

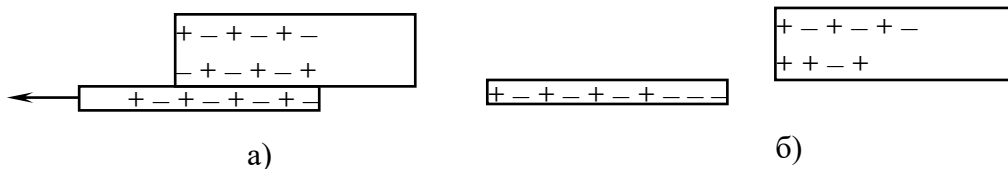
Електростатично поле. Електрични заряди. Закон за запазване на електричния заряд. Електрични сили. Точков заряд. Закон на Кулон за взаимодействие на неподвижни заряди. Линейна, повърхнинна и обемна плътност на заряди. Интензитет на електростатично поле. Примери – поле на точков заряд и електричен дипол. Поток на вектора на интензитета на електростатично поле. Закон на Гаус за потока на вектора на интензитета. Приложение.

Електростатично поле. Електрични заряди. Закон за запазване на електричния заряд

Електричните и магнитни свойства на веществата са били известни още от дълбока древност. Тяхното систематично изучаване обаче, е започнало в началото на 17 век. Действието на наелектризирани и намагнитени тела се открива не само при непосредствен допир, а и от разстояние. Затова е направено предположението, че около такива тела съществува някаква невеществена субстанция, наречена по-късно поле. Около наелектризираните тела се създава електрично поле, а около намагнитените – магнитно. Чрез тези полета те взаимодействат с други тела.

Първо ще изучим свойствата на електричното поле. Ще разгледаме най-простия случай когато наелектризираните тела са неподвижни. **Полето, което съществува около неподвижни наелектризирани (заредени) тела наричаме електростатично.** След систематичното изучаване на електричните явления се оказало, че наелектризираните тела притежават една допълнителна характеристика, наречена електричен заряд. Опитно е установено, че електричните заряди са два вида, които условно са наречени положителен и отрицателен. Сега вече знаем, че електричния заряд не е характеристика на самото тяло, а на частиците, които го изграждат. Според съвременните ни представи всички тела са изградени от атоми и молекули. Оказва се, че носителите на електричния заряд са частиците, които изграждат атомите – електроните имат отрицателен заряд, а протоните (частици изграждащи ядрата на атомите) – положителен. Установено е също, че зарядът на протоните и електроните е еднакъв по големина и е най-малкият заряд, който може да притежава едно тяло. Тази стойност е една от универсалните константи – $e=1.6 \cdot 10^{-19}$ С. Кулонът [С] е единица за електричен заряд, чиято връзка с основните единици в SI ще покажем по-късно. Електричният заряд е адитивна величина – зарядът на едно тяло е алгебрична сума на зарядите на отделните частици, които го изграждат. Ако броят на протоните е равен на броя на електроните, тогава общият заряд ще бъде равен на нула и казваме, че тялото (системата) е електронеутрално. Такива системи са атомите – в тях броят на протоните в ядрото е равен на броя на електроните в електронната обвивка. Опитно е установен и друг факт, който се оказва универсален закон – закона за запазване на електричния заряд. Той гласи, че **електричният заряд на една затворена система не се променя с времето.** Това означава, че ако искаме да променим заряда на едно тяло (система), трябва чрез действието на външни сили да внесем заредени частици (напр. протони или електрони) в нея или съответно да ѝ отнемем заредени частици. Тук трябва да отбележим, че при традиционните методи на наелектризиране на телата (напр. при триене или удар) можем да променяме само броя на електроните, но не и на протоните, тъй като те са свързани здраво в ядрото и трябва много по-голяма енергия за да ги откъснем. Трябва да отбележим също, че при наелектризиране на телата (напр. чрез триене) ние не създаваме електричен заряд, а само преразпределяме електрони между двете

тела (фиг. 1) – тялото, върху което са останали повече електрони от протоните е наелектризирано отрицателно (ако преди това е било електронеутрално), а другото, от което сме отнели електрони, е наелектризирано положително (също ако преди това е било електронеутрално). За затворената система от двете тела на фиг. 1 обаче е изпълнен законът за запазване на електричния заряд – алгебричната сума от зарядите на двете тела не се е променила.



фиг. 1

Електрични сили. Точков заряд. Закон на Кулон за взаимодействие на неподвижни заряди

Както казахме по-горе, наелектризираните тела влияят на околните тела чрез електричното поле, което създават около себе си. Следователно те действат на околните тела с някакви сили. Тези сили наричаме електрични (в случай на неподвижни заряди – електростатични). За изучаване на тези сили ще трябва да си изберем подходящ модел. Оказва се, че най-подходящ е моделът на материална точка, използван в механиката, но на точката трябва да се припише и заряд. Това е моделът на точков заряд –

тяло, за което всички характеристики, освен електричния му заряд, са несъществени (форма, размери, температура, плътност и др.). Силите на взаимодействие между два заряда може да бъдат сили на привличане, ако двата заряда са разноименни (фиг. 2а) или сили на отблъскване, ако са едноименни (фиг. 2б). Същественото и в двата случая обаче е това, че силите са насочени по правата, свързваща двата заряда. Експериментално големината на тези сили е определена от френския учен Кулон, а законът, на който се подчинява това взаимодействие, носи неговото име – закон на Кулон. Той гласи, че **големината на силата на взаимодействие между два неподвижни точкови заряда е право пропорционална на големините на зарядите и обратно пропорционална на квадрата на разстоянието между тях:**

$$F_{12} = F_{21} = F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

Коэффициентът на пропорционалност **k** зависи от избраната система мерни единици. В система **SI** $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$, ако взаимодействието е във вакуум, ϵ_0 е друга универсална константа – диелектрична проницаемост на вакуума или електрична константа. Стойността ѝ е **$8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m**. Фарадът [F] е мерна единица за капацитет, с която ще се запознаем по-късно. Така, за силата на взаимодействие във вакуум, получаваме:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

Ако средата, в която се намират зарядите не е вакуум, силата на взаимодействие намалява. Това се отчита с въвеждането на друга (безразмерна) константа ϵ_r , характерна за всяко вещество. Нарича се относителна диелектрична проницаемост на веществото (спрямо вакуума) и е число по-голямо от 1. За силата на взаимодействие във вещество с относителна диелектрична проницаемост ϵ_r формулата придобива вида:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \frac{q_1 q_2}{r^2},$$

т.е. във вещество силата на взаимодействие намалява ϵ_r пъти спрямо силата във вакуум.

Торзионна везна ...

Електричната сила също е векторна величина (както всяка друга сила) и за нея трябва да е валиден принципът на суперпозицията. Равнодействащата сила на един точков заряд е векторна сума от силите, с които си взаимодейства с всички останали заряди (фиг. 3), като силата на взаимодействие с всеки от тях се определя от закона на Кулон, независимо от присъствието на останалите заряди:

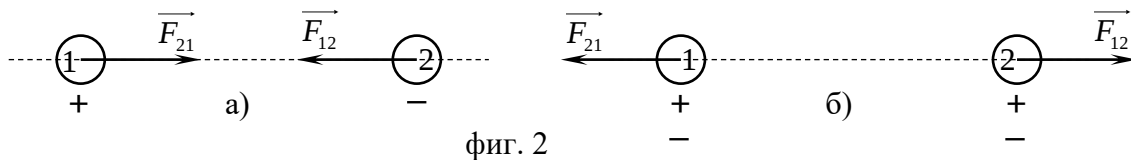
$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i.$$

В дадения на фиг. 3 случай:

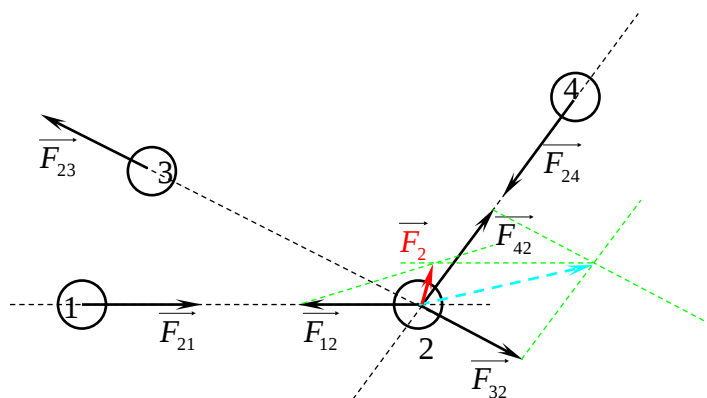
$$\vec{F}_2 = \vec{F}_{12} + \vec{F}_{32} + \vec{F}_{42}.$$

Линейна, повърхнинна и обемна плътност на заряди

Законът на Кулон ни дава силата на взаимодействие между точкови заряди. Много често обаче ние имаме заряди, които не можем да приемем за точкови. Върху металните тела зарядите се разпределят повече или по-малко равномерно и ако ние поставим заряд (обикновено се нарича пробен заряд) близо до такова тяло, не можем да определяме силата, която му действа, по закона на Кулон. Например, ако имаме безкрайна (или много дълга) заредена метална нишка е трудно (а ако е безкрайна – невъзможно) да определим заряда върху нея. Тогава е удобно да работим с величина, която описва разпределението на заряда – в случая това е т.нар. линейна плътност λ на зарядите. Това е зарядът, разпределен на единица дължина от нишката:



фиг. 2



фиг. 3

$$\lambda = \frac{dq}{dl} \text{ [C/m]}.$$

Магнетрон ...

Ако зарядът е разпределен върху повърхност, ще въведем повърхнинна плътност на зарядите σ :

$$\sigma = \frac{dq}{dS} \text{ [C/m}^2\text{]},$$

Кондензатор – плосък, цилиндричен, сферичен ...

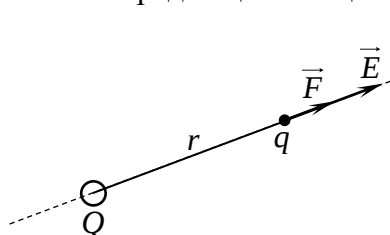
т.е. зарядът, разпределен на единица площ, а ако е разпределен в даден обем – обемна плътност на зарядите ρ :

$$\rho = \frac{dq}{dV} \text{ [C/m}^3\text{]}$$

зарядът разпределен в единица обем.

Интензитет на електростатично поле. Примери – поле на точков заряд и електричен дипол

Въвеждането на величините линейна, повърхнинна и обемна плътност на зарядите донякъде опростява определянето на силата на взаимодействие между заряди, които не са точкови (както ще се убедим от примерите по-нататък), но пак не ни дава възможност да ползваме закона на Кулон. Ако използваме принципа на суперпозицията и разделим зареденото тяло на елементарни точкови заряди, можем да определим силите, с които всеки елементарен заряд действа на пробния заряд по закона на Кулон и след това да ги сумираме векторно. Това обаче в много случаи е доста трудно математически и не е оправдано да го правим за всеки пробен заряд, който внасяме в полето. Най-добре е да се опитаме да намерим някаква характеристика на полето около заряда и да я използваме за определяне на силата, действаща на всеки заряд, поставен в това поле. Ще направим това в най-простия случай, когато полето се създава от точков заряд и ще обобщим резултата.



фиг. 4

Нека да разгледаме точков заряд Q , в чието електростатично поле сме внесли пробен заряд q (фиг. 4, на фигурата сме избрали $Q > 0$). Пробният заряд трябва да бъде много по малък от Q , за да не внася съществени изменения в полето. Най-често пробният заряд се избира да е положителен. Големината на силата на взаимодействие между двата заряда ще бъде:

$$F_q = k \frac{Qq}{r^2}.$$

Ако на същото разстояние r от Q внесем заряд с големина $2q$, силата на взаимодействие ще бъде 2 пъти по голяма:

$$F_{2q} = k \frac{Q2q}{r^2} = 2F_q.$$

Ако обаче вземем отношението на силата на взаимодействие към големината на пробния заряд, виждаме, че то е еднакво и в двата случая:

$$(1) \frac{F_q}{q} = \frac{F_{2q}}{2q} = k \frac{Q}{r^2} = E$$

и не зависи от пробния заряд. Следователно това отношение E е характеристика на полето около заряда Q и не зависи от това, дали на даденото място има друг заряд или не. Тъй като силата е векторна величина, а зарядът – скаларна, E също трябва да е вектор. Тъй като сме избрали зарядът q да е положителен, посоката на този вектор $\vec{E}$ съвпада с посоката на силата – ако зарядът $Q > 0$, както е на фиг. 4, силата е на отблъскване (посоката на $\vec{E}$ е от заряда Q към безкрайност), а ако $Q < 0$ – силата е на привличане, т.е. посоката на $\vec{E}$ е към заряда Q и следователно можем да запишем:

$$(2) \vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}$$

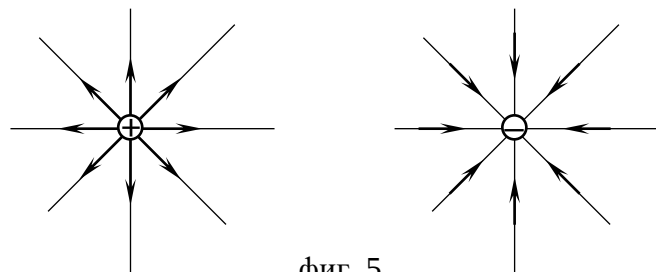
Ако зарядът q е единичен ($q=1 \text{ C}$), тогава силата по големина ще е равна на E . Така дефинираната величина (2) $\vec{E}$ се нарича интензитет на електростатичното поле в дадена точка и се определя от силата, която действа на единичен положителен заряд, поставен в тази точка. От (2) може да се определи и мерната ѝ единица – [N/C]. Тъй като интензитетът на полето се дефинира чрез силата, той се нарича още

силова характеристика на полето. Получената формула (2) е валидна за полето на произволен заряд (не само точков). Следователно като преобразуваме тази формула можем да пресмятаме силата, която действа на заряд q , поставен в поле с интензитет $\vec{E}$, независимо от това, какъв заряд създава това поле:

$$(3) \vec{F} = q\vec{E}.$$

От (3) се вижда, че ако зарядът $q < 0$, силата ще е противоположна на интензитета на полето.

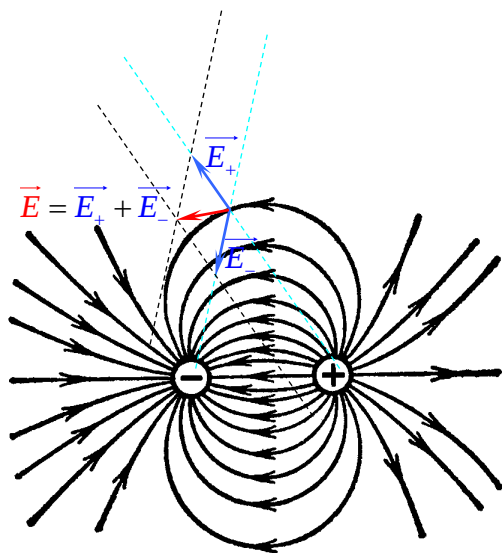
За онагледяване на електростатичното поле обикновено се използват силови линии на интензитета. Те се чертаят по такъв начин, че векторът на интензитета да е насочен по допирателната на силовата



фиг. 5

линия във всяка точка, а гъстотата им е пропорционална на големината на $\vec{E}$. Видяхме, че интензитета на полето на точков заряд е насочен винаги от заряда към безкрайност (при $Q > 0$) или от безкрайност към заряда (ако $Q < 0$).

Следователно, **силовите линии на полето на точков заряд** (фиг. 5) са радиални прави, започващи от заряда към безкрайност ($Q > 0$) или завършващи върху заряда от безкрайност ($Q < 0$). Често срещана конфигурация от заряди е т.нар. електричен дипол (фиг. 6). Това са два равни по големина и противоположни по знак заряда, разположени близо един до друг. За да получим силовите линии на полето на дипол ще използваме принципа на суперпозицията ($\vec{E}$ също е векторна величина) – **във всяка точка векторната сума от двата интензитета $\vec{E}_+$ и $\vec{E}_-$ трябва да е по допирателната към силова линия** (фиг. 6). По подобен начин, като се използва принципа на суперпозицията, може да се построят силовите линии на полето за произволна комбинация от точкови заряди.



фиг. 6

Поток на вектора на интензитета на електростатично поле. Закон на Гаус за потока на вектора на интензитета

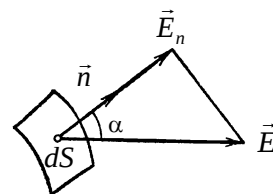
Видяхме, че за да намерим силата, действаща на заряд в електростатично поле, е достатъчно да определим интензитета $\vec{E}$ на полето. За електричен дипол (фиг. 6) пресмятането не е трудно, но за пресмятане интензитета на електростатичното поле, създадено от по-голяма система точкови електрични заряди в пространството, е необходимо да се извърши сумиране на интензитетите на електростатичните полета от всеки заряд. В някои случаи такова сумиране се оказва доста сложно, като имаме предвид, че ако имаме повече заряди, те може да не са в една равнина. Задачата се опростява с въвеждането на величината поток на вектора на интензитета (или просто поток на интензитета) Φ_E , която е пропорционална на броя на силовите линии, пресичащи перпендикулярно дадена площ S . Потокът на интензитета $d\Phi_E$ през физически малката площ dS (фиг. 7) се определя от скаларното произведение на векторите $\vec{E}$ и $d\vec{S}$:

$$(4) d\Phi_E = \vec{E} \cdot d\vec{S} = \vec{E} \cdot \vec{n} \cdot dS = E_n dS = E dS \cos \alpha.$$

Вектор на площта ...

Векторът $\vec{n}$ е единичен вектор, перпендикулярен на площта, а векторът на площта $d\vec{S}$ е вектор с големина равна на площта dS и посока – по посока на нормалата $\vec{n}$ т.е. $d\vec{S} = \vec{n} \cdot dS$. E_n е проекцията на вектора на интензитета $\vec{E}$ върху нормалата $\vec{n}$ ($E_n = E \cos \alpha$). От (4) можем да определим мерната единица за поток на интензитета – $[N \cdot m^2 / C]$. За да получим потока на интензитета през произволна площ S , трябва да интегрираме (4) по цялата площ:

$$(5) \Phi_E = \int_S d\Phi_E = \int_S E_n dS = \int_S E \cos \alpha \cdot dS.$$



фиг. 7

Потокът на интензитета Φ_E през затворена повърхност се пресмята лесно като се използва законът на Гаус, който гласи, че **потокът на интензитета Φ_E през произволна затворена повърхност S е равен на алгебричната сума на зарядите, заградени от тази повърхност, разделена на електричната константа ϵ_0 (ако заградения обем не е вакуум – $\epsilon_0\epsilon_r$):**

$$(6) \Phi_E = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \oint_S E_n dS = \oint_S E \cos \alpha \cdot dS = \frac{\sum_{i=1}^n q_i}{\epsilon_0 \epsilon_r} = \frac{Q}{\epsilon_0 \epsilon_r}.$$

Като пример ще пресметнем интензитета на полето на точков заряд Q на разстояние r от заряда. Тъй като можем да си избираме произволно повърхността, през която ще пресмятаме потока, в случая е удобно да изберем сфера с център в заряда Q и радиус r . Показахме (фиг. 2), че векторът на интензитета за положителен (отрицателен) заряд е насочен по правата излизаща от (влизаща в) заряда т.е. по радиуса на избраната от нас сфера. Следователно проекцията E_n ще бъде равна на E ($-E$) и не зависи от мястото върху сферата. Тогава, като приложим закона на Гаус (6) и определението за поток на интензитета (5), получаваме:

$$\Phi_E = \frac{Q}{\epsilon_0 \epsilon_r} \text{ – от закона на Гаус и}$$

$$\Phi_E = \oint_S E_n dS = \oint_S E dS = E \oint_S dS = E 4\pi r^2 \text{ – от определението за поток на интензитета.}$$

Като приравним и десните страни на двете равенства получаваме:

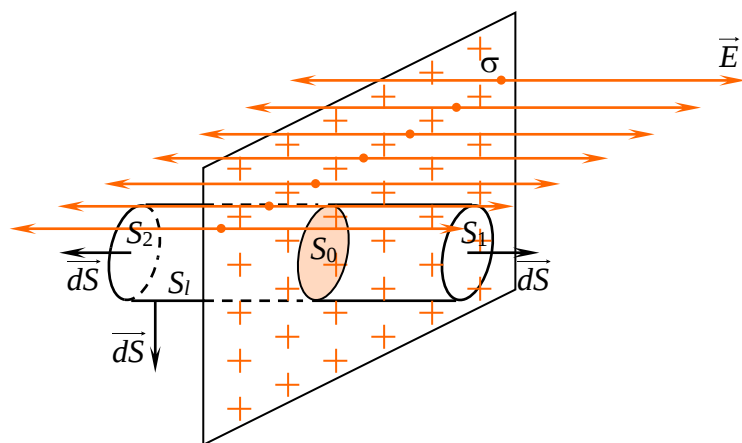
$$\frac{Q}{\epsilon_0 \epsilon_r} = E 4\pi r^2$$

$$E = \frac{1}{4\pi \epsilon_0 \epsilon_r} \frac{Q}{r^2} = k \frac{Q}{r^2},$$

т.е. получаваме (1). За отрицателен заряд проекцията на интензитета ще бъде със знак минус, но и зарядът ще бъде със знак минус, така че големината на интензитета ще бъде същата.

Приложение на закона на Гаус – безкрайна заредена равнина, две безкрайни заредени равнини, заредена сфера

Ще използваме закона на Гаус за определяне на интензитета на електростатичното поле в няколко случая, които са много важни от практическа гледна точка.



фиг. 8

Първо ще определим интензитета около безкрайна равнина (фиг. 8), равномерно заредена с повърхнинна плътност на зарядите σ ($\sigma = \frac{dq}{dS}$).

За определеност ще приемем, че зарядът q е положителен и за опростяване на записа ще приемем, че равнината е във вакуум. Следователно посоката на интензитета $\vec{E}$ ще бъде от равнината към безкрайност. Може да се покаже, че векторът на интензитета е перпендикулярен на равнината и еднакъв по големина във всяка точка около нея. Ще намерим големината му като използваме закона на Гаус. Избираме си повърхнината, през която ще пресмятаме потока на

интензитета Φ_E , да бъде цилиндър, когото равнината пресича успоредно на основите (можем да си избираме произволна повърхнина). Потокът на интензитета през цилиндъра можем да пресметнем по два начина – от определението и от закона на Гаус. От определението следва:

$$\begin{aligned} \Phi_E &= \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \int_{S_1} \vec{E} \cdot d\vec{S} + \int_{S_2} \vec{E} \cdot d\vec{S} + \int_{S_3} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \\ &= \int_{S_1} E \cos \alpha dS + \int_{S_2} E \cos \alpha dS + \int_{S_3} E \cos \alpha dS = \\ &= E \int_{S_1} dS + E \int_{S_2} dS + 0 = ES_1 + ES_2 = 2ES_0 \end{aligned}$$

Интегралът по затворената повърхност S (цялата повърхнина на цилиндъра) може да се раздели на три части – по основите S_1 и S_2 и по околната повърхнина S_l . Тъй като векторът $\vec{E}$ е перпендикулярен на равнината, той е еднопосочен с вектора на елементарната площ $d\vec{S}$ за S_1 и S_2 ($\cos\alpha=1$), но е перпендикулярен на $d\vec{S}$ за околната повърхнина S_l ($\cos\alpha=0$, третият интеграл е 0). Тъй като големината на $\vec{E}$ не зависи от мястото, на което се намираме, можем да изнесем E пред интегралите, а площите на двете основи са равни ($S_1=S_2=S_0$). Следователно, можем да изразим големината на интензитета:

$$(7) E = \frac{\Phi_E}{2S_0},$$

а потока Φ_E ще определим от закона на Гаус:

$$(8) \Phi_E = \frac{\sum_{i=1}^n q_i}{\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon_0} = \frac{\sigma S_0}{\epsilon_0},$$

тъй като равнината е заредена равномерно и тогава $q = \sigma S_0$ е зарядът, който обхваща цилиндричната повърхност. Като заместим (8) в (7) окончателно получаваме:

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}.$$

Виждаме, че големината на интензитета наистина не зависи от мястото около равнината, на което се намираме, а само от повърхнинната плътност на зарядите, с които е заредена равнината. Ако около равнината имаме среда с относителна диелектрична проницаемост ϵ_r , интензитетът ще бъде:

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon_r}.$$

Полето около равнината е еднородно и посоката на интензитета е от нея към безкрайност. Ако равнината е заредена с отрицателен заряд, посоката на вектора на интензитета ще бъде в обратна посока – от безкрайност към равнината, със същата големина, ако повърхнинната плътност σ е със същата стойност.

По-интересен в практическо отношение е случаят, когато имаме две равнини, заредени с еднаква повърхнинна плътност σ но с противоположни знаци (фиг. 9). Това е принципното устройство на плоския кондензатор. За да получим големината на интензитета на полето в областите 1, 2 и 3 ще използваме принципа на суперпозицията:

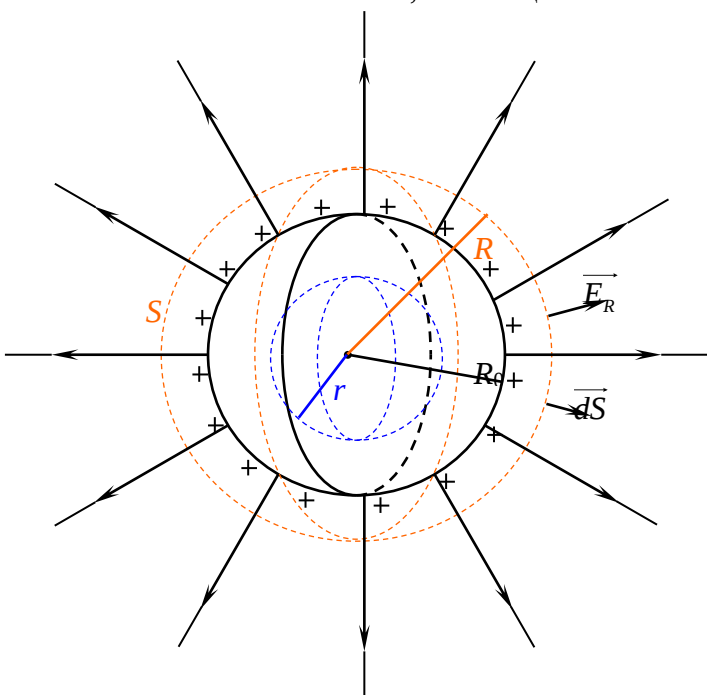
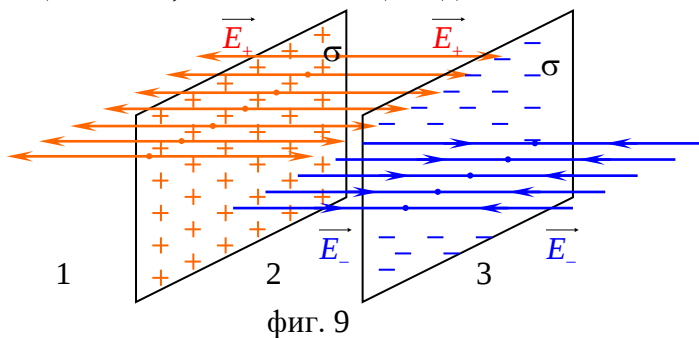
$$E_1 = E_3 = 0$$

$$E_2 = E_+ + E_- = 2 \frac{\sigma}{2\epsilon_0} = \frac{\sigma}{\epsilon_0},$$

тъй като големините на интензитетите на двете полета са равни, в областите 1 и 3 интензитетите на полетата на двете равнини са с противоположни посоки и векторната им сума е 0 , а в област 2 са еднопосочни и големините се събират. Следователно електростатично поле има само между двете равнини и неговата големина е два пъти по-голяма, отколкото около една равнина. Посоката на полето между равнините е от положително към отрицателно заредената равнина. Ако между двете равнини имаме диелектрик с относителна диелектрична проницаемост ϵ_r , интензитетът на полето ще бъде:

$$E_2 = \frac{\sigma}{\epsilon_0\epsilon_r}.$$

Друг интересен случай е този, в който зарядът q е разпределен равномерно по повърхността на сфера с радиус R_0 (фиг. 10). Пак ще предположим за



определеност, че зарядът, разпределен върху сферата е положителен и сферата се намира във вакуум. Ще определим интензитета на полето в точка, която се намира извън сферата на разстояние $R > R_0$ от центъра ѝ и в точка, намираща се вътре в сферата на разстояние $r < R_0$ от центъра. Пак ще използваме потока на интензитета, като го пресметнем чрез закона на Гаус и определенията за поток на интензитета.

Първо ще определим интензитета на полето на разстояние R от центъра на сферата (извън сферата). Може да се покаже, че силовите линии на полето са прави линии, перпендикулярни на повърхността ѝ, започващи от сферата и продължаващи до безкрайност. Следователно, интензитетът на полето $\vec{E}_R$ е насочен по радиуса и е еднакъв по големина във всяка точка на разстояние R . В такъв случай е удобно да изберем затворената повърхност, през която ще пресмятаме потока на интензитета, да бъде сфера с радиус R . Тя обхваща цялата сфера с радиус R_0 и следователно, целият заряд q . Тогава от определенията за потока на интензитета Φ_E получаваме:

$$\Phi_{E_R} = \oint_S \vec{E}_R \cdot d\vec{S} = \oint_S E_R \cos \alpha dS = E_R \oint_S dS = E_R 4\pi R^2,$$

тъй като векторът на площта $d\vec{S}$ също е перпендикулярен на повърхността на сферата ($\cos \alpha = 1$) и E_R не зависи от R и може да се изнесе пред интеграла. Стойността на интеграла по цялата затворена повърхност S е точно площта на сферата ($S = 4\pi R^2$). Оттук можем да определим големината на интензитета чрез потока:

$$(9) \quad E_R = \frac{\Phi_{E_R}}{4\pi R^2}.$$

Потокът на интензитета ще определим от закона на Гаус:

$$(10) \quad \Phi_{E_R} = \frac{\sum_{i=1}^n q_i}{\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon_0}.$$

Като заместим (10) в (9) получаваме за големината на интензитета:

$$(11) \quad E_R = \frac{q}{4\pi R^2 \epsilon_0} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q}{R^2} = k \frac{q}{R^2}.$$

Виждаме, че (11) има същия вид, както формулата за интензитет на точков заряд, разположен в центъра на сферата. Следователно, електростатичното поле на равномерно заредена сфера извън сферата е идентично с това на точков заряд, разположен в центъра на сферата, т.е. в този случай можем да заменим сферата с точков заряд и да прилагаме закона на Кулон.

В случая, когато търсим интензитета на полето на разстояние r (вътре в сферата), можем по същия начин да си изберем затворената повърхност да бъде сфера с радиус r и да пресметнем потока на интензитета Φ_E през тази повърхност:

$$\Phi_{E_r} = \frac{\sum_{i=1}^n q_i}{\epsilon_0} = 0,$$

тъй като в този случай сферата не обхваща никакви заряди (те са на повърхността на сферата с радиус $R_0 > r$), т.е. интензитета на полето E_r също ще е нула. Този факт се използва при т.нар. електростатична защита на помещения, машини и съоръжения от външни електростатични полета.

Фарадеев кафез