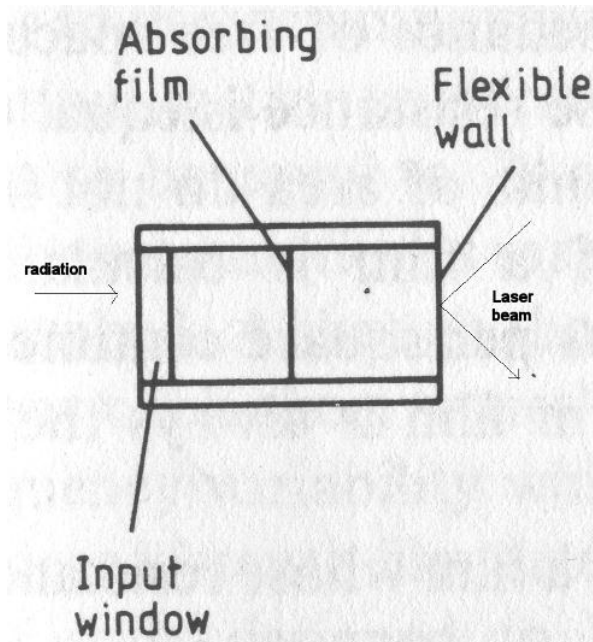
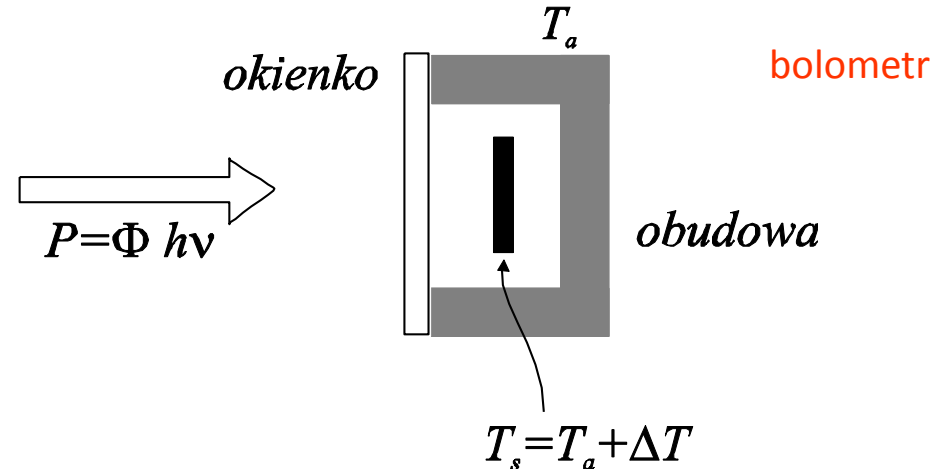
Spalanie

- świeca
- lampa naftowa
- lampa gazowa



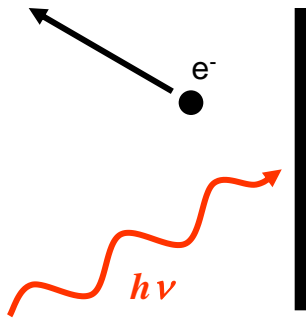
# Termiczne detektory promieniowania e.m.

Detektory termiczne, zasada działania:  
energia pochłanianej fali e.m.  
zmienia temperaturę czujnika

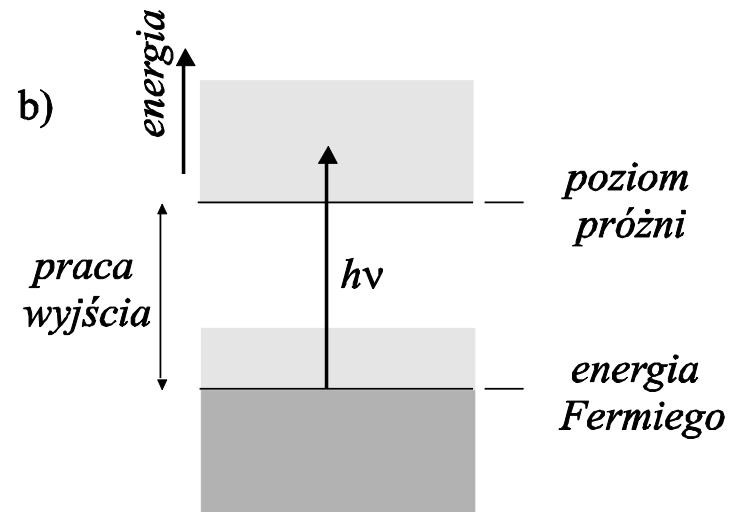
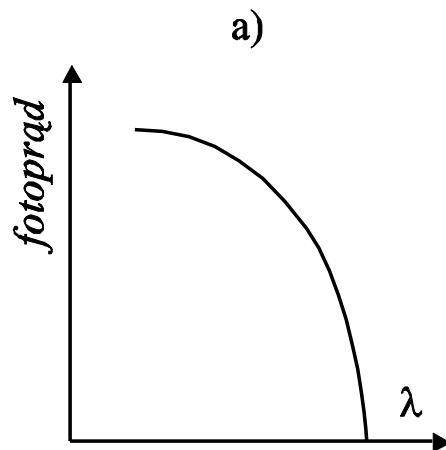


komórka Golaya

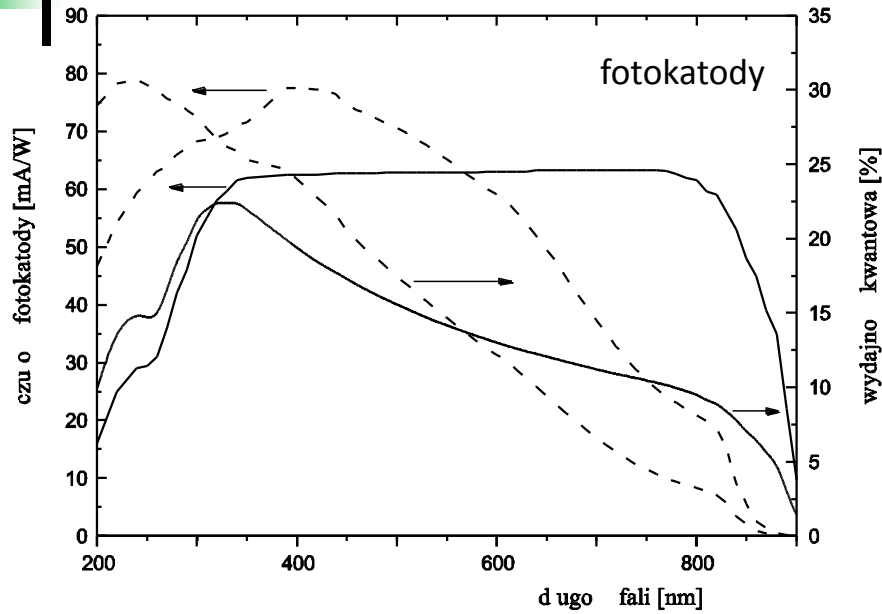
# efekt fotoelektryczny (zewnątrzny)



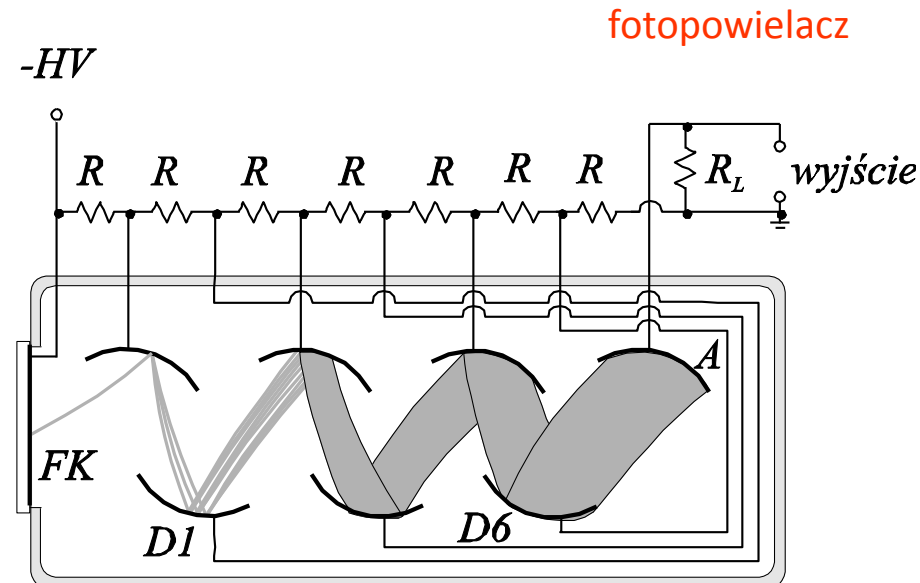
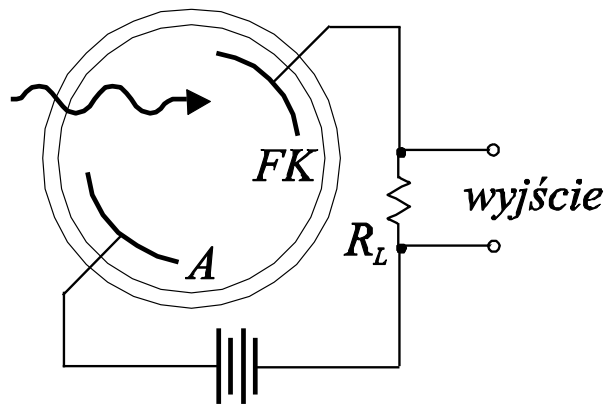
A. Einstein 1906

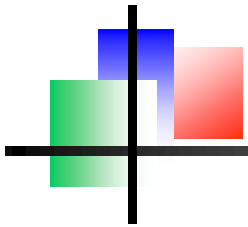


# Kwantowe detektory promieniowania e.m. 1



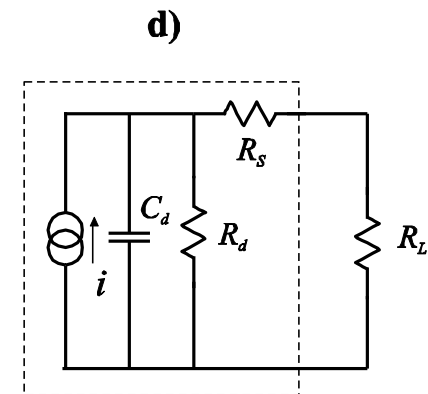
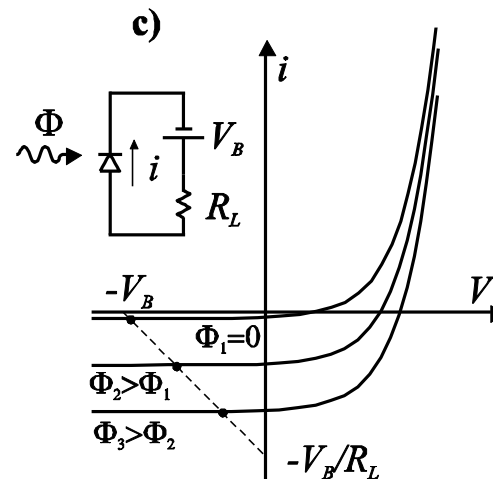
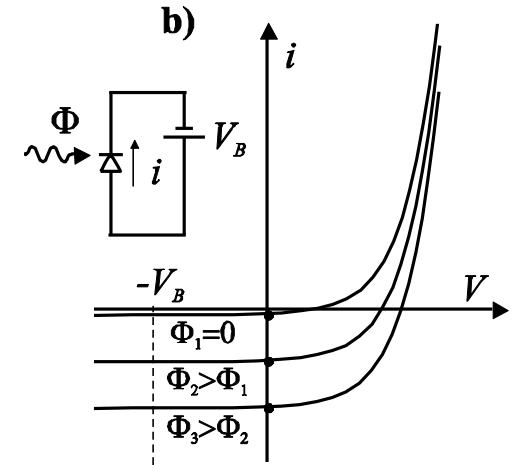
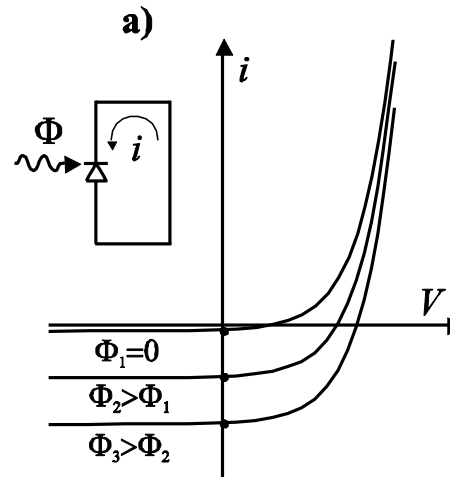
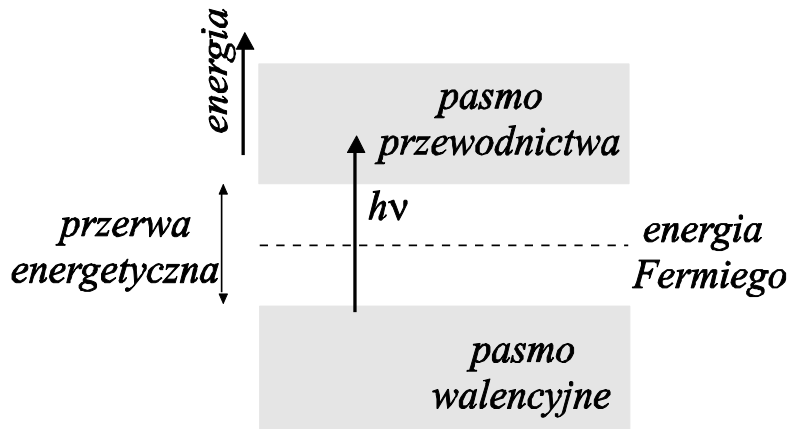
fotokomórka





# (kwantowe) detektory półprzewodnikowe

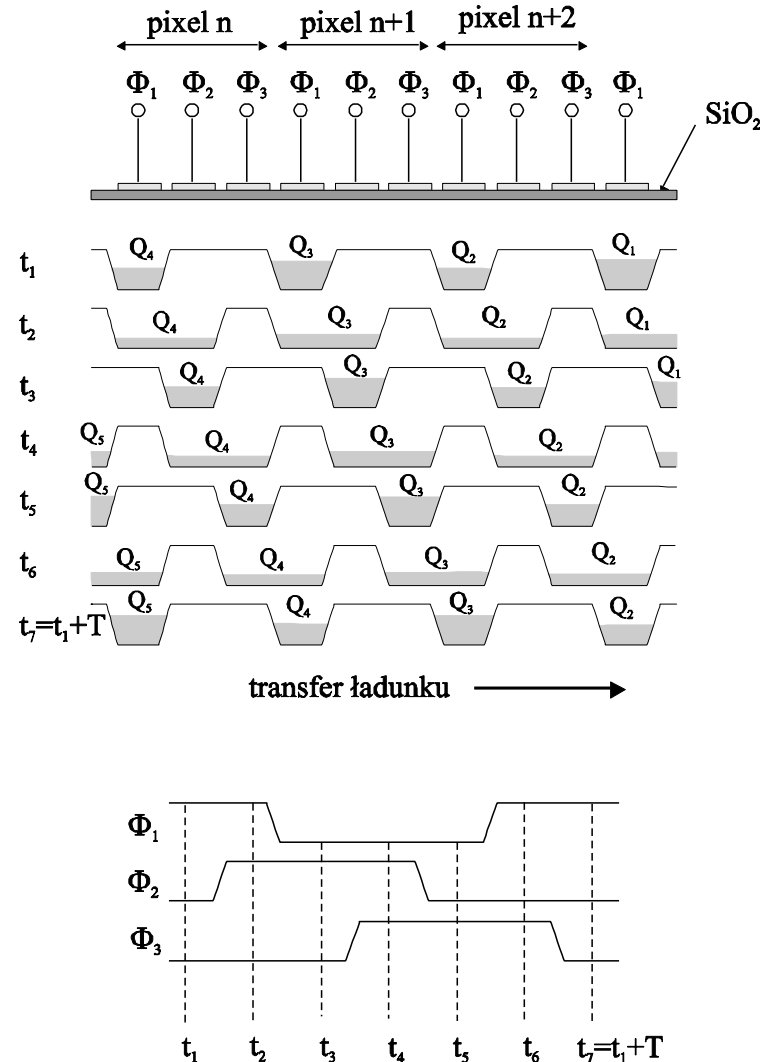
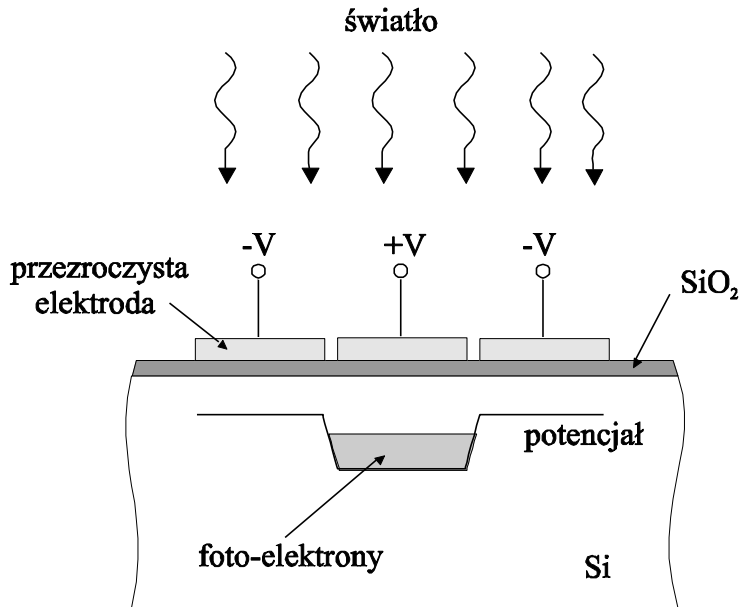
Przykład: fotodioda p-n

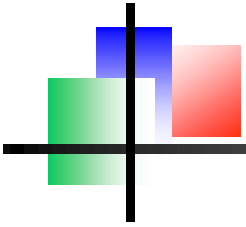




# matryce fotodetektorów 1

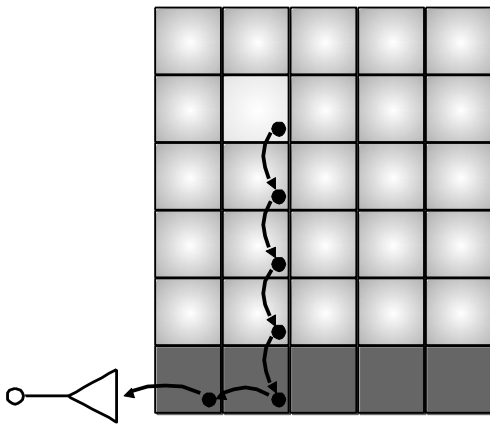
## CCD



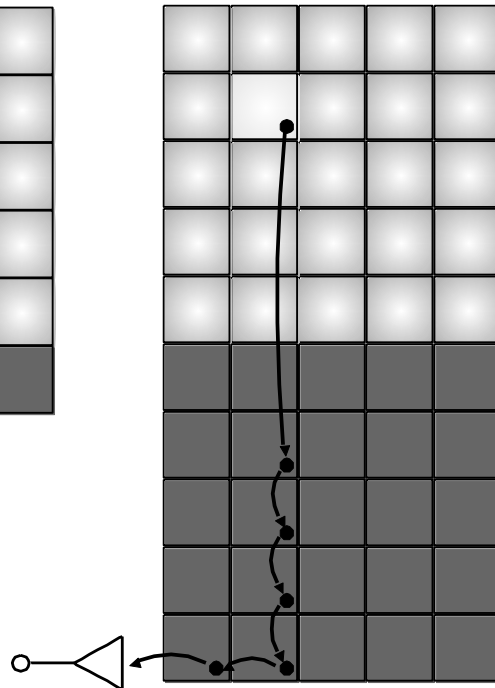


# matryce fotodetektorów 2

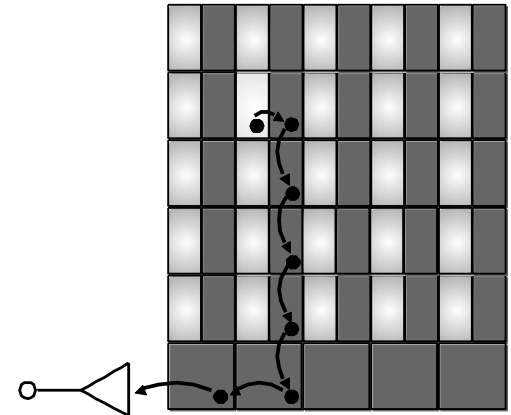
a)



b)



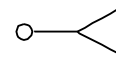
c)



komórka światłoczuła



“ciemna” komórka



wzmacniacz elektroniczny