

# FIZYKA

## Elektrostatyka

# Ładunek elektryczny

Ładunek ciał naładowanych elektrycznie jest zawsze wielokrotnością ładunku elementarnego. Taką elementarną wartość jakiejś wielkości nazywamy kwantem. Mówimy więc, że ładunek elektryczny podlega kwantowaniu czyli może być wyrażony w postaci

$$q = \pm N \cdot e$$

**Jednostką ładunku elektrycznego w układzie SI jest 1 kulomb (1C).**

$$1C = 1A \cdot 1s$$

Ładunek przenoszony przez prąd elektryczny o natężeniu jednego ampera w czasie jednej sekundy.

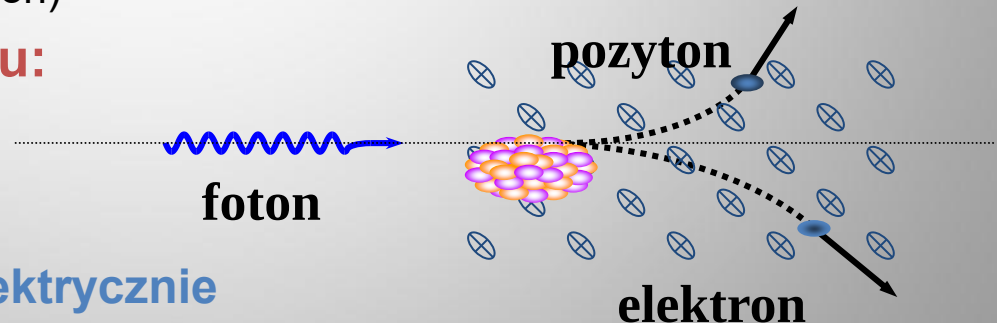
## Ładunek elementarny:

(Ładunek ujemny jaki posiada elektron)

$$1e = 1.603 \cdot 10^{-19} C$$

## **Prawo zachowania ładunku:**

**Całkowity ładunek układu elektrycznie izolowanego jest stały.**



# Prawo Coulomba

Ładunki  $q_1$  i  $q_2$  w odległości  $r$  w próżni:

Siła wzajemnego oddziaływania dwóch nie poruszających się ładunków punktowych jest wprost proporcjonalna do iloczynu wartości tych ładunków oraz odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości między nimi.

$$F = \frac{q_1 \cdot q_2}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^2}$$

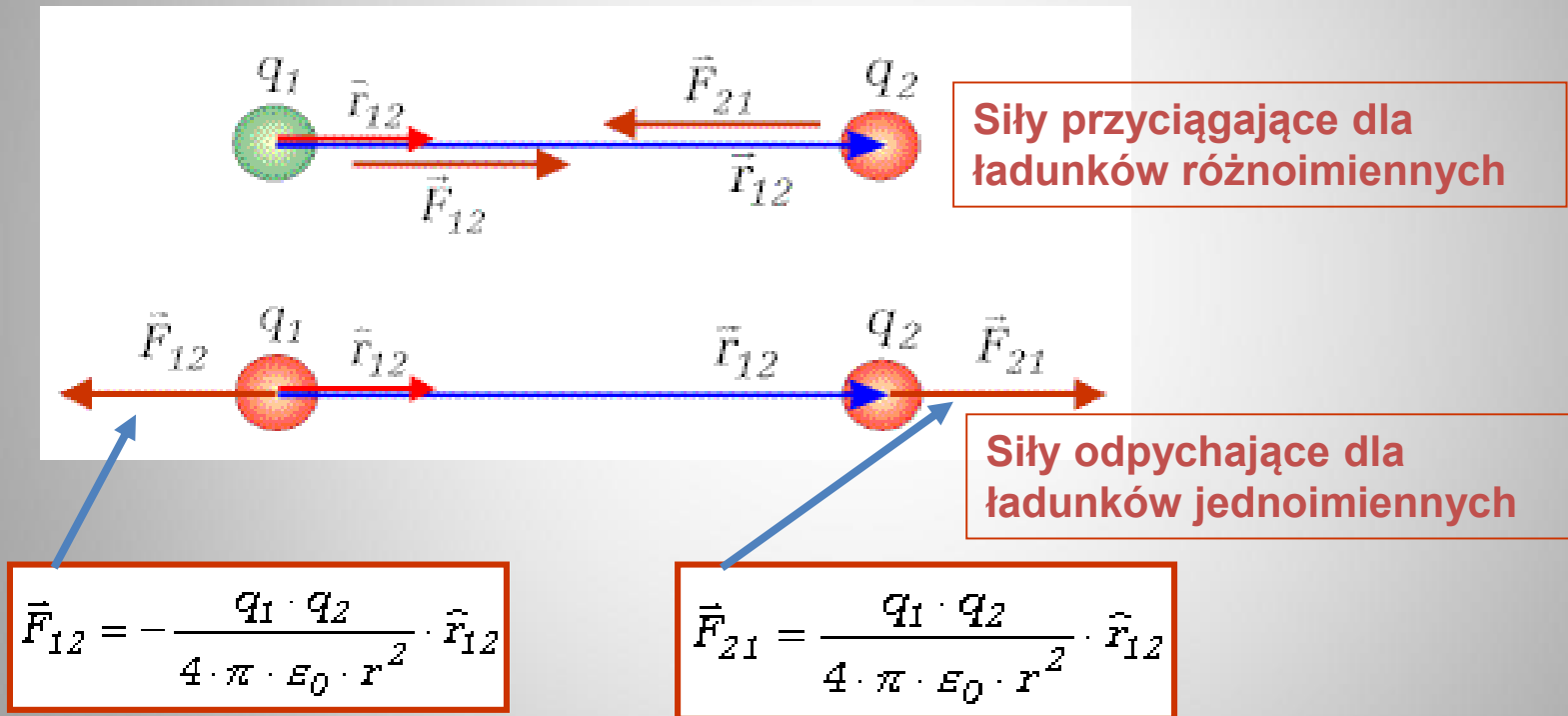
Występujący w tym wzorze współczynnik proporcjonalności w tzw. zracjonalizowanym układzie SI wynosi

$$\frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{C}^2$$

**Przenikalność elektryczna próżni**

# Prawo Coulomba

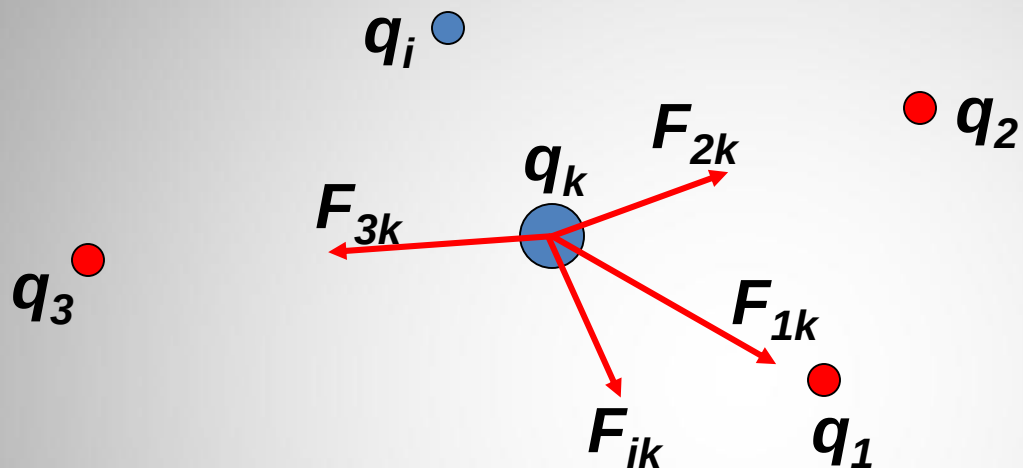
Kierunek wektora siły, której wartość określa prawo Coulomba, zgodny jest z kierunkiem wektora łączącego oba ładunki



Dla ładunków różnoimiennych iloczyn  $q_1$  i  $q_2$  jest ujemny.

# Prawo Coulomba

## Siły kulombowskie od wielu ładunków:



Stwierdzono doświadczalnie, że obecność w pobliżu innych ładunków nie ma wpływu na siłę oddziaływania pomiędzy określonymi dwoma ładunkami. Jeśli więc przestrzeni oprócz danego ładunku znajduje się  $N$  innych ładunków, to wypadkowa siła działająca na ten ładunek wyniesie.

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^N \vec{F}_{ik}$$

# Pole elektrostatyczne

Ogólnie mówiąc - pole to przestrzeń posiadająca pewną własność. Przestrzeń w której znajdują się punktowe ładunki elektryczne ma taką własność, że na umieszczony tam inny ładunek działa siła, której wartość i kierunek określa prawo Coulomba. Taki punktowy ładunek  $q_0$ , pozwalający wykryć istnienie pola elektrycznego nazywamy ładunkiem próbnym. Przyjmuje się, że jest to ładunek o znaku dodatnim. Każde ciało na które działa pole wytwarza również swoje własne pole modyfikując w ten sposób otaczającą przestrzeń i oddziałując na inne ciała. Ładunek próbny musi więc być na tyle mały, by wytwarzane przezeń pole było zaniedbywane małe w stosunku do pola wytwarzanego przez inne ładunki. **Jeżeli ładunki wytwarzające pole są nieruchome, to pole to nazywamy polem elektrostatycznym.**

# Natężenie pola elektrycznego

Natężenie – siła działająca na ładunek jednostkowy:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}$$

Jednostka natężenia: 1 N/C

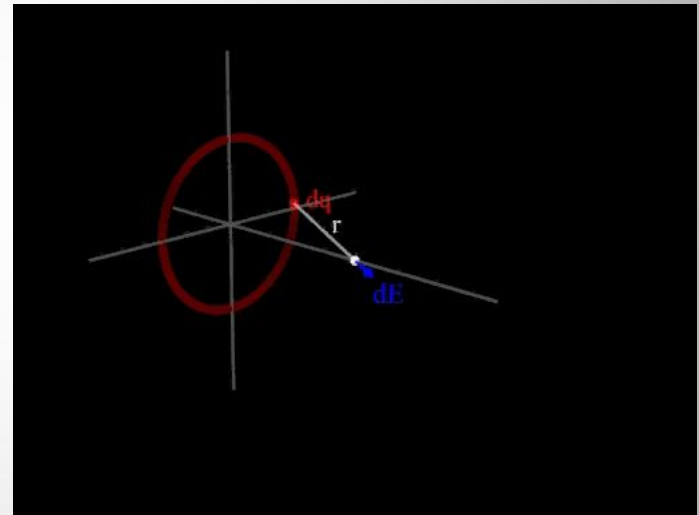
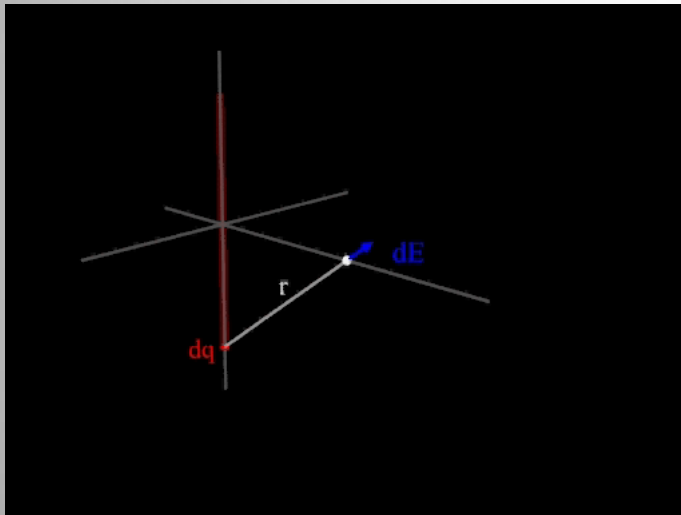
$q_0$  - ładunek próbny

W przypadku pola wytwarzanego przez ładunek punktowy mamy:

$$\vec{E} = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{Q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|}$$

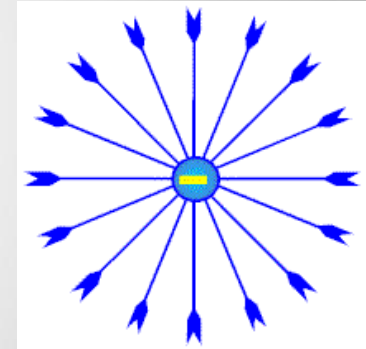
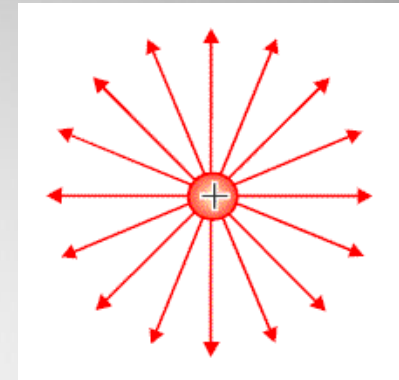
Wersor wskazujący kierunek wektora  $\vec{E}$

# Pole ładunku liniowego i pierścieniowego



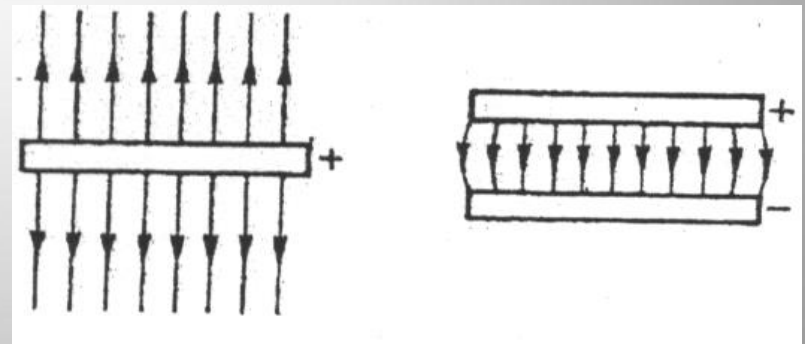
# Linie sił pola elektrycznego

Linie styczne do wektorów natężenia pola kulombowskiego (zwane liniami sił pola) będą tworzyły zbiór prostych radialnie wybiegających z punktu, w którym znajduje się ładunek będący źródłem pola. Punkty, w których natężenie pola ma taką samą wartość będą tworzyły powierzchnie sferyczne symetryczne otaczające ładunek źródłowy. Możemy powiedzieć, że pole kulombowskie pojedynczego ładunku ma symetrię sferyczną.



W przypadku jednorodnie naładowanej płaszczyzny linie sił są prostopadłe do płaszczyzny. Podobną własność ma pole między dwoma płaszczyznami o przeciwnych ładunkach.

Takie pole nazywamy jednorodnym

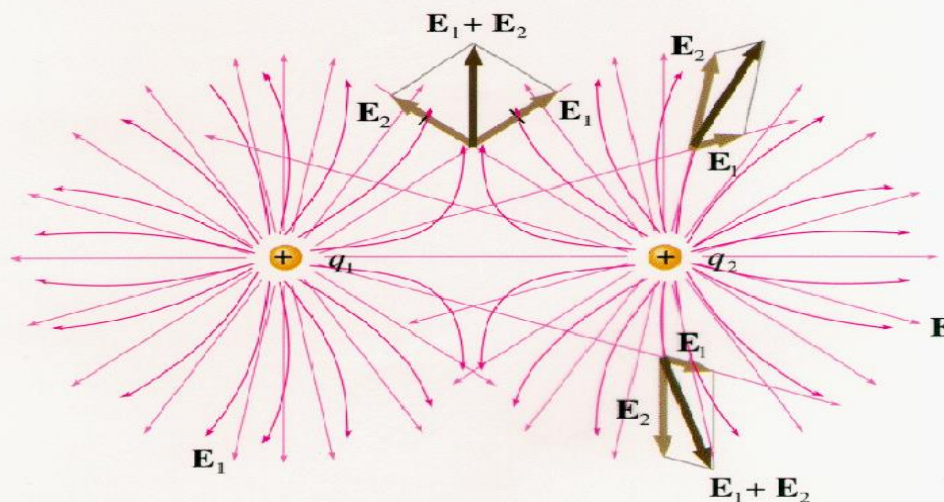


# Zasada superpozycji pól:

Kiedy w przestrzeni znajduje się wiele ładunków, wówczas siła działająca na ładunek próbny równa jest sumie wektorowej sił pochodzących od poszczególnych ładunków. Fakt ten zwany jest zasadą superpozycji pól i wyrażony jest wzorem

$$\vec{E} = \sum \vec{E}_i$$

Two Fields  $E_1$  and  $E_2$  Superimpose



# Rozkłady ładunku

Dla ciągłego rozkładu ładunku definiujemy:

Gęstość liniową ładunku:

$$\eta = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta l} = \frac{dq}{dl}$$

Gęstość powierzchniową:

$$\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{dS}$$

Gęstość objętościową:

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV}$$

# Pole elektryczne

Pole ładunku rozłożonego w sposób ciągły:

$$d\vec{E} = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{dq}{r^2}$$

$dq$  – ładunek punktowy

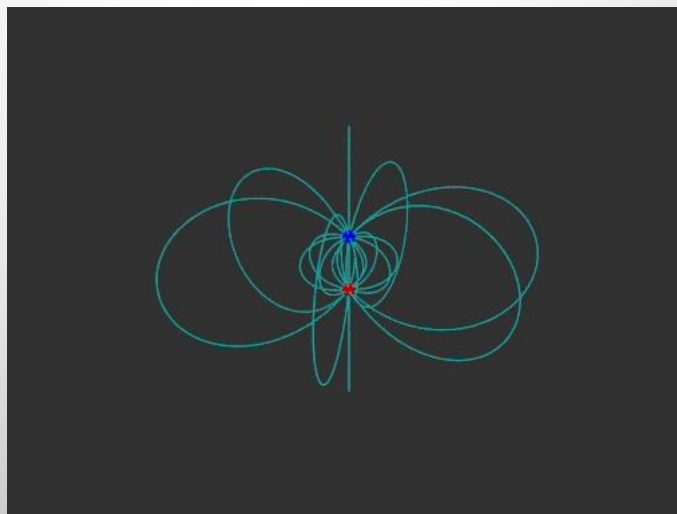
Pole wypadkowe od ładunków rozłożonych w sposób ciągły otrzymamy z zasady superpozycji pól zastępując sumę we wzorze wynikającym z zasady superpozycji całkowaniem, (całkowanie wykonuje się po obszarze, w którym rozłożone są ładunki.)

$$\vec{E} = \int d\vec{E}$$

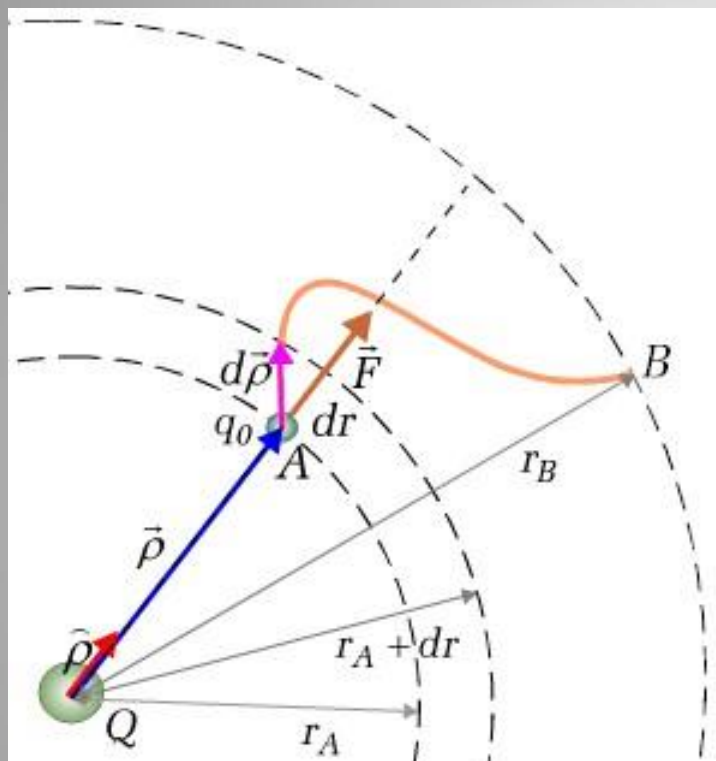
# Dipol elektryczny

## Dipol elektryczny:

Para ładunków o przeciwnych znakach i tej samej wartości bezwzględnej



# Praca sił pola elektrycznego



$\vec{\rho}$  - wektor wodzący ładunku  $q_0$

$\hat{\rho}$  - wersor

Obliczamy pracę wykonaną przez siły pola elektrycznego przy przemieszczaniu próbnego ładunku  $q_0$  z punktu A do punktu B w polu elektrycznym wytworzonym przez punktowy ładunek Q.

$$\vec{F} = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{Q \cdot q_0}{r^2} \cdot \hat{\rho}$$

$$dW = \vec{F} \cdot d\vec{\rho} = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{Q \cdot q_0}{r^2} \cdot \hat{\rho} \cdot d\vec{\rho} = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{Q \cdot q_0}{r^2} dr$$

# Praca sił pola elektrycznego

$$\begin{aligned} W &= \int_{r_A}^{r_B} \left( \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{Q \cdot q_0}{r^2} \right) dr = \frac{Q \cdot q_0}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \int_{r_A}^{r_B} \frac{1}{r^2} dr = - \frac{Q \cdot q_0}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{1}{r} \Big|_{r_A}^{r_B} = \\ &= - \frac{Q \cdot q_0}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \left( \frac{1}{r_B} - \frac{1}{r_A} \right) = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{Q \cdot q_0}{r_A} - \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{Q \cdot q_0}{r_B} = U_A - U_B \end{aligned}$$

**Praca** wykonana przez siły pola elektrycznego przy przemieszczeniu ładunku z punktu do punktu **nie zależy od kształtu drogi** po której odbywało się przemieszczenie i określona jest przez wartości ładunków oraz odległości punktów od ładunku wytwarzającego pole. **Praca wynosi zero**, kiedy punkt końcowy pokrywa się z punktem początkowym (**przemieszczenie po drodze zamkniętej**).

# Energia potencjalna

Wykonana praca wiąże się ze zmianą położenia - równa jest więc różnicy energii potencjalnych ładunku w punktach A i B, co oznaczyliśmy jako  $U_A - U_B$ . Dodanie lub odjęcie stałej wartości nie zmienia tej różnicy. Mówimy, że energia potencjalna wyznaczona została z dokładnością do stałej dowolnej

Energia potencjalna:

$$U = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{Q \cdot q_0}{r} + const$$

Gdy  $r = \infty$  to  $U \rightarrow const$

$$U_{\infty} = const$$

Przyjmujemy  $const = 0$

$$U = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{Q \cdot q_0}{r}$$

# Potencjał pola elektrycznego

Energia potencjalna równa jest pracy wykonanej przy przemieszczeniu ładunku z danego punktu pola do nieskończoności. Energia ta charakteryzuje pole w danym punkcie, jest jednak wciąż zależna od wartości ładunku próbnego.

Podobnie jak w przypadku definicji natężenia pola definiujemy więc inną wielkość charakteryzującą pole, zwaną potencjałem pola

$$U = \varphi \cdot q$$

$$W_{\infty} = U_A = q \cdot \varphi_A$$

$$W = U_A - U_B = q \cdot (\varphi_A - \varphi_B)$$

Potencjał w danym punkcie pola równy jest liczbowo pracy jaką wykonują siły pola przy przesunięciu jednostkowego ładunku dodatniego z tego punktu do nieskończoności.

Jednostką potencjału jest volt (**1V**). Jest to potencjał w takim punkcie pola do którego przesunięcie ładunku **1C** wymaga pracy równej **1J**.

$$1V=1J/1C$$

# Potencjał pola elektrycznego

**Potencjał pola** – jest to energia potencjalna ładunku jednostkowego umieszczonego w danym punkcie pola:

$$\varphi = U / q_0$$

$$\varphi = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{Q}{r}$$

Dla układu N ładunków:

$$\varphi = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{Q_i}{r_i}$$

# Potencjał a natężenie pola elektrycznego

Wykonanie pracy przez siły potencjalne nad ciałem powoduje ubytek energii potencjalnej ciała.  
W przypadku pola elektrycznego mamy:

$$dW = \vec{F} \cdot d\vec{\rho} = q \vec{E} \cdot d\vec{\rho} = -dU = -q d\varphi$$

$$\vec{E} \cdot d\vec{\rho} = -d\varphi$$

Jeśli wektory  $\vec{E}$  i  $\vec{r}$  mają zgodne kierunki:

$$E \cdot dx = -d\varphi$$



$$E = -\frac{d\varphi}{dx}$$

# Potencjał a natężenie pola elektrycznego

Kiedy jednak kierunki wektorów będą dowolne, wówczas powyższe zależności odpowiadają relacji pomiędzy składową wektora natężenia pola w kierunku danej osi układu współrzędnych a pochodną cząstkową zmiany potencjału przy zmianie tylko tej współrzędnej, czyli:

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}$$

$$\vec{E} = -\left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot \hat{i} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \cdot \hat{j} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \cdot \hat{k} \right)$$

**Natężenie pola = -(gradient potencjału)**

$$W = \int_A^B q \cdot \vec{E} \cdot d\vec{l} = q \cdot (\varphi_A - \varphi_B)$$

$$\int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{l} = \varphi_A - \varphi_B$$

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$$

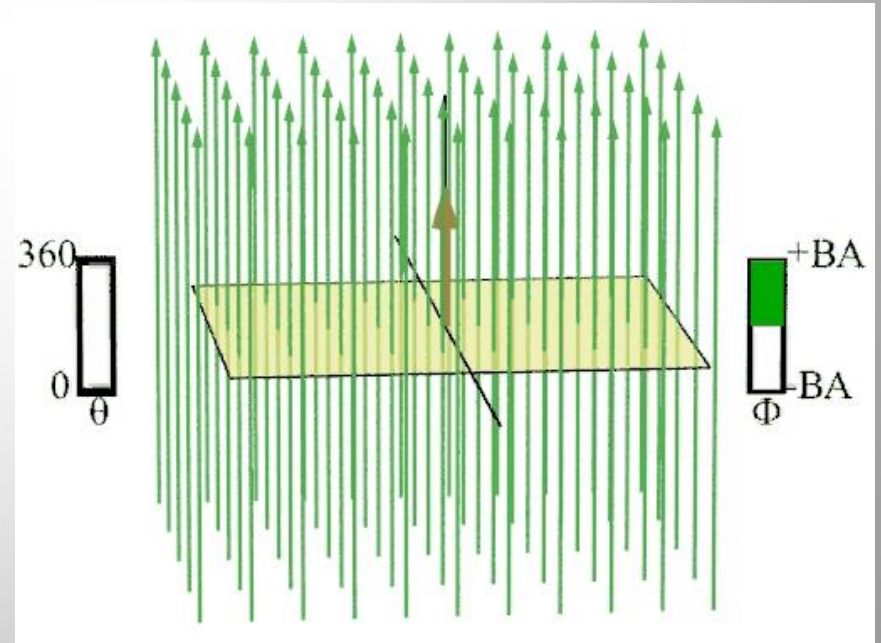
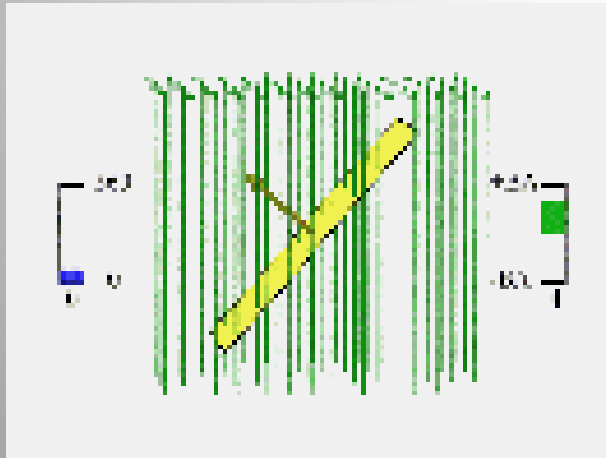
**Pole elektrostatyczne jest polem potencjalnym.**

Jest to bardzo ważna własność tego pola

# Strumień wektora natężenia pola

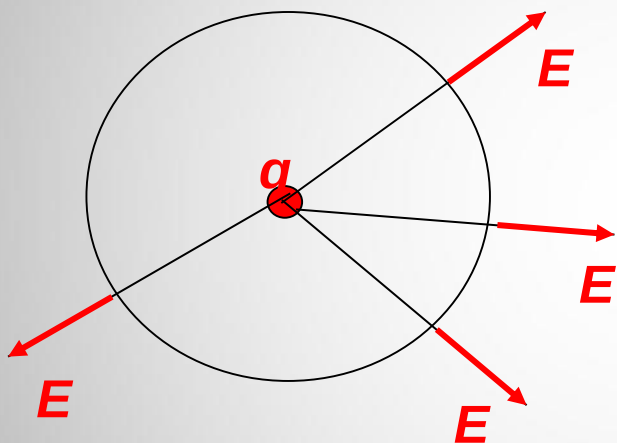
Podobnie jak to było w odniesieniu do pola Grawitacyjnego, możemy zdefiniować pojęcie strumienia pola elektrostatycznego przez element powierzchni  $dS$  jako iloczyn skalarny wektora  $\vec{E}$  oraz wektora  $d\vec{S}$ , prostopadłego do  $dS$  i o długości równej  $dS$ .

$$d\Phi = \vec{E} \cdot d\vec{S}$$



# Strumień wektora natężenia pola

Aby obliczyć całkowity strumień pola przez powierzchnię należy podzielić powierzchnię na tak małe elementy, aby wektor  $E$  na całym elemencie miał w przybliżeniu stałą wartość i kierunek po czym zcałkować po całej powierzchni  $S$ .



$$d\Phi = \vec{E} \cdot d\vec{S}$$

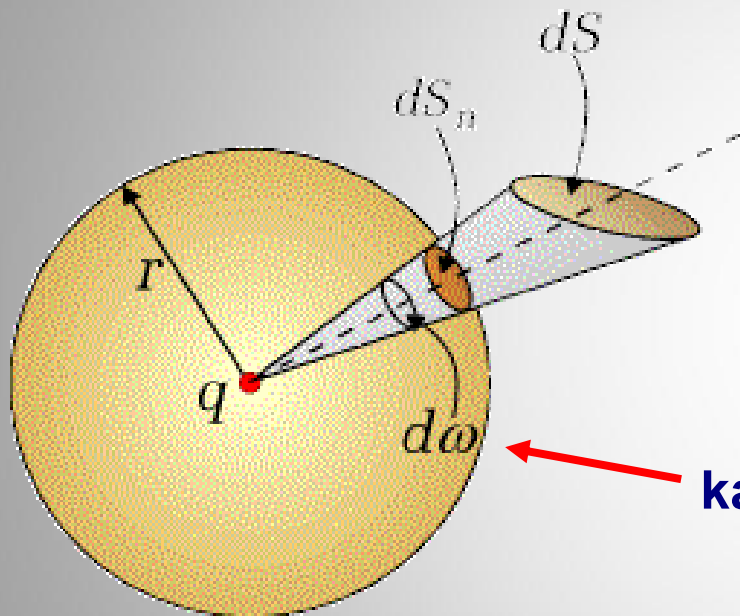
$$\Phi = E \cdot 4\pi R^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{R^2} \cdot 4\pi R^2 = \frac{q}{\epsilon_0}$$

Jeżeli  $E$  na całej rozważanej powierzchni ma stałą wartość i kierunek, to całkowanie nie jest niezbędne. Strumień jest wówczas iloczynem  $E$  oraz powierzchni  $S$

# Strumień wektora natężenia pola

*Strumień pola elektrycznego przez powierzchnię  $dS$ .*

$$d\Phi = \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot dS_n$$



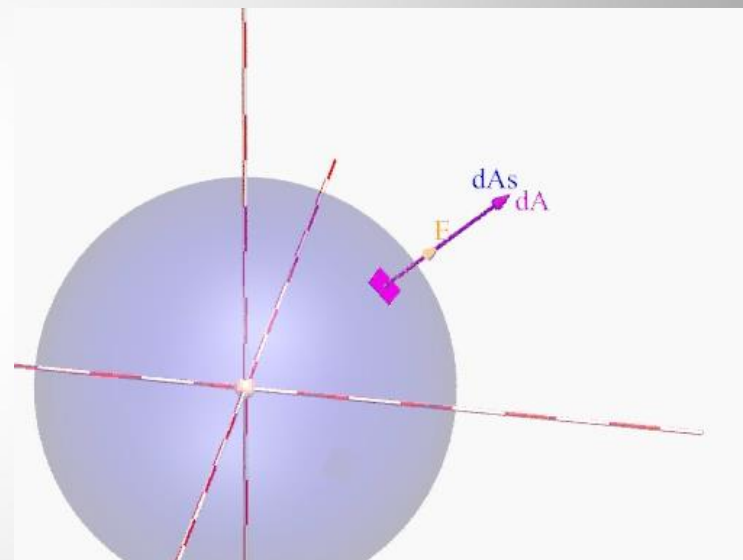
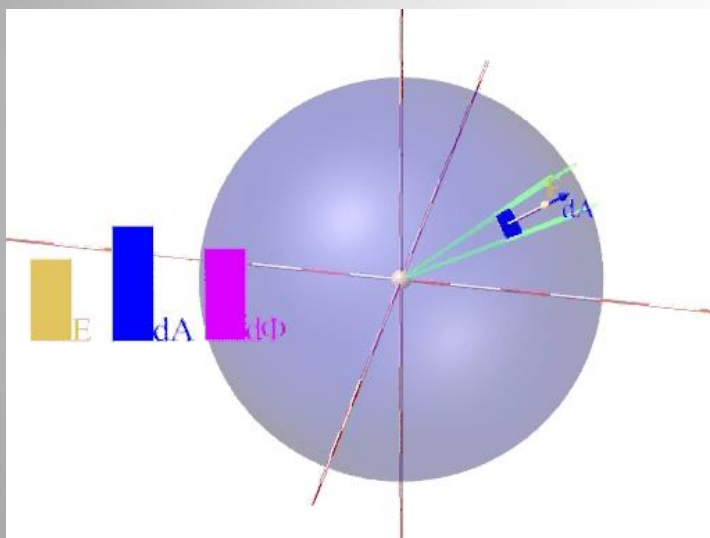
$dS_n$  - projekcja elementu powierzchni  $dS$  odległej o  $r$  od ładunku  $q$  na powierzchnię prostopadłą do prostej przechodzącej przez ładunek i tę powierzchnię

kąąt bryłowy równy:  $dS_n / r^2$

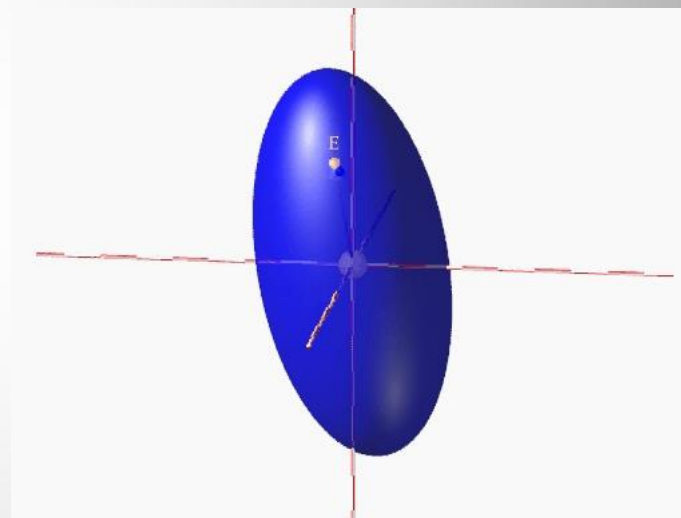
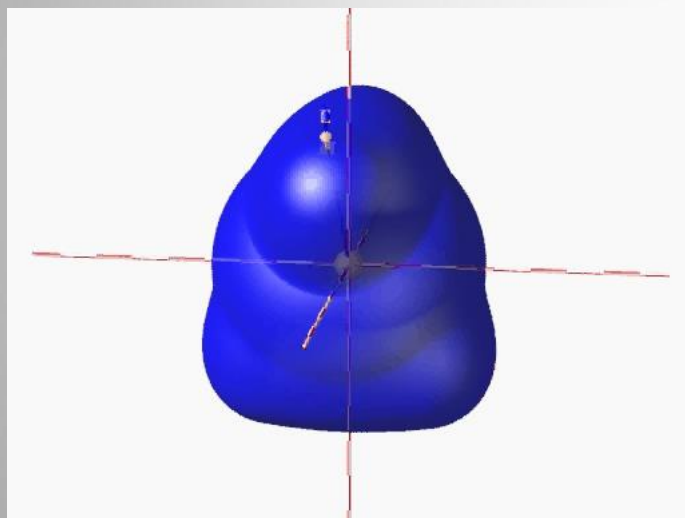
$$d\Phi = \frac{q}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot d\omega$$

$$\Phi = \frac{q}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \int_0^{4\pi} d\omega = \frac{q}{\epsilon_0}$$

# Strumień wektora natężenia pola

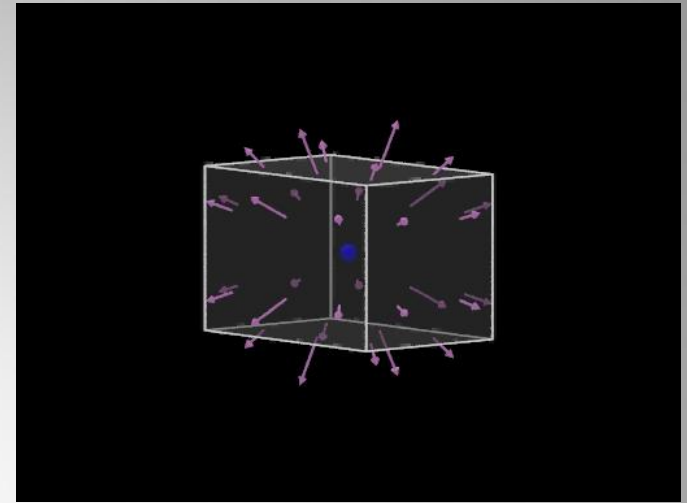


# Strumień wektora natężenia pola



# Prawo Gaussa

$$\Phi = \frac{q}{\epsilon_0}$$



Dla  $n$  ładunków wewnątrz powierzchni  $S$ :

$$\Phi = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \oint_S \left( \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \right) \cdot d\vec{S} = \sum_{i=1}^n \oint_S \vec{E}_i \cdot d\vec{S}$$

Strumień wektora natężenia pola elektrycznego przez dowolną powierzchnię zamkniętą równy jest algebraicznej sumie ładunków obejmowanych przez tę powierzchnię, podzielonej przez  $\epsilon_0$

Dla ciągłego rozkładu ładunku:

$$\rho = \frac{dq}{dV}$$

$$\sum q_i = \int_V \rho \cdot dV$$

# Prawo Gaussa

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho \cdot dV$$

**Strumień wektora  
natężenia pola**

**suma ładunków obejmowanych  
przez powierzchnię**

# Jednorodnie naładowana sfera

Gęstość powierzchniowa ładunku  $\sigma$

Dla punktów na zewnątrz sfery:

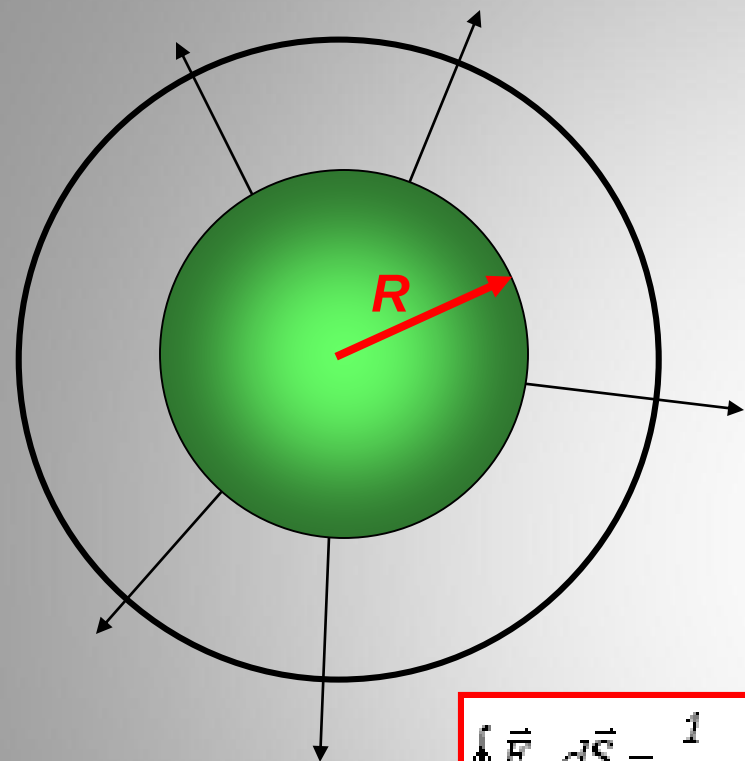
$$E = \frac{q}{4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \epsilon_0}$$

Dla punktów wewnątrz sfery:

$$E = 0$$

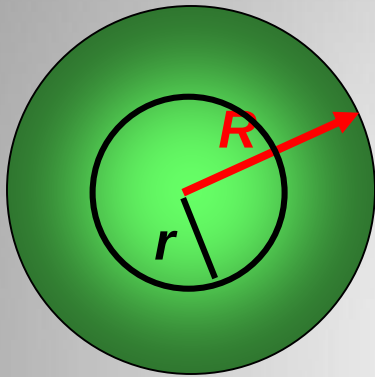
$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \int_V \rho \cdot dV$$

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \oint_S E \cdot dS = E \cdot \oint_S dS = E \cdot \overbrace{4 \cdot \pi \cdot r^2}^{S_r} = \overbrace{4 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot \sigma}^q / \epsilon_0$$



# Jednorodnie naładowana kula

Gęstość objętościowa  $\rho$



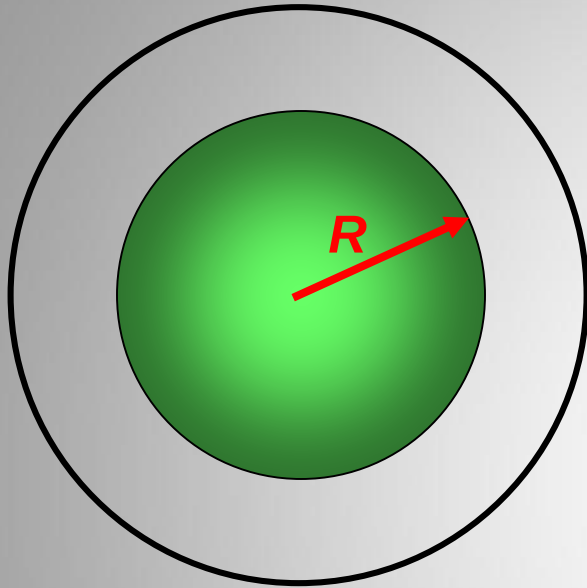
$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \int_V \rho \cdot dV$$

$$\underbrace{4 \cdot \pi \cdot r^2}_{S_r} \cdot E = \underbrace{\left( \frac{4}{3} \right) \cdot \pi \cdot r^3}_{V_r} \cdot \rho / \epsilon_0$$

Dla punktów wewnątrz kuli:

$$E = \frac{\rho \cdot r}{3 \cdot \epsilon_0}$$

# Jednorodnie naładowana kula



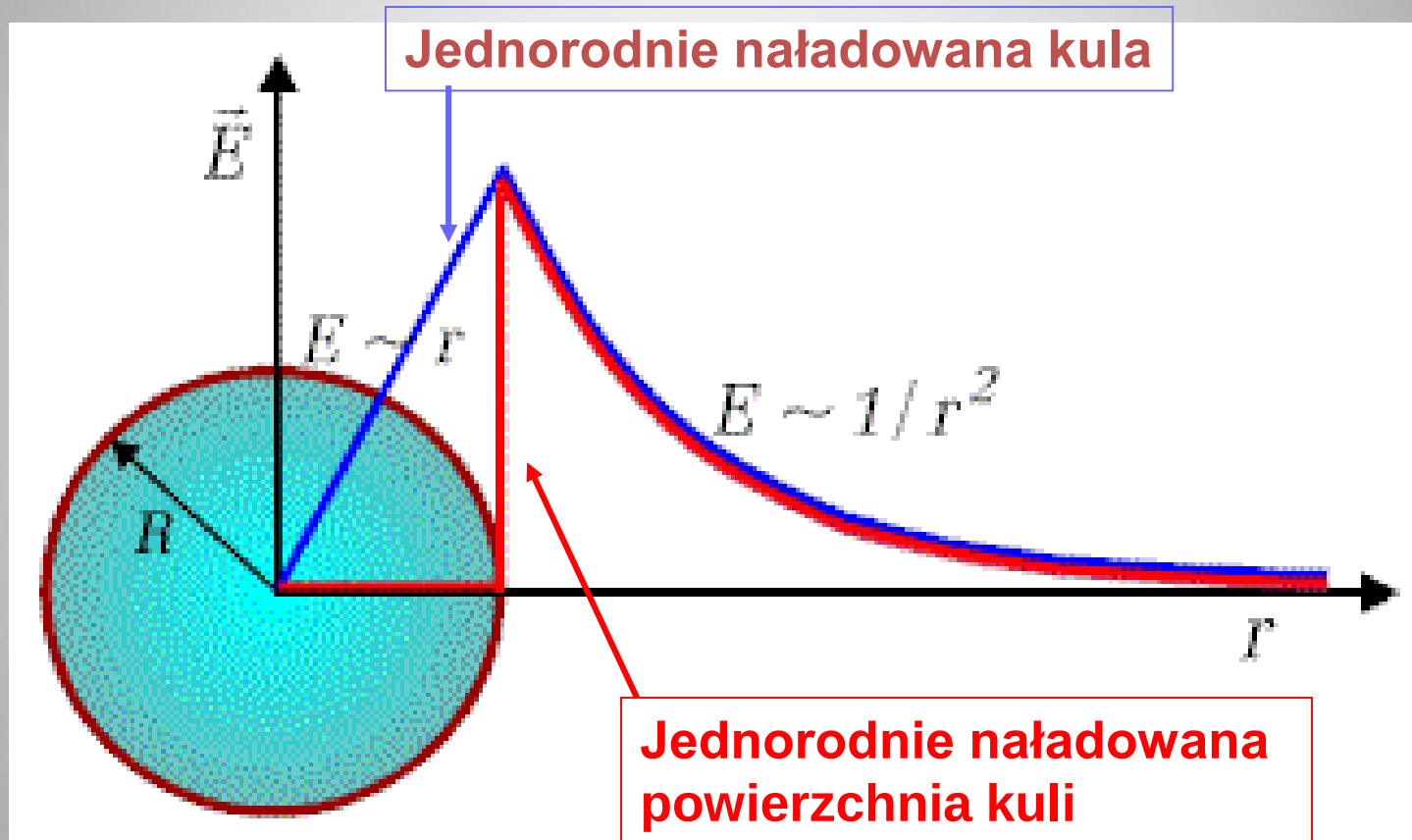
$$q = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R^3 \cdot \rho$$

$$E \cdot 4\pi r^2 = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{4}{3} \pi R^3 \cdot \rho$$

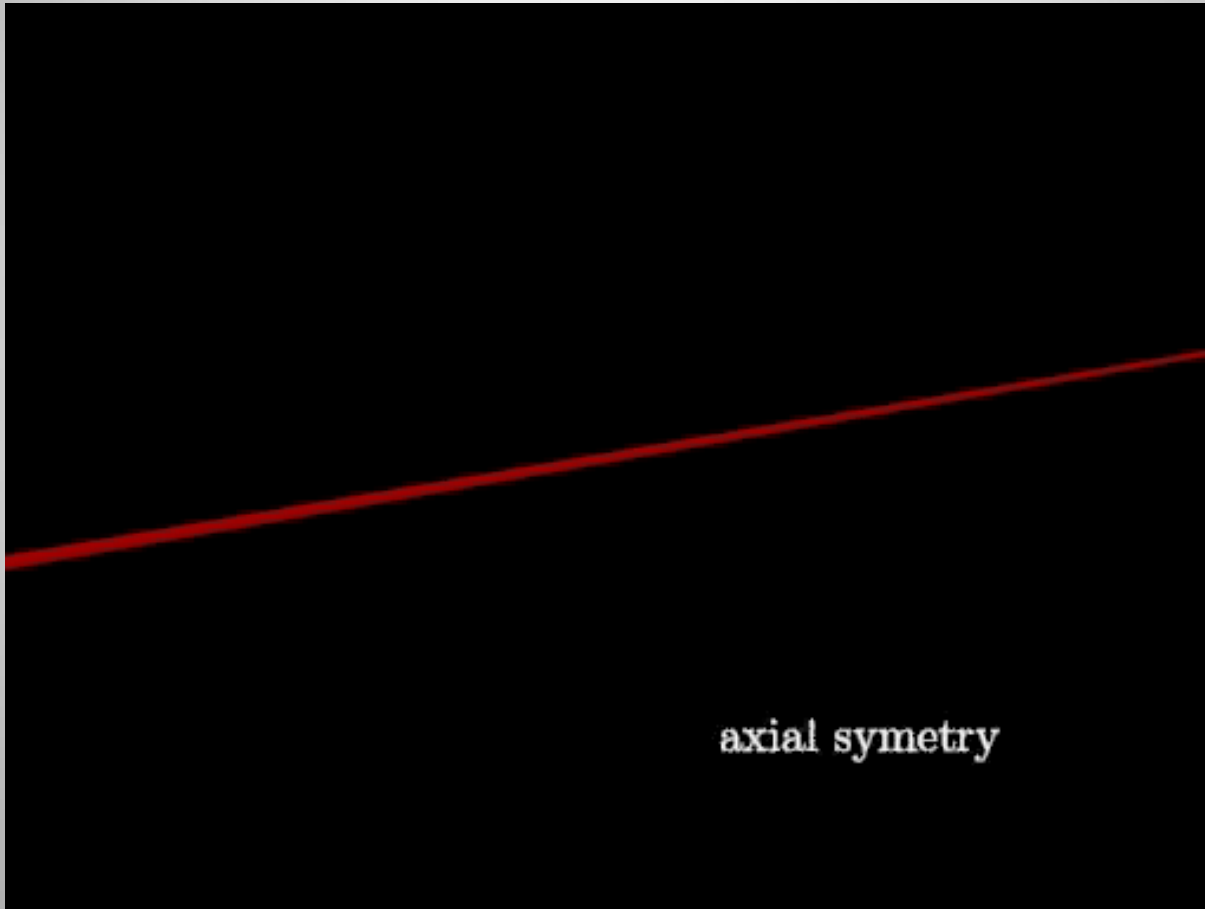
Dla punktów na zewnątrz kuli:

$$E = \frac{R^3 \rho}{3\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r^2}$$

# Pole ładunku sferycznie-symetrycznego



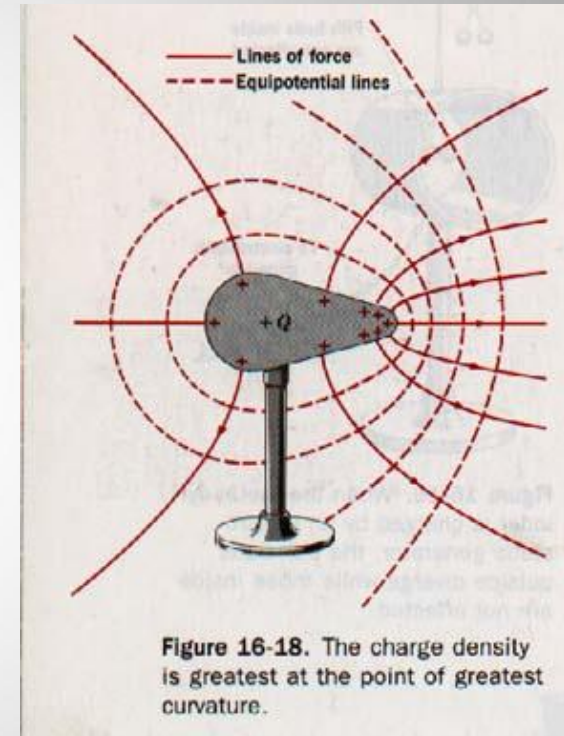
# Przykłady zastosowania prawa Gaussa



# Natężenie pola w pobliżu powierzchni przewodnika

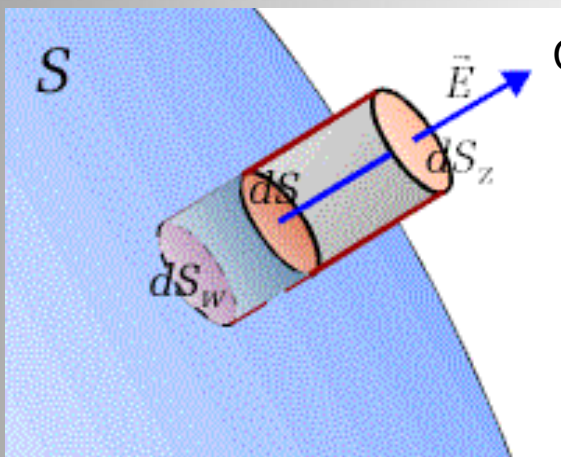
1.) Kiedy neutralny przewodnik znajduje się w zewnętrznym polu elektrycznym wówczas na swobodne elektrony działają siły proporcjonalne do natężenia pola. W rezultacie następuje przegrupowanie ładunków aż do momentu, kiedy działające na ładunki siły znikają, czyli natężenie pola w dowolnym punkcie wewnątrz przewodnika staje się równe zero.

2.) Na powierzchni naładowanego przewodnika wektor natężenia pola musi być prostopadły do powierzchni, gdyż w przeciwnym razie składowa styczna do powierzchni powodowałaby przemieszczanie się ładunków w przewodniku. W konsekwencji, zarówno objętość przewodnika jak i jego powierzchnia stanowią obszary ekwipotencjalne, a niezerowa ładunki elektryczne rozłożone są jedynie na powierzchni przewodnika.



# Natężenie pola w pobliżu powierzchni przewodnika

Jeżeli na powierzchni przewodnika wydzielimy element  $ds$ , to można obliczyć strumień przez całą powierzchnię cylindra. Wewnątrz przewodnika  $E=0$ , zatem Cały strumień to strumień przez zewnętrzną podstawę.



$$d\Phi = E \cdot dS_z = E \cdot dS = \overbrace{\sigma \cdot dS}^{dq} / \epsilon_0$$

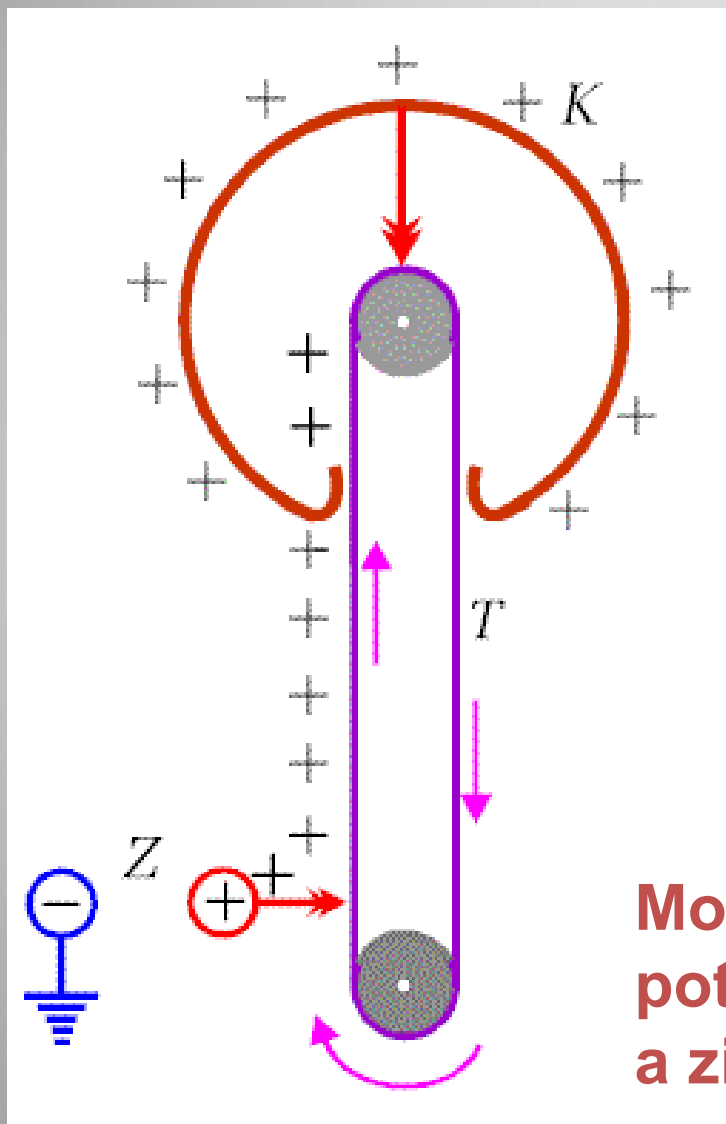
$$E = \sigma / \epsilon_0$$

Kiedy przewodnik ma nieregularny kształt wówczas gęstość ładunku na powierzchni nie jest jednakowa. Na ostrych zakończeniach przedmiotów metalowych gęstość ładunku jest szczególnie duża. Rzeczywiście, w miejscach takich powierzchnie ekwipotencjalne zbliżają się i zakrzywiają, odzwierciedlają bowiem w pobliżu przewodnika jego kształt. Duże zmiany potencjału oznaczają wzrost natężenia pola, zaś duże natężenie pola odpowiada dużej gęstości powierzchniowej ładunku. Z kolei na wewnętrznych powierzchniach wydrążonych przedmiotów metalowych gęstość ładunku jest najmniejsza.

# Burze



# Generator Van de Graaffa



Kiedy przewodnik ma postać pustej w środku kuli wówczas przekazywane mu ładunki gromadzą się na jego zewnętrznej powierzchni. Zostało to pomysłowo wykorzystane w budowie generatora wysokiego napięcia Van de Graaffa.

Można osiągnąć różnicę potencjałów pomiędzy czaszą a ziemią rzędu milionów wolt.

# Pojemność elektryczna

Potencjał przewodnika jest proporcjonalny do zgromadzonego na nim ładunku.

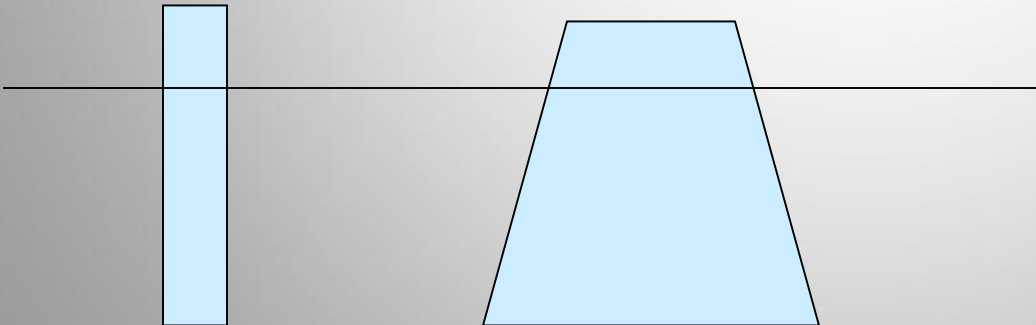
$$q = C \cdot \varphi$$

$$C = \frac{q}{\varphi}$$

Współczynnik proporcjonalności, charakteryzujący własności przewodnika, nazywamy jego pojemnością elektryczną

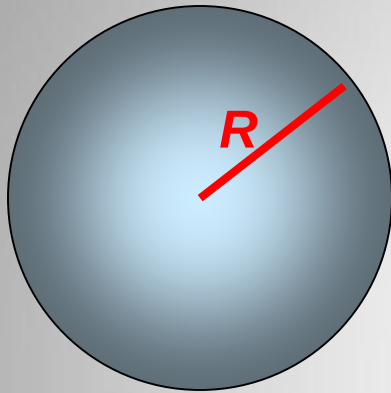
$$1\text{F} = 1\text{C}/1\text{V}$$

Analogia:



# Pojemność elektryczna kuli

Kula z przewodnika o promieniu  $R$



Na zewnątrz kuli:

$$E = \frac{q}{4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \epsilon_0}$$

$$\int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{l} = \varphi_A - \varphi_B$$

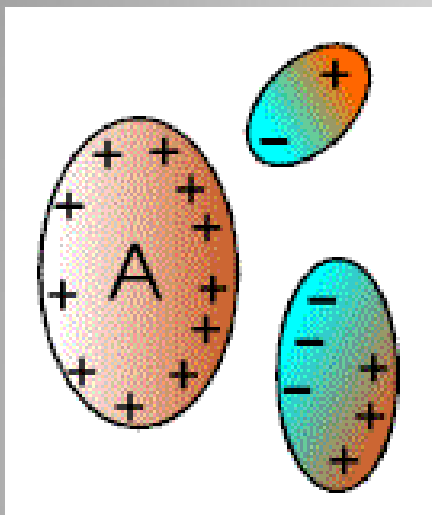


$$C = \frac{q}{\varphi}$$

$$\varphi = \frac{q}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \int_R^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{1}{R}$$

$$C = 4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot R$$

# Pojemność elektryczna układu przewodników



Obecność innych przewodników  
zmniejsza potencjał.

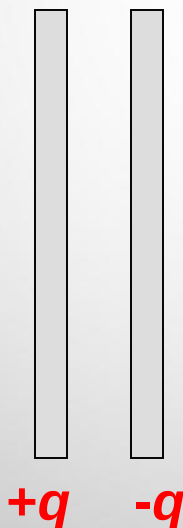


...i zwiększa pojemność.

Układ dwóch przewodników mających  
równe różnoimienne ładunki nazywamy  
kondensatorem

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{U}$$

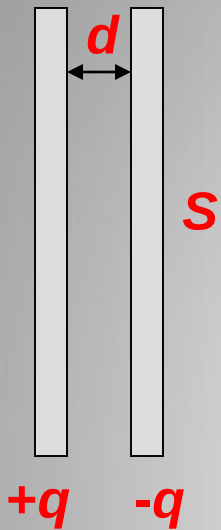
$$U = \varphi_1 - \varphi_2$$



Kondensator – gromadzi duży  
ładunek przy niewielkiej różnicy  
potencjałów.

Kształt kondensatorów jest zwykle taki,  
by pole skupione było pomiędzy bliskimi  
sobie powierzchniami, zwanymi  
okładkami, i było zawarte wewnątrz  
kondensatora

# Kondensator płaski



$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon_0 \cdot S}$$

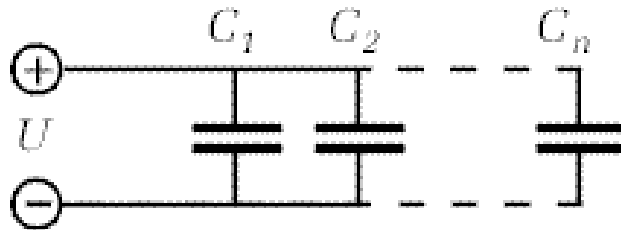
Dla pola jednorodnego:

$$E \cdot d = \frac{q}{\epsilon_0 \cdot S} \cdot d = \varphi_1 - \varphi_2 = U$$

$$C = \frac{q}{U} = \frac{\epsilon_0 \cdot S}{d}$$

# Łączenie kondensatorów

## Równoległe połączenie kondensatorów



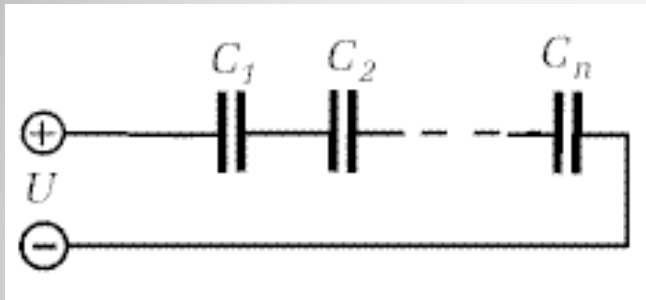
$$q_1 = U \cdot C_1, \quad q_2 = U \cdot C_2, \dots \quad q_n = U \cdot C_n$$

$$q = \sum_{i=1}^n q_i = (C_1 + C_2 + \dots + C_n) \cdot U = \left( \sum_{i=1}^n C_i \right) \cdot U = C \cdot U$$

$$C = \sum_{i=1}^n C_i$$

# Łączenie kondensatorów

## Szeregowe połączenie kondensatorów



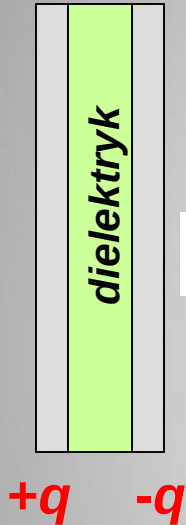
$$U_i = q / C_i$$

$$U = \sum_{i=1}^n U_i = q \cdot \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i} = \frac{q}{C}$$

$$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}$$

# Dielektryki

## Kondensator o pojemności $C_0$



$$C > C_0$$

Jeśli miejsce między okładkami kondensatora wypełnimy dielektrykiem utrzymując te same ładunki na okładkach, to zauważymy że pojemność kondensatora się zwiększa. Zmiana pojemności zależy od rodzaju materiału umieszczonego pomiędzy okładkami kondensatora

$$\frac{U_0}{U} = \frac{q}{C_0} / \frac{q}{C} = \frac{C}{C_0} = \epsilon$$

stała dielektryczna

lub

względna przenikalność elektryczna dielektryka

# Dielektryki



Atomy i cząsteczki, to układy ładunków dodatnich i ujemnych czyli mikroskopijnych dipoli (tj. układu dwóch jednakowych ładunków o przeciwnych znakach) o wielkości kilku angstromów.

Moment dipolowy cząsteczki dielektryka:  $\vec{p} = q \cdot \vec{l}$

Jeśli  $l = 0$  – dielektryk niepolarny (np.  $H_2$ ,  $N_2$ ,  $O_2$ )

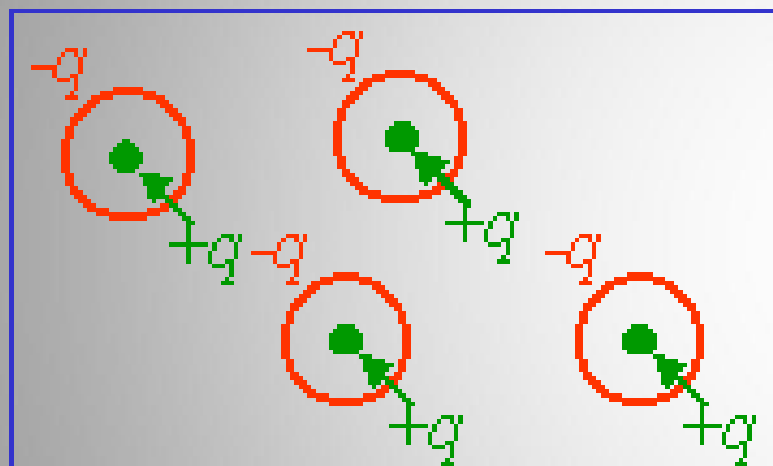
W obecności pola elektrycznego ładunki rozsuwają się.

dipol sprężysty

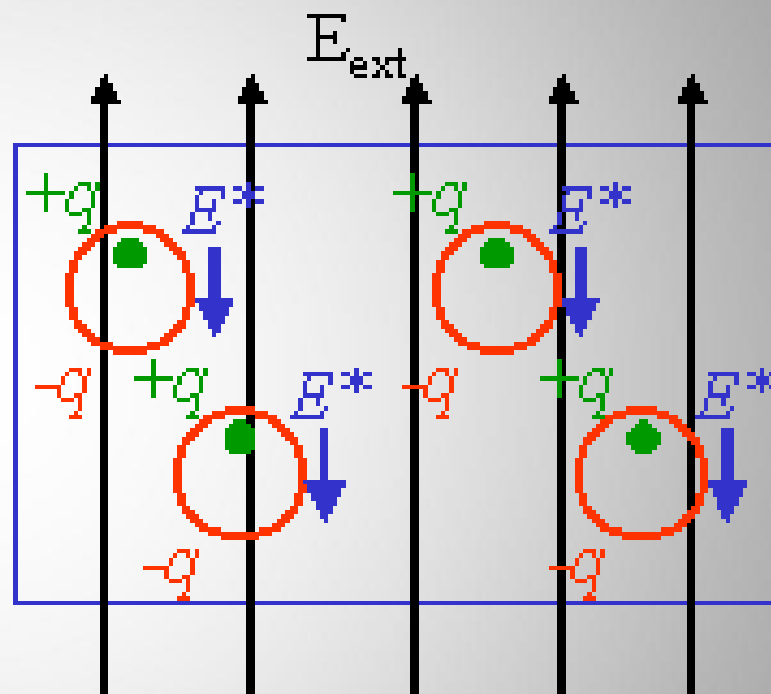
$$\vec{p} = \alpha \cdot \epsilon_0 \cdot \vec{E}$$

↑  
polaryzowalność cząsteczkowa dielektryka

# Dielektryki niepolarne



$E_{\text{ext}}=0$  no polarisation

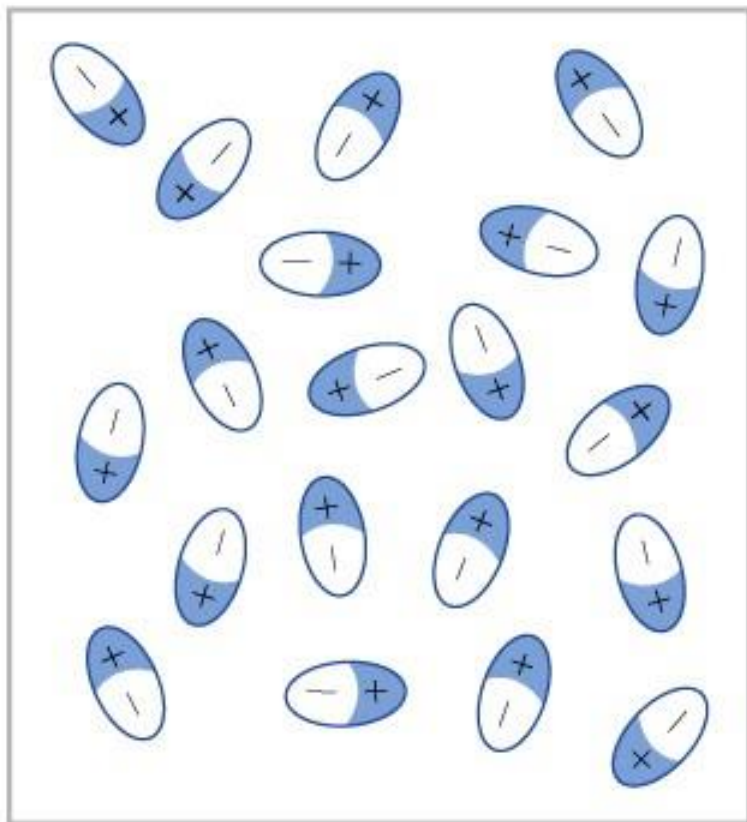


$E_{\text{ext}} \neq 0$  polarisation

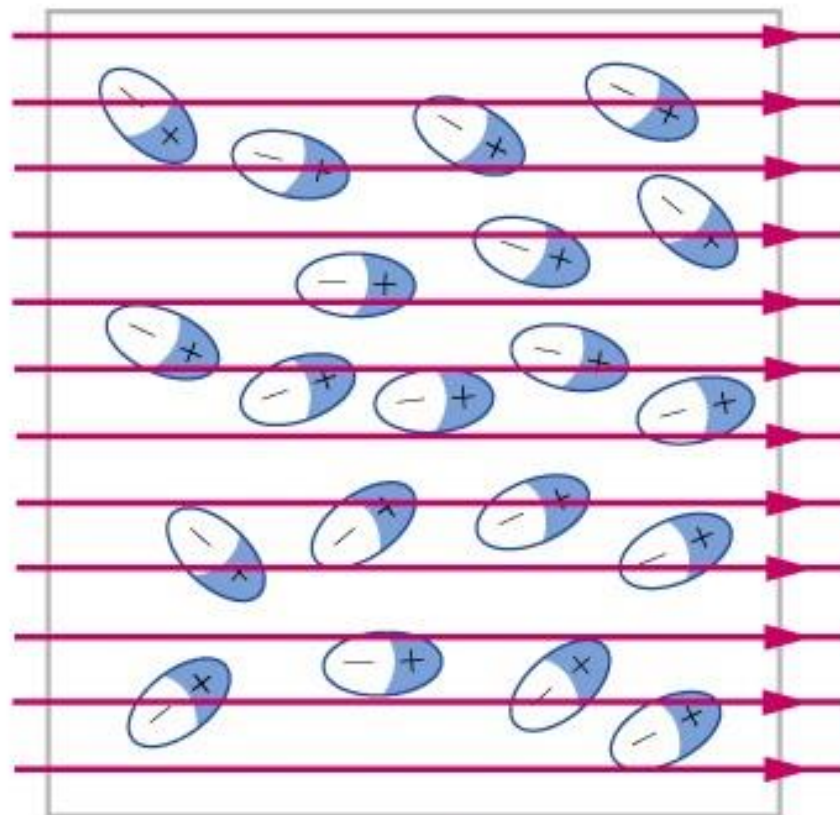
Środki ciężkości ładunków ujemnych i dodatnich w nieobecności zewnętrznego pola elektrycznego pokrywają się

# Dielektryki polarne

W dielektrykach polarnych dipole występują już w nieobecności pola zewnętrznego. Pod wpływem pola następuje ich reorientacja



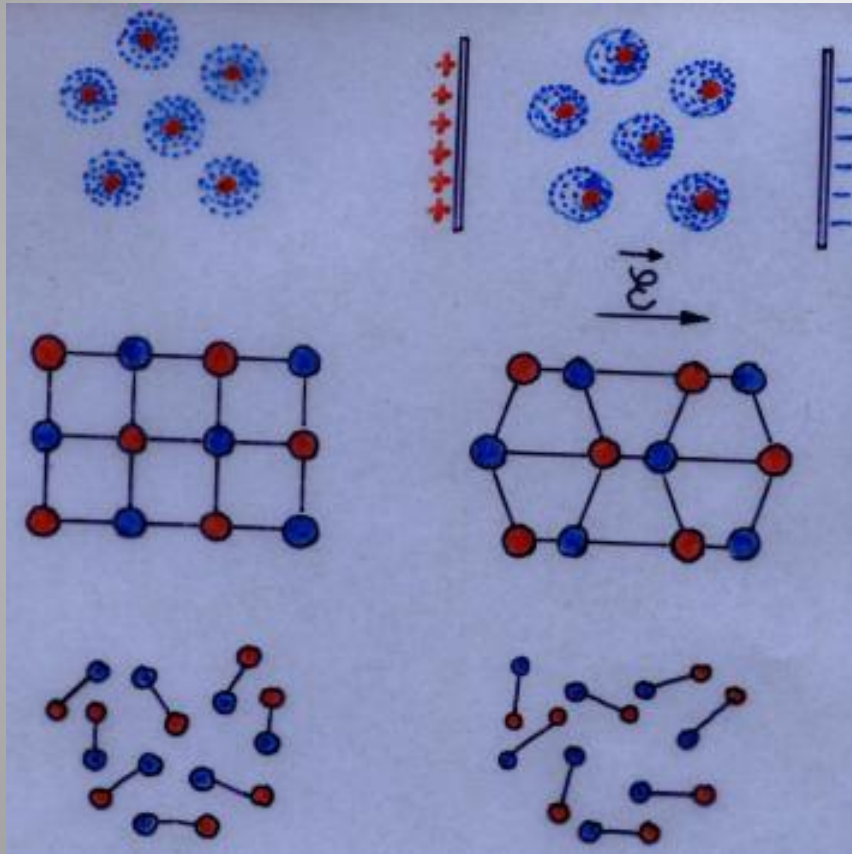
(a)



$\vec{E}_0$

(b)

# Polaryzacja dielektryka



polaryzacja dielektryka:

← elektronowa

← jonowa

← dipolowa

# Polaryzacja dielektryka

wektor polaryzacji dielektryka:

$$\vec{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{p}_i$$

$n$  – liczba cząsteczek w objętości  $dV$

$$\vec{P} = n \cdot \vec{p}$$

Dla dielektryka niepolarnego:

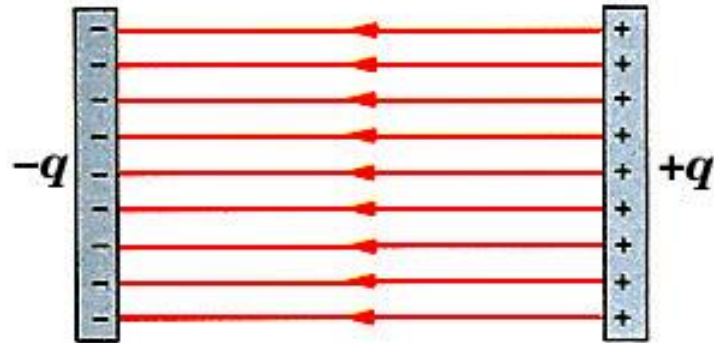
$$\vec{P} = n \cdot \alpha \cdot \epsilon_0 \cdot \vec{E} = \kappa \cdot \epsilon_0 \cdot \vec{E}$$

$$\kappa = n \cdot \alpha$$

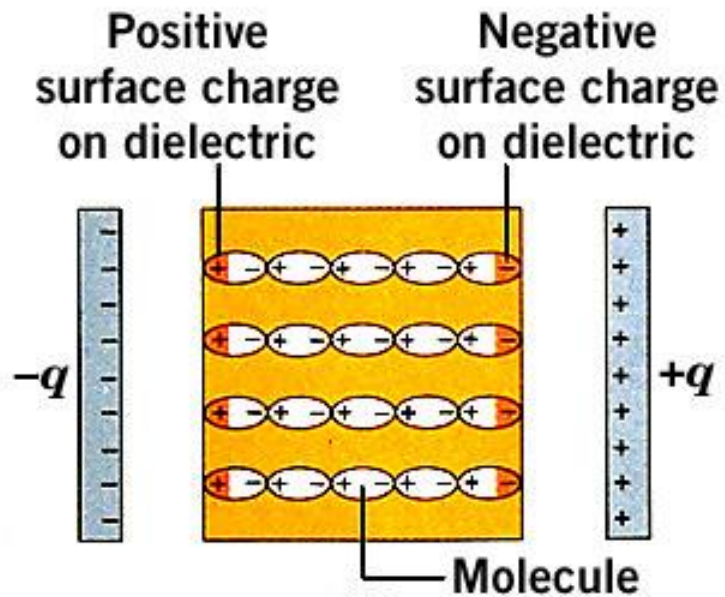
- podatność elektryczna dielektryka

$$C = \frac{\epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot S}{d}$$

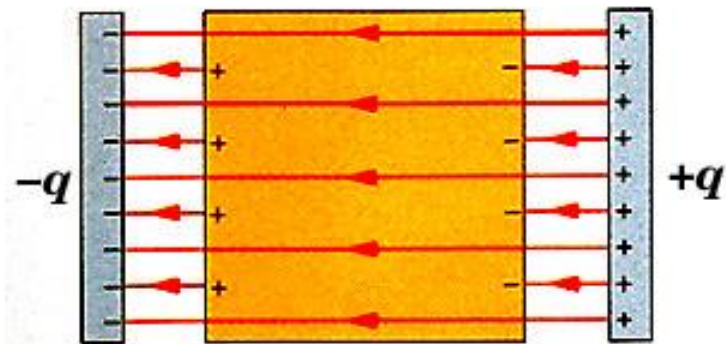
# Dielektryki



(a)

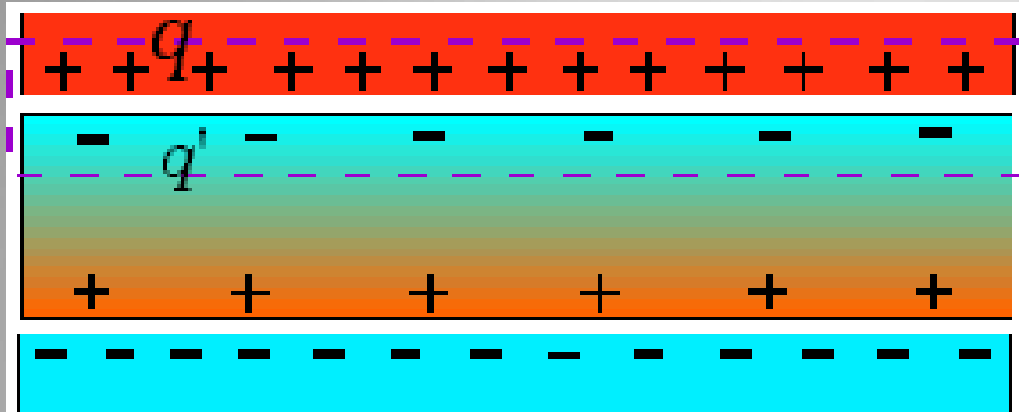


(b)



(c)

# Pole elektryczne w dielektryku



stosujemy prawo Gaussa:

$$E \cdot S = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot (q - q')$$



$$E = \frac{q}{\epsilon_0 \cdot S} - \frac{q'}{\epsilon_0 \cdot S}$$

$E$  – pole w dielektryku

$S$  – powierzchnia kondensatora

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon_0 \cdot S}$$

Dla kondensatora próżniowego

# Pole elektryczne w dielektryku

$$\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P}$$

Wektor indukcji elektrycznej

Wektor polaryzacji

$$q/S = \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot E$$

$$\vec{D} = \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot \vec{E}$$

$$P = \frac{q'}{S} = \frac{q}{S} \cdot \left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right)$$

$$\vec{P} = \epsilon_0 \cdot (\epsilon - 1) \cdot \vec{E}$$

# Ferroelektryki

W niektórych materiałach występuje samoistna polaryzacja bez zewnętrznego pola elektrycznego. W substancjach takich zależność polaryzacji od natężenia pola nie jest liniowa, co oznacza, że przenikalność elektryczna nie jest dla tych materiałów wartością stałą, a zależy od wartości natężenia pola elektrycznego. Stan polaryzacji jest poza tym zależny także od polaryzacji wcześniejszej co sprawia, że nie jest spełniona jednoznaczna zależność pomiędzy natężeniem pola a polaryzacją. Zjawisko to nosi nazwę histerezy. Krzywa przedstawiająca zależność polaryzacji od natężenia pola nosi nazwę pętli histerezy.

