

образују спрег (слика 2.17). Величина једне силе дата је изразом $\vec{F} = Q \cdot \vec{E}$. Механички моменат спрега M_k једнак је производу једне силе и управног растојања међу силама. Према слици 2.17 то управно растојање износи $r_0 = r \sin \theta$, где је θ угао између $\vec{P}$ и $\vec{E}$:

$$M_k = F \cdot r \sin \theta,$$

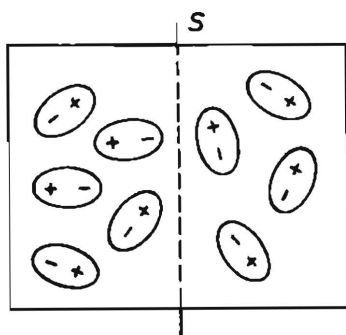
односно:

$$M_k = Q \cdot E \cdot r \sin \theta = PE \sin \theta. \quad (2.39)$$

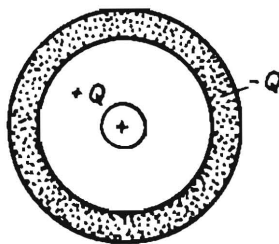
Овај моменат тежи да обрне дипол тако да вектори $\vec{P}$ и $\vec{E}$ постану колинеарни (истог правца и смера).

2.7. ДИЕЛЕКТРИЦИ У ЕЛЕКТРИЧНОМ ПОЉУ

Диелектрици са којима се најчешће срећемо могу се по електричним особинама њихових молекула поделити у две групе. У једну групу спадају диелектрици чији су молекули по својој унутрашњој структури екивалентни једном електричном диполу, (слика 2.18). Молекули оваквих диелектрика називају се поларни молекули. У одсуству електричног поља, хаотично термичко кретање молекула чини да су диполни моменти поларних молекула у простору хаотични. Стога не постоји никакво макроскопско електрично поље ових дипола. Поларне молекуле имају вода, глицерин, алкохол.



Сл. 2.18



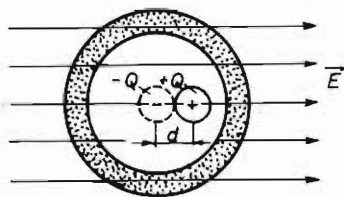
Сл. 2.19a

У другу групу спадају диелектрици у којих молекули немају сопствени диполни моменат. Такви молекули се називају неполарни молекули. Пошто неполарни молекули не стварају поље на великим одстојањима, могу се представити моделом (слика 2.19a), тј. електрични центри негативних и позитивних оптерећења им се поклапају.

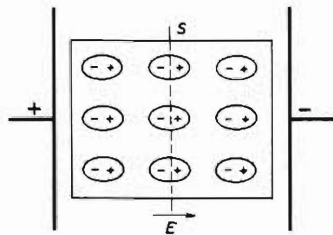
Ако диелектрик са поларним молекулима унесемо у електрично поље (сл. 2.20), доћи ће до усмеравања дипола тако да се вектор момента дипола поклопи са вектором поља $\vec{E}$ (слика 2.20).

Ако се диелектрик са неполарним молекулима унесе у електрично поље, на позитивно језгро деловаће силе у смеру поља, а на негативни електронски омотач у супротном смеру. Електрични центри позитивног и негативног

оптерећења више се не подударају (слика 2.19б). Под дејством поља, молекули диелектрика ће постати диполи чији ће диполни моменат $\vec{P}$ бити оријентисан у смеру вектора $\vec{E}$.



Сл. 2.19б

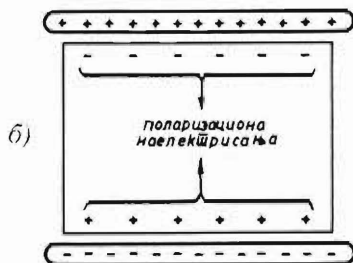
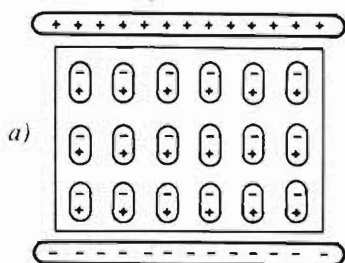


Сл. 2.20

Процес формирања мноштва усмерених дипола у диелектрицима назива се поларизација диелектрика. За диелектрик у коме је дошло до поларизације кажемо да је поларизован. Поларизација у случају поларних молекула назива се диполна поларизација, а у случају неполарних молекула електронска поларизација.

Чврсти кристални диелектрици имају још један вид поларизације. Кристални диелектрици састоје се од позитивних и негативних јона. Када нема страног поља јони су унутар кристала размештени тако да макроскопски не стварају електрично поље. Под дејством поља $\vec{E}$ јони се усмере и кристал се понаша као мноштво оријентисаних дипола. Ова врста поларизације диелектрика назива се јонска поларизација.

Поларизација молекула диелектрика у макроскопском погледу испољава се као на слици 2.21а. У унутрашњости диелектрика свака ће два краја дипола бити међусобно компензована јер садрже исте количине разноиме-

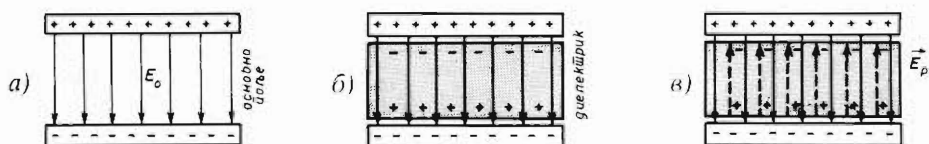


Сл. 2.21

них наелектрисања. Остају некомпензована само наелектрисања дипола на површини диелектрика. Ово даје исти ефекат као да су ове површине диелектрика наелектрисане истим количинама супротних врста електрицитета (слика 2.21б).

Некомпензована наелектрисања на крајевима диелектрика називају се поларизациона наелектрисања.

Поларизација диелектрика битно утиче на многе електростатичке појаве. Нека је нпр. између двеју равних и паралелних плоча успостављено хомогено електрично поље (слика 2.22а). Уз претпоставку да се плоче налазе у вакууму, јачину овог хомогеног поља обележимо са $\vec{E}_0$.



Сл. 2.22

Уметнимо сада у простор између плоча слој неког диелектрика (слика 2.22б). Под утицајем $\vec{E}_0$ диелектрик се поларизује. На страницама диелектрика које су окренуте ка спољашњим, наелектрисаним плочама, формираће се поларизациона наелектрисања. Она ће успоставити унутар диелектрика електрично поље $\vec{E}_p$ супротно оријентисано од $\vec{E}_0$ (слика 2.22в).

Због тога је спољашње поље у диелектрику ослабљено у односу на јачину поља које је постојало пре уношења диелектрика. Пошто $\vec{E}_0$ и $\vec{E}_p$ имају исти правац а супротан смер, интензитет поља $\vec{E}_0$ ће се смањити, па ће јачина резултујућег поља бити

$$E_r = E_0 - E_p. \quad (2.40)$$

Када се интензитет $\vec{E}_0$ и $\vec{E}_p$ изједначе, поларизација диелектрика престаје. Чињеница да присуство диелектрика у електричном пољу доводи до смањења јачине поља може се приказати изразом:

$$E_r = \frac{E_0}{\epsilon_r}, \text{ односно } \frac{E_0}{E_r} = \epsilon_r. \quad (2.41)$$

ϵ_r карактерише електрична својства диелектрика и назива се релативна диелектричка константа или пропустљивост. С обзиром на то да је интензитет $\vec{E}$ највећи када је између наелектрисаних плоча вакуум, закључујемо да је $\epsilon_r > 1$. За вакуум и ваздух је $\epsilon_r = 1$. Узмимо пример интензитета силе која се по Кулоновом закону јавља између пунктуалних оптерећења Q_1 и Q_2 на растојању r у вакууму:

$$F_0 = \frac{Q_1 \cdot Q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2}.$$

Ако се оптерећења при истим условима преместе у неки диелектрик, услед поларизације интензитет силе ће се према (2.41) смањити, па је:

$$F_r = \frac{F_0}{\epsilon_r} = \frac{Q_1 \cdot Q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon_r r^2},$$

где $\epsilon_0 \cdot \epsilon_r = \epsilon$ представља апсолутну диелектричну константу посматраног диелектрика. На основу овога могуће је дати физички смисао диелектричној константи диелектрика, а то је да она карактерише способност поларизације

датог диелектрика. Уколико је способност поларизације диелектрика већа, утолико је већа његова диелектрична константа и јавиће се више поларизационих молекула на његовој површини при једнаким условима.

У табели 2.1 дате су вредности ϵ_r за неке материјале.

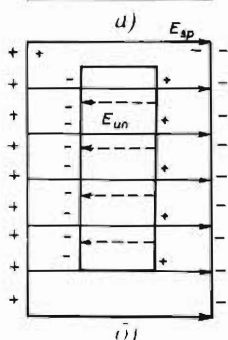
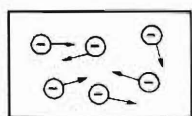
ТАБЕЛА 2.1

диелектрик	ϵ_r
вакуум	1
ваздух	1,00059
стакло	2—16
лискун	4—8
порцулан	4,5—6
парафин	1,7—2,3
бакелит	3,5—8,2
алкохол	28,4
вода (20 °C)	80,0
вода (0 °C)	88,0

2.8. ПРОВОДНИЦИ У ЕЛЕКТРИЧНОМ ПОЉУ

Проводници су материјали који у својој структури имају велики број тзв. слободних оптерећења. У металним проводницима то су слободни електрони који се хаотично крећу унутар проводника (слика 2.23а). У хомогено

електрично поље вектора јачине $\vec{E}_{sp}$ (спољашње), за које смо видели да се јавља у случају разноимено наелектрисаних равних паралелних плоча, ставимо проводник који је претходно био у неутралном стању (слика 2.23б). Слободни електрони под дејством сила почеће усмерено да се крећу, реметећи равномерну расподелу електрицитета у проводнику. На једном крају проводника (ближе позитивно оптерећеној плочи) јавља се вишак слободних електрона, а на другом мањак. Један крај проводника постаје негативно наелектрисан, а други позитивно. Услед прерасподеле електричних оптерећења, у неутралном проводнику се индукују наелектрисања једнака по величини, а супротна по знаку, тако да је укупно наелектрисање проводника једнако нули. Ова појава да се на површинама ненаелектрисаних проводних тела, која се налазе у електричном пољу, појаве оптерећења назива се електростатичка или електрична индукција. Наелектрисања која су се јавила на проводним телима услед индукције називају се индукована оптерећења. Издвојене количине електрицитета на крајевима проводника створиће своје електрично поље $\vec{E}_{un}$ (унутрашње) и оно је супротног смера од $\vec{E}_{sp}$.



Сл. 2.23