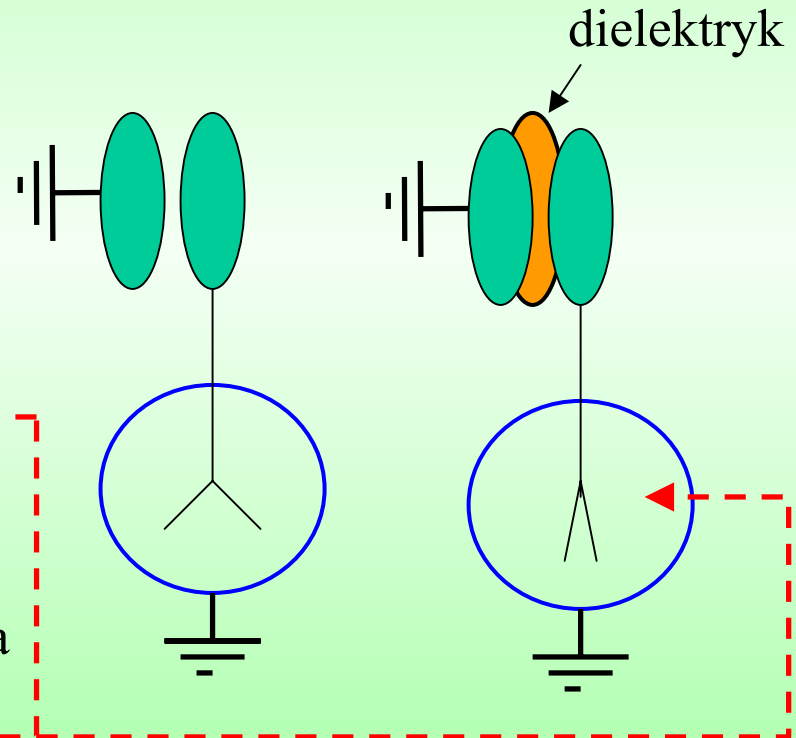


Dielektryki

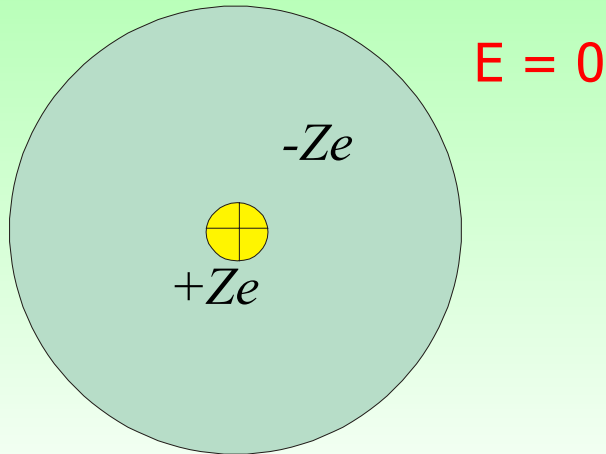
Dielektryki – substancje, w których nie występują swobodne nośniki ładunku elektrycznego (izolatory). Może być w nich wytworzone i utrzymane bez strat energii pole elektryczne.

Faraday

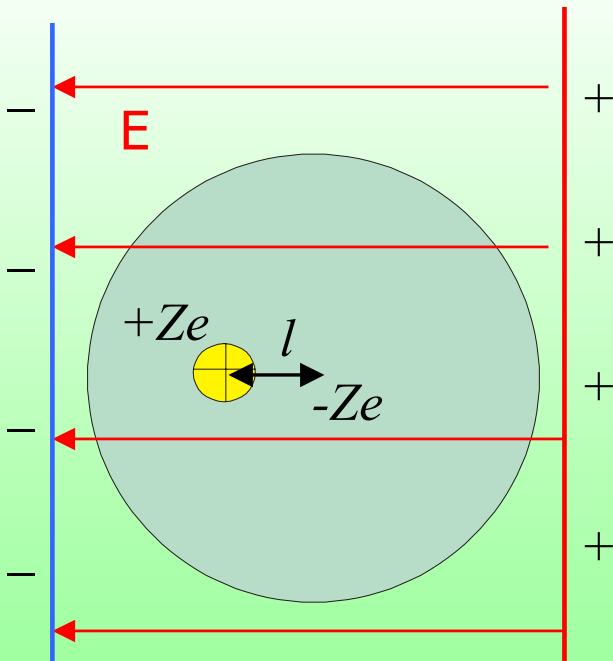
Wprowadzenie do pola elektrycznego dielektryka modyfikuje to pole – wychylenie listków elektroskopu połączonego z jedną z okładek kondensatora płaskiego maleje po umieszczeniu między płytki dielektryka (pojemność kondensatora rośnie)



Atom (cząsteczka niepolarna) w polu elektrycznym



W przypadku, kiedy atom (cząsteczka niepolarna) nie podlega działaniu pola elektrycznego środki ciężkości ładunku dodatniego i ujemnego pokrywają się. Moment dipolowy cząsteczki polarnej jest równy zero.



Wskutek umieszczenia atomu (cząsteczki niepolarnej) w polu elektrycznym następuje przemieszczenie środków ciężkości ładunków ($+Ze$ i $-Ze$) co prowadzi do indukowania momentu dipolowego. Przemieszczenie rozkładu ładunków prowadzące do indukowania momentu dipolowego nazywa się *polaryzacją elektronową*.

Polaryzacja elektronowa – moment dipolowy

Założenia: kształt, rozmiar i gęstość „chmury” elektronowej nie zmienia się:

$$\rho = \begin{cases} \rho = \text{const}, & r \leq a \\ 0, & r > a \end{cases}$$

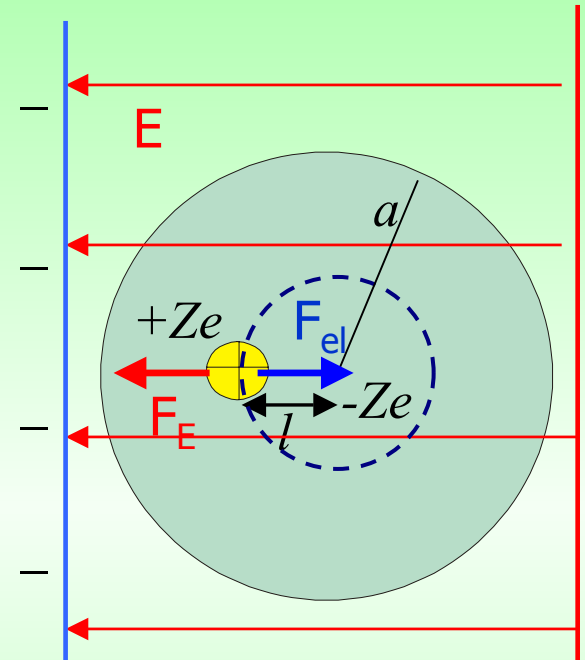
$$\rho = \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi a^3}$$

W warunkach równowagi: $F_E = F_{el}$

$$F_E = ZeE, \quad F_{el} = ZeE_{el}(l)$$

Z prawa Gaussa: $4\pi l^2 E_{el} = \frac{Q_l}{\epsilon_0} \Rightarrow E_{el} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_l}{l^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\rho \frac{4}{3}\pi l^3}{l^2}$

$$E_{el} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Zel}{a^3} \Rightarrow F_{el} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(Ze)^2 l}{a^3}$$



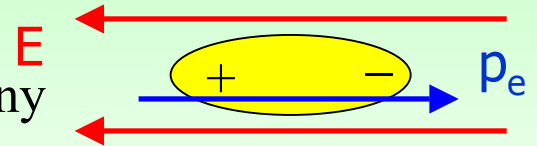
Polaryzacja elektronowa w gazach

$$F_E = F_{el} \quad \Rightarrow \quad ZeE = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(Ze)^2 l}{a^3}$$

Stąd:

$$p_e = Zel = 4\pi\epsilon_0 a^3 E$$

Moment dipolowy indukowany w cząsteczce niepolarnej pod wpływem pola elektrycznego E



$$\alpha_{el} = 4\pi a^3$$

- polaryzowalność atomu

$$\vec{p}_e = \epsilon_0 \alpha_{el} \vec{E}$$

$$[\alpha_{el}] = m^3$$

Uwaga. Polaryzowalność cząsteczki niepolarnej jest mniejsza od sumy polaryzowalności tworzących ją atomów.

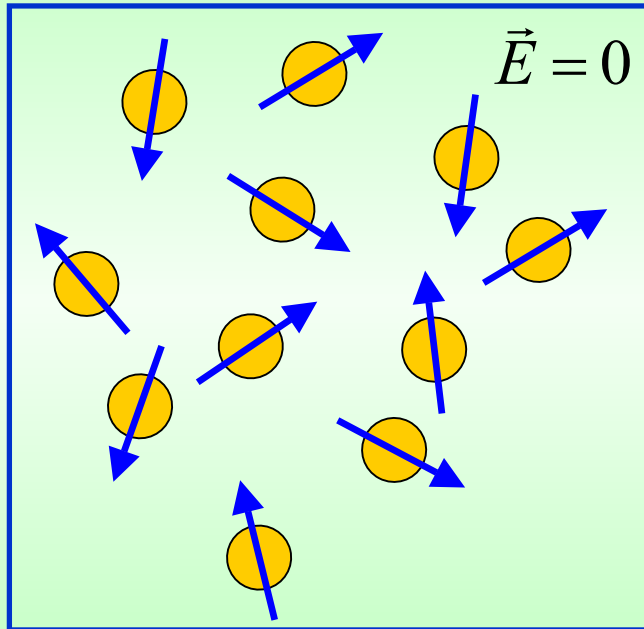
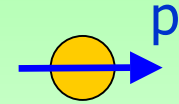
Jeżeli rozpatrujemy układ w którym koncentracja atomów wynosi N , to moment dipolowy na jednostkę objętości (**polaryzacja P**) opisuje równanie:

$$\vec{P} = N\vec{p} = N\alpha\epsilon_0\vec{E}$$

(Zakładając brak oddziaływań między cząsteczkami (gazy))

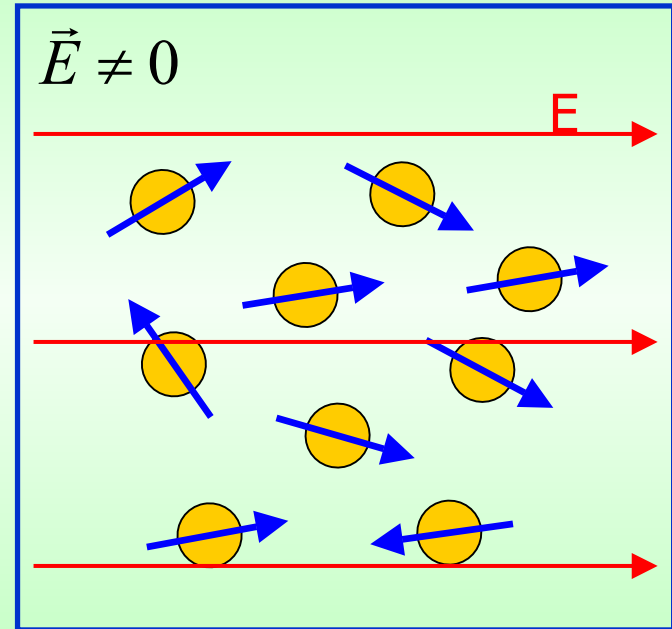
Cząsteczki polarne w polu elektrycznym

Cząsteczka polarna – całkowity rozkład ładunku cząsteczki ma moment dipolowy.



Momenty dipolowe poszczególnych cząsteczek skierowane są we wszystkich przypadkowych kierunkach.

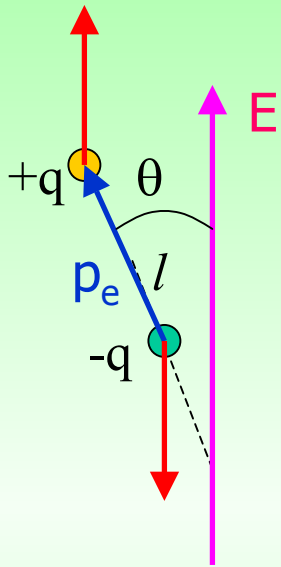
$$\vec{P} = 0$$



Uporządkowanie orientacji momentów dipolowych cząsteczek, zaburzone zderzeniami wynikającymi z ruchu termicznego cząsteczek (+ polaryzacja elektronowa)

$$\vec{P} \neq 0$$

Dipol w polu elektrycznym.



Na dipol umieszczony w polu elektrycznym działa para sił:

$$\vec{F} = q\vec{E}$$

Moment tej pary sił wynosi:

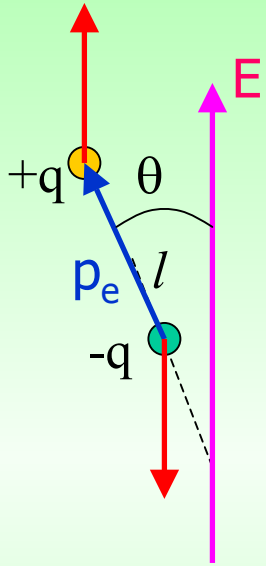
$$\vec{M} = \vec{l} \times \vec{F} = q\vec{l} \times \vec{E} \quad \text{gdzie} \quad q\vec{l} = \vec{p}_e$$

$$\vec{M} = \vec{p}_e \times \vec{E}$$

$$M = p_e E \sin \theta$$

Zewnętrzne pole elektryczne E porządkuje momenty dipolowe cząsteczek polarnych w kierunku zgodnie równoległym z liniami pola.

Energia dipola.



Energia dipola w polu elektrycznym:

$$E_p = q\varphi_+ - q\varphi_- = q(\varphi_+ - \varphi_-)$$

ale

$$l \rightarrow 0 \quad \Rightarrow \quad \varphi_+ - \varphi_- = \vec{l} \cdot \vec{\nabla} \varphi = -\vec{l} \cdot \vec{E}$$

Stąd:

$$E_p = -\vec{p}_e \cdot \vec{E}$$

Polaryzacja zorientowana

Liczba cząsteczek których energia potencjalna wynosi E_p opisuje rozkład Boltzmana:

$$n(\theta) = n_0 \exp\left(-\frac{E_p}{kT}\right)$$

W przypadku niezbyt wysokich pól w temperaturze pokojowej $E_p \ll kT$.
Można więc rozwinąć tą funkcję w szereg:

$$n(\theta) = n_0 \left(1 - \frac{E_p}{kT}\right) = n_0 \left(1 + \frac{p_e E \cos \theta}{kT}\right)$$

(Widać, że więcej cząsteczek ma moment dipolowy zwrócony zgodnie z E ($\cos\theta=1$) niż przeciwnie ($\cos\theta=-1$))

Gdzie n_0 można obliczyć wykonując całkowanie powyższego wzoru po wszystkich kątach θ , φ w wyniku czego otrzymamy całkowitą liczbę cząsteczek w jednostce objętości:

$$N = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} n(\theta) \sin \theta d\theta = 4\pi n_0 \Rightarrow$$

$$n_0 = \frac{N}{4\pi}$$

Polaryzacja zorientowana w gazach

Polaryzacja równa jest sumie składowych momentów dipolowych skierowanych wzdłuż pola \mathbf{E} :

$$P = \sum p_e \cos \theta$$

Wykonując całkowanie po rozkładzie kątowym:

$$P = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} n(\theta) p_e \cos \theta \cdot \sin \theta d\theta$$

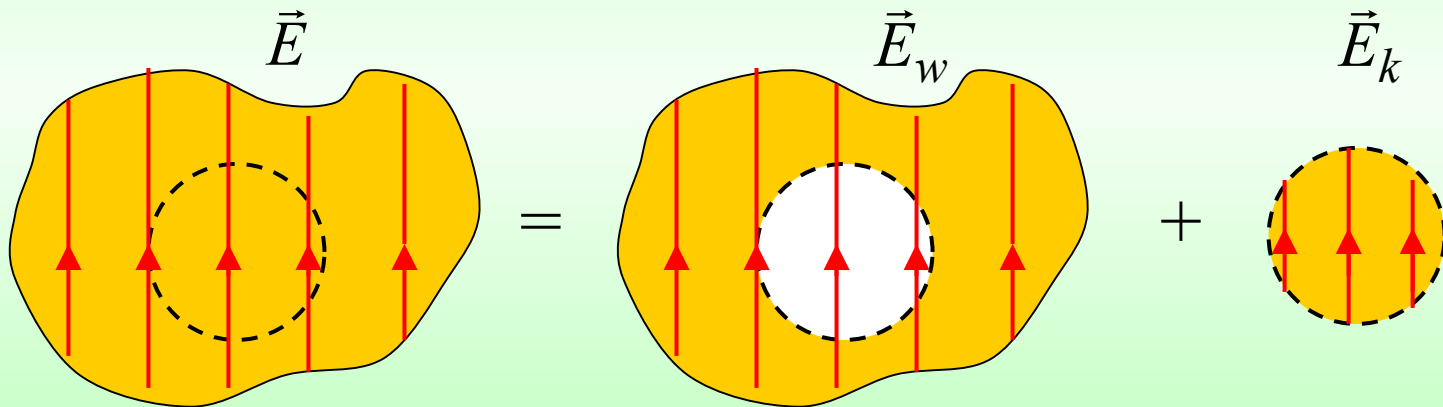
$$P = -\frac{N}{2} \int_0^{\pi} \left(1 + \frac{p_e E}{kT} \cos \theta \right) p_e \cos \theta \cdot d(\cos \theta)$$

Stąd:

$$P = \frac{N p_e^2 E}{3kT}$$

Polaryzacja elektronowa w cieczech

Założmy, że ciecz zbudowana jest z cząsteczek niepolarnych, w których pod wpływem pola \vec{E} indukuje się moment dipolowy o orientacji zgodnej z kierunkiem pola. Można przyjąć, że każda cząsteczka, otoczona innymi cząsteczkami, znajduje się w kulistej wnęce.



Z zasady superpozycji wynika, że:

$$\vec{E} = \vec{E}_w + \vec{E}_k$$

Pole elektryczne jednorodnie spolaryzowanej kuli

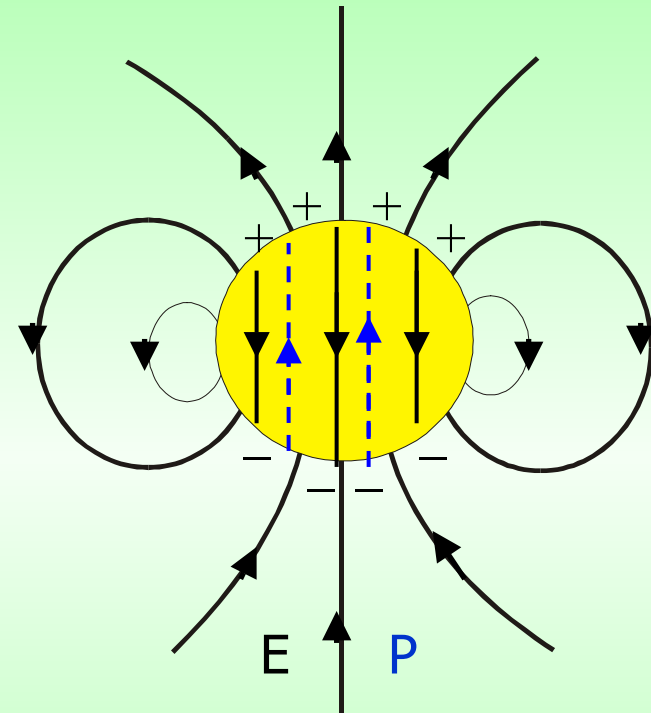
Pole jakie wytwarza spolaryzowana kula jest takie samo jak pojedynczego dipola umieszczonego w jego środku.

Jeżeli moment dipolowy pojedynczej cząsteczki wynosi:

$$p_i = ql$$

to całkowity moment dipolowy kuli:

$$p_e = \frac{4}{3} \pi r^3 Nql = \frac{4}{3} \pi r^3 P$$



Pole elektryczne jednorodnie spolaryzowanej kuli

Pole elektryczne jednorodnie spolaryzowanej kuli c.d.

W dowolnym punkcie na powierzchni kuli potencjał wynosi:

$$\varphi(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p_e \cos\theta}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{4}{3} \pi r^3 P \frac{\cos\theta}{r^2}$$

$$\varphi(r) = \frac{P}{3\epsilon_0} r \cos\theta = \frac{P}{3\epsilon_0} z$$

Jest to również potencjał na brzegu wnęki.

Wewnątrz kuli potencjał spełnia r-nie Laplace, a. Stąd pole wewnątrz kuli:

$$E_z = -\frac{\partial\varphi_k}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{P}{3\epsilon_0} z \right)$$

$$\vec{E}_k = -\frac{\vec{P}}{3\epsilon_0}$$

Polaryzacja elektronowa w cieczech

Pole wewnątrz wnęki (zgodnie z zasadą superpozycji):

$$\vec{E}_w = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0}$$

Pole Mossottiego

Do wzoru $\vec{P} = N\vec{p} = N\alpha\epsilon_0\vec{E}$ podstawiamy za E pole we wnęce E_w :

$$\vec{P} = N\alpha\epsilon_0\vec{E}_w = N\alpha\epsilon_0\left(\vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0}\right)$$

$$\vec{P} = \frac{N\alpha}{1 - N\alpha/3} \epsilon_0 \vec{E}$$

Polaryzacja w cieczy o cząsteczkach niepolarnych (r-nie nie jest słuszne dla cząsteczek polarnych, np. H₂O)

Dielektryki w stałym stanie skupienia

Opis polaryzacji dielektryków w stałym stanie skupienia opiera się na podobnych zasadach jak w przypadku cieczy, w oparciu o polaryzowalność elektronową atomów.

W niektórych kryształach występują trwałe momenty dipolowe i ich rotacja wpływa na polaryzację kryształu.

W kryształach jonowych, np. NaCl występuje *polaryzowalność jonowa* związana z przemieszczeniem jonów pod wpływem zewnętrznego pola.

