ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ
ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ԴԱՎԻԹ ԲԱՂԴԱՍԱՐՅԱՆ

ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ ԵՎ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ
Ռադիոֆիզիկայի և էլեկտրոնիկայի ամբիոն

ԴԱՎԻԹ ԲԱՂԴԱՍԱՐՅԱՆ

ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ ԵՎ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Ուսումնական ձեռնարկ

ԵՐԵՎԱՆ
ԵՊՀ ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
2021

ՀՏԴ 537(07)
ԳՄԴ 22.33ց7
Բ 242

Հրատարակության է երաշխավորել
ԵՊՀ ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետի խորհուրդը:

Գիրքը նվիրվում է արցախյան ազատամարտերում
զոհվածների հիշատակին:

Գրախոսներ՝
ԵՊՀ ռադիոֆիզիկայի և էլեկտրոնիկայի ամբիոնի պրոֆեսոր,
ֆ.մ.գ., դ. Խ. Վ. Ներկարարյան

ԵՊՀ ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետի կիսահաղորդիչների
ֆիզիկայի և միկրոէլեկտրոնիկայի ամբիոնի
պրոֆեսոր, **ֆ.մ.գ., դ. Ֆ. Վ. Գասպարյան**

Խմբագիր՝
Ա. Հ. Մակարյան

Բաղդասարյան Դ. Հ.
Բ 242 Էլեկտրականություն և մագնիսականություն /Դ.Հ. Բաղդասարյան:-Եր.: ԵՊՀ հրատ., 2021, 230էջ:

Ձեռնարկը նախատեսված է ԵՊՀ ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետի ուսանողների համար և ընդգրկում է այդ դասընթացի ուսումնական ծրագրի բոլոր հարցերը: Ձեռնարկը կարող են օգտագործել ինչպես ԵՊՀ, այնպես էլ Հայաստանի պետական մանկավարժական համալսարանի ֆիզիկայի ֆակուլտետի ուսանողները:

ՀՏԴ 537(07)
ԳՄԴ 22.33ց7

ISBN 978-5-8084-2495-1

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ԱՌԱՋԱԲԱՆ

Ձեռնարկը համապատասխանում է ԵՊՀ ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետի «Էլեկտրականություն և մագնիսականություն» դասընթացի ուսումնական ծրագրերին (48 ժամ դասախոսություն): Ձեռնարկում քննարկվող հարցերի շարադրման ձևաչափը բավարարում է ինչպես ցածր, այնպես էլ բարձր մակարդակի պահանջ ներկայացնող ուսանողներին: Քննարկված չեն այն հարցերը, որոնք մանրամասն ուսումնասիրվում են ֆակուլտետում դասավանդվող «Ռադիոտեխնիկայի և տատանումների տեսության հիմունքներ» դասընթացում:

Հաշվի առնելով այն հանգամանքը, որ «Դասական էլեկտրադինամիկա» դասընթացից գոյություն ունեցող դասագրքերի գերակշիռ մասը շարադրված են միավորների գաուսյան համակարգում, հակիրճ կերպով բերվում են կարևոր ֆիզիկական մեծությունների սահմանումների և օրենքների տեսքն այդ համակարգում:

Հավելվածում ներկայացված են վեկտորական անալիզի հետ առնչվող այն բանաձևերը, որոնք օգտակար են ինչպես տեսական նյութերը շարադրելիս, այնպես էլ գործնական պարապմունքների ընթացքում:

Ձեռնարկը մեծ էֆեկտիվությամբ կարող են օգտագործել ինչպես ԵՊՀ, այնպես էլ Հայաստանի պետական մանկավարժական համալսարանի ֆիզիկայի ֆակուլտետի ուսանողները:

§1. Ներածություն: Էլեկտրական լիցքի հատկություններ: Լիցքերի բաշխվածություն: Կուլոնի օրենք: Էլեկտրաստատիկ դաշտ

Ներածություն

Նյութական օբյեկտների (տարրական մասնիկների) միջև ներկայումս գիտությանը հայտնի է չորս տիպի փոխազդեցություն՝ գրավիտացիոն, ուժեղ, թույլ և էլեկտրամագնիսական: Գրավիտացիոն փոխազդեցությունը պայմանավորված է մարմինների (մասնիկների) զանգվածով և հետևաբար գործում է բոլոր մարմինների միջև, սակայն էական է դառնում միայն այն դեպքում, երբ փոխազդող մարմիններից գոնե մեկն օժտված է բավականաչափ մեծ զանգվածով: Գրավիտացիոն փոխազդեցության հետևանքով մարմինները միայն իրար ձգում են:

Ուժեղ փոխազդեցությունը հանդես է գալիս որոշակի մասնիկների միջև, երբ դրանց միջև եղած հեռավորությունը մոտ 10^{-15} է: Այս ուժերի մաս են կազմում միջուկային ուժերը, որոնց շնորհիվ միջուկի ներսում նուկլոններն իրար ձգում են:

Թույլ փոխազդեցությունը հանդես է գալիս որոշակի մասնիկների տրոհման և փոխակերպումների ժամանակ:

Զգալի թվով տարրական մասնիկների, այդ թվում պրոտոնների և էլեկտրոնների միջև գործում է նաև մեկ այլ փոխազդեցության ուժ, որն էապես տարբերվում է նախորդներից և կոչվում է էլեկտրամագնիսական փոխազդեցություն: Փոխազդեցության այս ուժերն ունենալով գործողության մեծ շառավիղ և լինելով բավականաչափ ինտենսիվ՝ բացառիկ դեր են խաղում մեզ շրջապատող աշխարհում և մեր առօրյա կյանքում: Էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությամբ է պայմանավորված ատոմների և մոլեկուլների գոյությունը, դրանց միջև փոխազդեցությունն ու կապերը: Էլեկտրամագնիսական փոխազդեցության դրսևորման ձևեր են մեխանիկայում հայտնի բոլոր ուժերը, բացառությամբ գրավիտացիոն (ծանրության) ուժի: Էլեկտրամագնիսական փոխազդեցության հետևանքով մարմինները (մասնիկները) կարող են իրար և՛ ձգել, և՛ վանել:

Էլեկտրամագնիսական փոխազդեցության մեջ մտնելու հատկությամբ օժտված մարմիններին (մասնիկներին) անվանում են էլեկտրականապես լիցքավորված մարմիններ կամ ասում են, որ դրանք օժտված են էլեկտրական լիցքով: Էլեկտրական լիցքը սկալյար մեծություն է և հանդիսանում է տարրական մասնիկների հիմնական հատկություններից մեկը: Սակայն դրանով ոչ բոլոր մասնիկներն են օժտված, օրինակ՝ նեյտրոնը, γ-մասնիկը, նեյտրինոն և այլն:

1.1. Էլեկտրական լիցքի հատկությունները

Փորձնականորեն հիմնավորված է, որ էլեկտրական լիցքն օժտված է հետևյալ երեք հիմնարար հատկություններով.

1. Էլեկտրական լիցքը լինում է երկու տեսակի: Դրա վառ ապացույցն այն է, որ լիցքավորված մասնիկները կարող են իրար ինչպես ձգել, այնպես էլ՝ վանել: Օրինակ, երկու պրոտոն կամ երկու էլեկտրոն իրար վանում են, իսկ պրոտոնն ու էլեկտրոնը միմյանց ձգում: Ուրեմն պրոտոնի և էլեկտրոնի լիցքերը տարբեր տեսակի կամ սեռի լիցքեր են: Բերված օրինակներից հետևում է, որ նույն սեռի լիցքերն իրար վանում են, իսկ հակառակ սեռի լիցքերը՝ ձգում (տես Նկ.1.2): Պայմանականորեն ընդունված է պրոտոնի լիցքը համարել դրական, իսկ էլեկտրոնինը՝ բացասական:

2. Էլեկտրականապես մեկուսացած մասնիկների համակարգի լիցքերի հանրահաշվական գումարը ժամանակի ընթացքում չի փոխվում այդ համակարգի ներսում ընթացող կամայական պրոցեսների ընթացքում: Բազմաթիվ փորձերի վրա հիմնված այս պնդումը հայտնի է որպես էլեկտրական լիցքի պահպանման օրենք: Մասնիկների համակարգը համարվում է էլեկտրականապես մեկուսացած, եթե դրա մեջ արտաքինից չեն մտնում և դրանից դուրս չեն գալիս լիցքավորված մասնիկներ:

3. Էլեկտրական լիցքն ինվարիանտ մեծություն է, այսինքն՝ հաշվարկման բոլոր համակարգերում այն ունի նույն արժեքը:

Էլեկտրական լիցքն օժտված է նաև կարևոր մեկ այլ հատկությամբ: Գոյություն ունի տարրական լիցք, այսինքն՝ լիցքի նվազագույն քանակություն, որը չի բաժանվում ավելի փոքր մասերի: Կամայական մարմնի լիցքը հանդիսանում է տարրական լիցքի բազմապատիկը: Տարրական լիցքը նշանակում են e տառով: Էլեկտրոնի q_e լիցքը $-e$ է, իսկ պրոտոնինը՝ $q_p = e$: Էլեկտրաչեզոք մարմնում պրոտոնների և էլեկտրոնների քանակներն իրար հավասար են:

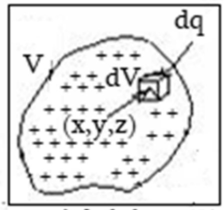
Ցանկացած մարմնի լիցքը տրվում է $q = (N_p - N_e)e$ արտահայտությամբ, որտեղ N_p-ն մարմնում պարունակվող պրոտոնների թիվն է, իսկ N_e -ն՝ էլեկտրոններինը:

Սովորաբար մարմինները լիցքավորվում են շփման միջոցով, օրինակ՝ ապակե ձողը մորթով շփելուց ձեռք է բերում դրական լիցք, իսկ մորթին՝ նույնքան բացասական: Այս դեպքում ապակուց էլեկտրոններ են անցնում մորթու վրա:

1.2. Լիցքերի բաշխվածություն

Չնայած տարածության մեջ լիցքերը բաշխված են դիսկրետորեն, ոչ անընդհատ ձևով, այնուամենայնիվ մաթեմատիկական հաշվարկները պարզեցնելու նպատակով շատ դեպքերում կարելի է անտեսել այդ փաստը և համարել, որ դրանք ունեն անընդհատ բաշխվածություն: Այս մոտեցումը նշանակալի սխալների չի հանգեցնում, սակայն էապես հեշտացնում է հաշվարկները:

ա) Լիցքերի ծավալային խտություն անվանում են մարմնի միավոր ծավալին բաժին ընկնող լիցքը: Եթե V ծավալով մարմնում q լիցքը հավասարաչափ է բաշխված, ապա լիցքերի ծավալային ρ խտությունը կլինի՝ $\rho = \frac{q}{V} = \mathrm{const}$, իսկ անհավասարաչափ բաշխվածության դեպքում՝ $\rho(x, y, z) = \frac{dq}{dV}$, որտեղ dq -ն այն dV ծավալի լիցքն է, որի կենտրոնը (x,y,z) կոորդինատներով կետն է (Նկ.1.1):



Նկ.1.1

բ) Լիցքերի մակերևութային խտություն անվանում են միավոր մակերեսին բաժին ընկնող լիցքը: Եթե q լիցքը S մակերեսով բաշխված է հավասարաչափ, ապա լիցքերի մակերևութային σ խտությունը կլինի՝ $\sigma = \frac{q}{S} = \mathrm{const}$, իսկ անհավասարաչափ բաշխվածության դեպքում՝ $\sigma(x, y, z) = \frac{dq}{dS}$, որտեղ dq-ն այն dS մակերեսի լիցքն է, որի կենտրոնը (x,y,z) կոորդինատներով կետն է:

գ) Լիցքերի գծային խտություն անվանում են միավոր երկարությանը բաժին ընկնող լիցքը: Եթե q լիցքը l երկարությամբ լարով հավասարաչափ է բաշխված, ապա լիցքերի գծային խտությունը կլինի՝ $\tau = \frac{q}{l} = \mathrm{const}$, իսկ անհավասարաչափ բաշխվածության դեպքում՝ $\tau(x, y, z) = \frac{dq}{dl}$, որտեղ dq-ն այն dl երկարությամբ լարի լիցքն է, որի կենտրոնը (x,y,z) կոորդինատներով կետն է:

Փորձերը ցույց են տվել, որ պրոտոնի և նեյտրոնի ներսում կա լիցքի ծավալային բաշխվածություն: Սա նշանակում է, որ այդ մասնիկների առանձին մասերի լիցքը փոքր է տարրական լիցքից: Լիցքի բաշխվածությունը պրոտոնում և նեյտրոնում բացատրելու համար ենթադրվել է, որ դրանք կազմված են կոտորակային տարրական լիցքով մասնիկներից, որոնց անվանել են քվարկներ: Ներկայումս համարվում է, որ պրոտոնը կազմված է երկու դրական քվարկից, որոնց յուրաքանչյուրի լիցքը $+\frac{2}{3}e$ է, և մեկ բացասական քվարկից, որի լիցքը $-\frac{1}{3}e$ է, իսկ նեյտրոնը՝ երկու $-\frac{1}{3}e$ լիցքով քվարկից և մեկ $+\frac{2}{3}e$ լիցքով քվարկից:

Ներկայումս համարվում է, որ քվարկներն ազատ վիճակում գոյություն ունենալ չեն կարող, ուստի առ այսօր տարրական լիցք համարվում է $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$Կլ լիցքը:

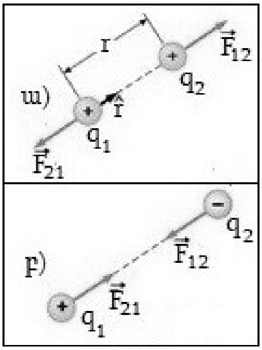
1.3. Կուլոնի օրենք

Կուլոնը, ոլորակշեռքի օգնությամբ չափելով երկու կետային լիցքերի փոխազդեցության ուժի կախումը փոխազդող լիցքերի մեծությունից և նրանց միջև եղած հեռավորությունից, ձևակերպեց հետևյալ օրենքը՝

Վակուումում գտնվող ցանկացած երկու անշարժ կետային լիցքեր միմյանց հետ փոխազդում են այնպիսի ուժով, որի մոդուլն ուղիղ համեմատական է լիցքերի մոդուլների արտադրյալին և հակադարձ համեմատական դրանց միջև եղած հեռավորության քառակուսուն: Այդ ուժը գտնվում է լիցքերը միացնող ուղղի վրա.

$$|\vec{F}| = k\frac{|q_1||q_2|}{r^2}, \qquad (1.1)$$

որտեղ r-ը լիցքերի միջև եղած հեռավորությունն է, իսկ k-ն՝ որոշակի հաստատուն: Միավորների միջազգային համակարգում վերցվում է $k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$, որտեղ ε_0-ին անվանում են էլեկտրական հաստատուն:



Նկ.1.2

Եթե q_1 լիցքը q_2 լիցքին միացնող վեկտորը նշանակենք $\vec{r}$-ով, (Նկ.1.2ա), ապա Կուլոնի օրենքն արտահայտող (1.1) բանաձևը կարող ենք ներկայացնել վեկտորական տեսքով՝

$$\vec{F}_{12} = k\frac{q_1q_2}{r^3}\vec{r}: \qquad (1.2)$$

(1.2) բանաձևից հեշտ է նկատել, որ երբ q_1 և q_2 լիցքերը նույն նշանի են, ապա $\vec{F}_{12}$-ն ուղղված է $\hat{r} = \frac{\vec{r}}{r}$ միավոր վեկտորի ուղղությամբ, այսինքն՝ q_1 լիցքը վանում է q_2-ին (Նկ.1.1ա): Երբ q_1 և q_2 լիցքերը տարբեր նշանի են, ապա $\vec{F}_{12}$-ն ունի $\hat{r} = \frac{\vec{r}}{r}$ –ին հակառակ ուղղություն (Նկ.1.2բ), այսինքն q_1 լիցքը q_2-ին ձգում է:

Հեշտ է նկատել, որ $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$, այսինքն՝ պահպանված է նաև Նյուտոնի երրորդ օրենքը:

Փորձերը և հաշվարկները ցույց են տալիս, որ (1.2) բանաձևով որոշվում է նաև լիցքի հավասարաչափ կամ շառավղային բաշխում ունեցող գնդերի փոխազդեցության ուժը, որոնց կետային լիցք չի կարելի համարել, սակայն այս դեպքում դրանց միջև հեռավորությունը համարվում է դրանց կենտրոնների միջև եղած հեռավորությունը:

1.4. Վերադրման սկզբունքը լիցքերի փոխազդեցության համար

Փորձերը ցույց են տալիս, որ երկու կետային լիցքերի փոխազդեցության ուժը չի փոխվում, երբ դրանց մոտ տեղադրում են ուրիշ լիցքեր և որևէ լիցքի վրա ազդող ուժը հավասար կլինի մյուս լիցքերի կողմից առանձին-առանձին ազդող ուժերի վեկտորական գումարին: Սրանում է վերադրման սկզբունքի էությունը լիցքերի փոխազդեցության համար:

Եթե ունենք q լիցք և բացի դրանից N հատ $q_1, q_2, \dots, q_N$ անշարժ լիցքեր, ապա q լիցքի վրա ազդող համազոր ուժը կորոշվի հետևյալ բանաձևով՝ $\vec{F} = \sum_{k=1}^{N} \vec{F}_k$, որտեղ $\vec{F}_k$ -ն q_k լիցքի կողմից q-ի վրա ազդող ուժն է, երբ բացակայում են մնացած N-1 լիցքերը: Եթե փոխազդող լիցքերը կետային են, ապա համաձայն Կուլոնի օրենքի՝ $\vec{F}_k = k\frac{qq_k}{r_k^3}\vec{r}_k$, և q լիցքի վրա ազդող ուժը կորոշվի հետևյալ բանաձևով՝

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\sum_{k=1}^{N}\frac{qq_k}{r_k^3}\vec{r}_k: \qquad (1.3)$$

1.5. Էլեկտրական լիցքի միավորը միջազգային (ՄՀ) և Գաուսյան համակարգերում (ԳՀ)

Լիցքի միավորը միավորների միջազգային համակարգում սահմանում են հաստատուն հոսանքի ուժի բանաձևից՝ $I = q/t$, որտեղից $q = It$:

Միավորների այս համակարգում հոսանքի ուժի միավորը 1Ա (ամպեր)-ն է, այն հիմնական միավոր է, ինչպես 1կգ-ը, 1մ-ը և 1վ-ը: Այսպիսով, լիցքի միավորը ՄՀ-ում այն լիցքի քանակությունն է, որն անցնում է հաղորդալարի լայնական հատույթով 1վ-ում, երբ դրանով անցնում է 1Ա ուժի հաստատուն հոսանք: Լիցքի այդ միավորին անվանում են մեկ Կուլոն՝ 1Կլ:

Միավորների գաուսյան համակարգում լիցքի միավորը սահմանում են Կուլոնի օրենքի (1.1) բանաձևից: Այդտեղ ընդունելով k=1՝ կունենանք՝ $|\vec{F}| = \frac{|q_1||q_2|}{r^2}$: Այս բանաձևից հետևում է, որ եթե վերցնենք մոդուլով իրար հավասար երկու այնպիսի կետային լիցքեր, որոնք վակուումում r=1սմ հեռավորության վրա իրար հետ փոխազդեն 1դին ուժով, ապա այդ լիցքը կհամարվի միավոր լիցք: Լիցքի այդ միավորը կոչվում է լիցքի բացարձակ էլեկտրաստատիկ միավոր և կրճատ գրվում է $1CGSE_q$-լիցքի միավոր:

Փորձերը ցույց են տվել, որ $1Կլ = 3 \cdot 10^9 CGSE_q$: Միավորների միջազգային համակարգում (1.1) բանաձևում $k \neq 1$ և թվապես հավասար է այն ուժին, որով իրար հետ փոխազդում են վակուումում գտնվող մեկական կուլոն լիցքով օժտված երկու անշարժ կետային լիցքերը, երբ դրանց միջև հեռավորությունը մեկ մետր է: Փորձերը ցույց են տվել, որ այդ ուժը հավասար է $9 \cdot 10^9$Ն: Հետևաբար

$k=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}=9\cdot10^9$Ն$\cdot$մ^2/Կլ^2, որտեղից էլ էլեկտրական ε_0 հաստատունը կլինի՝ $\varepsilon_0=\frac{1}{4\pi 9\cdot10^9}\approx 8{,}85\cdot10^{-12}$ Ֆ/մ:

Այսպիսով՝ Կուլոնի օրենքը ՄՀ-ում գրվում է՝ $\vec{F}_{12}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1q_2}{r^3}\vec{r}$, իսկ միավորների գաուսյան համակարգում՝ $\vec{F}_{12}=\frac{q_1q_2}{r^3}\vec{r}$ տեսքերով:

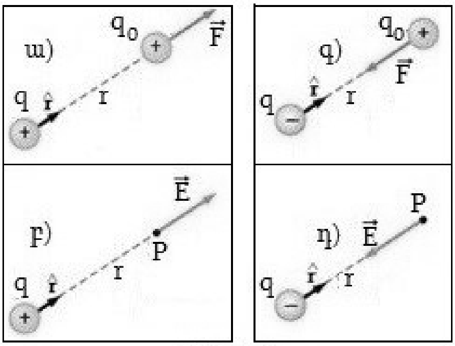
1.6. Էլեկտրական դաշտ: Էլեկտրական դաշտի հիմնական հատկությունները: Էլեկտրական դաշտի լարվածություն: Անշարժ կետային լիցքի դաշտի լարվածություն

Անշարժ լիցքերի փոխազդեցության կրողը լիցքերի հետ կապված էլեկտրական դաշտն է: Անշարժ լիցքի շուրջը ստեղծված դաշտին անվանում են էլեկտրաստատիկ դաշտ: Երբ մի լիցքի դաշտում տեղադրվում է մեկ այլ լիցք, ապա առաջին լիցքի ստեղծած էլեկտրաստատիկ դաշտի կողմից երկրորդ լիցքի վրա ազդում է ուժ, որն այդ լիցքերի փոխազդեցության ուժն է: Էլեկտրական դաշտի մասին որոշ պատկերացում կազմելու նպատակով նշենք նրա հիմնական հատկությունները՝ **ա)** էլեկտրական դաշտը մատերիայի գոյության որոշակի ձև է, **բ)** այն օժտված է էներգիայով, **գ)** էլեկտրական դաշտը որոշակի ուժով ազդում է դաշտում տեղադրված լիցքի վրա, **դ)** էլեկտրական դաշտի համար ճիշտ է վերադրման սկզբունքը:

Էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը քանակապես բնութագրելու համար մտցվել է մի ֆիզիկական մեծություն, որը կոչվում է էլեկտրական դաշտի լարվածություն: Էլեկտրական դաշտի լարվածությունը որևէ կետում այն ֆիզիկական մեծությունն է, որը թվապես հավասար է դաշտի կողմից տվյալ կետում տեղադրված միավոր դրական կետային լիցքի վրա ազդող ուժին: Դաշտի լարվածությունը վեկտորական մեծություն է և նշանակվում է $\vec{E}$-ով: Ենթադրենք, էլեկտրաստատիկ դաշտի որևէ կետում տեղադրված q_0 դրական կետային լիցքի վրա դաշտի կողմից ազդում է $\vec{F}$ ուժը: Այդ դեպքում $\vec{F}/q_0$-ն կլինի միավոր դրական լիցքի վրա ազդող ուժը, այսինքն՝ դաշտի լարվածությունը՝

$$\vec{E}=\frac{\vec{F}}{q_0}: \quad (1.4)$$

Էլեկտրական դաշտի լարվածությունը դաշտի ուժային բնութագիրն է: Դաշտի լարվածությունը չափելիս տեղադրվող q_0 կետային լիցքի մեծությունը պետք է լինի բավականին փոքր, այնպես, որ նրա ստեղծած դաշտը գործնականում չառաջացնի ուսումնասիրվող դաշտը ստեղծող լիցքերի վերաբաշխում (չաղավաղի ուսումնասիրվող դաշտի տեսքը): Այդպիսի դրական կետային լիցքին անվանում են փորձնական լիցք:



Նկ.1.3

Ենթադրենք էլեկտրաստատիկ դաշտը ստեղծվել է q անշարժ կետային լիցքի կողմից (Նկ. 1.3), որը գտնվում է վակուումում: Այս դեպքում դաշտի կողմից q_0 լիցքի վրա ազդող ուժը կորոշվի Կուլոնի օրենքով՝ $\vec{F} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq_0}{r^3}\vec{r}$:

$\vec{F}$ -ի այս արժեքը տեղադրելով (1.4)-ի մեջ, կունենանք՝

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^3}\vec{r}: \qquad (1.5)$$

Այստեղ $\vec{r}$-ը q կետային լիցքը դաշտի տվյալ կետին միացնող շառավիղ վեկտորն է: Միավորների ԳՀ-ում՝ $\vec{E} = \frac{q}{r^3}\vec{r}$:

1.7. Վերադրման սկզբունքն էլեկտրական դաշտի համար

Ենթադրենք՝ էլեկտրաստատիկ դաշտը ստեղծված է N հատ $q_1, q_2, \dots, q_N$ անշարժ կետային լիցքերի կողմից, այս դեպքում q_0 լիցքի վրա ազդող ուժը կորոշվի (1.3) արտահայտությամբ և այդ կետային լիցքերի համակարգի ստեղծած դաշտի լարվածությունը կլինի՝

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\sum_{k=1}^{N}\frac{q_k}{r_k^3}\vec{r}_k = \sum_{k=1}^{N}\vec{E}_k\,, \qquad (1.6)$$

որտեղ $\vec{E}_k$-ն q_k կետային լիցքի դաշտի լարվածությունն է այն կետում, որտեղ տեղադրվել է փորձնական լիցքը: (1.6) արդյունքը ճիշտ է նաև այն դեպքում, երբ $q_1, q_2, \dots, q_N$ լիցքերը կետային չեն: Այսպիսով, տարածության տվյալ կետում լիցքերի համակարգի ստեղծած արդյունարար դաշտի լարվածությունը հավասար է առանձին լիցքերի ստեղծած դաշտերի լարվածությունների վեկտորական գումարին.

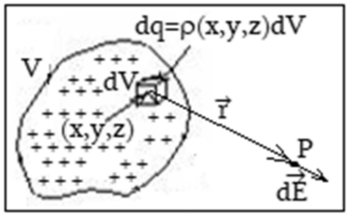
$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_N = \sum_{k=1}^{N}\vec{E}_k:$$

Այս արդյունքը վերադրման սկզբունքն է էլեկտրական դաշտի համար:

Ելնելով վերադրման սկզբունքից՝ կարելի է որոշել ցանկացած լիցքավորված մարմնի դաշտի լարվածությունը: Դրա համար լիցքավորված մարմինը պետք է տրոհել անվերջ մեծ թվով հավասար մասերի, որոնցից յուրաքանչյուրն արդեն կարելի է համարել կետային լիցք, և տարածության որևէ կետում դաշտի լարվածությունը կլինի այդ բոլոր (անվերջ մեծ թվով) կետային լիցքերի ստեղծած դաշտերի լարվածությունների վեկտորական գումարը: Դաշտը ստեղծող լիցքերի անընդհատ բաշխվածության դեպքում այդ գումարման գործողությունը կփոխարինվի ինտեգրմամբ:

1. Ծավալային բաշխվածությամբ լիցքի դաշտի լարվածությունը.

$$d\vec{E}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{dq}{r^3}\vec{r}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\rho dV}{r^3}\vec{r};\qquad \vec{E}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_V\frac{\rho dV}{r^3}\vec{r}: \tag{1.7}$$



Նկ.1.4

Այստեղ $\vec{r}$-ը դիտարկվող P կետի շառավիղ-վեկտորն է՝ dV ծավալի կենտրոնից հաշված, իսկ ինտեգրումը կատարվում է ըստ լիցքավորված մարմնի V ծավալի (Նկ.1.4):

2. Մակերևութային բաշխվածությամբ լիցքի դաշտի լարվածությունը որոշվում է նույն կերպ, միայն թե այժմ պետք է վերցնել $dq = \sigma dS$, և կունենանք $\vec{E}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_S\frac{\sigma dS}{r^3}\vec{r}$, որտեղ $\vec{r}$-ը դիտարկվող կետի շառավիղ-վեկտորն է՝ dS մակերեսի կենտրոնից հաշված, իսկ ինտեգրումը կատարվում է ըստ լիցքավորված մարմնի S մակերևույթի մակերեսի:

3. Գծային բաշխվածության դեպքում՝ $dq = \tau dl$, իսկ $\vec{E}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_l\frac{\tau dl}{r^3}\vec{r}$, որտեղ $\vec{r}$-ը դիտարկվող կետի շառավիղ-վեկտորն է՝ dl հատվածի կենտրոնից հաշված, իսկ ինտեգրումը կատարվում է ըստ լիցքավորված գծի l երկարության:

1.8. Էլեկտրական դաշտի լարվածության միավորը միջազգային և Գաուսյան համակարգերում

(1.4) բանաձևից հետևում է, որ էլեկտրական դաշտի լարվածության միավորը միջազգային համակարգում հանդիսանում է 1Ն/Կլ: Սակայն գործնականում առավել հաճախ օգտագործվում է 1Վ/մ-ը, որը հավասար է 1Ն/Կլ-ին: Նույն բանաձևից հետևում է, որ գաուսյան համակարգում լարվածության միավորը կլինի 1դին/CGSEq, որին անվանում են լարվածության բացարձակ էլեկտրաստատիկ միավոր, և կրճատ գրվում է 1CGSE$_E$:

Քանի որ $1\text{Կլ} = 3\cdot10^9\text{CGSE}_q$, $1\text{Ն}=10^5$դին, ուստի

$$1\,\frac{\text{Ն}}{\text{Կլ}}=\frac{1\text{Վ}}{\text{մ}}=\frac{10^5}{3\cdot10^9}\text{CGSE}_E\ \text{կամ}\quad 1\text{CGSE}_E=3\cdot10^4\text{Վ/մ}:$$

Ստուգողական հարցեր

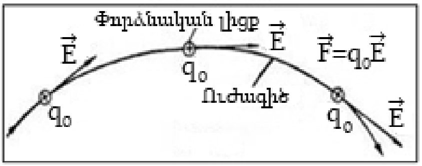
1. Ի՞նչ է էլեկտրական լիցքը: Թվարկեք էլեկտրական լիցքի հիմնական հատկությունները (նշեք առնվազն երեք հատկություն):
2. Ո՞ր լիցքն են անվանում տարրական: Ի՞նչ արժեք կարող է ընդունել մարմնի լիցքի և տարրական լիցքի հարաբերությունը:
3. Ձևակերպեք էլեկտրական լիցքի պահպանման օրենքը: Այդ օրենքը պարզաբանեք որևէ օրինակով:
4. Ձևակերպեք Կուլոնի օրենքը և գրեք այդ օրենքն արտահայտող բանաձևի վեկտորական տեսքը՝ միավորների ՄՀ- ում և ԳՀ-ում:
5. Սահմանեք լիցքի միավորը միավորների ՄՀ-ում և ԳՀ-ում: Գրեք այդ միավորների կապը:
6. Ի՞նչ ֆիզիկական իմաստ ունի համեմատականության գործակիցը Կուլոնի օրենքում՝ **ա)** միավորների ՄՀ-ում, **բ)** ԳՀ-ում:
7. Սահմանեք էլեկտրական դաշտի լարվածութունը: Ո՞րն է էլեկտրական դաշտի լարվածության միավորը՝ **ա)** միավորների ՄՀ-ում, **բ)** ԳՀ-ում: Գրեք այդ միավորների կապը:
8. Ձևակերպեք վերադրման սկզբունքը էլեկտրական դաշտի լարվածության համար:
9. Սահմանեք լիցքերի մակերևութային, գծային և ծավալային խտությունները:
10. Օգտվելով վերադրման սկզբունքից՝ գրեք անընդհատ բաշխվածությամբ (գծային, մակերևութային, ծավալային) անշարժ լիցքերի դաշտի լարվածության արտահայտությունները:

§2. Էլեկտրական դաշտի ուժագծեր (լարվածության գծեր): Գաուսի թեորեմ: Հավասարաչափ լիցքավորված անվերջ հարթության դաշտը

2.1. Էլեկտրական դաշտի ուժագծեր (լարվածության գծեր): Էլեկտրական դաշտի լարվածության հոսք: Գաուսի թեորեմ

Էլեկտրական դաշտը գրաֆիկորեն պատկերվում է լարվածության գծերի կամ այսպես կոչված, ուժագծերի օգնությամբ: Ուժագծեր կոչվում են այն անընդհատ գծերը, որոնց ցանկացած կետում տարված շոշափողը համընկնում է այդ կետում դաշտի լարվածության վեկտորի ուղղության հետ:

Ուժագծերին վերագրվում է ուղղություն (Նկ.2.1), որը ցույց է տալիս, թե շոշափողի երկայնքով դեպի որ կողմն է ուղղված լարվածության վեկտորը:

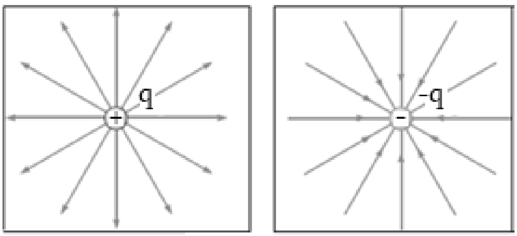


Նկ.2.1

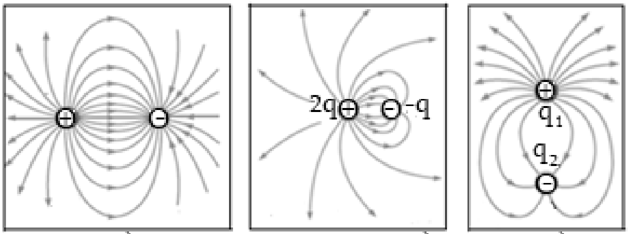
Որպեսզի ուժագծերը պատկերացում տան ոչ միայն լարվածության ուղղության, այլ նաև դրա մեծության մասին, ուժագծերի խտությունը (ուժագծերին ուղղահայաց միավոր մակերեսը հատող ուժագծերի թիվը) տվյալ կետում, վերցնում են համեմատական այդ կետում դաշտի լարվածության մոդուլին: Այդ պատճառով, տարածության այն տիրույթներում, որտեղ դաշտի լարվածությունը մեծ է, ուժագծերը խիտ են: Էլեկտրաստատիկ դաշտի ուժագծերը փակ գծեր չեն, դրանք սկիզբ են առնում դրական լիցքերից (կամ անվերջությունից) և վերջանում բացասական լիցքերի վրա (կամ անվերջությունում): Քանի որ լարվածության վեկտորը տարածության տվյալ կետում ունի որոշակի ուղղություն, ուստի ուժագծերը դաշտի ոչ մի կետում միմյանց հետ չեն հատվում:

Ուժագծերն իրականում գոյություն չունեն, դրանք ուղղակի հարմար միջոց են դաշտը պատկերելու համար:

Ներկայացնենք որոշ դաշտերի պատկերները ուժագծերի օգնությամբ: Նկ. 2.2-ում բերված է՝ **ա)** դրական կետային լիցքի դաշտը, **բ)** բացասական կետային լիցքի դաշտը, իսկ իրար հավասար դրական և բացասական կետային լիցքերի համակարգի դաշտը բերված է Նկ. 2.3ա-ում:



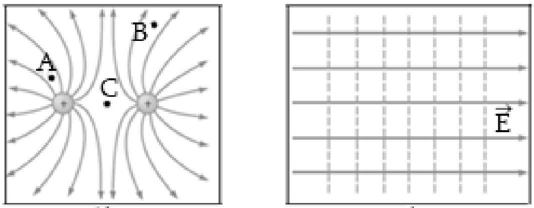
ա) Նկ.2.2 բ)



ա) Նկ.2.3 բ) գ)

Նկ. 2.3 բ-ում բերված են +2q և -q երկու կետային լիցքերի դաշտը: +2q լիցքից երկու անգամ շատ ուժագիծ է դուրս գալիս և դրանց կեսը փակվում է -q լիցքի վրա, իսկ մյուս կեսը գնում է անվերջություն: Նկ. 2.3գ-ում ներկայացված է q_1 =+3q և q_2 =-q երկու կետային լիցքերի դաշտը:

Նկ. 2.4ա-ում բերված է իրար հավասար երկու դրական կետային լիցքերի դաշտը: C կետում դաշտի լարվածությունը զրո է, իսկ A կետում ավելի մեծ է, քան B կետում: Նկ. 2.4բ-ում բերված է համասեռ դաշտի ուժագծերի պատկերը:



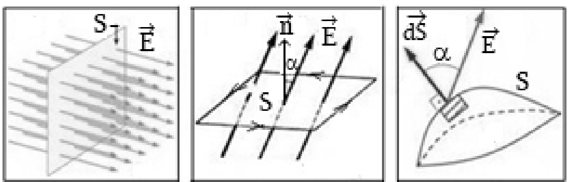
ա) Նկ.2.4 բ)

Էլեկտրական դաշտը կոչվում է համասեռ, եթե դաշտի լարվածությունը յուրաքանչյուր կետում ունի նույն մեծությունն ու ուղղությունը:

Համասեռ դաշտի ուժագծերն իրարից հավասարապես հեռացված զուգահեռ գծեր են:

Համասեռ էլեկտրական դաշտում վերցնենք S մակերեսով հարթակ, որն ուղղահայաց է ուժագծերին, այս դեպքում $\Phi_e = ES$ մեծությանն անվանում են էլեկտրական դաշտի լարվածության հոսք (Նկ.2.5ա): Եթե հարթակի $\vec{n}$ նորմալը $\vec{E}$ վեկտորի հետ կազմում է α անկյուն (Նկ.2.5բ), ապա էլեկտրական դաշտի լարվածության հոսքը կլինի՝

$$\Phi_e = ES\cos\alpha: \qquad (2.6)$$



ա) Նկ.2.5 բ) գ)

Եթե ներմուծենք մի վեկտոր, որն ունի հարթակի դրական նորմալի ուղղությունը, իսկ մոդուլը հավասար է S մակերեսին՝ $\vec{S} = S\vec{n}$, ապա (2.6) առնչությունը կարող ենք գրել $\vec{E}$ և $\vec{S}$ վեկտորների սկալյար արտադրյալի տեսքով՝

$$\Phi_e = \vec{E}\vec{S}: \tag{2.7}$$

Դրական համարվում է այն նորմալը, որը S հարթակի եզրագծի շրջանցման ուղղության հետ կապված է խցանահանի կանոնով (Նկ. 2.5բ):

Եթե դաշտը համասեռ չէ, իսկ S-ը կամայական մակերևույթ է (Նկ. 2.5գ), ապա նրանով էլեկտրական դաշտի լարվածության հոսքը հաշվելու համար մակերևույթը պետք է տրոհել անվերջ փոքր dS մասերի և յուրաքանչյուր կտորը դիտել որպես հարթ մակերևույթ, որի սահմաններում դաշտը կարելի է համարել համասեռ և գրել դրանով անցնող հոսքը՝ համաձայն (2.7) բանաձևի՝ $d\Phi_e = \vec{E}d\vec{S}$: Գումարելով dS մակերեսի բոլոր տարրերով անցնող հոսքերը, կստանանք վերջավոր S մակերեսով անցնող հոսքը՝

$$\Phi_e = \int_S \vec{E}d\vec{S}: \tag{2.8}$$

Եթե վակուումում հաշվենք էլեկտրական դաշտի լարվածության հոսքը կամայական փակ մակերևույթով, ապա կստանանք, որ այն հավասար է այդ մակերևույթի ներսում գտնվող, դաշտը ստեղծող լիցքերի հանրահաշվական գումարի և ε_0 էլեկտրական հաստատունի հարաբերությանը՝

$$\oint_S \vec{E}d\vec{S} = \frac{\sum_i q_i}{\varepsilon_0}: \tag{2.9}$$

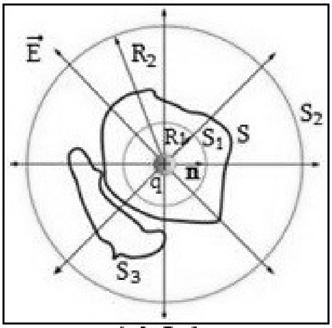
(2.9) առնչությունը կոչվում է Գաուսի թեորեմ էլեկտրական դաշտի համար: Փորձը ցույց է տալիս, որ այն ճիշտ է նաև ժամանակի ընթացքում փոփոխվող էլեկտրական դաշտի համար և հետևաբար հիմնարար օրենք է:

2.2. Գաուսի թեորեմի ապացույցը կուլոնյան ուժերի (էլեկտրաստատիկ դաշտի) համար

Ենթադրենք՝ էլեկտրաստատիկ դաշտը ստեղծված է $q > 0$ կետային լիցքի կողմից, իսկ փակ մակերևույթն էլ վերցված է r շառավղով գնդոլորտը, որի կենտրոնում գտնվում է այդ լիցքը (Նկ. 2.6): Այս մակերևույթի բոլոր կետերում դաշտի լարվածությունը մոդուլով նույնն է և ամեն մի կետում ուղղված է այդ մակերևույթի արտաքին նորմալով: Հետևաբար կարող ենք հաշվել այդ դաշտի հոսքը՝

$$\oint_S \vec{E}d\vec{S} = \oint_S EdS\cos\alpha = \oint_S \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}dS = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}4\pi r^2 = \frac{q}{\varepsilon_0}:$$

Ինչպես տեսնում ենք Նկ. 2.6-ից, $q > 0$ կետա-յին լիցքի դաշտի լարվածության հոսքը դրան ընդ-գրկող ոչ գնդային մակերևույթներով նույնն է, ինչ-որ գնդային մակերևույթով, քանի որ բոլոր այդ մա-կերևույթներով անցնում է նույն քանակությամբ ուժագիծ: Իսկ S_3 փակ մակերևույթով, որը լիցքը չի ընդգրկում, հոսքը հավասար է զրոյի, քանի որ ինչ-քան ուժագիծ մտնում է այդ մակերևույթ (որոնք ստեղծում են բացասական հոսք), նույնքան էլ դուրս են գալիս (ստեղծելով մտնողների չափ դրա-կան հոսք), և գումար հոսքը դառնում է զրո:



Նկ.2.6

Այս արդյունքը ստացվում է նաև մաթեմատիկական խիստ հաշվարկով, որը նախատեսված է կատարել գործնական պարապմունքի ժամանակ:

Այժմ ենթադրենք, որ էլեկտրական դաշտը ստեղծված է $q_1, q_2, \ldots, q_N$ կետային լիցքերի համակարգի կողմից: Այս դեպքում, համաձայն վերադրման սկզբունքի՝

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \cdots + \vec{E}_N,$$

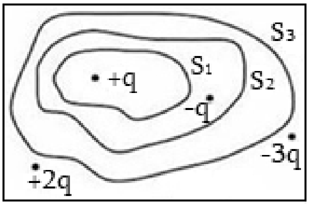
որտեղ $\vec{E}_i$–ն q_i կետային լիցքի դաշտի լարվածությունն է: Այս դեպքում $\vec{E}$ վեկտորի հոսքը կամայական S փակ մակերևույթով կլինի՝

$$\Phi = \oint_S \vec{E}d\vec{S} = \oint_S \vec{E}_1 d\vec{S} + \oint_S \vec{E}_2 d\vec{S} + \ldots + \oint_S \vec{E}_N d\vec{S}:$$

Այս գումարելիներից այն, որի դաշտ ստեղծող լիցքը գտնվում է S մակերևույ-թի ներսում, կտա այդ լիցքը բաժանած ε_0-ի, իսկ դաշտ ստեղծող այն լիցքը, որն այդ մակերևույթից դուրս է, կտա զրո, և արդյունքում կունենանք՝

$$\oint_S \vec{E}d\vec{S} = \frac{\sum_i q_i}{\varepsilon_0} = \frac{q}{\varepsilon_0}, \qquad (2.10)$$

որտեղ $\sum_i q_i = q$-ն S փակ մակերևույթի ներսում գտնվող դաշտ ստեղծող լիցքերի հանրահաշվական գումարն է: Օրինակ, Նկ. 2.7-ում, եթե հոսքը հաշվում ենք S_1 փակ մակերևույթով, ապա $\sum_i q_i = q$, իսկ S_2 և S_3 փակ մակերևույթների դեպքում՝ $\sum_i q_i = 0$: Ստաց-ված արդյունքը հետաքրքիր է նաև նրանով, որ երբ դաշտ ստեղծող լիցքերի դիրքերը փոխվում են այն-պես, որ դրանք չեն հատում S փակ մակերևույթը, ապա էլեկտրական դաշտի լարվածության արժեքներն այդ մակերևույթի կետերին կփոխվեն, բայց հոսքն այդ մակերևույթով կմնա անփոփոխ:



Նկ.2.7

Եթե դաշտ ստեղծող լիցքերն ունեն ծավալային բաշխվածություն, ապա $q = \int_V \rho dV$, որտեղ V-ն S փակ մակերևույթով պարփակված ծավալն է:

2.3. Գաուսի թեորեմի դիֆերենցիալ տեսքը

Գաուսի թեորեմը՝ գրված (2.9) տեսքով այդ թեորեմի ինտեգրալ տեսքն է, այն փակ մակերևույթի կետերի $\vec{E}$-ն կապում է այդ մակերևույթի դրսում կամ ներսում տեղակայված լիցքերի հետ: Այդ օրենքը ձևափոխենք այնպես, որ կապ ստեղծվի տվյալ կետում լիցքերի ծավալային ρ խտության և այդ կետի շրջակայքում $\vec{E}$ լարվածության փոփոխության միջև: Այդ կապը հաստատող առնչությանն անվանում են Գաուսի թեորեմի դիֆերենցիալ տեսք: Որպեսզի ստանանք Գաուսի թեորեմի դիֆերենցիալ տեսքը, S փակ մակերևույթի ընդգրկած լիցքը գրենք $q = \overline{\rho} \cdot V$ տեսքով, որտեղ $\overline{\rho}$ -ն լիցքերի ծավալային խտության միջին արժեքն է V ծավալում: Այդ արժեքը տեղադրենք (2.9) -ի մեջ և բաժանենք V-ի վրա, կստանանք՝

$$\frac{1}{V}\oint_S \vec{E}d\vec{S} = \frac{\overline{\rho}}{\varepsilon_0}: \tag{2.11}$$

Այժմ V ծավալը ձգտեցնենք զրոյի այնպես, որ այն միշտ ընդգրկի մեր դիտարկվող դաշտի կետը: Ակնհայտ է, որ $\overline{\rho}$-ն էլ կձգտի այդ կետում լիցքի ծավալային ρ խտությանը:

Այն մեծությունը, որը հավասար է $\frac{1}{V}\oint_S \vec{E}d\vec{S}$ հարաբերության սահմանին, երբ $V \to 0$, կոչվում է էլեկտրական դաշտի դիվերգենցիա և նշանակվում է $\mathrm{div}\vec{E}$-ով: Այսպիսով, ըստ սահմանման՝

$$\mathrm{div}\vec{E} = \lim_{V\to 0}\frac{1}{V}\oint_S \vec{E}d\vec{S}: \tag{2.12}$$

Այս նույն ձևով սահմանվում է նաև ցանկացած վեկտորի դիվերգենցիան, որը փաստորեն սկալյար մեծություն է: Այսպիսով, Գաուսի թեորեմի դիֆերենցիալ տեսքը կլինի`

$$\mathrm{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}: \tag{2.13}$$

Որպեսզի $\mathrm{div}\vec{E}$-ի համար բացահայտ առնչություն ունենանք, պետք է վերցնենք անվերջ փոքր dV ծավալ, որոշենք $\vec{E}$ վեկտորի հոսքն այդ ծավալը պարփակող փակ մակերևույթով, այնուհետև որոշենք այդ հոսքի հարաբերությունը dV ծավալին՝ $\mathrm{div}\vec{E} = \frac{d\Phi_e}{dV}$: Ստացված արտահայտությունը կախված կլինի կոորդինատական համակարգի ընտրությունից: Օրինակ՝ ուղղանկյուն դեկարտյան կոորդինատական համակարգում՝

$$\mathrm{div}\vec{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}: \tag{2.14}$$

Դասական էլեկտրադինամիկայում հաշվարկներ կատարելը հեշտացնելու նպատակով մտցվում է $\vec{\nabla}$ («նաբլա») դիֆերենցիալ օպերատորը: Դեկարտյան կոորդինատական համակարգում այն ունի $\vec{\nabla} = \hat{\imath}\frac{\partial}{\partial x} + \hat{\jmath}\frac{\partial}{\partial y} + \hat{k}\frac{\partial}{\partial z}$ տեսքը, որտեղ $\hat{\imath}, \hat{\jmath}, \hat{k}$ –ն` X, Y, Z առանցքների օրթերն են: Այս օպերատորն իմաստ է ձեռք բերում, երբ այն համաչափորեն բազմապատկվում է սկալյար կամ վեկտորական ֆունկցիայով: Օրինակ, երբ $\vec{\nabla}$-ն սկալյար բազմապատկենք $\vec{\mathrm{E}}$-ով, կունենանք՝

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{\mathrm{E}}=\nabla_x\mathrm{E}_x+\nabla_y\mathrm{E}_y+\nabla_z\mathrm{E}_z=\frac{\partial\mathrm{E}_x}{\partial x}+\frac{\partial\mathrm{E}_y}{\partial y}+\frac{\partial\mathrm{E}_z}{\partial z},$$

որն էլ հենց դիվերգենցիայի արտահայտությունն է: Ուրեմն Գաուսի թեորեմի դիֆերենցիալ տեսքը կարելի է գրել նաև հետևյալ տեսքով՝

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{\mathrm{E}}=\frac{\rho}{\varepsilon_0}: \tag{2.15}$$

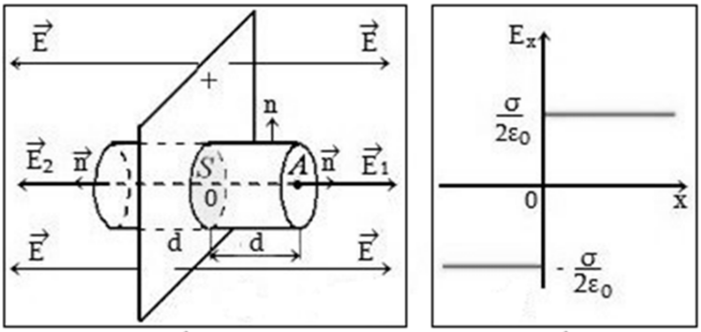
Այն կետերում, որտեղ $\mathrm{div}\vec{\mathrm{E}}>0$, ունենք դրական լիցքեր (ակունքներ), իսկ որտեղ $\mathrm{div}\vec{\mathrm{E}}<0$, ունենք բացասական լիցքեր:

$\mathrm{div}\vec{\mathrm{E}}=\frac{d\Phi_e}{\mathrm{dV}}$ սահմանումից ունենք, որ $d\Phi_e=\mathrm{div}\vec{\mathrm{E}}dV$, հետևաբար $\vec{\mathrm{E}}$ վեկորի հոսքը վերջավոր S փակ մակերևույթով կլինի $\Phi_e=\int_V \mathrm{div}\vec{\mathrm{E}}\mathrm{dV}$ կամ $\oint_S \vec{\mathrm{E}}\mathrm{d}\vec{\mathrm{S}}=\int_V \mathrm{div}\vec{\mathrm{E}}\mathrm{dV}$, որտեղ V-ն S փակ մակերևույթով պարփակված ծավալն է: Այս առնչությունը հանդիսանում է Գաուս-Օստրոգրադսկու բանաձևը էլեկտրական դաշտի լարվածության համար և հնարավորություն է տալիս փակ մակերևույթով ինտեգրումից անցնել այդ մակերևույթով պարփակված ծավալով ինտեգրմանը և ընդհակառակը: Այդ բանաձևը ճիշտ է կամայական $\vec{\mathrm{A}}$ վեկտորի համար, որի պրոյեկցիաներն անընդհատ են և ունեն վերջավոր ածանցյալներ՝

$$\oint_S \vec{\mathrm{A}}\mathrm{d}\vec{\mathrm{S}}=\int_V \mathrm{div}\vec{\mathrm{A}}\mathrm{dV}: \tag{2.16}$$

2.4. Հավասարաչափ լիցքավորված անվերջ հարթության դաշտի հաշվարկը Գաուսի թեորեմի կիրառմամբ

Գաուսի թեորեմը հնարավորություն է տալիս առավել հեշտությամբ որոշել համաչափությամբ օժտված որոշ դաշտերի լարվածությունները: Քննարկենք հավասարապես լիցքավորված հարթության դաշտը (այլ օրինակներ կլինեն հաջորդ պարագրաֆի վերջում): Դիցուք՝ դրական լիցքով հավասարապես լիցքավորված հարթության լիցքերի մակերևութային խտությունը σ է: Խնդրի համաչափությունից հետևում է, որ էլեկտրական դաշտի $\vec{\mathrm{E}}$ լարվածությունը կարող է միայն ուղղահայաց լինել հարթությանը, բացի այդ, հարթության նկատմամբ համաչափ կետերում $\vec{\mathrm{E}}$ -ն մոդուլով նույնն է՝ $|\vec{\mathrm{E}}_1|=|\vec{\mathrm{E}}_2|=\mathrm{E}$ (Նկ. 2.8ա), բայց ուղղությամբ հակադիր: Եթե պահանջվում է որոշել դաշտի լարվածությունն A կետում, ապա խնդրի նման կառուցվածքը հուշում է, որ S փակ մակերևույթը պետք է վերցնել ուղիղ գլանի տեսքով, որը դաշտ ստեղծող հարթությամբ կիսվում է, իսկ A կետը գտնվում է այդ գլանի հիմքի վրա:



ա) Նկ.2.8 բ)

Ուժագծերն այդ գլանի կողմնային մակերևույթը չեն հատում, հետևաբար կողմնային մակերևույթով լարվածության հոսքը հավասար է զրոյի, իսկ գլանի յուրաքանչյուր հիմքով՝ ES, որտեղ S-ը գլանի հիմքի մակերեսն է:

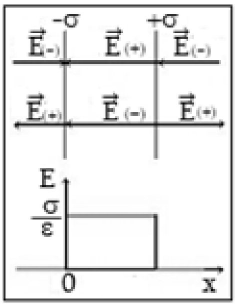
Այսպիսով, վերցրած գլանային փակ մակերևույթով էլեկտրատրական դաշտի լարվածության հոսքը հավասար է 2ES: Համաձայն Գաուսի թեորեմի՝ $2ES = \frac{\sigma S}{\varepsilon_0}$, որտեղից՝

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}: \tag{2.17}$$

Այսպիսով, հավասարաչափ լիցքավորված հարթության դաշտը համասեռ է, և լարվածության մոդուլը որոշվում է (2.18) բանաձևով: Նկ. 2.8բ-ում բերված է լարվածության x պրոյեկցիայի կախումն x-ից:

2.5. Հավասարաչափ լիցքավորված երկու զուգահեռ հարթությունների դաշտը

Եթե ունենք միմյանց զուգահեռ երկու հարթություն, որոնք ունեն նույն մեծության, բայց հակառակ նշանի մակերևութային լիցքերի խտություն, ապա վերադրման սկզբունքի հիման վրա ամենուրեք դաշտի լարվածությունը կլինի այդ երկու հարթությունների ստեղծած դաշտերի լարվածությունների վեկտորական գումարը: Հեշտ է նկատել, որ հարթությունների միջև ընկած տարածությունում դրանց դաշտերն ունեն նույն ուղղությունը, իսկ դրանից դուրս՝ հակառակ: Արդյունքում ստացվում է, որ այդ հարթությունների միջև ընկած տարածությունում դաշտի լարվածությունը դառնում է՝ $\frac{\sigma}{\varepsilon_0}$, իսկ դրանից դուրս՝ զրո (Նկ. 2.9):



Նկ.2.9

Այսպիսով, լիցքի տարբեր նշաններով հավասարապես լիցքավորված երկու զուգահեռ հարթությունների դաշտի լարվածության մոդուլը որոշվում է $E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$ բանաձևով, որի գրաֆիկը բերված է նույն նկարում:

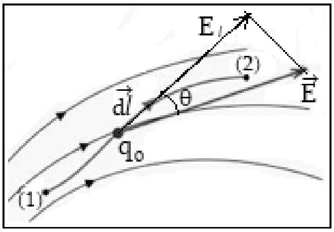
Ստուգողական հարցեր

1. Սահմանեք էլեկտրական դաշտի ուժագծերի գաղափարը: Պատկերեք անշարժ կետային լիցքի դաշտի և համասեռ էլեկտրական դաշտի ուժագծերը:
2. Ճի՞շտ է արդյոք այն պնդումը, որ էլեկտրաստատիկ դաշտում ազատ դրական կետային լիցքը շարժվում է ուժագծի երկայնքով:
3. Սահմանեք էլեկտրական դաշտի լարվածության վեկտորի հոսքը:
4. Ձևակերպեք Գաուսի թեորեմն էլեկտրական դաշտի համար: Գրեք Գաուսի թեորեմն արտահայտող բանաձևը միավորների ՄՀ-ում:
5. Գրեք Գաուսի թեորեմն արտահայտող բանաձևի դիֆերենցիալ տեսքը:
6. Լիցքի և էլեկտրական դաշտի լարվածության միջև ի՞նչ կապ է հաստատում Գաուսի թեորեմի՝ **ա)** ինտեգրալ տեսքը, **բ)** դիֆերենցիալ տեսքը:
7. q լիցքը R շառավղով գնդային մակերևույթի կենտրոնում է: Ինչպե՞ս կփոխվի լիցքի լարվածության հոսքն այդ գնդային մակերևույթով, եթե դրա շառավիղը կրկնապատկվի:
8. q լիցքն R շառավղով գնդային մակերևույթի ներսում է: Քանի՞ անգամ կփոխվի լարվածության հոսքը գնդային մակերևույթով, եթե այդ մակերևույթից դուրս դրվի 3q լիցք:
9. Գրեք և մեկնաբանեք Գաուս-Օստրոգրադսկու բանաձևը կամայական վեկտորի համար, որի պրոյեկցիաներն անընդհատ ֆունկցիաներ են և ունեն վերջավոր ածանցյալներ:
10. Ինչ՞պես որոշենք հավասարաչափ լիցքավորված՝ **ա)** անվերջ հարթության, **բ)** իրար զուգահեռ տեղադրված, հակառակ նշանի նույն մակերևութային լիցքի խտություն ունեցող հարթությունների դաշտի լարվածությունը:
11. Ինչպե՞ս որոշենք էլեկտրաստատիկ դաշտում դրված հավասարաչափ լիցքավորված հարթ մակերևույթի վրա ազդող ուժը, եթե հայտնի է այդ մակերևույթով լարվածության հոսքը:
12. Ի՞նչ տեսք ունի Գաուսի թեորեմն արտահայտող բանաձևը ոչ էլեկտրաստատիկ դաշտի համար:

§3. Լիցքը տեղափոխելու աշխատանքն էլեկտրաստատիկ դաշտում: Էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալ: Էլեկտրական դաշտի լարվածության և պոտենցիալի կապը: Հավասարաչափ լիցքավորված գնդոլորտի (գնդի) դաշտի լարվածությունը և պոտենցիալը

3.1. Լիցքը տեղափոխելու աշխատանքն էլեկտրաստատիկ դաշտում

Ենթադրենք՝ փորձնական q_0 լիցքն էլեկտրաստատիկ դաշտում ինչ-որ հետագծով տեղափոխվում է 1 կետից 2 կետը (Նկ. 3.1): Եթե դաշտն անհամասեռ է, ապա հետագծի տարբեր կետերում q_0-ի վրա ազդող ուժը հաստատուն չի լինի, և տեղափոխման աշխատանքը որոշելու համար հետագիծը պետք է բաժանել անվերջ թվով $d\vec{l}$ հավասար մասերի: Այս դեպքում յուրաքանչյուր $d\vec{l}$-ի սահմաններում ազող ուժը հնարավոր կլինի համարել հաստատուն և տարրական տեղափոխման աշխատանքի համար գրել՝



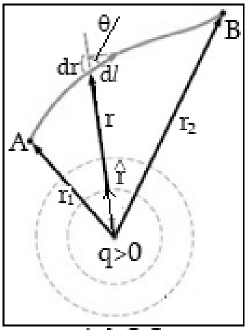
Նկ.3.1

$$dA = \vec{F}d\vec{l} = q_0\vec{E}d\vec{l}: \quad (3.1)$$

1-ից 2 կետը տեղափոխվելու աշխատանքը կլինի՝

$$A_{12} = q_0 \int_1^2 \vec{E}d\vec{l}: \quad (3.2)$$

Այս ինտեգրալը հաշվելու համար անհրաժեշտ է իմանալ $\vec{E}$-ի կախվածությունը կոորդինատներից: Դիցուք էլեկտրաստատիկ դաշտը ստեղծվում է $q > 0$ անշարժ կետային լիցքի կողմից և q_0 փորձնական լիցքը դրանից r_1 հեռավորության վրա գտնվող A կետից տեղափոխվում է r_2 հեռավորության վրա գտնվող B կետը (Նկ. 3.2): Այս դեպքում, համաձայն (3.2) բանաձևի, կարող ենք գրել, որ $A_{12} = q_0 \int_1^2 E dl\cos\theta$: Ինչպես երևում է նկարից $dl\cos\theta = dr$: Հետևաբար՝



Նկ.3.2

$$A_{12} = q_0 \int_{r_1}^{r_2} \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2} dr = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right):$$

Այսպիսով՝

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right): \quad (3.3)$$

Ստացված արդյունքից հետևում է, որ կետային լիցքի դաշտում q_0 լիցքի տեղափոխման աշխատանքը կախված չէ հետագծի ձևից, այլ կախված է տեղափոխվող լիցքի սկզբնական և վերջնական դիրքերից:

Նման արդյունք ստացվում է նաև այն դեպքում, երբ էլեկտրական դաշտը ստեղծված է $q_1, q_2, \dots, q_N$ անշարժ կետային լիցքերի համակարգի կողմից: Այս դեպքում q_0 լիցքի վրա ազդող դաշտի լարվածությունը կլինի՝ $\vec{E} = \sum_{i=1}^{N} \vec{E}_i = \sum_{i=1}^{N} \frac{q_i \cdot \vec{r}_i}{4\pi\varepsilon_0 r_i^3}$, իսկ q_0 լիցքի տեղափոխման աշխատանքը դաշտի 1 կետից 2 կետը՝

$$A_{12} = q_0 \int_1^2 \sum_{i=1}^{N} \frac{q_i \cdot \vec{r}_i}{4\pi\varepsilon_0 r_i^3} d\vec{l} = \frac{q_0}{4\pi\varepsilon_0} \sum_{i=1}^{N} q_i \int_1^2 \frac{dl\cos\theta_i}{r_i^2} =$$

$$= \frac{q_0}{4\pi\varepsilon_0} \sum_{i=1}^{N} q_i \int_{r_{i1}}^{r_{i2}} \frac{dr_i}{r_i^2} = \frac{q_0}{4\pi\varepsilon_0} \sum_{i=1}^{N} q_i \left(\frac{1}{r_{i1}} - \frac{1}{r_{i2}}\right):$$

Ստացված առնչությունը ներկայացնենք հետևյալ տեսքով՝

$$A_{12} = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{q_0 q_i}{4\pi\varepsilon_0 r_{i1}} - \frac{q_0 q_i}{4\pi\varepsilon_0 r_{i2}}\right): \qquad (3.4)$$

Այս բանաձևից նորից հետևում է, որ q_0 լիցքի տեղափոխման աշխատանքն էլեկտրաստատիկ դաշտում կախված չէ հետագծի ձևից: Քանի, որ ցանկացած լիցքի դաշտը կարելի է դիտել որպես անվերջ թվով կետային լիցքերի համակարգի դաշտ, ուստի ցանկացած էլեկտրաստատիկ դաշտում լիցքի տեղափոխման աշխատանքը կախված չի լինի հետագծի ձևից: Այսինքն՝ էլեկտրաստատիկ դաշտը պոտենցիալային դաշտ է, իսկ էլեկտրաստատիկ ուժերը՝ պոտենցիալային:

3.2. Էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալ: Կետային լիցքի և կետային լիցքերի համակարգի դաշտի պոտենցիալ: Անընդհատ բաշխվածությամբ լիցքի էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալ

Ինչպես տեսանք, էլեկտրաստատիկ ուժերը պոտենցիալային ուժեր են, իսկ այդպիսի ուժերի աշխատանքը հավասար է մարմնի (լիցքի) պոտենցիալ էներգիայի փոփոխությանը՝ մինուս նշանով.

$$A_{12} = -(W_2 - W_1): \qquad (3.5)$$

(3.5)-ը համեմատելով $A_{12} = \left(\frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0 r_1} - \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0 r_2}\right)$ արտահայտության հետ՝ կարող ենք գրել, որ q_0 լիցքի պոտենցիալ էներգիան q կետային լիցքի դաշտում կլինի՝

$$W_{պ} = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0 r} + const:$$

Քննարկած դեպքում, քանի որ անվերջ հեռու կետում դաշտ ստեղծող լիցքեր չկան, ապա կարող ենք այդտեղ q_0 լիցքի պոտենցիալ էներգիան վերցնել հավասար զրոյի ($r = \infty$, $W_{պ} = 0$): Այս պայմանից հետևում է, որ պոտենցիալ էներգիայի բանաձևում պարունակվող անորոշ հաստատունը կարելի է ընդունել զրո, և q_0 լիցքի պոտենցիալ էներգիան q կետային լիցքի դաշտում կլինի՝

$$W_պ = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0 r}: \qquad (3.6)$$

Նույն ձևով էլ կարող ենք պնդել, որ համաձայն $A_{12} = \sum_{i=1}^{N}\left(\frac{q_i q_0}{4\pi\varepsilon_0 r_{i1}} - \frac{q_i q_0}{4\pi\varepsilon_0 r_{i2}}\right)$ առնչության՝ կետային q_0 լիցքի պոտենցիալ էներգիան կետային լիցքերի համակարգի դաշտում կլինի՝

$$W_պ = \sum_{i=1}^{N}\frac{q_i q_0}{4\pi\varepsilon_0 r_i}: \qquad (3.7)$$

Այն սկալյար մեծությունը, որը հավասար է էլեկտրաստատիկ դաշտի տվյալ կետում կետային լիցքի պոտենցիալ էներգիայի և այդ լիցքի հարաբերությանը, կոչվում է էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալ և նշանակվում է φ -ով՝

$$\varphi = \frac{W_պ}{q_0}: \qquad (3.8)$$

Պոտենցիալը դաշտի էներգիական բնութագիրն է: Ինչպես պոտենցիալ էներգիան, այնպես էլ պոտենցիալը հարաբերական մեծություն է, որի արժեքը դաշտի տվյալ կետում կախված է զրոյական մակարդակի ընտրությունից: (3.6)-ից հետևում է, որ անշարժ q կետային լիցքի դաշտի պոտենցիալը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r}: \qquad (3.9)$$

(3.7)-ից հետևում է, որ անշարժ կետային լիցքերի համակարգի էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալը տրվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$\varphi = \sum_{i=1}^{N}\frac{q_i}{4\pi\varepsilon_0 r_i} = \sum_{i=1}^{N}\varphi_i: \qquad (3.10)$$

Այսինքն՝ կետային լիցքերի համակարգի դաշտի պոտենցիալը հավասար է առանձին լիցքերի ստեղծած պոտենցիալների հանրահաշվական գումարին: Այս արդյունքին անվանում են նաև վերադրման սկզբունք՝ պոտենցիալի համար:

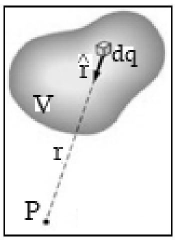
Եթե դաշտ ստեղծող լիցքն ունի անընդհատ բաշխվածություն, ապա այն կարող ենք տրոհել անվերջ թվով հավասար մասերի, որոնցից յուրաքանչյուրը կարող ենք դիտարկել որպես կետային լիցք, և ցանկացած կետում դաշտի պոտենցիալը, համաձայն (3.10) առնչության, հավասար կլինի այդ բոլոր կետային լիցքերի ստեղծած պոտենցիալների հանրահաշվական գումարին (որը տվյալ դեպքում փոխարինվում է ինտեգրմամբ):

ա) Ծավալային բաշխվածությամբ լիցքի դաշտի պոտենցիալը՝

$$d\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{dq}{r} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\rho dV}{r},$$

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_V \frac{\rho dV}{r}: \qquad (3.11)$$

Նկ. 3.3-ում V-ն լիցքավորված մարմնի ծավալն է:



Նկ.3.3

բ) Մակերևութային բաշխվածությամբ լիցքի դաշտի պոտենցիալը որոշվում է նույն կերպ, միայն թե այս դեպքում պետք է վերցնել $dq = \sigma dS$ և կունենանք՝

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_S \frac{\sigma dS}{r}, \tag{3.12}$$

որտեղ S –ը լիցքավորված մակերևույթի մակերեսն է:

գ) Գծային բաշխվածության դեպքում՝ $dq = \tau dl$, իսկ

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_l \frac{\tau dl}{r}: \tag{3.13}$$

Եթե լիցքերն անվերջ չափսեր ունեն, ապա (3.11)-(3.13) ինտեգրալներին պետք է ավելացնել անորոշ C հաստատուն: Օրինակ՝ $\varphi_p = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_V \frac{\rho dV}{r} + C$:

C հաստատունից հնարավոր չէ ազատվել: Այս դեպքում ասում են, որ պոտենցիալը չի նորմավորվում:

3.3. Պոտենցիալների տարբերություն (լարում): Պոտենցիալի միավորը ՄՀ-ում և ԳՀ-ում

Գործնականում նշանակություն ունի ոչ թե պոտենցիալը, այլ պոտենցիալի փոփոխությունը, որն արդեն կախված չէ զրոյական մակարդակի ընտրությունից: Պոտենցիալների տարբերություն կամ լարում կոչվում է այն սկալյար մեծությունը, որը թվապես հավասար է միավոր դրական կետային լիցքը դաշտի մի կետից մյուսը տեղափոխելիս դաշտի կողմից կատարած աշխատանքին.

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{12}}{q_0} = \frac{W_1 - W_2}{q_0}: \tag{3.14}$$

Այստեղից՝ $A_{12} = q_0(\varphi_1 - \varphi_2)$, այսինքն՝ էլեկտրական դաշտի կողմից q_0 լիցքի տեղափոխման աշխատանքը հավասար է տեղափոխվող լիցքը բազմապատկած սկզբնական և վերջնական դիրքերի պոտենցիալների տարբերությամբ (պոտենցիալի նվազմամբ): Եթե q_0 լիցքը φ պոտենցիալով կետից տեղափոխվի անվերջություն, որտեղ պոտենցիալն ընդունված է զրո, ապա էլեկտրական ուժերի կատարած աշխատանքը կլինի՝

$$A_\infty = q_0\varphi: \tag{3.15}$$

Այստեղից հետևում է, որ պոտենցիալը թվապես հավասար է այն աշխատանքին, որը կատարում են էլեկտրական ուժերը միավոր դրական կետային լիցքը տվյալ կետից մինչև անվերջություն տեղափոխելիս: Նույնքան աշխատանք պահանջվում է կատարել նաև էլեկտրական ուժերի նկատմամբ միավոր դրական կետային լիցքն անվերջությունից մինչև դաշտի տվյալ կետը տեղափոխելու համար:

(3.15) բանաձևը կարելի է օգտագործել պոտենցիալի միավորը սահմանելու համար: Միավորների միջազգային համակարգում որպես պոտենցիալի միավոր վերցվում է էլեկտրական դաշտի այն կետի պոտենցիալը, որտեղ 1Կլ լիցքն անվերջությունից տեղափոխելիս անհրաժեշտ է կատարել 1Ջ աշխատանք: Պոտենցիալի այդ միավորին անվանում են 1 Վոլտ՝

$$1Վ=1Ջ/Կլ: \quad (3.16)$$

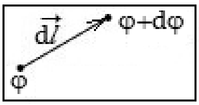
Միավորների գաուսյան համակարգում որպես պոտենցիալի միավոր վերցվում է էլեկտրական դաշտի այն կետի պոտենցիալը, որտեղ անվերջությունից դրական մեկ բացարձակ էլեկտրաստատիկ միավոր լիցքը տեղափոխելիս անհրաժեշտ է կատարել 1 Էրգ աշխատանք: Պոտենցիալի այդ միավորը կոչվում է պոտենցիալի բացարձակ էլեկտրաստատիկ միավոր և գրվում է 1 $CGSE_{\varphi}$: Քանի որ 1Կլ =$3 \cdot 10^9$ $CGSE_q$, 1 Ջ = 10^7 Էրգ, ապա՝

$$1Վ = \frac{10^7}{3 \cdot 10^9} CGSE_{\varphi} = \frac{1}{300} CGSE_{\varphi}: \quad (3.17)$$

Լարման սահմանումից հետևում է, որ դրա միավորները նույնն են, ինչ-որ պոտենցիալինը:

3.4. Էլեկտրական դաշտի լարվածության և պոտենցիալի ինտեգրալ և դիֆերենցիալ կապը

Ինչպես արդեն հայտնի է, էլեկտրական դաշտն ամբողջությամբ կարելի է նկարագրել $\vec{E}(r)$ ֆունկցիայով: Իմանալով դաշտի լարվածությունը՝ կարելի է գտնել ցանկացած լիցքի վրա ազդող ուժը դաշտի կամայական կետում, հաշվել լիցքի տեղափոխման աշխատանքը և այլն: Իսկ ի՞նչ է տալիս պոտենցիալը: Պարզվում է, որ, իմանալով տվյալ դաշտի $\varphi(x, y, z)$ պոտենցիալը, որոշ դեպքերում բավականին հեշտ կարելի է որոշել $\vec{E}(r)$-ը:



Նկ.3.4

Տեսնենք, թե ինչպե՞ս են դաշտի պոտենցիալը և լարվածությունը կապված միմյանց հետ: Այդ կապը գտնելու համար օգտվենք էլեկտրական դաշտում կետային q_0 լիցքի անվերջ փոքր տեղափոխման աշխատանքի երկու արտահայտություններից (Նկ. 3.4)՝ $dA = q_0\vec{E}d\vec{l} = q_0[\varphi - (\varphi + d\varphi)] = -q_0 d\varphi$, որտեղ $d\varphi$ –ն պոտենցիալի փոփոխությունն է $d\vec{l}$-ի վրա: Այսպիսով, ստանում ենք, որ $\vec{E}d\vec{l} = -d\varphi$, որտեղից՝

$$\varphi = -\int \vec{E}d\vec{l} + C: \quad (3.18)$$

(3.18)-ն էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալի և լարվածության ինտեգրալային կապն է, իսկ դրանց միջև դիֆերենցիալ կապը գրելու համար նկատի ունենանք, որ $\varphi(x, y, z)$-ն ընդհանուր դեպքում անընդհատ ֆունկցիա է x, y, z կոորդինատներից, և հետևաբար՝

$$d\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial x}dx + \frac{\partial\varphi}{\partial y}dy + \frac{\partial\varphi}{\partial z}dz: \quad (3.19)$$

Քանի որ $d\vec{l} = \hat{\imath}dx + \hat{\jmath}dy + \hat{k}dz$, որտեղ $\hat{\imath}, \hat{\jmath}, \hat{k}$ -ն x, y, z առանցքների օրթերն են, ապա $\vec{E}d\vec{l} = E_x dx + E_y dy + E_z dz$: Այսպիսով, ստանում ենք, որ

$E_x dx + E_y dy + E_z dz = -\frac{\partial\varphi}{\partial x}dx - \frac{\partial\varphi}{\partial y}dy - \frac{\partial\varphi}{\partial z}dz$, որտեղից հետևում է, որ՝

$$E_x = -\frac{\partial\varphi}{\partial x}, \qquad E_y = -\frac{\partial\varphi}{\partial y}, \qquad E_z = -\frac{\partial\varphi}{\partial z}: \tag{3.20}$$

(3.20)-ը φ-ի և $\vec{E}$-ի դիֆերենցիալ կապն է, որը կարելի է գրել նաև հետևյալ տեսքով.

$$\vec{E} = -\left(\hat{\imath}\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \hat{\jmath}\frac{\partial\varphi}{\partial y} + \hat{k}\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right) = -\mathrm{grad}\varphi, \tag{3.21}$$

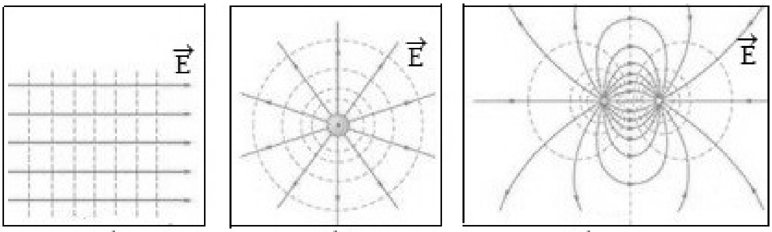
որտեղ gradφ-ն φ(x, y, z) սկալյար ֆունկցիայի գրադիենտն է: Ինչպես երևում է (3.21) արտահայտությունից, gradφ–ն $\vec{\nabla}$ դիֆերենցող օպերատորի և φ(x, y, z)-ի սիմվոլիկ արտադրյալն է, հետևաբար՝

$$\vec{E} = -\mathrm{grad}\varphi = -\vec{\nabla}\varphi: \tag{3.22}$$

Քանի որ էլեկտրական դաշտի լարվածությունն արտահայտվում է պոտենցիալի ածանցյալներով, ուստի φ(x, y, z) -ը անընդհատ ֆունկցիա է:

3.5. Համապոտենցիալ մակերևույթներ

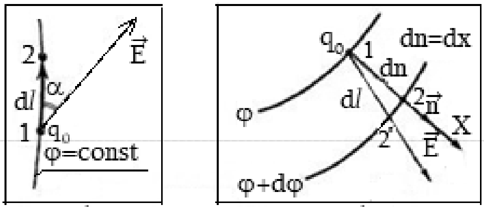
Այն մակերևույթը, որի բոլոր կետերում էլեկտրական դաշտի պոտենցիալն ունի միևնույն արժեքը, կոչվում է համապոտենցիալ մակերևույթ: Նկ. 3.5-ում կետագծերով պատկերված են՝ **ա)** համասեռ դաշտի, **բ)** դրական կետային լիցքի դաշտի և **գ)** իրար հավասար, նշանով հակադիր երկու կետային լիցքերի դաշտի ուժագծերն ու համապոտենցիալ մակերևույթները:



Նկ.3.5

Համոզվենք, որ էլեկտրական դաշտի համապոտենցիալ մակերևույթի յուրաքանչյուր կետի լարվածությունն ուղղված է այդ մակերևույթի նորմալով դեպի պոտենցիալի նվազման կողմը: Այդ բանում համոզվելու համար q_0 լիցքը $d\vec{l}$-ով տեղափոխենք համապոտենցիալ մակերևույթով (Նկ. 3.6ա), այս դեպքում տեղափոխման աշխատանքը մի կողմից հավասար է $-q_0 d\varphi$-ի, իսկ մյուս կողմից՝ $q_0 E dl \cos\alpha$: Այսինքն՝ $q_0 E dl \cos\alpha = -q_0 d\varphi$: Քանի, որ տեղափոխումը կատարվել է համապոտենցիալ մակերևույթով, ուստի $d\varphi = 0$ և հետևաբար $\cos\alpha = 0$ կամ $\alpha = 90^0$, որը $\vec{E}$ և $d\vec{l}$ վեկտորների կազմած անկյունն էր: Այսպիսով, էլեկտրական դաշտի լարվածության գծերն ուղղահայաց են համապոտենցիալ մակերևույթին, իսկ $\vec{E} = -\mathrm{grad}\varphi = -\vec{\nabla}\varphi$ արտահայտությունից հետևում է, որ $\vec{E}$ վեկտորն ուղղված է φ պոտենցիալի նվազման ուղղությամբ:

Համապոտենցիալ մակերևույթ կարելի է տանել դաշտի ցանկացած կետով: Հետևաբար համապոտենցիալ մակերևույթների թիվն անսահման շատ է: Ելնելով դրանից՝ նպատակահարմար է համարվում համապոտենցիալ մակերևույթները տանել այնպես, որ բոլոր երկու հարևան համապոտենցիալ մակերևույթների միջև պոտենցիալների տարբերությունը լինի նույնը: Այս դեպքում համապոտենցիալ մակերևույթների խտությամբ հնարավոր է եզրակացություն անել դաշտի լարվածության արժեքի մասին. որտեղ համապոտենցիալ մակերևույթները խիտ են, այնտեղ դաշտի լարվածությունը մեծ է:



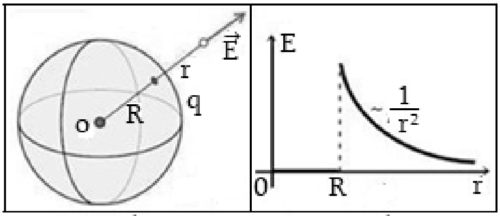
ա) Նկ.3.6 բ)

Պոտենցիալի գրադիենտի ֆիզիկական իմաստը պարզելու համար դեկարտյան կոորդինատական համակարգի սկզբնակետը տեղադրենք φ պոտենցիալով համապոտենցիալ մակերևույթի վրա: Y և Z -առանցքներն ուղղենք մակերևույթի շոշափողով, իսկ X–ը՝ ուղղահայաց ուղղությամբ (Նկ. 3.6բ): Այս դեպքում $\frac{\partial\varphi}{\partial y} = 0$, $\frac{\partial\varphi}{\partial z} = 0$, իսկ $\frac{\partial\varphi}{\partial x}\vec{\imath} = \frac{\partial\varphi}{\partial n}\vec{n} = \mathrm{grad}\varphi$: Դժվար չէ նկատել, որ գրադիենտը վեկտոր է, որն ունի այն ուղղությունը, որով φ ֆունկցիայի փոփոխման արագությունն ամենամեծն է:

Փորձնականորեն ավելի հեշտ է կառուցել էլեկտրական դաշտի համապոտենցիալ մակերևույթները, որից հետո կառուցել ուժագծերը: Բացի այդ, հաճախ բավական հեշտ է լինում φ պոտենցիալի հաշվելը, որից հետո, վերցնելով դրա գրադիենտը, ստանալ դաշտի լարվածությունը:

3.6. Հավասարաչափ լիցքավորված գնդոլորտի դաշտի լարվածությունը և պոտենցիալը

Դիցուք՝ ունենք R շառավղով և $\sigma > 0$ լիցքի մակերևութային խտությամբ լիցքավորված գնդոլորտ (Նկ. 3.7ա): Որոշենք դրա էլեկտրական դաշտի լարվածությունը և պոտենցիալը այդ գնդի ներսի և դրսի տիրույթներում:



ա) Նկ.3.7 բ)

Այս դաշտն ունի կենտրոնահամաչափ տեսք: Այսինքն՝ այս դաշտի ուժագծերը կլինեն գնդի կենտրոնով անցնող ուղիղ գծեր, իսկ դաշտի լարվածության մոդուլը կախված կլինի միայն գնդի կենտրոնից ունեցած r հեռավորությունից, հետևաբար դաշտի լարվածությունը գնդի կենտրոնից r հեռավորության վրա գտնվող կետում որոշելու համար պետք է վերցնել այդ շառավղով գնդոլորտ և հաշվել հոսքն այդ փակ մակերևույթով: Վերցնենք $r > R$ շառավղով գնդոլորտ, որի կենտրոնը համընկնում է լիցքավորված գնդի կենտրոնի հետ և հաշվենք էլեկտրական դաշտի լարվածության հոսքն այդ մակերևույթով: Այս դեպքում r շառավղով գնդոլորտի ներսում դաշտ ստեղծող լիցքերը կլինեն լիցքավորված գնդոլորտի ամբողջ q լիցքը՝ $q = 4\pi R^2\sigma$, և Գաուսի թեորեմի համաձայն՝ $E \cdot 4\pi r^2 = \frac{4\pi R^2\sigma}{\varepsilon_0}$, որտեղից՝

$$E = \frac{R^2\sigma}{\varepsilon_0 r^2}: \tag{3.23}$$

(3.23)-ը կարող ենք գրել նաև $E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$ տեսքով, որը կետային լիցքի դաշտի լարվածության բանաձևն է: Այսինքն, գնդոլորտից դուրս կետերում դաշտի լարվածությունը հավասար է գնդոլորտի լիցքով օժտված և դրա կենտրոնում տեղադրված կետային լիցքի դաշտի լարվածությանը:

Եթե $r < R$, ապա դրա ներսում լիցքեր չեն լինի, և Գաուսի թեորեմի համաձայն՝ $E \cdot 4\pi r^2 = 0$ և $E = 0$: Այսինքն հավասարապես լիցքավորված գնդոլորտի ներսում $E = 0$:

Հավասարապես լիցքավորված գնդոլորտի դաշտի լարվածության մոդուլի կախումը գնդի կենտրոնից ունեցած r հեռավորությունից բերված է Նկ. 3.7 բ-ում:

Այժմ որոշենք այս դաշտի պոտենցիալը: Քանի որ $r < R$ տիրույթում $E = 0$, հետևաբար $\varphi_1 = -\int E dr + C_1 = C_1$: Իսկ գնդոլորտից դուրս ($r \geq R$) լարվածությունը տրվում է $E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$ բանաձևով: Հետևաբար՝

$$\varphi_2 = -\int E dr + C_2 = -\int \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2} dr + C_2 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r} + C_2:$$

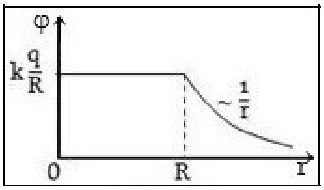
Ընդունելով անվերջ հեռու կետի պոտենցիալը զրո՝ կունենանք $C_2 = 0$ և նորմավորված պոտենցիալը կլինի.

$$\varphi_2 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r}: \tag{3.24}$$

Քանի որ պոտենցիալն անընդհատ ֆունկցիա է, ուստի $r = R$ դեպքում ներսի տիրույթի պոտենցիալը պետք է համընկնի դրսի տիրույթի պոտենցիալի հետ: Այդ դեպքում $C_1 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R}$: Հետևաբար գնդոլորտի ներսի և մակերևույթի բոլոր կետերի պոտենցիալները նույնն են և տրվում են $\varphi_0 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R}$ առնչությամբ: Իսկ գնդոլորտից դուրս դաշտի պոտենցիալը նույնն է, ինչ որ կետային լիցքի դաշտի պոտենցիալը, միայն թե դիտարկվող r կետի հեռավորությունը պետք է հաշվել գնդոլորտի կենտրոնից՝

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r}:$$

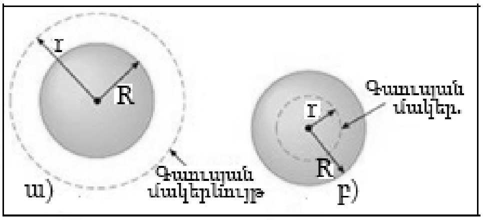
Այս դաշտի պոտենցիալի կախվածության գրաֆիկը r-ից բերված է Նկ. 3.8-ում: Պոտենցիալը նորմավորվել է (ազատվել ենք անորոշ հաստատուններից), քանի որ անվերջությունում դաշտ ստեղծող լիցք չկա:



Նկ.3.8

3.7. Ծավալային լիցքով հավասարաչափ լիցքավորված գնդի դաշտի լարվածությունը և պոտենցիալը

Դիցուք ունենք R շառավղով և $\rho > 0$ լիցքերի ծավալային խտությամբ հավասարաչափ լիցքավորված գունդ (Նկ. 3.9): Որոշենք դրա էլեկտրական դաշտի լարվածությունն այդ գնդի ներսի և դրսի տիրույթներում:



Նկ.3.9

Այս դաշտը ևս օժտված է կենտրոնական համաչափությամբ: Այժմ նորից $\vec{E}$ վեկտորի մոդուլը կախված կլինի միայն գնդի կենտրոնից ունեցած r հեռավորությունից, իսկ ուժագծերն էլ այդ գնդի կենտրոնով անցնող ուղիղ գծեր են: Նորից վերցնենք S փակ մակերևույթը որպես r շառավղով գնդոլորտ, որի կենտրոնը համընկնում է լիցքավորված գնդի կենտրոնի հետ: Էլեկտրական դաշտի լարվածության հոսքն այդ մակերևույթով կլինի $E \cdot 4\pi r^2$, և եթե $r < R$ (Նկ.3.9բ), ապա դրա ներսի լիցքը կլինի $q' = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho$: Գաուսի թեորեմի համաձայն $E \cdot 4\pi r^2 = \frac{q'}{\varepsilon_0} = \frac{4\pi r^3 \rho}{3\varepsilon_0}$, որտեղից՝

$$E = \frac{\rho}{3\varepsilon_0} r: \qquad (3.25)$$

Այս բանաձևի վեկտորական տեսքը կլինի՝

$$\vec{E} = \frac{\rho}{3\varepsilon_0} \vec{r}: \qquad (3.26)$$

Այսինքն, հավասարաչափ լիցքավորված գնդի ներսում դաշտի լարվածությունը գծայնորեն աճում է գնդի կենտրոնից ունեցած r հեռավորությունից:

Եթե $r \geq R$ (Նկ.3.9ա), ապա $q = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho$ և Գաուսի թեորեմի համաձայն՝ $E \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\varepsilon_0} = \frac{4\pi R^3 \rho}{3\varepsilon_0}$, որտեղից՝

$$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = \frac{R^3 \rho}{3\varepsilon_0 r^2}: \qquad (3.27)$$

Գնդից դուրս դաշտը նորից հանդիսանում է կետային լիցքի դաշտ, սակայն հեռավորությունը պետք է հաշվել գնդի կենտրոնից:

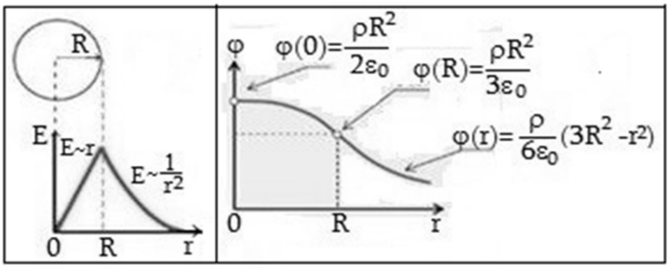
Այժմ հաշվենք այս դաշտի պոտենցիալը: Գնդի դաշտի ներսի $r < R$ կետերի համար ունենք $\vec{E} = \frac{\rho}{3\varepsilon_0}\vec{r}$, հետևաբար ներսի կետերի դաշտի պոտենցիալը կլինի՝

$$\varphi_1 = -\int E dr + C_1 = -\frac{\rho r^2}{6\varepsilon_0} + C_1: \qquad (3.28)$$

Իսկ $r \geq R$ կետերի համար՝ $E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = \frac{R^3\rho}{3\varepsilon_0 r^2}$: Հետևաբար՝ $\varphi_2 = -\int E dr + C_2 = \frac{\rho R^3}{3r\varepsilon_0} + C_2$: Ընդունելով անվերջ հեռու կետի պոտենցիալը զրո՝ կունենանք $C_2 = 0$ և $\varphi_2 = \frac{\rho R^3}{3r\varepsilon_0}$:

Պոտենցիալի անընդհատությունից հետևում է, որ $r = R$ դեպքում ներսի, տիրույթի պոտենցիալը պետք է համընկնի դրսի տիրույթի φ_2 պոտենցիալի հետ, որը տալիս է $-\frac{\rho r^2}{6\varepsilon_0} + C_1 = \frac{\rho R^2}{3\varepsilon_0}$, որտեղից $C_1 = \frac{\rho R^2}{2\varepsilon_0}$ և φ_2 նորմավորված պոտենցիալը կլինի՝

$$\varphi_2 = -\frac{\rho r^2}{6\varepsilon_0} + \frac{\rho R^2}{2\varepsilon_0} = -\frac{\rho}{6\varepsilon_0}(r^2 - 3R^2): \qquad (3.29)$$

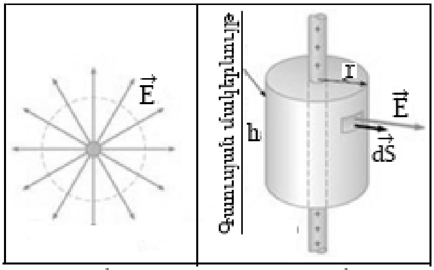


ա) Նկ.3.10 բ)

Քննարկվող դաշտի լարվածության և պոտենցիալի կախվածությունը r -ից բերված է Նկ.3.10 -ում:

3.8. Հավասարաչափ լիցքավորված ուղիղ, անվերջ երկար լարի դաշտի լարվածությունը և պոտենցիալը

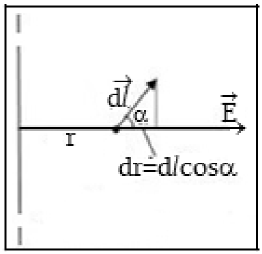
Դիցուկ ունենք $\tau > 0$ լիցքերի գծային խտությամբ հավասարապես լիցքավորված ուղիղ, անվերջ երկար լար: Որոշենք այդ լարի ստեղծած դաշտի լարվածությունը և պոտենցիալը:



ա) Նկ.3.11 բ)

Այս դաշտն ունի գլանային համաչափություն, և ամենուրեք դաշտի $\vec{E}$ լարվածությունն ուղղված է լարին ուղղահայաց ուղղությամբ (Նկ. 3.11ա): Բացի այդ, լարից հավասար հեռավորության վրա գտնվող բոլոր կետերում դաշտի լարվածության մոդուլը նույնն է: Դաշտի նման կառուցվածքը հուշում է, որ լարից r հեռավորության վրա գտնվող կետում լարվածությունը որոշելու համար S փակ մակերևույթը պետք է վերցնել r շառավղով ուղիղ գլան, որի առանցքը համընկնում է լարի հետ (Նկ.3.11բ): Գլանի բարձրությունը նշանակենք h-ով: Այս դեպքում $\vec{E}$-ի հոսքը գլանի հիմքերով զրո է, իսկ գլանի կողմնային մակերևույթով՝ E2πrh: Գաուսի թեորեմի համաձայն՝ $E2\pi rh = \frac{\tau h}{\varepsilon_0}$, որտեղից՝

$$E = \frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0 r}: \qquad (3.30)$$



Նկ.3.12

Այս դաշտի պոտենցիալը որոշենք՝ օգտվելով $\varphi = -\int \vec{E}\,\vec{dl} + C$ բանաձևից: Նկ. 3.12-ից տեսնում ենք, որ $\vec{E} \cdot \vec{dl} = Edlcos\alpha = Edr$, հետևաբար

$\varphi = -\int \frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0 r} dr + C$, որն ինտեգրելուց կունենանք՝

$$\varphi = -\frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0} lnr + C: \qquad (3.31)$$

Այստեղից հետևում է, այս դաշտի համապոտենցիալ մակերևույթները համառանցք գլաններ են, որոնց առանցքը համընկնում է լիցքավորված լարի հետ:

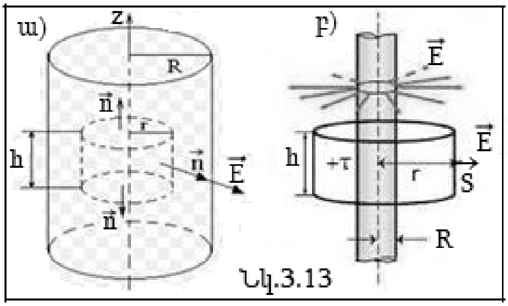
3.9. Հավասարաչափ լիցքավորված ուղիղ, անվերջ երկար գլանային մակերևույթի դաշտի լարվածությունը և պոտենցիալը

Դիցուք ունենք R շառավղով և $\sigma > 0$ լիցքի մակերևութային խտությամբ հավասարապես լիցքավորված ուղիղ, անվերջ երկար գլանային մակերևույթ:

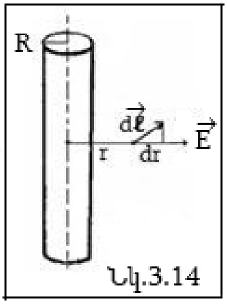
Որոշենք դաշտի լարվածությունը և պոտենցիալը այդ գլանի ներսի և դրսի տիրույթներում:

Այս դաշտի համաչափությունից հետևում է, որ դաշտի ուժագծերն ուղղահայաց են գլանի առանցքին, իսկ լարվածության մոդուլը կախված է միայն առանցքից ունեցած r հեռավորությունից: Կամայական կետում, որի հեռավորությունը գլանի առանցքից r է, դաշտի լարվածությունը գտնելու համար վերցնենք r շառավղով գլանային փակ մակերևույթ, որի առանցքը համընկնում է լիցքավորված գլանի առանցքի հետ և ունի h բարձրություն (Նկ. 3.13): Այս դեպքում r շառավղով գլանի հիմքերով էլեկտրական դաշտի լարվածության հոսքը զրո է, իսկ կողմնային մակերևույթով՝ E2πrh, քանի որ դրա բոլոր կետերում E-ն հաստատուն է և ունի նորմալի ուղղությունը:

Քննարկենք $r < R$ տիրույթը (Նկ. 3.13ա): r շառավղով գլանի ներսում լիցքեր չկան, քանի որ լիցքերը բաշխված են R շառավղով գլանի մակերևույթով, և Գաուսի թեորեմի համաձայն՝ E2πrh=0, որտեղից՝ E=0:



Նկ.3.13



Նկ.3.14

Այսինքն՝ հավասարաչափ լիցքավորված գլանային մակերևույթի ներսում դաշտի լարվածությունը հավասար է զրոյի: Այն կետերում, որոնց համար $r > R$ (Նկ. 3.13բ), արդեն $E \neq 0$: Քանի որ գլանային փակ մակերևույթի ներսում գտնվող դաշտ ստեղծող լիցքը կլինի R շառավղով և h բարձրությամբ գլանի լիցքը՝ $q = \sigma 2\pi Rh$, ուստի Գաուսի թեորեմի համաձայն կարող ենք գրել, որ $E \cdot 2\pi rh = \frac{\sigma 2\pi Rh}{\varepsilon_0}$, որտեղից՝

$$E = \frac{\sigma R}{\varepsilon_0 r}: \qquad (3.31)$$

Հեշտ է նկատել, որ $2\pi R\sigma$-ն իրենից ներկայացնում է լիցքավորված գլանի միավոր երկարության լիցքը՝ τ-ն: Հետևաբար (3.31)-ը կարող ենք գրել (3.30)-ի տեսքով՝ $E = \frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0 r}$: Այսինքն՝ այս դաշտը գլանից դուրս գտնվող կետերում համընկնում է գլանի առանցքի վրա տեղադրված հավասարաչափ լիցքավորված ուղիղ, բարակ լարի դաշտի հետ:

Այժմ որոշենք այս դաշտի պոտենցիալը: Քանի որ $r < R$ կետերի համար $E = 0$, որտեղ R-ը գլանի շառավիղն է: Հետևաբար $\varphi_{r<R} = -\int Edl cos\alpha + C_1 = C_1$,

այսինքն գլանի ներսի բոլոր կետերի պոտենցիալը նույնն է: Իսկ $r \geq R$ տիրույթի համար (Նկ. 3.14) $E = \frac{\sigma R}{\varepsilon_0 r}$, հետևաբար

$$\varphi_{r \geq R} = -\int Edlcos\alpha + C_2 = -\int \frac{\sigma R}{\varepsilon_0 r} dr + C_2 = -\frac{\sigma R}{\varepsilon_0} lnr + C_2:$$

Օգտվելով պոտենցիալի անընդհատությունից՝ ստանանք C_1 և C_2 հաստատունների միջև կապը: r = R դեպքում ներսի տիրույթի պոտենցիալը պետք է համընկնի դրսի տիրույթի պոտենցիալի հետ, որտեղից ստանում ենք $C_1 = -\frac{\sigma R}{\varepsilon_0} lnR + C_2$: Նկատի ունենալով սա՝ կարող ենք գրել՝

$$\varphi_{r \geq R} = -\frac{\sigma R}{\varepsilon_0} lnr + \frac{\sigma R}{\varepsilon_0} lnR + C_1 = \frac{\sigma R}{\varepsilon_0} ln\frac{R}{r} + C_1: \quad (3.32)$$

Գլանից դուրս դաշտի համապոտենցիալ մակերևույթները գլաններ են, որոնց առանցքները լիցքավորված գլանի առանցքն է: Պոտենցիալը չի նորմավորվել (մնացել է մեկ անորոշ հաստատուն), քանի որ անվերջությունում կա դաշտ ստեղծող լիցք:

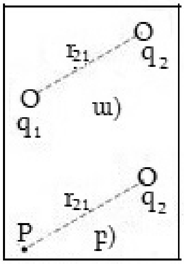
Ստուգողական հարցեր

1. Գրեք էլեկտրաստատիկ դաշտում q_0 փորձնական լիցքի տեղափոխման աշխատանքի բանաձևը:
2. Տվեք էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալի սահմանումը: Բերեք պոտենցիալի միավորները միավորների ՄՀ-ում և ԳՀ-ում: Ո՞րն է այդ միավորների միջև կապը:
3. q_0 փորձնական լիցքը q անշարժ լիցքի դաշտում տեղափոխվել է դրանից r_1 հեռավորության վրա գտնվող կետից r_2 հեռավորության վրա գտնվող կետը: Ի՞նչ աշխատանք կկատարվի:
4. Ո՞ր դաշտերն են կոչվում պոտենցիալային: Ինչու՞ է էլեկտրաստատիկ դաշտը պոտենցիալային:
5. Ո՞րն է կոչվում է էլեկտրաստատիկ դաշտի՝ **ա**) պոտենցիալ, **բ**) պոտենցիալների տարբերություն:
6. Ինչպե՞ս է որոշվում դաշտի լարվածության վեկտորը, եթե հայտնի է էլեկտրաստատիկ դաշտի $\varphi(x, y, z)$ պոտենցիալը:
7. Ինչպե՞ս որոշենք էլեկտրական դաշտի պոտենցիալը, եթե հայտնի է այդ դաշտի լարվածությունը:
8. Ինչպե՞ս է կախված հավասարաչափ լիցքավորված գնդոլորտի էլեկտրական դաշտի՝ **ա**) լարվածությունը, **բ**) պոտենցիալը գնդոլորտի կենտրոնից ունեցած r հեռավորությունից:

9. Ինչպե՞ս է կախված ծավալով հավասարաչափ լիցքավորված գնդի էլեկտրական դաշտի՝ **ա**) լարվածությունը, **բ**) պոտենցիալը գնդի կենտրոնից ունեցած r հեռավորությունից:
10. Ինչպե՞ս է կախված հավասարաչափ լիցքավորված ուղիղ, անվերջ երկար լարի էլեկտրական դաշտի՝ **ա**) լարվածությունը, **բ**) պոտենցիալը լարից ունեցած r հեռավորությունից:
11. Ինչպե՞ս է կախված հավասարաչափ լիցքավորված ուղիղ, անվերջ երկար գլանային մակերևույթի էլեկտրական դաշտի՝ **ա**) լարվածությունը, **բ**) պոտենցիալը գլանի առանցքից ունեցած r հեռավորությունից:

§4. Էլեկտրական լիցքերի փոխազդեցության էներգիան: Էլեկտրական դաշտի էներգիան: Հավասարաչափ լիցքավորված գնդոլորտի (գնդի) էներգիան: Էլեկտրոնի դասական շառավիղը

4.1. Կետային լիցքերի համակարգի փոխազդեցության էներգիան: Անընդհատ բաշխվածությամբ լիցքերի փոխազդեցության էներգիան



Նկ.4.1

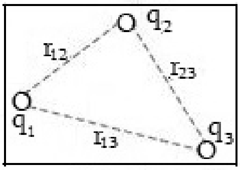
Ենթադրենք q_2 անշարժ կետային լիցքը դաշտ ստեղծողն է, իսկ q_1 կետային լիցքն անվերջ հեռու կետից տեղափոխվել է $r_{12} = r_{21}$ կետը (Նկ. 4.1ա): Մենք արդեն հաշվել ենք այդ տեղափոխման աշխատանքը և ստացել, որ

$$A_\infty = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 r_{12}}: \qquad (4.1)$$

(4.1) արտահատությունն իրենից ներկայացնում է տվյալ համակարգը ստեղծելու աշխատանքը: Հենց դա էլ վերցնում են որպես այդ համակարգի փոխազդեցության էներգիա: Ձևափոխենք դա այնպես, որ այն հնարավոր լինի ներկայացնել գումարի տեսքով՝

$$W = \frac{1}{2}\frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 r_{12}} + \frac{1}{2}\frac{q_2 q_1}{4\pi\varepsilon_0 r_{21}} = \frac{1}{2}\sum_{i\neq k=1}^{2}\frac{q_i q_k}{4\pi\varepsilon_0 r_{ik}}:$$

Հեշտ է նկատել, որ $W = q_1\varphi_1$, որտեղ $\varphi_1 = \frac{q_2}{4\pi\varepsilon_0 r_{12}}$ և դա այն կետի պոտենցիալն է, որտեղ տեղադրվեց q_1 լիցքը: Եթե համարենք, որ P կետում տեղադրված է q_1 անշարժ կետային լիցքը, իսկ q_2 լիցքն անվերջ հեռու կետից տեղափոխվել է $r_{12} = r_{21}$ կետը, ապա կունենանք՝ $W = q_2\varphi_2$, որտեղ $\varphi_2 = \frac{q_1}{4\pi\varepsilon_0 r_{21}}$, և դա այն կետի պոտենցիալն է, որտեղ տեղադրվեց q_2 լիցքը: Ուրեմն, կարող ենք գրել, որ $W = \frac{1}{2}q_1\varphi_1 + \frac{1}{2}q_2\varphi_2 = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{2} q_i\varphi_i$:



Նկ.4.2

Երբ այս համակարգին անվերջությունից ավելացնում ենք q_3 կետային լիցքը (Նկ. 4.2), ապա արդեն կկատարվի $A = \frac{q_1 q_3}{4\pi\varepsilon_0 r_{13}} + \frac{q_2 q_3}{4\pi\varepsilon_0 r_{23}}$ աշխատանք և ստացված համակարգը ստեղծելու ընդհանուր աշխատանքը, այսինքն դրանց փոխազդեցության էներգիան, կլինի՝

$$W = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 r_{12}} + \frac{q_1 q_3}{4\pi\varepsilon_0 r_{13}} + \frac{q_2 q_3}{4\pi\varepsilon_0 r_{23}} = \frac{1}{2}\sum_{i\neq k=1}^{3}\frac{q_i q_k}{4\pi\varepsilon_0 r_{ik}}:$$

Ընդհանրացնելով այս արդյունքը՝ կարող ենք գրել N կետային լիցքերից կազմված համակարգի փոխազդեցության էներգիան՝

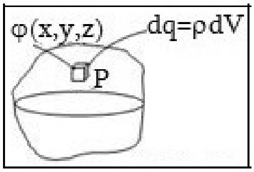
$$W = \frac{1}{2}\sum_{i\neq k=1}^{N}\frac{q_i q_k}{4\pi\varepsilon_0 r_{ik}}: \qquad (4.2)$$

Նկատի ունենանք, որ $\sum_{i=1}^{N}\frac{q_i}{4\pi\varepsilon_0 r_{ik}} = \varphi_k$-ն իրենից ներկայացնում է բոլոր կետային լիցքերի (բացի q_k լիցքից) ստեղծած պոտենցիալն այն կետում, որտեղ գտնվում է q_k լիցքը: Այս դեպքում արդեն (4.2)-ը կարող ենք ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$W = \frac{1}{2}\sum_{k=1}^{N} q_k\varphi_k: \tag{4.3}$$

Կետային լիցքերի համակարգի փոխազդեցության էներգիայի (4.3) բանաձևը (4.2)-ի հետ համեմատած նրանով է հարմար, որ ավելի հեշտ է թույլ տալիս անցնելու անընդհատ բաշխվածությամբ լիցքերի փոխազդեցության էներգիայի հաշվմանը:

ա) Ենթադրենք ունենք լիցքերի ծավալային բաշխվածություն ունեցող մարմին: Այս մարմինը բաժանենք անվերջ թվով հավասար մասերի: Այս դեպքում յուրաքանչյուր կտորը կունենա ρdV լիցք (Նկ. 4.3): Այն կետի պոտենցիալը, որտեղ գտնվում է այդ dq լիցքը, նշանակենք φ-ով: Այս դեպքում, համաձայն (4.3) բանաձևի, կարող ենք գրել՝



Նկ.4.3

$$W = \frac{1}{2}\int_V \varphi\rho dV: \tag{4.4}$$

Այս դեպքում (4.4)-ը հանդիսանում է տվյալ մարմնի սեփական էլեկտրական էներգիայի բանաձևը: Եթե այդ կերպ լիցքավորված մեկից ավել մարմիններ կան, ապա φ-ին կլինի բոլոր մարմինների կողմից ստեղծած պոտենցիալը, և (4.4)-ն իր մեջ կընդգրկի այդ մարմինների փոխազդեցության և սեփական էներգիաները, մինչդեռ կետային լիցքերի դեպքում սեփական էներգիան որոշված չէ:

բ) Լիցքերի մակերևութային բաշխվածության դեպքում կունենանք՝

$$W = \frac{1}{2}\int_S \varphi\sigma dS: \tag{4.5}$$

գ) Լիցքերի գծային բաշխվածության դեպքում՝

$$W = \frac{1}{2}\int_l \varphi\tau dl: \tag{4.6}$$

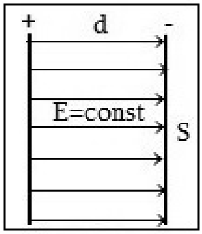
(4.5) և (4.6) բանաձևերը ևս ընգրկում են լիցքավորված մարմինների փոխազդեցության և սեփական էներգիաները:

4.2. Էլեկտրական դաշտի էներգիան, դրա ծավալային խտությունը

Միջնակարգ դպրոցի դասընթացից հայտնի է, որ հարթ կոնդենսատորի էներգիան, որտեղ էլեկտրական դաշտը համասեռ է, տրվում է հետևյալ բանաձևով.

$$W = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2 Sd = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2 V, \tag{4.7}$$

որտեղ $V = Sd$-ն համասեռ դաշտի ծավալն է (Նկ.4.4)։ Հետևաբար դաշտի միավոր ծավալին բաժին ընկնող էներգիան, որին անվանում են էլեկտրական դաշտի էներգիայի ծավալային խտություն, կլինի՝



Նկ.4.4

$$w = \frac{W}{V} = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2 \text{:} \qquad (4.8)$$

Պարզվում է, որ էլեկտրական դաշտի էներգիայի ծավալային խտության (4.8) բանաձևը ճիշտ է նաև անհամասեռ էլեկտրական դաշտի համար։ Այս դեպքում ինչպես E-ն, այնպես էլ w-ն դաշտի տարբեր կետերում կլինեն տարբեր՝

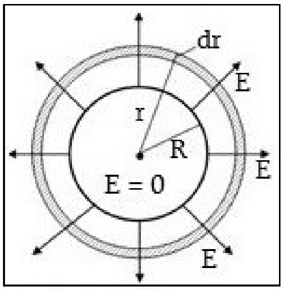
$$w(x,y,z) = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2(x,y,z) \text{:} \qquad (4.8\text{ա})$$

Անհամասեռ դաշտի V ծավալի էներգիան որոշելու համար այդ ծավալը պետք է բաժանել անվերջ թվով հավասար մասերի. նրանցից յուրաքանչյուրի dV ծավալում դաշտն արդեն կարելի է համարել համասեռ, գրել դրա էներգիայի բանաձևը՝ $dW = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2 dV$, և ինտեգրելով ըստ դաշտի զբաղեցրած V ծավալի՝ կստանանք այդ ծավալով դաշտի էներգիան՝

$$W = \frac{1}{2}\int_V \varepsilon_0 E^2 dV \text{:} \qquad (4.9)$$

Որպես օրինակ՝ հաշվենք հավասարաչափ լիցքավորված գնդոլորտի դաշտի էներգիան։

Ենթադրենք ունենք R շառավղով և q լիցքով հավասարաչափ լիցքավորված գնդոլորտ (Նկ. 4.5)։ Հաշվենք դրա էներգիան, որը նրա էլեկտրական դաշտի էներգիան է։ Դրա ներսում $E = 0$, հետևաբար ներսի էներգիան հավասար է զրոյի։



Նկ.4.5

Գնդոլորտից դուրս $E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$ և էներգիան պետք է հաշվենք (4.9) բանաձևով՝ $W = \frac{1}{2}\int_V \varepsilon_0 E^2 dV$։ dV ծավալը վերցնենք dr հաստությամբ գնդային շերտի տեսքով, որի կենտրոնը համընկնում է գնդոլորտի կենտրոնի հետ (Նկ. 4.5), այս դեպքում $dV = 4\pi r^2 dr$, և էներգիայի համար կունենանք

$$W = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \int_R^\infty \frac{q^2 4\pi r^2}{(4\pi\varepsilon_0)^2 r^4} dr = \frac{1}{2}\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0}\int_R^\infty \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{2}\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 R}\text{:}$$

Այսպիսով, q լիցքով հավասարաչափ լիցքավորված գնդոլորտի էներգիան տրվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$W = \frac{q^2}{8\pi\varepsilon_0 R}\text{:} \qquad (4.10)$$

4.3. Հավասարաչափ լիցքավորված գնդի էներգիան: Էլեկտրոնի դասական շառավիղը

Այժմ վերցնենք R շառավղով գունդ, որում q լիցքը հավասարաչափ բաշխված է նրա ծավալով: Այս դեպքում $r \leq R$ տիրույթում $E = \frac{\rho}{3\varepsilon_0} r$ (տես §3) և ներսի դաշտի էներգիան կհաշվենք նախորդի ձևով՝ $W = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \int_0^R \frac{\rho^2 r^2}{9\varepsilon_0^2} 4\pi r^2 dr = \frac{2\pi}{45\varepsilon_0}\rho^2 R^5$: Նկատի ունենալով, որ $\rho = \frac{q}{\frac{4\pi}{3}R^3}$, գնդի ներսում դաշտի էներգիայի համար կունենանք՝

$$W = \frac{q^2}{40\pi\varepsilon_0 R}: \tag{4.11}$$

Գնդից դուրս $E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$ և r -ը փոփոխվում է R-ից մինչև անվերջություն:

Հետևաբար դրսի դաշտի էներգիայի համար կունենանք նույն արտահայտությունը, ինչ որ (4.10)–ը: Գնդի ամբողջ էներգիան կլինի՝

$$W = W_{\text{ն}} + W_{\text{դ}} = \frac{q^2}{40\pi\varepsilon_0 R} + \frac{q^2}{8\pi\varepsilon_0 R} = \frac{3q^2}{20\pi\varepsilon_0 R}:$$

Այսպիսով, q լիցքով հավասարաչափ լիցքավորված գնդի էներգիան հավասար կլինի՝

$$W = \frac{3q^2}{20\pi\varepsilon_0 R}: \tag{4.12}$$

(4.12) բանաձևից էլ հետևում է, որ կետային լիցքի էներգիան անորոշ է, քանի որ այդ դեպքում պետք է $R \to 0$, որի արդյունքում $W \to \infty$:

Կա մոտեցում, որ էլեկտրոնի հանգստի զանգվածը պայմանավորված է նրա էլեկտրաստատիկ էներգիայով, և եթե էլեկտրոնը համարենք r_0 շառավղով գնդիկ, ապա, համաձայն էներգիայի բանաձևի, կարելի է գրել՝ $\frac{3q^2}{20\pi\varepsilon_0 R} = mc^2$, որտեղ c-ն լույսի արագությունն է վակուումում, որին անվանում են նաև էլեկտրադինամիկական հաստատուն: Այդ առնչությունից կունենանք՝

$r_0 = \frac{3q^2}{20\pi\varepsilon_0 mc^2}$: Այս արտահայտության մեջ տեղադրելով $q = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$Կլ, $m = 9{,}1 \cdot 10^{-31}$կգ, $c = 3 \cdot 10^8$մ/վ, $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} = 9 \cdot 10^9$Ն$\cdot$մ^2/Կլ^2, կունենանք՝ $r_0 \approx 1{,}69 \cdot 10^{-15}$մ: Այս մեծությանն անվանում են էլեկտրոնի դասական շառավիղ և այն համարում են դասական էլեկտրադինամիկայի կիրառման սահմանը:

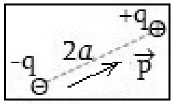
Ստուգողական հարցեր

1. Գրեք q_1 և q_2 երկու անշարժ կետային լիցքերի փոխազդեցության էներգիայի բանաձևը:
2. Գրեք N հատ անշարժ կետային լիցքերի փոխազդեցության էներգիայի բանաձևը:

3. Գրեք անընդհատ (ծավալային, մակերևութային, գծային) բաշխում ունեցող լիցքերի փոխազդեցության էներգիայի բանաձևերը:
4. Գրեք էլեկտրական դաշտի էներգիայի բանաձևը:
5. Գրեք էլեկտրական դաշտի էներգիայի ծավալային խտության բանաձևը:
6 Գրեք q լիցքով հավասարաչափ լիցքավորված R շառավղով գնդոլորտի էներգիայի արտահայտությունը:
7. Գրեք q լիցքով հավասարապես լիցքավորված R շառավղով գնդի էներգիայի արտահայտությունը:
8. Ի՞նչ սկզբունքով է որոշվում էլեկտրոնի դասական շառավիղը, և այն ի՞նչ կարգի մեծություն է:

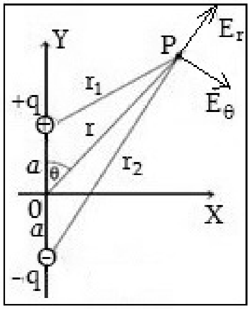
§5. Էլեկտրական դիպոլի էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալը և լարվածությունը դիպոլային մոտավորությամբ: Էլեկտրական դաշտում գտնվող դիպոլի փոխազդեցության էներգիան, դիպոլի վրա ազդող ուժը և ուժի մոմենտը

5.1. Էլեկտրական դիպոլ, դրա էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալը և լարվածությունը դիպոլային մոտավորությամբ



Նկ.5.1

Էլեկտրական դիպոլ (կամ երկբևեռ) կոչվում է իրար հավասար և նշանով հակառակ երկու կետային լիցքերի համակարգը, որոնց միջև $l = 2a$ հեռավորությունը շատ փոքր է այն կետի հեռավորությունից, որտեղ դիտարկվում է այդ համակարգի դաշտը (Նկ. 5.1): Դիպոլի բացասական լիցքը դրականին միացնող $\vec{l}$ վեկտորը կոչվում է դիպոլի բազուկ, իսկ $\vec{p} = q\vec{l}$ վեկտորը հանդիսանում է դիպոլը բնութագրող մեծություն և կոչվում է դիպոլի էլեկտրական մոմենտ կամ դիպոլային մոմենտ: Դիպոլային մոմենտի $\vec{p}$ վեկտորն ուղղված է բացասական լիցքից դրականը: Այդ լիցքերով անցնող ուղիղը կոչվում է դիպոլի առանցք: Եթե l-ը հաստատուն է, ապա դիպոլը կոչվում է կոշտ, հակառակ դեպքում՝ առաձգական: Քննարկենք կոշտ դիպոլի դաշտը նրա կենտրոնից $\vec{r}$–ով հեռու ($r >> l$) գտնվող կետում: Հաշվարկման ժամանակ բավարարվելու ենք $\frac{l}{r} \ll 1$ մեծության առաջին աստիճանով: Այդ մոտավորությունը հայտնի է որպես դիպոլային մոտավորություն: Հաշվարկը պատկերավոր կատարելու համար նկարում l-ը վերցնենք մեծ (Նկ. 5.2): Սկզբում որոշենք դիպոլի դաշտի պոտենցիալը $\vec{r}$ կետում: Այդ դաշտն օժտված է առանցքային համաչափությամբ, հետևաբար դաշտի պատկերը առանցքով անցնող ցանկացած հարթությունում կլինի նույնը: Ընդորում դաշտի $\vec{E}$ լարվածությունը գտնվում է այդ հարթության վրա: Դիտարկվող կետում էլեկտրական դաշտի պոտենցիալը կլինի՝



Նկ.5.2

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r_1} - \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r_2} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2}: \qquad (5.1)$$

որտեղ r_1–ը դիտարկվող կետի հեռավորությունն է դրական, իսկ r_2-ը՝ բացասական լիցքից: Նկ. 5.2-ից տեսնում ենք, որ $\vec{r} = \vec{r}_1 + \vec{a}$, $\vec{r}_2 = \vec{r} + \vec{a}$, որտեղ $\vec{a} = \vec{l}/2$: Հաշվենք r_1 և r_2 վեկտորների մոդուլները դիպոլային մոտավորությամբ.

$$r_1 = \sqrt{r^2 - 2\vec{r}\vec{a} + a^2} = r\sqrt{1 - \frac{2\vec{r}\vec{a}}{r^2} + \frac{a^2}{r^2}} \approx r\sqrt{1 - \frac{2\vec{r}\vec{a}}{r^2}} \approx r\left(1 - \frac{\vec{r}\vec{a}}{r^2}\right) = r - \frac{\vec{r}\vec{a}}{r}:$$

Այստեղ մենք անտեսել ենք $\frac{a^2}{r^2}$ անդամը և վերլուծության ժամանակ օգտվել $(1 \pm x)^n \approx 1 \pm nx$ առնչությունից, որը ճիշտ է առաջին մոտավորությամբ, երբ $x << 1$:

Նույն ձևով կունենանք՝ $r_2 = r + \frac{\vec{r}\vec{a}}{r}$: Հետևաբար $r_2 - r_1 = \frac{\vec{r}2\vec{a}}{r} = \frac{\vec{r}\cdot\vec{l}}{r}$, իսկ $r_2r_1 = = r^2 - \left(\frac{\vec{r}\cdot\vec{a}}{r}\right)^2 \approx r^2$: Տեղադրելով սրանք (5.1)-ի մեջ՝ կունենանք.

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\vec{r}\cdot\vec{l}}{r^3} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\vec{p}\cdot\vec{r}}{r^3}: \qquad (5.2)$$

(5.2) բանաձևից նկատում ենք, որ դիպոլի դաշտի պոտենցիալը նվազում է հեռավորության քառակուսուն հակադարձ համեմատական կերպով $\left(\sim\frac{1}{r^2}\right)$, մինչդեռ առանձին կետային լիցքի պոտենցիալը նվազում է հեռավորությանը հակադարձ համեմատական $\left(\sim\frac{1}{r}\right)$: (5.2)-ը գրենք հետևյալ տեսքով՝

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{p\cos\theta}{r^2}: \qquad (5.3)$$

Դիպոլի դաշտի լարվածությունը գտնելու համար որոշենք $\vec{E}$–ի պրոյեկցիաները $\vec{r}$–ի և դրան ուղղահայաց ուղղությամբ (Նկ. 5.2): Քանի որ բևեռային կոորդինատական համակարգում երկու անվերջ մոտ կետերի միջև տարրական dl հեռավորությունը որոշվում է $dl^2 = dr^2 + r^2d\theta^2$ արտահայտությամբ, ուստի $E_r = -\frac{\partial\varphi}{\partial r}$, $E_\theta = -\frac{\partial\varphi}{r\,\partial\theta}$: Հաշվենք E_r և E_θ բաղադրիչները՝ $E_r = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2p\cdot\cos\theta}{r^3}$, $E_\theta = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{p\cdot\sin\theta}{r^3}$, հետևաբար՝

$$E = \sqrt{E_r^2 + E_\theta^2} = \frac{p}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\sqrt{4\cos^2\theta + \sin^2\theta} = \frac{p}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\sqrt{1 + 3\cos^2\theta}:$$

Այսպիսով, դիպոլի դաշտի լարվածության մոդուլը կամայական կետում տրվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$E = \frac{p}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\sqrt{1 + 3\cos^2\theta}: \qquad (5.4)$$

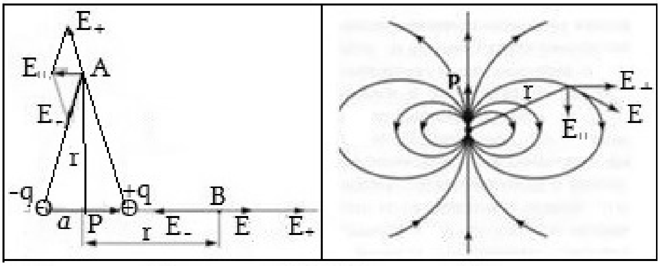
(5.4)-ում տեղադրելով $\theta = 0$. կստանանք դաշտի լարվածությունը դիպոլի առանցքի վրա.

$$E_{\text{առ}} = \frac{2p}{4\pi\varepsilon_0 r^3} = E_{\vec{p}}: \qquad (5.5)$$

$E_{\text{առ}}$ վեկտորն ուղղված է դիպոլի առանցքով, որը համապատասխանում է առանցքային համաչափությամբ օժտված խնդրին: Ընդ որում $E_{\text{առ}}$–ն ունի $\vec{p}$–ի ուղղությունը (Նկ.5.3ա), այնպես որ կարող ենք գրել՝

$$\vec{E}_{\vec{p}} = \frac{2\vec{p}}{4\pi\varepsilon_0 r^3} = \vec{E}_{II}: \qquad (5.6)$$

(5.4)-ում տեղադրելով $\theta = \frac{\pi}{2}$, կստանանք դաշտի լարվածությունը դիպոլի կենտրոնով անցնող և նրա առանցքին ուղղահայաց ուղղի վրա (Նկ. 5.3 ա),



ա) Նկ.5.3 բ)

$$E_{\perp}=\frac{\mathrm{p}}{4\pi\varepsilon_0\mathrm{r}^3}: \tag{5.7}$$

Ընդ որում $\vec{\mathrm{E}}_{\perp}$-ն ուղղված է $\vec{\mathrm{p}}$ վեկտորին հակառակ՝

$$\vec{\mathrm{E}}_{\perp}=-\frac{\vec{\mathrm{p}}}{4\pi\varepsilon_0\mathrm{r}^3}: \tag{5.8}$$

Նկ. 5.3բ-ում պատկերված են դիպոլի դաշտի ուժագծերը և կամայական կետի $\vec{\mathrm{E}}_{\perp}$, $\vec{\mathrm{E}}_{\vec{\mathrm{p}}}$ և $\vec{\mathrm{E}}$ վեկտորները: Եթե դիտարկվող կետը տեղափոխենք դիպոլի առանցքի վրա, ապա $\vec{\mathrm{E}}_{\perp}$-ը կունենա $\vec{\mathrm{p}}$–ի հակառակ ուղղությունը, իսկ $\vec{\mathrm{E}}_{\vec{\mathrm{p}}}=\mathrm{E}_{\mathrm{II}}$–ը կունենա $\vec{\mathrm{p}}$-ի ուղղությունը:

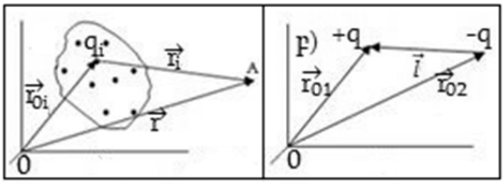
Ինչպես հետևում է ստացված արդյունքներից, դիպոլի դաշտի լարվածության մոդուլը նվազում է դիպոլից ունեցած r հեռավորությունից $1/\mathrm{r}^3$ օրենքով:

Դիպոլի դաշտի լարվածության $\vec{\mathrm{E}}$ վեկտորը ընդհանուր դեպքում որոշվում է հետևյալ արտահայտությունից՝

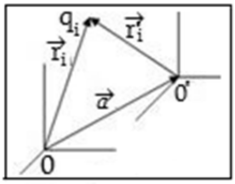
$$\vec{\mathrm{E}}=-\mathrm{grad}\varphi=-\vec{\nabla}\left(\frac{\vec{\mathrm{p}}\cdot\vec{\mathrm{r}}}{4\pi\varepsilon_0\mathrm{r}^3}\right)=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{3(\vec{\mathrm{p}}\cdot\vec{\mathrm{r}})\vec{\mathrm{r}}-\vec{\mathrm{p}}\mathrm{r}^2}{\mathrm{r}^5}: \tag{5.9}$$

5.2. Անշարժ կետային լիցքերի համակարգի դաշտի պոտենցիալը և լարվածությունը դիպոլային մոտավորությամբ: Կետային լիցքերի համակարգի դիպոլային մոմենտը և դրա առանձնահատկությունը

Ենթադրենք ունենք անշարժ կետային լիցքերի համակարգ, որի գծային չափերը նշանակենք l-ով և որոշենք այդ համակարգի դաշտի պոտենցիալը և լարվածությունն այն կետում, որը համակարգի ցանկացած կետից գտնվում է $\mathrm{r_i}\gg l$ հեռավորության վրա (Նկ. 5.4ա): Դիտարկվող A կետի պոտենցիալը կլինի՝



ա) Նկ.5.4 բ)



Նկ.5.5

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{N}\frac{q_i}{r_i}: \tag{5.10}$$

Նկատի ունենանք, որ $\vec{r}_i = \vec{r} - \vec{r}_{0i}$: Այս դեպքում

$$r_i^2 = r^2 - 2\vec{r}\cdot\vec{r}_{0i} + r_{0i}^2 = r^2\left(1 - \frac{2\vec{r}\vec{r}_{0i}}{r^2} + \frac{r_{0i}^2}{r^2}\right):$$

Քանի որ $r \gg r_{0i}$, ապա առաջին կարգի մոտավորությամբ կունենանք՝ $r_i = r\sqrt{\left(1 - \frac{2\vec{r}\vec{r}_{0i}}{r^2} + \frac{r_{0i}^2}{r^2}\right)} \approx r\left(1 - \frac{2\vec{r}\vec{r}_{0i}}{r^2}\right)^{1/2}$, իսկ $\frac{1}{r_i} = \frac{1}{r}\left(1 - \frac{2\vec{r}\vec{r}_{0i}}{r^2}\right)^{-1/2} \approx \frac{1}{r}\left(1 + \frac{\vec{r}\vec{r}_{0i}}{r^2}\right) = \frac{1}{r} + \frac{\vec{r}\vec{r}_{0i}}{r^3}$:

Այս արտահայտությունը տեղադրելով (5.10)-ի մեջ՝ կունենանք.

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\sum_{i=1}^{N} q_i}{r} + \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\vec{r}\cdot\sum_{i=1}^{N} q_i\vec{r}_{0i}}{r^3}:$$

Կատարենք նշանակում՝

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^{N} q_i\vec{r}_{0i}: \tag{5.11}$$

Այս մեծությանն անվանում են կետային լիցքերի համակարգի դիպոլային մոմենտ: Օրինակ, եթե համակարգը կազմված է երկու կետային լիցքերից՝ $q_1 = q$, $q_2 = -q$, ապա $\vec{p} = q_1\vec{r}_{01} + q_2\vec{r}_{02} = q(\vec{r}_{01} - \vec{r}_{02}) = q\vec{l}$ (տե՛ս Նկ. 5.4 բ):

Այսպիսով, դիպոլային մոտավորությամբ կետային լիցքերի դաշտի պոտենցիալը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r} + \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\vec{p}\cdot\vec{r}}{r^3}, \tag{5.12}$$

որտեղ $q = \sum_{i=1}^{N} q_i$:

Եթե համակարգը էլեկտրաչեզոք չէ՝ $\sum_{i=1}^{N} q_i \neq 0$, ապա $\vec{p}$-ն և հետևաբար φ-ն կախված կլինեն հաշվարկման սկզբնակետի ընտրության դիրքից: Սակայն, երբ $\sum_{i=1}^{N} q_i = 0$, համակարգն էլեկտրաչեզոք է, ապա՝

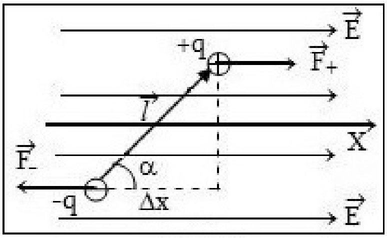
$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\vec{p}\cdot\vec{r}}{r^3}: \tag{5.13}$$

Այս դեպքում $\vec{p}$-ն արդեն կախված չէ հաշվարկման համակարգի սկզբնակետի դիրքից: Իսկապես, ենթադրենք ունենք երկու հաշվարկման համակարգեր, որոնց սկզբնակետերը շեղված են $\vec{a}$-ով (Նկ.5.5): Այս դեպքում O սկզբնակետով համակարգի նկատմամբ՝ $\vec{p} = \sum_{i=1}^{N} q_i\vec{r}_i$, իսկ $0'$ սկզբնակետով համակարգի նկատմամբ՝ $\vec{p}' = \sum_{i=1}^{N} q_i\vec{r}_i'$: Քանի որ $\vec{r}_i = \vec{a} + \vec{r}_i'$, ուստի

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^{N} q_i\vec{r}_i = \sum_{i=1}^{N} q_i(\vec{a} + \vec{r}_i') = \vec{a}\sum_{i=1}^{N} q_i + \sum_{i=1}^{N} q_i\vec{r}_i' = \vec{p}':$$

Այն դեպքում, երբ $\sum_{i=1}^{N} q_i = 0$ և $\vec{p} = \sum_{i=1}^{N} q_i \vec{r}_i = 0$, ապա (5.12)-ից հետևում է, որ $\varphi = 0$: Սակայն իրականում այս դեպքում էլ $\varphi \neq 0$ և պոտենցիալի արտահայտությունը ստանալու համար պետք է վերլուծությունների ժամանակ պահել երկրորդ և ավելի բարձր կարգի անդամները:

5.3. Էլեկտրական դաշտում գտնվող դիպոլի փոխազդեցության էներգիան, դիպոլի վրա ազդող ուժը և ուժի մոմենտը



Նկ.5.6

Պարզության համար ենթադրենք, որ դիպոլը գտնվում է X-առանցքով ուղղված համասեռ էլեկտրական դաշտում (Նկ. 5.6): Այն կետի պոտենցիալը, որտեղ գտնվում է դիպոլի բացասական լիցքը, նշանակենք φ_-–ով, իսկ որտեղ գտնվում է դրական լիցքը՝ φ_+–ով: Այս դեպքում դիպոլի փոխազդեցության էներգիան դաշտի հետ կլինի՝ $W = q\varphi_+ - q\varphi_- = q(\varphi_+ - \varphi_-) = q\Delta\varphi = q\frac{\partial\varphi}{\partial x}\Delta x = -qE_x\Delta x = -qE_x l\cos\alpha = -pE\cos\alpha = -\vec{p}\cdot\vec{E}$:

Ստացված արտահայտությունը ճիշտ է նաև անհամասեռ դաշտի դեպքում, եթե դրա անհամասեռությունը դիպոլի բազուկի վրա կարելի է անտեսել: Այսպիսով, կետային դիպոլի փոխազդեցության էներգիան արտաքին դաշտի հետ տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ.

$$W = -\vec{p}\cdot\vec{E}: \tag{5.14}$$

Քանի որ դիպոլի սեփական էներգիան՝ l հեռավորության վրա գտնվող $-q$ և q կետային լիցքերի փոխազդեցության էներգիան, հավասար է $-\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 l}$-ի, ուստի դիպոլի լրիվ էներգիան կլինի՝ $W_{լր} = -\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 l} - \vec{p}\cdot\vec{E}$: Սակայն դաշտի կողմից դիպոլի վրա ազդող ուժը որոշվում է $\vec{F} = -\mathrm{qradW}$ արտահայտությամբ: Եթե դաշտը համասեռ է, ապա այդ ուժը կտա զրո: Անհամասեռ դաշտի դեպքում այդ ուժը կլինի՝ $\vec{F} = \vec{\nabla}(\vec{p}\cdot\vec{E})$, և եթե $\vec{p}$ -ն հաստատուն է, ապա՝

$$\vec{F} = (\vec{p}\cdot\vec{\nabla})\vec{E}: \tag{5.15}$$

(5.15)-ը կարելի է ներկայացնել նաև հետևյալ տեքով.

$$\vec{F} = p\frac{\partial\vec{E}}{\partial l}: \tag{5.16}$$

Այստեղ ածանցումը կատարվում է դիպոլի $\vec{l}$ բազուկի ուղղությամբ: Այդ արտահայտությունից կարելի է եզրակացնել, որ դիպոլի վրա ազդող ուժն ուղղված է դաշտի աճման ուղղությամբ:

Տեսնենք, թե ինչպես է իրեն պահում դիպոլը համասեռ էլեկտրական դաշտում (Նկ. 5.6): Դրական լիցքի վրա ազդող ուժը կլինի՝ $\vec{F}_{+} = q\vec{E}$, իսկ բացասականի վրա՝ $\vec{F}_{-} = -q\vec{E}$ և $\vec{F}_{+} + \vec{F}_{-} = 0$: Սակայն այս ուժերը կազմում են ուժազույգ և պտտում են դիպոլին: Պտտող մոմենտը կլինի՝ $M = F_{+}l\sin\alpha = qEl\sin\alpha = pE\sin\alpha$: Վեկտորական տեսքով դա կունենա հետևյալ տեսքը.

$$\vec{M} = \vec{p} \times \vec{E}: \tag{5.17}$$

Այդ պտտող մոմենտի ազդեցության տակ դիպոլը պտտվում է այնպես, որ նրա դիպոլային մոմենտն ուղղվի $\vec{E}$–ի ուղղությամբ: Եթե դաշտն անհամասեռ է, ապա դիպոլը պտտվելու հետ մեկտեղ կտեղաշարժվի դաշտի աճման ուղղությամբ:

(5.17) բանաձևը ճիշտ է նաև անհամասեռ դաշտի համար, եթե դրա անհամասեռությունը դիպոլի բազուկի վրա կարելի է անտեսել:

Ստուգողական հարցեր

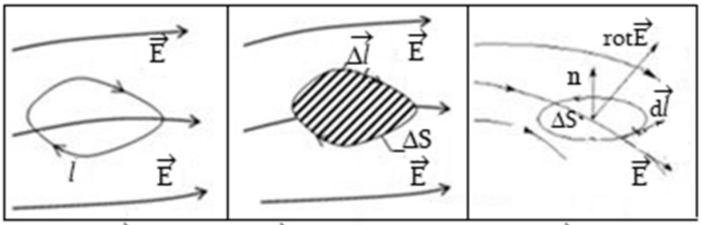
1. Ո՞րն է էլեկտրական դիպոլը (երկբևեռը): Ո՞րն է էլեկտրական դիպոլի բազուկը և դիպոլային մոմենտը:
2. Ի՞նչ ուժ է ազդում $\vec{p}$ էլեկտրական մոմենտով կետային դիպոլի վրա $\vec{E}$ լարվածությամբ՝ **ա**) համասեռ, **բ**) անհամասեռ էլեկտրական դաշտի կողմից:
3. Ի՞նչ ուժի մոմենտ է ազդում $\vec{p}$ էլեկտրական մոմենտով կետային դիպոլի վրա $\vec{E}$ լարվածությամբ՝ **ա**) համասեռ, **բ**) անհամասեռ դաշտի կողմից:
4. Արտաքին $\vec{E}$ լարվածությամբ էլեկտրաստատիկ դաշտում կա $\vec{p}$ էլեկտրական մոմենտով կետային դիպոլ: Ինչքա՞ն է դիպոլի փոխազդեցության էներգիան:
5. q_0 կետային լիցքը $\vec{p}$ էլեկտրական մոմենտով կետային դիպոլից գտնվում է r հեռավորության վրա: Ինչքա՞ն է դրանց փոխազդեցության էներգիան:
6. Գրեք $\vec{p}$ էլեկտրական մոմենտով դիպոլի պոտենցիալի բանաձևը՝ դիպոլային մոտավորությամբ:
7. Գրեք կետային լիցքերի համակարգի պոտենցիալի բանաձևը՝ դիպոլային մոտավորությամբ:
8. Ո՞րն է կոչվում կետային լիցքերի համակարգի դիպոլային մոմենտ:
9. Գրեք էլեկտրաչեզոք կետային լիցքերի համակարգի դաշտի պոտենցիալի բանաձևը՝ դիպոլային մոտավորությամբ:
10. Ի՞նչ առանձնահատկությամբ է օժտված էլեկտրաչեզոք կետային լիցքերի համակարգի դիպոլային մոմենտը:
11. Հավասարաչափ լիցքավորված ուղիղ, անվերջ լարը ոչ բևեռային մոլեկուլին կձգի՞, թե՞ կվանի:

12. Հավասարաչափ լիցքավորված օղակի կենտրոնում կա ոչ բևեռային մոլեկուլ: Կազդի՞ արդյոք դրա վրա ուժ:
13. Հավասարաչափ լիցքավորված օղակի առանցքի վրա կա ոչ բևեռային մոլեկուլ: Օղակը դրան կձգի՞, թե՞ կվանի:
14. Հավասարաչափ լիցքավորված անվերջ հարթությունը ոչ բևեռային մոլեկուլին կձգի՞, թե՞ կվանի:

§6. Էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածության շրջապտույտ: Պուասոնի և Լապլասի հավասարումները: Արտապատկերման մեթոդ

6.1. Էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածության շրջապտույտ: Էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալության պայմանի ինտեգրալ և դիֆերենցիալ տեսքերը

Մենք արդեն պարզել ենք, որ էլեկտրաստատիկ դաշտի ուժերը կոնսերվատիվ (պոտենցիալային) ուժեր են, և հետևաբար դրանց կատարած աշխատանքը փորձնական q_0 լիցքը փակ հետագծով տեղափոխելիս հավասար է զրոյի: Ենթադրենք q_0 լիցքը ժամսլաքի ուղղությամբ տեղափոխվել է l կամայական փակ կոնտուրով (Նկ. 6.1ա):



ա) բ) Նկ.6.1 գ)

Այս դեպքում $A = \oint_l q_0 \vec{E} d\vec{l} = 0$, որտեղից հետևում է, որ

$$\oint_l \vec{E} d\vec{l} = 0: \tag{6.1}$$

Այս առնչությունը հանդիսանում է էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալության պայմանի ինտեգրալ տեսքը և ճիշտ է միայն էլեկտրաստատիկ դաշտի համար: $C = \oint_l \vec{E} d\vec{l}$ ինտեգրալին անվանում են էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածության շրջապտույտ:

Այսպիսով, էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածության շրջապտույտը ցանկացած փակ կոնտուրով հավասար է զրոյի: Այդ արդյունքը ժամանակի ընթացքում փոփոխվող դաշտի համար ճիշտ չէ և հետևաբար հիմնարար օրենք չէ:

Էլեկտրաստատիկ դաշտում վերցնենք փոքր հարթ կոնտուր, որի երկարությունը Δl է, իսկ դրանով եզրագծված մակերեսը՝ ΔS (Նկ.6.1բ): $\vec{E}$ վեկտորի շրջապտույտը Δl կոնտուրով կլինի՝

$$\Delta C = \oint_{\Delta l} \vec{E} d\vec{l}: \tag{6.2}$$

Այս արտահայտությունը բաժանելով ΔS–ի վրա՝ կունենանք $\frac{\Delta C}{\Delta S} = \frac{1}{\Delta S}\oint_{\Delta l}\vec{E}d\vec{l}$: Այժմ ΔS–ը ձգտեցնենք զրոյի այնպես, որ դիտարկվող M(x,y,z) կետը մնա նրա ներսում, կունենանք՝ $\lim_{\Delta S\to 0}\frac{\Delta C}{\Delta S} = \lim_{\Delta S\to 0}\frac{1}{\Delta S}\oint_{\Delta l}\vec{E}d\vec{l} = \frac{dC}{dS}$:

Պարզվում է, որ այս սահմանն իրեն պահում է որպես վեկտորի պրոյեկցիա ΔS-ի դրական նորմալի վրա և այդ նորմալի ուղղությամբ ընդունում է առավելագույն արժեք (Նկ.6.1գ): Այդ վեկտորին անվանում են $\vec{E}$ վեկտորի ռոտոր (մրրիկ) և կրճատ գրում են $\mathrm{rot}\vec{E}$:

Այսպիսով՝ $\left(\mathrm{rot}\vec{E}\right)_n = \frac{dC}{dS}$, որտեղից $dC = \left(\mathrm{rot}\vec{E}\right)_n dS = \mathrm{rot}\vec{E}d\vec{S}$ և կարող ենք գրել, որ $\Delta C = \oint_{\Delta l}\vec{E}d\vec{l} = \int_{\Delta S}\mathrm{rot}\vec{E}d\vec{S}$:

Ստացված առնչությունը գրված է կամայական կոնտուրի համար և հայտնի է որպես Սթոքսի բանաձև: Քանի որ $\oint_{\Delta l}\vec{E}d\vec{l} = 0$, ապա $\int_{\Delta S}\mathrm{rot}\vec{E}d\vec{S} = 0$: Այս առնչությունը տեղի ունի կամայական ΔS մակերեսի համար, հետևաբար՝

$$\mathrm{rot}\vec{E} = 0: \tag{6.3}$$

(6.3) առնչությունն իրենից ներկայացնում է էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալության պայմանի դիֆերենցիալ տեսքը: (6.3)-ը նշանակում է, որ էլեկտրաստատիկ դաշտը մրրկային չէ:

$\mathrm{rot}\vec{E}$-ի տեսքը կախված է կետի դիրքը բնութագրող կոորդինատական համակարգի ընտրությունից: Դեկարտյան կոորդինատական համակարգում՝

$$\left(\mathrm{rot}\vec{E}\right)_x = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z};\quad \left(\mathrm{rot}\vec{E}\right)_y = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x};\quad \left(\mathrm{rot}\vec{E}\right)_z = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}:$$

Հեշտ է նկատել, որ $\mathrm{rot}\vec{E}$ -ն իրենից ներկայացնում է $\vec{\nabla}$ վեկտորական դիֆերենցիալ օպերատորի և $\vec{E}$ վեկտորի սիմվոլիկ վեկտորական արտադրյալը: Իսկապես՝

$$\vec{\nabla}\times\vec{E} = \begin{vmatrix} \hat{\imath} & \hat{\jmath} & \hat{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} = \hat{\imath}\left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}\right) + \hat{\jmath}\left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}\right) + \hat{k}\left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}\right):$$

Այսպիսով՝ $\mathrm{rot}\vec{E} = 0$: Սա տեղի ունի էլեկտրաստատիկ դաշտի կամայական կետի համար:

Այժմ կարող ենք գրել էլեկտրաստատիկայի հիմնական հավասարումները.

$$\mathrm{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0},\qquad \mathrm{rot}\vec{E} = 0:$$

Ընդ որում, այս հավասարումներից առաջինը հիմնարար հավասարում է: Այս հավասարումները $\vec{\nabla}$ վեկտորական դիֆերենցող օպերատորի միջոցով կգրվի հետևյալ կերպ.

$$\vec{\nabla}\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0},\qquad \vec{\nabla}\times\vec{E} = 0:$$

6.2. Պուասոնի և Լապլասի հավասարումները: Միակության թեորեմ

Եթե հայտնի է էլեկտրական դաշտը ստեղծող լիցքերի բաշխվածությունը, տեսնենք թե ինչպես կարելի է որոշել դրանց ստեղծած դաշտը: Դրա համար օգտվենք Գաուսի թեորեմի դիֆերենցիալ տեսքից՝

$$\mathrm{div}\vec{\mathrm{E}} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}: \qquad (6.4)$$

Այստեղ տեղադրենք $\vec{E} = -grad\varphi = -\vec{\nabla}\varphi$ արտահայտությունը:

Պարզության համար քննարկումը կատարենք Դեկարտյան կորդինատական համակարգում, որտեղ $\mathrm{div}\vec{\mathrm{E}} = \frac{\partial \mathrm{E_x}}{\partial \mathrm{x}} + \frac{\partial \mathrm{E_y}}{\partial \mathrm{y}} + \frac{\partial \mathrm{E_z}}{\partial \mathrm{z}}$: Տեղադրելով $\mathrm{E_x} = -\frac{\partial\varphi}{\partial \mathrm{x}}$, $\mathrm{E_y} = -\frac{\partial\varphi}{\partial \mathrm{y}}$, $\mathrm{E_z} = -\frac{\partial\varphi}{\partial \mathrm{z}}$, կունենանք՝

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial \mathrm{x}^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial \mathrm{y}^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial \mathrm{z}^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}: \qquad (6.5)$$

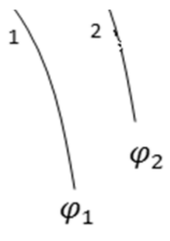
Այս հավասարումը հայտնի է որպես Պուասոնի հավասարում: Ներմուծենք հետևյալ դիֆերենցող օպերատորը՝ $\Delta = \vec{\nabla}\vec{\nabla} = \frac{\partial^2}{\partial \mathrm{x}^2} + \frac{\partial^2}{\partial \mathrm{y}^2} + \frac{\partial^2}{\partial \mathrm{z}^2}$, որին անվանում են Լապլասի օպերատոր: Այս օպերատորի միջոցով Պուասոնի հավասարումը կգրվի հետևյալ տեսքով՝

$$\nabla^2\varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad \text{կամ} \quad \Delta\varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}: \qquad (6.6)$$

Այն կետերում, որտեղ $\rho = 0$, էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալը կբավարարի հետևյալ հավասարմանը՝

$$\nabla^2\varphi = 0: \qquad (6.7)$$

(6.7)-ը կոչվում է Լապլասի հավասարում, այն երկրորդ կարգի մասնակի ածանցյալներով դիֆերենցիալ հավասարում է և φ-ն որոշելիս առաջանում է ինտեգրման երկու անորոշ հաստատուններ, որոնցից ազատվելու համար անհրաժեշտ է իմանալ երկու համապոտենցիալ մակերևույթների վրա պոտենցիալի արժեքները: Այսպիսով, (6.7) հավասարումը լուծելուց հետո պետք է պահանջել, որ φ պոտենցիալը 1-ին համապոտենցիալ մակերևույթի վրա ընդունի φ_1, իսկ 2-րդի վրա՝ φ_2 արժեքը.



$$\varphi|_1 = \varphi_1 , \qquad \varphi|_2 = \varphi_2:$$

Այս դեպքում արդեն կունենանք φ-ի տեսքն այս երկու համապոտենցիալ մակերևույթների միջև եղած տարածությունում: (6.7) հավասարման անալիտիկ լուծումը հնարավոր է կատարել միայն շատ քիչ դաշտերի համար: Սակայն որոշ դեպքերում, առանց լուծելու (6.7)-ը, ելնելով դաշտի կառուցվածքից, հնարավոր է լինում առաջարկել այնպիսի ֆունկցիա, որը բավարարի Լապլասի հավասարմանը և այդ խնդրի եզրային պայմաններին, այսինքն 1 մակերևույթի վրա ունենա φ_1 արժեքը, իսկ 2-ի վրա՝ φ_2: Պարզվում է, որ այդ ֆունկցիան միակն է, այն նույնությամբ կիամընկնի (6.7)-ի անալիտիկորեն լուծումից ստացված φ ֆունկցիայի հետ: Իսկապես, ենթադրենք անալիտիկորեն գտած լուծումը φ-ն է, իսկ առաջարկվածը՝ φ': Այս երկուսն էլ բավարարում են Լապլասի հավասարմանը և այդ խնդրի եզրային պայմաններին՝ $\varphi'|_1 = \varphi_1$, $\varphi'|_2 = \varphi_2$: Կազմենք $\Psi = \varphi - \varphi'$ ֆունկցիան: Այս դեպքում՝ $\nabla^2\Psi = \nabla^2\varphi - \nabla^2\varphi' = 0 - 0 = 0$: Այսինքն Ψ-ն բավարարում է Լապլասի հավասարմանը, որի եզրային պայմանները զրո են՝ $\Psi|_1 = \varphi|_1 - \varphi'|_1 = 0$, $\Psi|_2 = \varphi|_2 - \varphi'|_2 = 0$: Այս դեպքում Լապլասի հավասարումն ունի միայն զրոյական լուծում՝ $\Psi \equiv 0$: Այստեղից էլ հետևում է, որ $\varphi = \varphi'$: Սրանում է միակության թեորեմի էությունը:

6.3. Միակության թեորեմի կիրառության օրինակ: Արտապատկերման մեթոդ: Կետային լիցք, անվերջ հարթ մետաղե պատ համակարգի էլեկտրական դաշտը

Երբ հաղորդիչների համակարգի մոտակայքում տեղադրված են կետային լիցքեր, ապա հաղորդիչների վրա առաջանում են մակածված լիցքեր և ամենուրեք դաշտն իրենից ներկայացնում է այդ կետային լիցքերի և մակածված լիցքերի դաշտերի վերադրման արդյունք: Որոշ դեպքերում հնարավոր է լինում մակածված լիցքերը փոխարինել կետային լիցքերով և մտովի դրանց պատկերացնել այն կետում, որտեղ կստացվեր համակարգում գտնվող կետային լիցքի պատկերը, եթե հաղորդիչը ներկայացվի որպես հայելի: Սա է պատճառը, որ դաշտը որոշելու այս ձևը կոչվում է արտապատկերման մեթոդ:

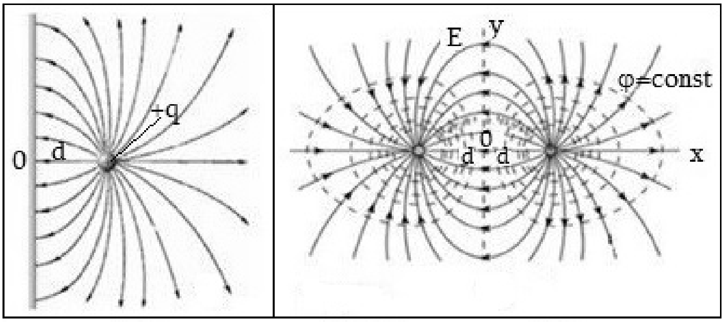
Քննարկենք հակառակ նշանի, մեծությամբ հավասար երկու կետային լիցքերի դաշտը, որոնք գտնվում են 2d հեռավորության վրա (Նկ. 6.2բ):

Այս դեպքում կամայական (x,y,z) կետի պոտենցիալը կլինի՝

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{\sqrt{(x-d)^2+y^2+z^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x+d)^2+y^2+z^2}}\right): \qquad (6.8)$$

Նկարում կետագծերով բերված է այդ դաշտի համապոտենցիալ մակերևույթների հատույթը: Այս դաշտի պոտենցիալը x = 0 հարթության վրա հավասար է զրոյի:

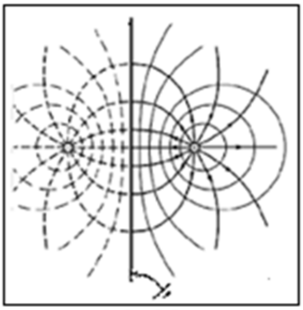
Այժմ պատկերացնենք, որ $x \leq 0$ անվերջ կիսատարածությունը լցված է հաղորդչով, որի սահմանը YOZ հարթությունն է, իսկ +q կետային լիցքը գտնվում է այդ հարթությունից x = d հեռավորության վրա (Նկ. 6.2ա): Պարզ է, որ այդ լիցքը հաղորդչի մակերևույթին կմակածի մակերևութային −q լիցք: Հաղորդչի պոտենցիալը պետք է լինի զրո, իսկ +q-ից դուրս եկող ուժագծերը պետք է նորմալով փակվեն դրա վրա:



ա) Նկ.6.2 բ)

Հեշտ է նկատել, որ Նկ. 6.2բ-ի դաշտի ուժագծերը (աջ կեսը) բավարարում են այդ պայմանին: Սա նշանակում է, որ +q կետային լիցքի և մակածված մակերևութային −q լիցքերի դաշտը կարող է համարվել +q կետային լիցքի և իր հայելային արտապատկերման կետում տեղադրված −q կետային լիցքի դաշտ (Նկ.6.2), որի պոտենցիալը տրվում է (6.8) առնչությամբ:

Եթե հաղորդիչը չի զբաղեցնում ամբողջ $x < 0$ կիսատարածությունը, այլ $x = 0$ հարթությունում գտնվում է հարթ մետաղական թիթեղ, ապա թիթեղի հակառակ կողմում կառաջանա +q մակածված լիցք, որը կփոխի դաշտի տեսքը, և դաշտը արդեն չի լինի +q և իր պատկերի դաշտը: Եթե այդ թիթեղը հողակցվի (Նկ. 6.3), այս դեպքում +q մակածված լիցքը կտեղափոխվի երկրագնդի վրա և նորից դաշտը կհամընկնի +q և իր արտապատկերման կետում գտնվող−q կետային լիցքերի դաշտի հետ: Այս դեպքում հողակցված թիթեղի կամ անվերջ հաղորդչի և +q լիցքի փոխազդեցության ուժը և էներգիան կտրվեն հետևյալ բանաձևերով՝



Նկ.6.3

$$|F| = \frac{q^2}{2\pi\varepsilon_0(2d)^2}\,, \qquad W = -\frac{q^2}{2\pi\varepsilon_0 d}\,: \tag{6.9}$$

Անմիջական տեղադրմամբ կարող ենք համոզվել, որ (6.8)-ը բավարարում է Լապլասի $\nabla^2\varphi = 0$ հավասարմանը և այս խնդրի եզրային պայմաններին, ուրեմն բերված լուծումը միակն է:

Ստուգողական հարցեր

1. Ո՞ր մեծությանն են անվանում էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածության շրջապտույտ:
2. Գրեք էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալության պայմանի՝ **ա)** ինտեգրալ տեսքը, **բ)** դիֆերենցիալ տեսքը:

3. Էլեկտրաստատիկ դաշտի ուժագծերը կարո՞ղ են լինել միմյանց զուգահեռ ուղիղ գծեր, որոնց միջև հեռավորությունը կարող է նվազել կամ աճել:
4. Գրեք Պուասոնի և Լապլասի հավասարումները էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալի համար և մեկնաբանեք դրանք:
5. Ինչու՞մն է կայանում միակության թեորեմի էությունը:
6. Միակության թեորեմի հիման վրա ինչպե՞ս է որոշվում կետային լիցք, անվերջ հարթ մետաղե պատ համակարգի էլեկտրական դաշտը:
7. Ինչպե՞ս է որոշվում q կետային լիցքից d հեռավորության վրա գտնվող անվերջ, հարթ մետաղե պատ համակարգի փոխազդեցության ուժը և էներգիան:

§7. Էլեկտրական դաշտը միջավայրում: Էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածությունը և պոտենցիալը մետաղների ներսում և մակերևույթին: Մեկուսի հաղորդչի էլեկտրաունակությունը: Կոնդենսատորների էլեկտրաունակությունը և էներգիան

7.1. Էլեկտրական դաշտը միջավայրում: Էլեկտրաստատիկ մակածման երևույթ

Եթե $\vec{E}_0$ լարվածությամբ արտաքին էլեկտրական դաշտում կա միջավայր, ապա յուրաքանչյուր կետում դաշտի $\vec{E}$ լարվածությունը $\vec{E}_0$-ից կտարբերվի միջավայրի ներսում գտնվող լիցքավորված մասնիկների կողմից ստեղծած դաշտի լարվածությամբ:

Ինչպես հայտնի է, բոլոր նյութերը կազմված են ատոմներից, որոնք իրենց հերթին կազմված են էլեկտրոններից և դրական միջուկներից ու գտնվում են անընդհատ շարժման մեջ: Որպեսզի գտնենք էլեկտրական $\vec{E}$ դաշտի լարվածությունը միջավայրի ներսի որևէ կետում, պետք է արտաքին $\vec{E}_0$ դաշտին գումարենք այդ բոլոր մասնիկների ստեղծած դաշտերն այդ կետում: Այդ դաշտը կոչվում է միկրոսկոպիկ դաշտ և այն կտրուկ փոփոխվող է թե՛ տարածության մեջ, թե՛ ժամանակի ընթացքում՝ $\vec{E}_{միկ}(x,y,z,t)$: Թե՛ փորձնականորեն, թե՛ անալիտիկորեն այս դաշտն անհնար է որոշել: Սակայն մակրոսկոպիկ հարցերի քննարկման համար այդ դաշտի կարիքը չկա և վերցնում են դրա տարածականորեն միջինացված արժեքը՝ $\vec{E}'=\langle\vec{E}_{միկ}(x,y,z,t)\rangle$, որն արդեն մակրոսկոպիկ դաշտ է (տարածականորեն միջինացնելուց հետո, ըստ ժամանակի, միջինացման անհրաժեշտությունը վերանում է): Միկրոսկոպիկ դաշտի միջինացումը կատարվում է այսպես կոչված ֆիզիկական անվերջ փոքր ծավալով. դա այնպիսի ծավալ է, որը պարունակում է շատ թվով ատոմներ, սակայն դրա չափերը շատ անգամ փոքր են այն չափերից, որի վրա մակրոսկոպիկ դաշտն էականորեն փոխվում է:

Այսպիսով, դաշտը միջավայրում հանդիսանում է՝

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}':$$

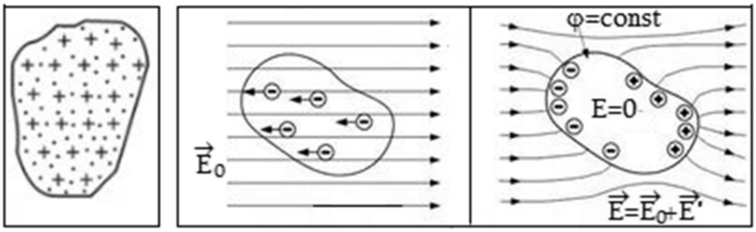
Էլեկտրական դաշտի մեջ ցանկացած նյութ մտցնելուց նրա ներսի դրական և բացասական լիցքերը տեղաշարժվում են միմյանց հակառակ ուղղություններով և մասամբ կարող են իրարից բաժանվել այդ դաշտի ազդեցության հետևանքով: Դրա հետևանքով նյութի այս կամ այն կողմում առաջանում են տարբեր նշանի չկոմպենսացված լիցքեր: Այս երևույթը կոչվում է էլեկտրաստատիկ մակածման երևույթ, իսկ բաժանման հետևանքով առաջացած լիցքերը՝ մակածված լիցքեր:

Մակածված լիցքերի ստեղծած լրացուցիչ էլեկտրական դաշտը հենց $\vec{E}'$-ն է: Իմանալով մակածված լիցքերի բաշխվածությունը և արտաքին $\vec{E}_0$ դաշտը՝ արդեն կարելի է անտեսել միջավայրի առկայությունը և ամենուրեք որոշել արդյունարար դաշտի լարվածությունը:

Այսպիսով, միջավայրի առկայության դեպքում արդյունարար դաշտն արտաքին և մակածված լիցքերի դաշտերի վերադրում է: Սակայն խնդրի բարդությունը նրանում է, որ միշտ չէ, որ կարելի է որոշել մակածված լիցքերի բաշխվածությունը, որը կախված է ինչպես նյութի տեսակից, այնպես էլ դրա երկրաչափական ձևից: Այս խնդրի քննարկումը սկսենք մետաղական հաղորդիչներից, որոնց անվանում են առաջին սեռի հաղորդիչներ:

7.2. Էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածությունը և պոտենցիալը մետաղների ներսում և մակերևույթին

Մետաղներում ատոմների վալենտական (արժեքական) էլեկտրոնները միջուկի հետ թույլ են կապված, հեշտությամբ պոկվում են ատոմներից և ընդունակ են ազատ տեղաշարժվել մետաղի ամբողջ ծավալով (Նկ. 7.1): Այդպիսի էլեկտրոնները կոչվում են հաղորդականության կամ ազատ էլեկտրոններ: Դրանց կոնցենտրացիան հավասար է ատոմների կոնցենտրացիային և կազմում է $\sim 10^{28}$ մ$^{-3}$: Իրենց արժեքական էլեկտրոնները կորցրած ատոմները վերածվում են դրական իոնների, որոնք ամրացված են տարածական ցանցի հանգույցներում և էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ իրենց տեղից գրեթե չեն տեղաշարժվում:

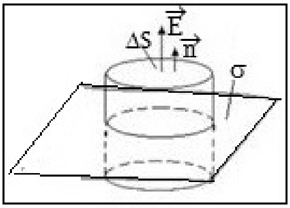


Նկ.7.1 ա) Նկ.7.2 բ)

Արտաքին $\vec{E}_0$ էլեկտրական դաշտում տեղադրենք մետաղական հաղորդիչ (Նկ. 7.2ա): Այս դեպքում մետաղի ազատ էլեկտրոնների և դրական իոնների վրա կազդի էլեկտրական ուժ, արդյունքում բոլոր ազատ էլեկտրոնները կսկսեն տեղաշարժվել դաշտի հակառակ ուղղությամբ այնքան ժամանակ և կվերաբաշխվեն այնպես, որ ստեղծվի նոր հավասարակշռված վիճակ: Քանի որ արդեն մետաղների ներսի էլեկտրոնները հավասարակշռված են, նշանակում է մետաղի ներսում արդյունարար դաշտի լարվածությունը զրո է: Այսպիսով, հավասարակշռության դեպքում մետաղի ներսում էլեկտրական դաշտի լարվածությունը հավասար է զրոյի՝ $\vec{E} = 0$: Գաուսի թեորեմից ունենք, որ $\mathrm{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} = 0$, ուրեմն՝ $\rho = 0$: Բայց մետաղի ներսում $\rho = 0$ նաև մինչև նրան արտաքին դաշտ մտցնելը: Սա նշանակում է, որ մետաղի ներսի ազատ էլեկտրոնները կարծես թե չեն էլ տեղափոխվել: Սակայն ավելցուկ լիցքեր առաջանում են միայն մետաղի մակերևույթին (այդ լիցքավորված շերտի հաստությունը կազմում է մեկ-երկու միջատոմական հեռավորություն), որոնց մակերևութային σ խտությունն ընդհանուր դեպքում, մակերևույթի տարբեր կետերում տարբեր է (Նկ. 7.2բ): Քանի որ հաղորդչի ներսում $\vec{E} = 0$, ուստի հաղորդչի ներսի բոլոր կետերում մակածված լիցքերի $\vec{E}'$ դաշտը մեծությամբ հավասար է արտաքին $\vec{E}_0$ դաշտին և ուղղված է դրան հակառակ՝ $\vec{E}' = -\vec{E}_0$:

Երբ հաղորդչին հաղորդում ենք ինչ-որ q մեծության լիցք, ապա նորից մետաղի ներսի ազատ էլեկտրոնների և դրական իոնների վրա կազդի էլեկտրական ուժ: Այս ուժը դրական իոններին չի կարող տեղաշարժել, իսկ ազատ էլեկտրոններին կտեղաշարժի այնքան ժամանակ, մինչև որ հաստատվի նոր հավասարակշռված վիճակ: Այս դեպքում ազատ էլեկտրոնների վրա ազդող համազոր ուժը կլինի զրո, ինչը նշանակում է, որ լիցքավորված հաղորդչի կողմից ստեղծած էլեկտրական դաշտի լարվածությունը հաղորդչի ներսում հավասար է զրոյի: Գաուսի թեորեմից կհետևի, որ հաղորդչի ներսի լիցքի ծավալային խտությունը հավասար է զրոյի՝ $\rho = 0$: Բայց մետաղի ներսում $\rho = 0$ նաև մինչև նրան լիցք հաղորդելը, ուրեմն հաղորդված լիցքը բաշխվում է մետաղի մակերևույթով այնպես, որ դրա դաշտի լարվածությունը մետաղի ներսում հավասար լինի զրոյի: Հետևաբար լիցքավորված հաղորդչի ներսի բոլոր կետերն ունեն նույն պոտենցիալը: Քանի որ էլեկտրական դաշտի պոտենցիալն անընդհատ ֆունկցիա է, ուստի հաղորդչի մակերևույթի բոլոր կետերի պոտենցիալը ևս հավասար է ներսի կետերի պոտենցիալին: Հետևաբար հաղորդչի մակերևույթը հանդիսանում է համապոտենցիալ մակերևույթ, ուստի հաղորդչի մակերևույթի բոլոր կետերում դաշտի լարվածությունն ուղղված է այդ կետից մակերևույթին տարված նորմալով (Նկ. 7.2բ):

Մետաղի մակերևույթի կետերում դաշտի լարվածությունը կարող ենք գտնել՝ օգտվելով Գաուսի թեորեմից: Նկ. 7.3-ում բերված է մեզ հետաքրքրող մետաղի մակերևույթի տեղամասը, որը բաժանված է վակուումից:



Նկ.7.3

Քանի որ $\vec{E}$-ն ուղղահայաց է մակերևույթին, ուստի նկարում վերցրած փակ գլանային մակերևույթի կողմնային մակերևույթով լարվածության հոսքը հավասար է զրոյի: Այդ գլանի ներքին հիմքով հոսք չկա և հոսք կա միայն արտաքին հիմքով:

Եթե ΔS-ն այնքան փոքր է, որ նրա վրա դաշտի անհամասեռությունը կարելի է անտեսել, ապա դրանով անցնող հոսքը կլինի $E\Delta S$: Այսպիսով, վերցրած շատ փոքր բարձրությամբ և ΔS փոքր հիմքի մակերեսով գլանի ամբողջ մակերևույթով էլեկտրական դաշտի լարվածության հոսքը հավասար է $E\Delta S$ և Գաուսի թեորեմի համաձայն $E\Delta S = \frac{\sigma\Delta S}{\varepsilon_0}$, որտեղից՝

$$E = E_n = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}: \tag{7.1}$$

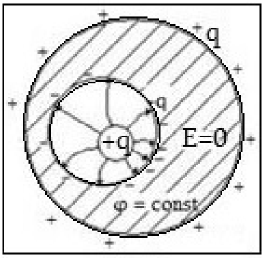
Եթե $\sigma > 0$, ապա $\vec{E}$–ն ուղղված է դեպի դուրս, իսկ $\sigma < 0$ դեպքում $\vec{E}$–ն ուղղված կլինի դեպի ներս:

7.3. Մետաղական փակ թաղանթի հատկությունը: Մետաղական էկրան

Մենք տեսանք, որ լիցքերի հավասարակշռության դեպքում մետաղի ներսում ավելցուկ լիցքեր չկան. մետաղի ներսի նյութը էլեկտրաչեզոք է: Ուստի մետաղի ներսի ծավալի մի մասի հեռացումը ոչ մի կետի դաշտի փոփոխություն կամ լիցքերի վերաբաշխում չի առաջացնի: Այս դեպքում կունենանք մետաղական պատյան: Այդ սնամեջ մետաղին հաղորդած լիցքը նորից բաշխվում է արտաքին մակերևույթով և ներսի բոլոր կետերում, այդ թվում և խոռոչում, դաշտը բացակայում է: Սրա վրա է հիմնված էլեկտրաստատիկ պաշտպանության երևույթը:

Այսինքն, եթե որևէ մարմին շրջափակենք հաղորդիչ պատյանով, ապա արտաքին էլեկտրական դաշտն այդ մարմնի վրա ոչ մի ազդեցություն չի ունենա: Սա է պատճառը, որ էլեկտրական զգայուն սարքերը միշտ տեղադրում են մետաղյա պատյանի մեջ, որը կարող է պատրաստվել նաև մետաղական լարերի խիտ ցանցից: Դրան անվանում են մետաղական էկրան (քանի որ այն «էկրանավորում է» արտաքին դաշտը): Մետաղական էկրանի առկայությունը ոչ անմիջական կերպով հաստատում է Կուլոնի օրենքի ճիշտ լինելը:

Այժմ մետաղյա գնդի խոռոչում տեղադրենք որևէ $q > 0$ լիցք (Նկ.7.4): Այս դեպքում խոռոչի մակերևույթին կառաջանա -q մակածված մակերևութային լիցք, իսկ գնդի արտաքին մակերևույթին +q մակածված լիցք: Դրանում կարող ենք համոզվել հետևյալ դատողություններով. եթե վերցնենք խոռոչն ընդգրկող փակ մակերևույթ, որն անցնի մետաղի ներսով (որտեղ $\vec{E} = 0$), ապա այդ փակ մակերևույթով լարվածության հոսքը կլինի զրո,

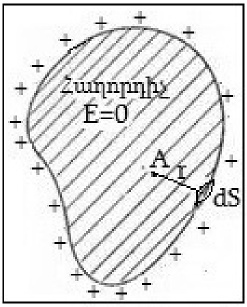


Նկ.7.4

Գաուսի թեորեմից կհետևի, որ մակածված լիցքը կլինի -q: Լիցքի պահպանման օրենքից էլ կհետևի, որ մետաղի արտաքին մակերևույթին կմակածվի +q լիցք: Եթե խոռոչի դիրքը q լիցքի նկատմամբ փոխենք, ապա խոռոչի մակերևույթի վրա մակածված լիցքի խտության բաշխվածությունը կփոխվի, իսկ արտաքին մակերևույթի վրա այն չի փոխվի, քանի որ մետաղի ներսում $\vec{E} = 0$: Փաստորեն մետաղական պատյանը խոռոչում գտնվող լիցքի դաշտը փոխում է, բայց չի էկրանավորում: Սակայն եթե մետաղը հողակցենք, ապա նրա արտաքին մակերևույթի ավելցուկ լիցքը կանցնի հողին, և q լիցքի դաշտը պատյանից դուրս կբացակայի:

7.4. Մեկուսի հաղորդչի էլեկտրաունակությունը: Մետաղե գնդի էլեկտրաունակությունը: Էլեկտրաունակության միավորները

Ինչպես տեսանք, հաղորդչին հաղորդած լիցքը բաշխվում է նրա մակերևույթով: Եթե դրա շրջապատում այլ հաղորդիչներ չկան, ապա լիցքի մակերևութային խտության բաշխվածությունը կախված կլինի միայն այդ հաղորդչի ձևից և չափերից: Այժմ եթե հաղորդած q լիցքը մեծացնենք, ապա ամենուրեք σ-ն կմեծանա, ընդ որում ուղիղ համեմատական կերպով՝ σ = kq: Հաշվենք հաղորդչի ներսի որևէ A կետի պոտենցիալը (Նկ. 7.5), որը կլինի հաղորդչի φ պոտենցիալը:



Նկ.7.5

Հաղորդչի մակերևույթը բաժանենք անվերջ թվով հավասար dS մասերի, նրանցից յուրաքանչյուրի լիցքը կլինի՝ dq = σdS = kqdS: Դրա ստեղծած պոտենցիալն A կետում կլինի՝ $d\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{kqdS}{r}$, որտեղ r-ն A կետի հեռավորությունն է մակերեսի dS տարրից: Ամբողջ մակերևույթի ստեղծած պոտենցիալը կլինի՝

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\oint_S \frac{kqdS}{r}: \qquad (7.2)$$

Ինչպես նկատում ենք (7.2)-ից, հաղորդչի պոտենցիալն ուղիղ համեմատական է հաղորդված լիցքին. սա նշանակում է, որ լիցքիհարաբերությունը պոտենցիալին հաստատուն է: Այդ հաստատունը նշանակում են C–ով և անվանում մեկուսի հաղորդչի էլեկտրաունակություն՝

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{4\pi\varepsilon_0}{\oint_S \frac{kdS}{r}}: \qquad (7.3)$$

Ինչպես տեսնում ենք, C-ն կախված է հաղորդչի ձևից և չափերից: Մասնավորապես, եթե ունենք R շառավղով մետաղական գունդ, ապա նրան լիցք հաղորդելիս $\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R}$ և C–ի համար կունենանք

$$C = \frac{q}{\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R}} = 4\pi\varepsilon_0 R: \quad (7.4)$$

Օգտվելով (7.3) բանաձևից՝ կարող ենք սահմանել ունակության միավորները: Միավորների միջազգային համակարգում կունենանք [C]=1Կլ/Վ=1Ֆարադ: 1Ֆ-ն այնպիսի մեկուսի հաղորդչի ունակությունն է, որին 1Կլ լիցք հաղորդելիս ձեռք է բերում 1Վ պոտենցիալ:

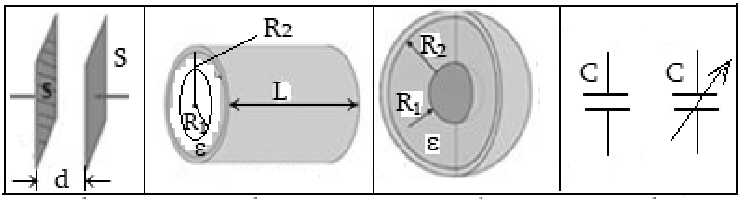
Միավորների գաուսյան համակարգում պետք է լիցքի մեկ բացարձակ էլեկտրաստատիկ միավորը բաժանել պոտենցիալի բացարձակ էլեկտրաստատիկ միավորին: Դժվար չէ ցույց տալ, որ այդ հարաբերությունը տալիս է 1սմ: Ուրեմն գաուսյան համակարգում ունակության միավորը 1 սմ է:

Քանի որ 1Կլ = $3 \cdot 10^9$CGSE$_q$, 1Վ =1/300 CGSEφ, ապա $1Ֆ = \frac{3 \cdot 10^9}{1/300} = 9 \cdot 10^{11}$սմ: 1սմ ունակության ֆիզիկական իմաստը պատկերացնելու համար նկատի ունենանք, որ գաուսյան համակարգում q լիցքով լիցքավորված գնդի պոտենցիալը որոշվում է $\varphi = \frac{q}{R}$ առնչությամբ, և հետևաբար $C = R$: Այստեղից եզրակացնում ենք, որ 1սմ ունակությունը վակուումում գտնվող 1սմ շառավղով մետաղե գնդի ունակությունն է: Փաստորեն, որպեսզի մեկուսի գունդն ունենա 1Ֆ ունակություն, նրա շառավիղը պետք է լինի $9 \cdot 10^{11}$սմ, որը շատ անգամ մեծ է Երկրագնդի շառավղից: Սա նշանակում է, որ 1Ֆ ունակությունը շատ մեծ ունակություն է և, հետևաբար, գործնականում օգտագործում են դրա մասերը՝ միկրոֆարադը (1մկՖ=10^{-6}Ֆ), նանոֆարադը՝ 1նՖ=10^{-9}Ֆ, և պիկոֆարադը՝ 10^{-12}Ֆ:

7.5. Կոնդենսատորներ: Դրանց էլեկտրաունակությունը

Կոնդենսատոր կոչվում է իրար մոտ գտնվող երկու հաղորդիչների համակարգը, որոնց եթե հաղորդենք մեծությամբ հավասար, նշանով հակառակ լիցքեր, ապա էլեկտրական դաշտ կառաջանա միայն դրանց միջև եղած տարածությունում:

Սովորաբար այդ թիթեղները, որոնց անվանում են կոնդենսատորի շրջադիրներ, իրարից բաժանված են լինում մեկուսիչ շերտով: Ըստ շրջադիրների ձևի՝ լինում են երեք տիպի պարզ կոնդենսատորներ՝ հարթ, գլանային և գնդային: Հարթ կոնդենսատորի շրջադիրներն իրար մոտ գտնվող և իրար զուգահեռ հարթ մետաղական թիթեղներ են, գլանային կոնդենսատորի շրջադիրները համառանցք, տարբեր շառավիղներով, բայց նույն բարձրությամբ գլանային թիթեղներ են, իսկ գնդայինը՝ տարբեր շառավիղներով համակենտրոն գնդային թիթեղներ: Նկ.7.6–ում բերված է դրանց տեսքը: Սակայն էլեկտրական շղթաներում բոլորի նշանակումը նույնն է: Նկ. 7.6դ-ում բերված է հաստատուն և փոփոխական ունակությամբ կոնդենսատորների նշանակումները:



ա) բ) Նկ.7.6 գ) դ)

Կոնդենսատորները նախատեսված են էլեկտրական լիցք կամ էլեկտրական էներգիա կուտակելու համար: Կոնդենսատորի հիմնական բնութագիրը նրա էլեկտրաունակությունն է: Կոնդենսատորի ունակություն կոչվում է նրա դրական լիցքի հարաբերությունը շրջադիրների միջև եղած պոտենցիալների տարբերությանը՝

$$C = \frac{q}{U}: \tag{7.5}$$

Կոնդենսատորի ունակությունը կախված չէ q-ից և U-ից, քանի որ q-ն մեծացնելուց U–ն մեծանում է այնպես, որ q/U հարաբերությունը մնում է հաստատուն: C-ն կախված է կոնդենսատորի ձևից, չափերից և թիթեղների միջև եղած մեկուսչի էլեկտրական հատկություններից:

ա) Հարթ կոնդենսատորի ունակությունը

Շրջադրի մակերեսը նշանակենք S-ով, իսկ շրջադիրների միջև հեռավորությունը՝ d-ով (Նկ. 7.6ա): Շրջադիրների միջև դաշտի լարվածությունը տրվում է $E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$ բանաձևով, որը ճիշտ է, եթե $\sqrt{S} \gg$ d-ից: Լարումը շրջադիրների միջև կլինի՝ $U = Ed$: Նկատի ունենալով սա՝ ունակության համար կստանանք՝

$$C = \frac{q}{U} = \frac{\sigma S}{Ed} = \frac{\sigma S}{\frac{\sigma}{\varepsilon_0}d} = \frac{\varepsilon_0 S}{d}: \tag{7.6}$$

բ) Գլանային կոնդենսատորի ունակությունը (Նկ.7.6բ)

$$C = \frac{2\pi\varepsilon_0 L}{\ln\frac{R_2}{R_1}}, \tag{7.7}$$

որտեղ L-ը շրջադիրների բարձրությունն է, R_1-ը՝ ներքին շրջադիրի, իսկ R_2-ը՝ արտաքին շրջադրի շառավիղը: (7.7) բանաձևը ճիշտ է $L \gg R_1, R_2$ պայմանի դեպքում:

գ) Գնդային կոնդենսատորի ունակությունը(Նկ.7.6գ)

$$C = \frac{q}{U} = \frac{4\pi\varepsilon_0 R_2 R_1}{R_2 - R_1}, \tag{7.8}$$

որտեղ R_1-ը ներքին շրջադրի, իսկ R_2-ը արտաքին շրջադրի շառավիղն է:

(7.7) և (7.8) բանաձևերի արտածումը նախատեսվում է կատարել գործնական պարապմունքների ժամանակ:

7.6. Կոնդենսատորների էներգիան

Կամայական կոնդենսատորի էներգիան հավասար է իր ներսում կուտակ-ված էլեկտրական դաշտի էներգիային և տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$W = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \int_V E^2 dV = \frac{1}{2}\frac{q^2}{C} = \frac{1}{2}CU^2: \qquad (7.9)$$

Եթե որևէ խնդրում քննարկվում է հոսանքի աղբյուրին միացած կոնդեն-սատորի էներգիայի փոփոխության հարցը, ապա այս դեպքում հարմար է օգտվել էներգիայի $W = \frac{1}{2}CU^2$ բանաձևից, քանի որ կոնդենսատորի լարումը մնում է անփոփոխ և հավասար է աղբյուրի սեղմակների լարմանը: Իսկ եթե քնարկվում է հոսանքի աղբյուրից անջատված լիցքավորված կոնդենսատորի էներգիայի փո-փոխության հարցեր, ապա հարմար է օգտվել էներգիայի $W = \frac{1}{2}\frac{q^2}{C}$ բանաձևից, քանի որ այս դեպքում կոնդենսատորի լիցքն է մնում անփոփոխ: Հաճախ կոն-դենսատորի ունակությունն ավելի հարմար է որոշել նրա էլեկտրական դաշտի էներգիան հաշվելով: Այս դեպքում՝ $C = \frac{1}{2}\frac{q^2}{W}$:

Ստուգողական հարցեր

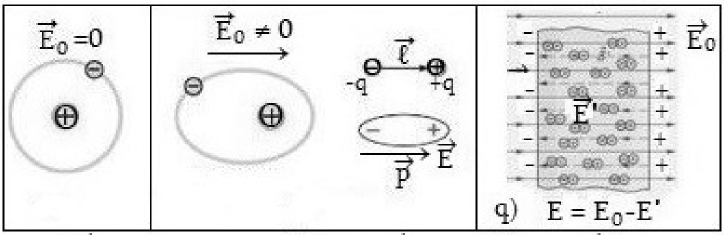
1. Ո՞ր նյութերն են հաղորդիչ: Մետաղների ներսում ո՞ր մասնիկներն են ազատ շարժվում ամբողջ ծավալով:
2. Ո՞րն է էլեկտրաստատիկ մակածման երևույթի էությունը:
3. Դրականապես լիցքավորված հաղորդչի ներսում կա խոռոչ: Ինչի՞ է հա-վասար մակերևույթի և խոռոչի կետերի պոտենցիալների տարբերությունը:
4. Հաղորդիչը լիցքավորել են ու սպասել, որ լիցքերը հասնեն հավասարա-կշռության վիճակի: Այդժամ ինչքա՞ն է լիցքի խտությունը հաղորդչի ներսում: Պատասխանը հիմնավորել:
5. Ինչի՞ է հավասար էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածությունը լիցքավորված հաղորդչի՝ **ա**) ներսում, **բ**) մակերևույթին, եթե լիցքի մակերևութային խտու-թյունը σ է:
6. Ուղղանկյուն, բարակ մետաղե թիթեղն ունի լիցքի σ խտություն: Ինչպե՞ս կփոխվի լիցքի խտությունը, եթե այդ թիթեղից գլանային մակերևույթ պատ-րաստեն:
7. Ինչպե՞ս են բաշխվում հաղորդչի վրա կողմնակի լիցքերը:
8. Լիցքավորված մետաղե գնդի ներսում խոռոչ կա: Խոռոչի և գնդի մակերևույ-թի պոտենցիալների տարբերությունն ինչպե՞ս կփոխվի, եթե գնդի լիցքը մե-ծացնենք:

9. Ի՞նչ է առանձին հաղորդչի էլեկտրաունակությունը: Սահմանեք էլեկտրաունակության միավորը ՄՀ-ում և ԳՀ-ում:
10. Գրեք հարթ, գլանային և գնդային կոնդենսատորների ունակության բանաձևերը:
11. Գրեք լիցքավորված կոնդենսատորի էներգիայի բանաձևերը:
12. Հոսանքի աղբյուրին միացրած կոնդենսատորի էներգիան փոխեցին ΔW-ով: Ի՞նչ աշխատանք է կատարում այդ ընթացքում հոսանքի աղբյուրը:
13. Փոփոխական ունակությամբ կոնդենսատորը լիցքավորվում և անջատվում է հոսանքի աղբյուրից: Կմեծանա՞ արդյոք կոնդենսատորի էներգիան, եթե մեծանա դրա էլեկտրաունակությունը:

§8. Բևեռային և ոչ բևեռային դիէլեկտրիկների բևեռացումը: Էլեկտրական դաշտը դիէլեկտրիկի ներսում: Բևեռացման վեկտոր: Կապված լիցքերի մակերևութային և ծավալային խտություններ: Էլեկտրական դաշտի ինդուկցիայի վեկտոր: Եզրային պայմանները երկու դիէլեկտրիկների բաժանման սահմանին

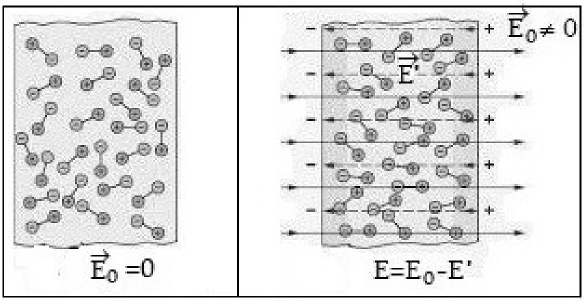
8.1. Բևեռային և ոչ բևեռային դիէլեկտրիկներ: Դրանց բևեռացումը: Բևեռացման վեկտոր

Դիէլեկտրիկներ (մեկուսիչներ) կոչվում են այն նյութերը, որոնց ներսում չկան ազատ լիցքավորված մասնիկներ: Փաստորեն դիէլեկտրիկ նյութի մոլեկուլներն իրենցից ներկայացնում են կետային լիցքերի էլեկտրաչեզոք համակարգ: Ինչպես գիտենք, այդպիսի համակարգն օժտված է $\vec{p} = \sum q_i\vec{r}_i$ դիպոլային մոմենտով, որը կարող է հավասար լինել զրոյի կամ զրոյից տարբեր: Այն դիէլեկտրիկները, որոնց մոլեկուլների դիպոլային մոմենտն արտաքին դաշտի բացակայության դեպքում հավասար է զրոյի, կոչվում են ոչ բևեռային դիէլեկտրիկներ: Ոչ բևեռային դիէլեկտրիկներ են հելիումը, նույն ատոմներից կազմված երկատոմ գազերը (H_2, N_2, O_2,...), տարածական համաչափությամբ օժտված բազմատոմ մոլեկուլները՝ CO_2, CH_4 և այլն: Այս նյութերի մոլեկուլներում դրական և բացասական լիցքերի բաշխվածության կենտրոններն իրար հետ համընկնում են (Նկ. 8.1ա): Երբ սրանք տեղադրում ենք E_0 լարվածությամբ արտաքին էլեկտրական դաշտում, մոլեկուլների ներսի դրական մասնիկները տեղաշարժվում են դաշտի ուղղությամբ, իսկ բացասականները՝ դաշտի հակառակ ուղղությամբ: Արդյունքում ոչ բևեռային մոլեկուլը (ատոմը) ձեռք է բերում դիպոլային մոմենտ ուղղված դաշտի ուղղությամբ (մոլեկուլը բևեռանում է, Նկ. 8.1բ), իսկ ոչ բևեռային դիէլեկտրիկը բևեռանում է (Նկ. 8.1գ): Այս բևեռացումը կոչվում է մակածված (կամ էլեկտրոնային) բևեռացում:



ա)   Նկ.8.1   բ)   գ)

Այն դիէլեկտրիկները, որոնց մոլեկուլների դիպոլային մոմենտն արտաքին դաշտի բացակայության դեպքում զրոյից տարբեր է, կոչվում են բևեռային դիէլեկտրիկներ, օրինակ՝ H_2O, CO, N_2O, S_2O և այլն: Այս նյութերի մոլեկուլներում դրական և բացասական լիցքերի կենտրոններն իրար նկատմամբ շեղված են (Նկ. 8.2ա), որի հետևանքով դրանք օժտված են $10^{-29} \div 10^{-30}$ Կլ.մ կարգի մեծության դիպոլային մոմենտով: Դա համապատասխանում է երկու $\pm 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Կլ տարրական լիցքերի ստեղծած դիպոլային մոմենտին, որոնց միջև հեռավորությունը 10^{-10} մ է, այսինքն ատոմի չափերի կարգի մեծություն է: Արտաքին էլեկտրական դաշտի բացակայության դեպքում առանձին մոլեկուլների դիպոլային մոմենտները ջերմային շարժման հետևանքով ունեն անկանոն դասավորություն, և դրանց վեկտորական գումարը ֆիզիկական փոքր ծավալում հավասար է զրոյի. այդ դիէլեկտրիկը բևեռացած չէ:



ա) Նկ.8.2 բ)

Բևեռային դիէլեկտրիկի մոլեկուլներն արտաքին դաշտի ազդեցության տակ ևս ձեռք են բերում մակածված բևեռացում, սակայն ձեռք բերած այդ դիպոլային մոմենտն իրենց սեփական դիպոլային մոմենտի համեմատ շատ փոքր է և էական դեր չի խաղում: Բևեռային դիէլեկտրիկների բևեռացման հիմնական մեխանիզմը նրանում է, որ արտաքին դաշտի ազդեցության տակ մոլեկուլների դիպոլային մոմենտները պտտվելով կողմնորոշվում են և ընդունում արտաքին դաշտի ուղղությունը, սակայն ջերմային շարժումը խանգարում է այդ ուղղորդվածությանը և արդյունքում ստացվում է մասնակի ուղղորդվածություն, արտաքին դաշտի ուղղությամբ: Դրա հետևանքով դիէլեկտրիկը բևեռանում է դաշտի ուղղությամբ (Նկ. 8.2բ):

Ընդ որում, որքան մեծ է արտաքին դաշտի լարվածությունը, և որքան ցածր է դիէլեկտրիկի ջերմաստիճանը, այնքան մեծ է դիպոլների կողմնորոշումը դաշտի ուղղությամբ, և, հետևաբար մեծ է նաև բոլոր մոլեկուլների դիպոլային մոմենտների վեկտորական գումարը, այսպիսով նաև՝ դիէլեկտրիկի բևեռացման աստիճանը:

Բևեռացման այս մեխանիզմներից բացի կա նաև բևեռացման մեկ ուրիշ մեխանիզմ, որն իրականանում է իոնային բյուրեղներում: Արտաքին դաշտի ազդեցության տակ նյութի դրական իոնները տեղաշարժվում են դաշտի ուղղությամբ, բացասական իոնները՝ դաշտին հակառակ, արդյունքում տեղի է ունենում բյուրեղային ցանցի որոշակի դեֆորմացիա, ինչը հանգեցնում է դիէլեկտրիկի բևեռացման:

Դիէլեկտրիկի բևեռացման աստիճանը բնութագրելու համար մտցրել են մի ֆիզիկական մեծություն, որին անվանում են միջավայրի բևեռացման վեկտոր և նշանակում են $\vec{P}$–ով: Բևեռացման վեկտորը դիէլեկտրիկի միավոր ծավալին բաժին ընկնող դիպոլային մոմենտն է՝

$$\vec{P} = \frac{1}{\Delta V}\sum_{i=1}^{N}\vec{p}_i, \tag{8.1}$$

որտեղ $\vec{p}_i$-ն i-րդ մոլեկուլի դիպոլային մոմենտն է, N-ը՝ մոլեկուլների թիվը ֆիզիկական փոքր ΔV ծավալում:

8.2. Էլեկտրական դաշտը դիէլեկտրիկի ներսում: Բևեռացման վեկտորի կապն էլեկտրական դաշտի լարվածության հետ: Դիէլեկտրական ընկալունակություն

Ինչպես տեսանք, երբ դիէլեկտրիկը տեղադրում են արտաքին լիցքերի (որոնց հաճախ անվանում են նաև ազատ լիցքեր) ստեղծած էլեկտրական $\vec{E}_0$ դաշտում, ապա դիէլեկտրիկը բևեռանում է, և ընդհանուր դեպքում դիէլեկտրիկի մակերևույթին և ներսում առաջանում են կապված լիցքեր, որոնք իրենց հերթին նս ստեղծում են էլեկտրական դաշտ: Եթե կապված լիցքերի ստեղծած դաշտի լարվածության միջին արժեքը միջավայրի ներսի որևէ կետում նշանակեկք $\vec{E}'$-ով, ապա դիէլեկտրիկի ներսում դաշտի լարվածությունը կլինի՝

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}': \tag{8.2}$$

Ինչպես ցույց է տալիս փորձը, դիէլեկտրիկների մեծ դասի մոտ բևեռացման $\vec{P}$ վեկտորն ունի $\vec{E}$-ի ուղղությունը և ուղիղ համեմատական է դրա մոդուլին.

$$\vec{P} = \varepsilon_0\chi\vec{E}: \tag{8.3}$$

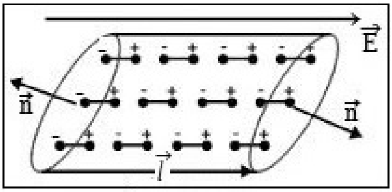
Այստեղ χ-ն անչափ մեծություն է և կոչվում է միջավայրի էլեկտրական (դիէլեկտրական) ընկալունակություն: Եթե $E \ll E_{ատ}$ ատոմական դաշտերից, ապա χ-ն կախված չէ $\vec{E}$-ից և այն բնութագրում է միջավայրի էլեկտրական հատկությունները: $E_{ատ}$-ն ատոմի միջուկի ստեղծած դաշտի լարվածությունն է այն կետում, որտեղ գտնվում են այդ ատոմի էլեկտրոնները: $E_{ատ} \sim 10^{8} \div 10^{10}$Վ/մ կարգի մեծություն է, ուստի գործնականում գոյություն ունեցող էլեկտրական դաշտերը հիմնականում շատ փոքր են $E_{ատ}$-ից: (8.3)-ը ճիշտ է իզոտրոպ դիէլեկտրիկի համար: Ոչ իզոտրոպ դիէլեկտրիկների դեպքում տարբեր ուղղություններով էլեկտրական հատկությունները տարբեր են, և X, Y, Z առանցքների ուղղությամբ դիէլեկտրական χ ընկալունակությունն ունի տարբեր արժեքներ՝ $\chi_x \neq \chi_y \neq \chi_z$: Այս դեպքում $P_x = \varepsilon_0\chi_x E_x$, $P_y = \varepsilon_0\chi_y E_y$, $P_z = \varepsilon_0\chi_z E_z$, իսկ

$$\vec{P} = \hat{i}P_x + \hat{j}P_y + \hat{k}P_z = \varepsilon_0\chi_x\hat{i}E_x + \varepsilon_0\chi_y\hat{j}E_y + \varepsilon_0\chi_z\hat{k}E_z: \quad (8.4)$$

(8.4)-ից հետևում է, որ $\vec{P}$ վեկտորը չունի $\vec{E}$ -ի ուղղությունը:

8.3. Կապված լիցքերի մակերևութային և ծավալային խտությունների կապը բևեռացման վեկտորի հետ

Պարզության համար ենթադրենք, որ ունենք թեք գլանի տեսքով համասեռ դիէլեկտրիկ, որը տեղադրվել է համասեռ դաշտում, որի լարվածությունը զուգահեռ է գլանի ծնիչին (Նկ. 8.3): Այս դեպքում գլանը բևեռանում է այնպես, որ նրա ձախ հիմքի մակերևույթին առաջանում է բացասական $-q'$ կապված լիցք, իսկ աջ հիմքի մակերևույթին՝ դրական $+q'$ կապված լիցք: Ներսի և կողմնային մակերևույթի կապված լիցքերը միմյանց չեզոքացնում են, քանի որ բևեռացումը համասեռ է: Եթե գլանի ծնիչի երկարությունը նշանակենք l-ով, իսկ բացասական կապված լիցքը դրականին միացնող վեկտորը՝ $\vec{l}$-ով, ապա գլանի ձեռք բերած դիպոլային մոմենտը կլինի՝



Նկ.8.3

$$\vec{p} = q'\vec{l}: \quad (8.5)$$

Միավոր ծավալին բաժին ընկնող դիպոլային մոմենտը՝ բևեռացման վեկտորը, հավասար կլինի՝ $\vec{P} = \frac{q'\vec{l}}{V}$:

Գլանի լայնական հատույթի մակերեսը նշանակենք $S_\perp$-ով, իսկ հիմքի մակերեսը՝ S-ով: Այս դեպքում $S_\perp = S\cos\alpha$, որտեղ α-ն կլինի հիմքի նորմալի և $\vec{E}$-ի կամ $\vec{P}$-ի կազմած անկյունը: Նկատի ունենալով սա, կունենանք՝

$$\vec{P} = \frac{\sigma' S\cdot\vec{l}}{l\cdot S_\perp} = \frac{\sigma' S\cdot\vec{l}}{lS\cos\alpha} = \frac{\sigma'\cdot\vec{l}}{l\cos\alpha}: \quad (8.6)$$

Այս առնչությունը սկալյար կերպով բազմապատկելով պրիզմայի հիմքի մակերեսի նորմալով ուղղված միավոր վեկտորով, կստանանք՝

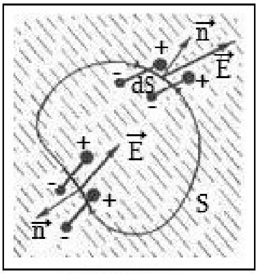
$$\vec{P}\cdot\vec{n} = \frac{\sigma'\cdot\vec{l}\cdot\vec{n}}{l\cos\alpha} = \frac{\sigma' l\cos\alpha}{l\cos\alpha} = \sigma': \quad (8.7)$$

Այսպիսով, կապված լիցքերի մակերևութային խտությունը տրվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\sigma' = \vec{P}\cdot\vec{n} = P_n = P\cos\alpha: \quad (8.8)$$

(8.9) առնչությունը ճիշտ է նաև անհամասեռ բևեռացման դեպքում, որտեղ P-ն կլինի արդեն մակերևույթի տվյալ (x,y,z) կետում բևեռացման վեկտորի արժեքը:

Անհամասեռ բևեռացման դեպքում արդեն դիէլեկտրիկի ΔV ծավալի ներսի կապված լիցքերը միմյանց չեն կոմպենսացնի, և կապված լիցքերի ρ' ծավալային խտությունը կլինի զրոյից տարբեր: Տեսնենք, թե դա ինչպե՞ս է արտահայտվում բևեռացման վեկտորով: Բևեռացած ΔV ծավալը պարփակող S մակերևույթը բաժանենք անվերջ թվով dS հավասար մասերի (Նկ. 8.4): dS տարրի վրա բևեռացման վեկտորն արդեն կարելի է համարել հաստատուն և այդ տարրի արտաքին մասի կապված մակերևութային $dq'_{\text{արտ}}$ լիցքի համար գրել $dq'_{\text{արտ}} = \sigma' dS = \vec{P}\vec{n} dS = \vec{P}d\vec{S}$ արտահայտությունը: Այս դեպքում dS մակերեսի ներսի կողմում կստացվի դրան հավասար, բայց հակառակ նշանի կապված $dq' = -\vec{P}d\vec{S}$ լիցք (Նկ.8.4): Ամբողջ S մակերևույթի ներսի կապված լիցքը հավասար կլինի՝



Նկ.8.4

$$q' = -\oint_S \vec{P}d\vec{S}: \quad (8.9)$$

Մյուս կողմից, եթե կապված լիցքերի ծավալային խտությունը ρ' է, ապա կարող ենք գրել, որ $q' = \int_{\Delta V} \rho' dV$: Հետևաբար՝ $\int_{\Delta V} \rho' dV = -\oint_S \vec{P}d\vec{S} = -\int_{\Delta V} \mathrm{div}\vec{P} dV$: Այստեղ օգտագործեցինք Գաուս-Օստրոգրադսկու բանաձևը: Այդ առնչությունը կամայական ΔV ծավալի համար տեղի կունենա, եթե վերցնենք՝

$$\rho' = -\mathrm{div}\vec{P} = -\left(\frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z}\right): \quad (8.10)$$

(8.10)-ից հետևում է, որ եթե բևեռացումը համասեռ է, ապա $\vec{P} = \mathrm{const}$ և $\mathrm{div}\vec{P} = 0$, և կապված լիցքերի ծավալային խտությունը կլինի զրո:

8.4. Գաուսի թեորեմը դիէլեկտրիկների առկայության դեպքում: Էլեկտրական դաշտի ինդուկցիայի վեկտոր: Միջավայրի դիէլեկտրական թափանցելիություն

Քանի որ դիէլեկտրիկի ներսում դաշտի $\vec{E}$ լարվածությունը պայմանավորված է կողմնակի կամ ազատ q_0 լիցքերի ու կապված q' լիցքերի դաշտերի վերադրմամբ, ապա կարող ենք գրել, որ $\vec{E}$ լարվածության հոսքը կամայական փակ մակերևույթով հավասար է նրա ներսի q_0 և q' լիցքերի հանրահաշվական գումարը բաժանած էլեկտրական ε_0 հաստատունին՝

$$\oint_S \vec{E}d\vec{S} = \frac{q_0 + q'}{\varepsilon_0}: \quad (8.11)$$

Այստեղ տեղադրենք $q' = -\oint_S \vec{P}d\vec{S}$, այսինքն հաշվի առնենք միայն միջավայրի ներսի կապված լիցքը, կունենանք՝

$$\oint_S \left(\vec{P} + \varepsilon_0\vec{E}\right)d\vec{S} = q_0: \tag{8.12}$$

Փաստորեն, այստեղ անտեսված է մակերևութային կապված լիցքերի դաշտը, այսինքն՝ միջավայրը վերցված է անվերջ:

Ներմուծենք $\vec{D}$ վեկտոր այնպես, որ

$$\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}: \tag{8.13}$$

Կունենանք՝

$$\oint_S \vec{D}d\vec{S} = q_0: \tag{8.14}$$

$\vec{D}$ վեկտորին անվանում են էլեկտրական դաշտի ինդուկցիայի (շեղման) վեկտոր: Քանի որ $\vec{P} = \varepsilon_0\chi\vec{E}$, ուստի կարող ենք գրել

$$\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \varepsilon_0\chi\vec{E} = \varepsilon_0(1+\chi)\vec{E} = \varepsilon_0\varepsilon\vec{E}, \tag{8.15}$$

որտեղ $\varepsilon = 1 + \chi$ անչափ մեծությանն անվանում են միջավայրի հարաբերական դիէլեկտրական թափանցելիություն, իսկ $\varepsilon_0\varepsilon$ մեծությանը՝ միջավայրի բացարձակ դիէլեկտրական թափանցելիություն: (8.15)-ը ճիշտ է իզոտրոպ միջավայրերի համար:

Ոչ իզոտրոպ միջավայրի դեպքում տարբեր ուղղություններով էլեկտրական հատկությունները տարբեր են, այսինքն X, Y, Z առանցքների ուղղությամբ ε դիէլեկտրական թափանցելիությունն ունի տարբեր արժեքներ՝ $\varepsilon_x \neq \varepsilon_y \neq \varepsilon_z$: Այս դեպքում $D_x = \varepsilon_0\varepsilon_x E_x$, $D_y = \varepsilon_0\varepsilon_y E_y$, $D_z = \varepsilon_0\varepsilon_z E_z$, իսկ

$$\vec{D} = \hat{\imath}D_x + \hat{\jmath}D_y + \hat{k}D_z = \varepsilon_0\varepsilon_x\hat{\imath}E_x + \varepsilon_0\varepsilon_y\hat{\jmath}E_y + \varepsilon_0\varepsilon_z\hat{k}E_z: \tag{8.16}$$

(8.16) -ից հետևում է, որ $\vec{D}$ վեկտորը չունի $\vec{E}$ վեկտորի ուղղությունը: Ընդհանուր դեպքում $\vec{D}$-ն հարմարության համար ներմուծված վեկտոր է և միավորների ՄՀ-ում չունի ֆիզիկական իմաստ:

(8.14) առնչության դիֆերենցիալ տեսքը կլինի

$$\mathrm{div}\vec{D} = \rho_0: \tag{8.17}$$

(8.14)-ն ու (8.17)-ը Գաուսի թեորեմի ինտեգրալ և դիֆերենցիալ տեսքերն են էլեկտրական դաշտի համար դիէլեկտրիկների առկայության դեպքում: Այդ բանաձևերից հետևում է, որ $\vec{D}$-ն բավարարում է այն հավասարմանը, ինչ որ $\varepsilon_0\vec{E}_0$ -ն վակուումի դեպքում, ուստի ինչ արտահայտություն որ ստացել ենք $\varepsilon_0\vec{E}_0$-ի համար վակուումում, նույնը կարող ենք գրել $\vec{D}$-ի համար միջավայրի առկայության դեպքում: Օրինակ՝ կետային լիցքի դաշտի համար ունենք՝ $\varepsilon_0\vec{E}_0 = \frac{q}{4\pi r^3}\vec{r}$: Այժմ կարող ենք գրել, որ $\vec{D} = \frac{q}{4\pi r^3}\vec{r}$: Քանի որ $\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon\vec{E}$, կունենանք՝ $\vec{E} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^3}\vec{r}$: Ինչպես տեսնում ենք այս օրինակներից, $\vec{D}$-ն կախված չէ համասեռ միջավայրի հատկություններից, հետևաբար տրված լիցքերի ստեղծած էլեկտրական դաշտերի ինդուկցիաները վակուումում և համասեռ միջավայրում համընկնում են:

8.5. Եզրային պայմաններ երկու դիէլեկտրիկների բաժանման սահմանին: Էլեկտրական դաշտի ուժագծերի բեկման օրենքը

Քննարկենք $\vec{E}$ և $\vec{D}$ վեկտորների վարքը երկու իզոտրոպ դիէլեկտրիկների բաժանման սահմանին: Պարզության համար ենթադրենք, որ բաժանման այդ սահմանի վրա ազատ լիցքեր չկան: Որոնելի եզրային պայմանները գտնելու համար օգտվենք էլեկտրական դաշտի լարվածության շրջապտույտի և Գաուսի թեորեմներից՝

$$\oint_l \vec{E}d\vec{l} = 0, \qquad \oint_S \vec{D}d\vec{S} = 0: \tag{8.18}$$

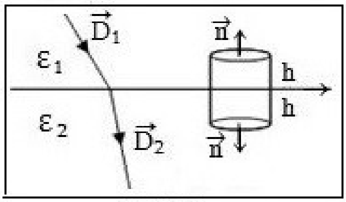
Ենթադրենք ε_1 և ε_2 դիէլեկտրական թափանցելիությամբ երկու դիէլեկտրիկների բաժանման սահմանը հարթ է:

Բաժանման սահմանի վրա վերցնենք փոքր բարձրությամբ և հիմքի մակերեսով գլանային փակ մակերևույթ, որի ծնիչն ուղղահայաց է բաժանման սահմանին, գլանի մի կեսը գտնվում է առաջին, իսկ մյուս կեսը՝ երկրորդ միջավայրում (Նկ. 8.5): Գլանի կեսի բարձրությունը նշանակենք h-ով: Եթե բաժանման սահմանին կողմնակի լիցքեր չկան, ապա $\vec{D}$-ի հոսքն այդ փակ մակերևույթով կտա՝ $\oint_S \vec{D}d\vec{S} = -D_{1n}S_n + D_{2n}S_n + D_{միջ}S_{կող} = 0$:

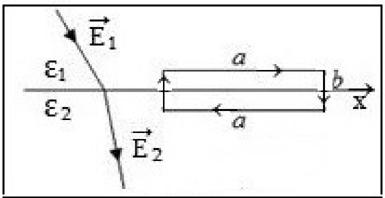
Երբ $h \to 0$, ապա կողմնային մակերևույթի $S_{կող}$ մակերեսը ձգտում է զրոյի: Արդյունքում ինդուկցիայի նորմալ բաղադրիչի համար կունենանք՝

$$D_{2n} = D_{1n}: \tag{8.19}$$

Այսինքն՝ մի միջավայրից մյուսին անցնելիս ինդուկցիայի վեկտորի նորմալ

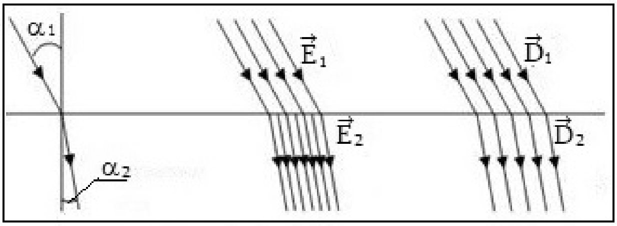


Նկ.8.5



Նկ.8.6

բաղադրիչը բաժանման սահմանին մնում է անփոփոխ, կամ մի միջավայրից մյուսին անցնելիս ինդուկցիայի գծերի թիվը չի փոխվում, բայց քանի որ $E_{2n} \neq E_{1n}$, ուստի լարվածության գծերի թիվը փոխվում է՝ Նկ. 8.7:



Նկ.8.7

Դաշտի լարվածությունը ε_1-ով միջավայրում նշանակենք $\vec{E}_1$-ով, իսկ ε_2-ով միջավայրում՝ $\vec{E}_2$-ով և X առանցքն ուղղենք բաժանման այդ հարթությամբ (Նկ. 8.6): Վերցնենք ուղղանկյուն փոքր կոնտուր, որի մի կեսն անցնում է առաջին, իսկ մյուս կեսը՝ երկրորդ միջավայրով: Այս դեպքում կարող ենք գրել, որ $\oint_l \vec{E}d\vec{l} = E_{1x}a - E_{2x}a + E_{միջ}b - E_{միջ}b = 0$:

$E_{միջ}$-ը դաշտի լարվածության միջին արժեքն է b-ի վրա: Եթե $b \to 0$, ապա E_{1x} ու E_{2x} կդառնան $\vec{E}_1$-ի և $\vec{E}_2$-ի x պրոյեկցիաները բաժանման սահմանի վրա, իսկ $E_{միջ}b \to 0$, և կստանանք՝

$$E_{1x} = E_{2x}: \tag{8.20}$$

Ստացված արդյունքը նշանակում է, որ մի միջավայրից մյուսին անցնելիս լարվածության շոշափող բաղադրիչը մնում է անփոփոխ: Եթե բաժանման սահմանի վրա կան կողմնակի լիցքեր, ապա $D_{2n} \neq D_{1n}$ և $D_{2n} - D_{1n} = \sigma_0$, որտեղ σ_0-ն կողմնակի լիցքերի մակերևութային խտությունն է:

Նույն ձևով $\oint_S \vec{P}d\vec{S} = -q'$ արտահայտությունից ստանում ենք, որ բաժանման սահմանի վրա՝ $P_{2n} - P_{1n} = -\sigma'$, որտեղ σ' -ը կապված լիցքերի մակերևութային խտությունն է:

Եթե $\vec{D}_1$-ը (կամ $\vec{E}_1$ -ը) բաժանման սահմանի ուղղահայաց ուղղի հետ կազմում է α_1, իսկ $\vec{D}_2$ -ը կամ $\vec{E}_2$ -ը՝ α_2 անկյուն (Նկ.8.7), ապա կարող ենք գրել, որ $E_{1x} = E_1\sin\alpha_1$, $E_{2x} = E_2\sin\alpha_2$, $D_{1x} = D_1\cos\alpha_1$, $D_{2x} = D_2\cos\alpha_2$:

Այսպիսով, կունենանք՝

$$E_1\sin\alpha_1 = E_2\sin\alpha_2, \quad D_1\cos\alpha_1 = D_2\cos\alpha_2: \tag{8.21}$$

Քանի որ $D_1 = \varepsilon_0\varepsilon_1E_1$, $D_2 = \varepsilon_0\varepsilon_2E_2$, ապա՝

$$\varepsilon_1E_1\cos\alpha_1 = \varepsilon_2E_2\cos\alpha_2: \tag{8.22}$$

(8.21)-ը (8.22)-ի վրա բաժանելով, կստանանք՝

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha_1}{\varepsilon_1} = \frac{\operatorname{tg}\alpha_2}{\varepsilon_2} \quad \text{կամ} \quad \frac{\operatorname{tg}\alpha_1}{\operatorname{tg}\alpha_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}: \tag{8.23}$$

(8.23)-ը էլեկտրական դաշտի ուժագծերի բեկման օրենքն է երկու դիէլեկտրիկների բաժանման սահմանի վրա:

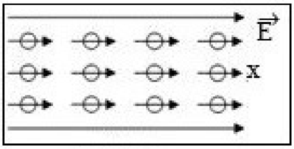
Ստուգողական հարցեր

1. Ո՞ր նյութերն են դիէլեկտրիկ, և ինչո՞վ են դրանք տարբերվում հաղորդիչներից:
2. Ո՞ր դիէլեկտրիկներն են բևեռային, որո՞նք՝ ոչ բևեռային:
3. Ինչպե՞ս է բևեռանում՝ **ա**) բևեռային, **բ**) ոչ բևեռային դիէլեկտրիկը:
4. Ի՞նչ է բևեռացման վեկտորը: Գրեք բևեռացման վեկտորի բանաձևը:
5. Ի՞նչ է դիէլկտրիկի էլեկտրական ընկալունակությունը (դիէլեկտըրիկի բևեռացման գործակիցը), և ո՞րն է դրա միավորը:
6. Ո՞ր լիցքերն են կոչվում կապված, և ինչպե՞ս է որոշվում այդ լիցքերի՝ **ա**) մակերևութային, **բ**) ծավալային խտությունները, եթե հայտնի է բևեռացման վեկտորը:
7. Ի՞նչ առնչությամբ է տրվում էլեկտրական ինդուկցիայի վեկտորը:
8. Գրեք Գաուսի թեորեմը դիէլեկտրիկներում:
9. Երկու դիէլեկտրիկների բաժանման սահմանին էլեկտրական դաշտի լարվածության և ինդուկցիայի վեկտորի ո՞ր բաղադրիչն է մնում նույնը, իսկ ո՞րն ունի խզում:
10. Բևեռացման վեկտորի նորմալ բաղադրիչի փոփոխությամբ ինչպե՞ս կարելի է որոշել երկու դիէլեկտրիկների բաժանման սահմանի կապված լիցքերի մակերևութային խտությունը:
11. Ինդուկցիայի վեկտորի նորմալ բաղադրիչի փոփոխությամբ ինչպե՞ս կարելի է որոշել երկու դիէլեկտրիկների բաժանման սահմանի ազատ լիցքերի մակերևութային խտությունը:

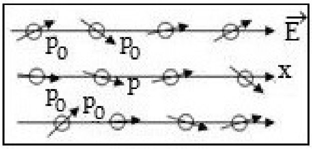
§9. Նոսր գազերի դիէլեկտրական ընկալունակությունը և թափանցելիությունը: Խիտ գազերի (հեղուկների) դիէլեկտրական թափանցելիությունը

9.1. Ոչ բևեռային նոսր գազերի դիէլեկտրական ընկալունակությունը և թափանցելիությունը

Եթե ոչ բևեռային համասեռ գազում ստեղծենք $\vec{E}$ լարվածությամբ համասեռ էլեկտրական դաշտ, ապա գազի բոլոր մոլեկուլները կբևեռանան դաշտի ուղղությամբ: Եվ անկախ մոլեկուլի շարժման ուղղությունից՝ այն ձեռք կբերի դաշտի ուղղությամբ դիպոլային մոմենտ (Նկ.9.1):



Նկ.9.1



Նկ.9.2

Յուրաքանչյուր մոլեկուլի (ատոմի) ձեռք բերած դիպոլային մոմենտն ուղիղ համեմատական է դաշտի լարվածությանը.

$$\vec{p} = \varepsilon_0 \alpha \vec{E}, \tag{9.1}$$

որտեղ α-ն ունի ծավալի չափողականություն և կոչվում է մոլեկուլի բևեռացվելիություն, այն $\sim 10^{-29} \div 10^{-30}$ մ³ կարգի մեծություն է: Եթե գազի կոնցենտրացիան նշանակենք n-ով, ապա միավոր ծավալի դիպոլային մոմենտը, այսինքն բևեռացման վեկտորը, կլինի՝

$$\vec{P} = \varepsilon_0 n \alpha \vec{E} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}, \tag{9.2}$$

որտեղ $\chi = n\alpha$: Սա իրենից ներկայացնում է ոչ բևեռային նոսր գազի դիէլեկտրական ընկալունակությունը: Դիէլեկտրական թափանցելիությունը կլինի՝

$$\varepsilon = 1 + \chi = 1 + n\alpha: \tag{9.3}$$

χ -ն, հետևաբար և ε-ը, կախված չեն E-ից և ջերմաստիճանից:

Նորմալ պայմաններում $n \sim 10^{25}$ մ⁻³ և $\chi \sim 10^{-4} \div 10^{-3}$ կարգի մեծություններ են:

9.2. Բևեռային նոսր գազերի դիէլեկտրական ընկալունակությունը և թափանցելիությունը

Բևեռային գազերի մոլեկուլներն ունեն սեփական p_0 դիպոլային մոմենտ, սակայն դաշտի բացակայության դեպքում մոլեկուլների դիպոլային մոմենտներն անկանոն են դասավորված, և բևեռացման վեկտորը հավասար է զրոյի՝ $\vec{P}=0$: Այժմ ենթադրենք այդ գազը գտնվում է արտաքին համասեռ դաշտում: Այս դեպքում մոլեկուլների դիպոլային մոմենտները մասնակիորեն ուղղվում են դաշտի ուղղությամբ, և գազն այդ ուղղությամբ բևեռանում է (Նկ. 9.2):

$\vec{p}_0$-ի կազմած անկյունը $\vec{E}$ -ի հետ նշանակենք θ-ով. այն սուր անկյուն է և տարբեր մոլեկուլների համար տարբեր է: $\vec{p}_0$-ի x պրոյեկցիան (X առանցքն ուղղված է $\vec{E}$-ի ուղղությամբ, իսկ Y առանցքը՝ դրան ուղղահայաց դեպի վեր) կլինի $p_0\cos\theta$, իսկ y պրոյեկցիան՝ $p_0\sin\theta$: Բևեռացման վեկտորի x պրոյեկցիայի համար կունենանք՝ $P_x=\sum_{i=1}^{n}p_0\cos\theta_i=np_0<\cos\theta>$, իսկ $P_y=\sum_{i=1}^{n}p_0\sin\theta_i=np_0<\sin\theta>$, որտեղ $<\cos\theta>$-ն $\cos\theta$-ի միջին արժեքն է, $<\sin\theta>$-ն՝ $\sin\theta$–ի միջին արժեքը: $\sin\theta$-ն ընդունում է դրական և բացասական արժեքներ և դրա արդյունքում $<\sin\theta>=0$: $\cos\theta$–ն ընդունում է միայն դրական արժեքներ և $<\cos\theta>\neq 0$: Այսպիսով, բևեռացման վեկտորն ուղղված է դաշտի ուղղությամբ և

$$P=np_0<\cos\theta>: \tag{9.4}$$

Այս մոլեկուլներն էլեկտրական դաշտում ունեն $W_{պ}=-p_0E\cos\theta$ փոխազդեցության էներգիա: Լանժևենը համարել է, որ այդ դիպոլները (մոլեկուլները) էլեկտրական դաշտում ըստ էներգիաների ունեն Բոլցմանի բաշխվածություն, և օգտվելով դրանից՝ հաշվել է $<\cos\theta>$ -ի արժեքը: Լանժևենը ստացել է, որ՝

$$<\cos\theta>=L(\beta)=\mathrm{cth}\beta-\frac{1}{\beta}: \tag{9.5}$$

(9.5)-ում

$$\beta=\frac{p_0E}{kT}, \tag{9.6}$$

որտեղ k-ն Բոլցմանի հաստատունն է, T-ն՝ բացարձակ ջերմաստիճանը: Փաստորեն β-ն մոլեկուլների փոխազդեցության առավելագույն p_0E էներգիայի և դրանց ջերմային շարժման kT էներգիաների հարաբերությունը բնութագրող պարամետր է: L(β)-ն հայտնի է որպես Լանժևենի ֆունկցիա և ունի Նկ.9.3–ի մոտավոր տեսքը:

Այսպիսով, բևեռացման վեկտորի կախվածությունը դաշտի E լարվածությունից և ջերմաստիճանից տրվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$P=np_0L(\beta): \tag{9.7}$$

Երբ $\beta\gg 1$, այսինքն $\frac{p_0E}{kT}\gg 1$, ապա $L(\beta)\approx 1$ և $P\approx np_0$: Այս դեպքում ունենք հագեցած բևեռացում (բոլոր դիպոլները համարյա ուղղվում են դաշտի ուղղությամբ): Եթե վերցնենք T=300Կ, ապա $E_{հագ}\approx kT/p_0\approx 4\cdot 10^8$Վ/մ: Այսինքն, հազեցած բևեռացում կստացվի շատ բարձր լարվածության դեպքում, որը ներատոմական դաշտի կարգի մեծություն է:

Երբ $\beta \ll 1$ կամ $E \ll 4 \cdot 10^8 \frac{\text{Վ}}{\text{մ}}$, ապա cthβ-ն շարքի վերածելուց հետո՝ $\text{cth}\beta = \frac{1}{\beta} + \frac{\beta}{3} - \frac{\beta^3}{45} + \cdots$, կստանանք $L(\beta) \approx \frac{\beta}{3} = \frac{p_0 E}{3kT}$: Այս դեպքում բևեռացման վեկտորի համար կունենանք՝

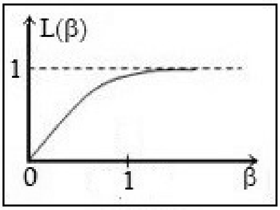
$$P = \frac{np_0^2 E}{3kT} = \varepsilon_0 \chi E: \tag{9.8}$$

Այստեղից հետևում է, որ

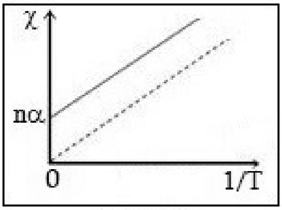
$$\chi = \frac{np_0^2}{3\varepsilon_0 kT}: \tag{9.9}$$

Քանի որ գործնականում գոյություն ունեցող բոլոր դաշտերի համար $E \ll 4 \cdot 10^8$Վ/մ, ուստի (9.9) առնչությունը ճիշտ է բոլոր դաշտերի համար:

Գնահատենք բևեռային գազերի χ-ն: (9. 9)-ի մեջ տեղադրենք $n \sim 10^{24}$ մ$^{-3}$, $p_0 \sim 10^{-29}$Կլ.մ, $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$Ջ/Կ, T=300Կ, $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$Ֆ/մ, կստանանք $\chi \sim 0{,}2$: Այսինքն բևեռային գազերի էլեկտրական ընկալունակությունը երկու և ավելի կարգով մեծ է ոչ բևեռային գազերի էլեկտրական ընկալունակությունից:



Նկ.9.3



Նկ.9.4

(9.9)-ից հետևում է, որ χ-ի կախվածությունը 1/T-ից ուղիղ գիծ է և պետք է անցնի սկզբնակետով, եթե որպես հաշվարկման առանցք ընդունենք 1/T (Նկ. 9.4): Սակայն այն χ-ի առանցքը հատում է $n\alpha$ կետում: Սա պայմանավորված է նրանով, որ հաշվի չի առնվել մոլեկուլներում մակածված բևեռացումը, որին համապատասխանում է $n\alpha$ ընկալունակություն: Այնպես որ բևեռային գազերի էլեկտրական ընկալունակությունը տրվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$\chi = n\alpha + \frac{np_0^2}{3\varepsilon_0 kT}: \tag{9.10}$$

Դրանց դիէլեկտրական թափանցելիությունը հավասար կլինի՝

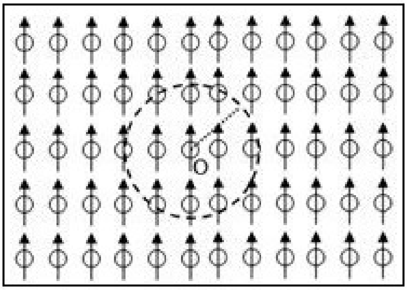
$$\varepsilon = 1 + n\alpha + \frac{np_0^2}{3\varepsilon_0 kT}: \tag{9.11}$$

Սակայն $n\alpha$-ն շատ փոքր է 1-ից և վերջին գումարելիից, ու սովորաբար այն անտեսվում է:

9.3. Գործող (արդյունարար) դաշտ: Խիտ ոչ բևեռային գազերի (հեղուկների) դիէլեկտրական ընկալունակությունը և թափանցելիությունը: Կլաուզիուս-Մոսոտիի բանաձևը

Քանի որ նոսր գազերի բևեռացման պատճառով ստեղծված լրացուցիչ էլեկտրական դաշտը շատ թույլ է բևեռացումը ստեղծող դաշտից, ուստի դրանցում յուրաքանչյուր մոլեկուլի վրա ազդող դաշտը կարող ենք ընդունել դիէլեկտրիկում $\vec{E}$ միջին դաշտին հավասար:

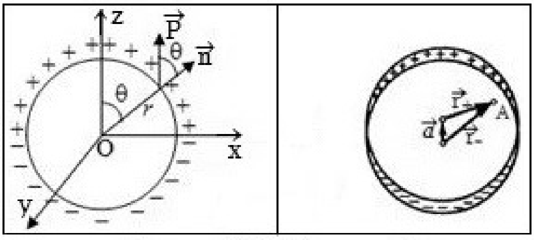
Խիտ միջավայրի դեպքում մոլեկուլներն իրար մոտ են գտնվում, և արդեն յուրաքանչյուր դիպոլի (մոլեկուլի) վրա ազդող ուժը պայմանավորված կլինի նրա հարևանությամբ գտնվող դիպոլների ազդեցությամբ, հետևաբար մոլեկուլների վրա ազդող դաշտը կտարբերվի $\vec{E}$ դաշտից: Այդ դաշտին անվանում են գործող կամ արդյունարար դաշտ: Նշանակենք այն $\vec{E}^*$-ով: Ընդհանուր դեպքում $\vec{E}^*$-ը ճշգրտորեն որոշելն անհնարին է, քանի որ դա կախված է մոլեկուլների դիպոլային մոմենտների ուղղությունից և հեռավորությունից (որոնք խիստ անորոշ են): Սակայն, եթե դիէլեկտրիկը համասեռ է ու անվերջ, և նրա մոլեկուլների դիպոլային մոմենտներն ունեն խիստ նույն ուղղությունը, ապա արդեն այն կարելի է հաշվարկել: Մոլեկուլների դիպոլային մոմենտների նման դասավորություն հնարավոր է ոչ բևեռային գազերում:



Նկ.9.5

Այդ դիէլեկտրիկի ներսում առանձնացնենք որևէ դիպոլ (մոլեկուլ) և տեսնենք, թե այն կետում, որտեղ գտնվում է այդ մոլեկուլը, ի՞նչ դաշտ են ստեղծում մնացած դիպոլները: Այդ նպատակով վերցնենք ֆիզիկական փոքր ծավալով գունդ, որի կենտրոնն այդ կետն է (Նկ. 9.5):

O կետում դաշտը կլինի այդ գնդի ներսում գտնվող դիպոլների դաշտերի գումարը, որը նշանակենք $\vec{E}_1$-ով և այդ գնդից դուրս գտնվող դիպոլների դաշտերի գումարը: Գնդի ներսի դաշտ ստեղծող դիպոլներն անհամասեռ են բաշխված (քանի որ ընդունում ենք, որ O կետում դաշտ ստեղծող դիպոլ չկա) և կարելի է ցույց տալ, որ դրանց ստեղծած դաշտի միջին արժեքը, ըստ այդ ֆիզիկական փոքր գնդի ծավալի, հավասար է զրոյի՝ $\vec{E}_1 = 0$: Մնում է որոշել այդ գնդից դուրս գտնվող դիպոլների դաշտն O կետում: Այդ գնդից դուրս արդեն դիպոլներն ունեն համասեռ բաշխվածություն, սակայն գնդի մակերևույթի վրա առաջանում են կապված մակերևութային լիցքեր, որոնց ստեղծած դաշտի լարվածությունն O կետում կտա հենց գնդից դուրս գտնվող դիպոլների դաշտը: Առանձնացնենք այդ գունդը (Նկ. 9.6ա): Այդպիսի մակերևութային կապված լիցքերի բաշխվածություն կստացվի նաև այդ շառավղով դիէլեկտրիկ գնդի համասեռ բևեռացումից: Մինչև այդ գնդի բևեռանալը՝ նրանում կար $+\rho$ և $-\rho$ դրական և բացասական կապված լիցքերի համասեռ խառնուրդ: Համասեռ էլեկտրական դաշտում բոլոր դրական և բացասական լիցքերը տեղաշարժվում են $\vec{a}$ շատ փոքր (նույնիսկ ատոմական չափերից փոքր) չափով, և գունդը հավասարաչափ կերպով բևեռանում է (Նկ. 9.6բ):



ա) Նկ.9.6 բ)

Դրա բևեռացման վեկտորը կլինի՝ $\vec{P}=\rho\vec{a}$: Այդ բևեռացած գնդի ներսի կամայական A կետում դաշտը կլինի $+\rho$ և $-\rho$ դրական և բացասական հաստատուն ծավալային խտություններով լիցքավորված գնդերի դաշտերի գումար՝

$$\vec{E}_{\text{և}}=\frac{\rho}{3\varepsilon_0}\vec{r}_+-\frac{\rho}{3\varepsilon_0}\vec{r}_-=-\frac{\rho}{3\varepsilon_0}\vec{a}=-\frac{1}{3\varepsilon_0}\vec{P}: \tag{9.12}$$

Այստեղ օգտվել ենք այն հանգամանքից, որ համասեռ լիցքավորված գնդի դաշտը նրա ներսում տրվում է $\vec{E}_{\text{գ}}=\frac{\rho}{3\varepsilon_0}\vec{r}$ բանաձևով:

Համասեռ բևեռացած անվերջ դիէլեկտրիկում ստեղծելով գնդային խոռոչ՝ մենք փաստորեն հեռացրել ենք համասեռ բևեռացած գնդի $\vec{E}_{\text{և}}=-\frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0}$ դաշտը: Այդ պատճառով դիէլեկտրիկի ներսի միջինացված $\vec{E}$ դաշտը, համաձայն վերադրման սկզբունքի, հավասար կլինի խոռոչի ներսի $\vec{E}^*$ և $\vec{E}_{\text{և}}$ դաշտերի գումարին՝

$$\vec{E}=\vec{E}_{\text{և}}+\vec{E}^*:\ \text{Որտեղից}\ \vec{E}^*=\vec{E}-\vec{E}_{\text{և}}=\vec{E}+\frac{1}{3\varepsilon_0}\vec{P}:$$

Այսպիսով, գնդային խոռոչում դաշտը դիէլեկտրիկի ներսի $\vec{E}$ դաշտից մեծ է $\frac{1}{3\varepsilon_0}\vec{P}$ մեծությամբ, և խիտ դիէլեկտրիկի յուրաքանչյուր դիպոլի վրա ազդող արդյունարար դաշտը՝ գործող դաշտը, հետևյալն է.

$$\vec{E}^*=\vec{E}+\frac{1}{3\varepsilon_0}\vec{P}: \tag{9.13}$$

Այս դաշտի ազդեցությամբ դիէլեկտրիկում առաջացած բևեռացման վեկտորը կլինի՝ $\vec{P}=\varepsilon_0\chi\vec{E}^*=\varepsilon_0\chi\vec{E}+\frac{\chi}{3}\vec{P}$: Այստեղից՝

$$\vec{P}=\frac{\varepsilon_0\chi}{1-\chi/3}\ \text{E}=\ \varepsilon_0\chi'\vec{E}: \tag{9.14}$$

Ինչպես տեսնում ենք, խիտ միջավայրի էլեկտրական χ' ընկալունակությունը մեծ է նույն միջավայրի նոսր վիճակում ունեցած χ-ից՝

$$\chi'=\frac{\chi}{1-\chi/3}: \tag{9.15}$$

Դիէլեկտրական թափանցելիությունը կլինի՝

$$\varepsilon = 1 + \chi' = 1 + \frac{\chi}{1-\chi/3} \quad \text{կամ} \quad \varepsilon - 1 = \frac{\chi}{1-\chi/3}\,, \quad \varepsilon + 2 = \frac{3}{1-\chi/3}:$$

Կազմենք $\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}$ հարաբերությունը և նկատի ունենալով, որ ոչ բևեռային գազերի համար $\chi = n\alpha$, կունենանք՝

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2} = \frac{\alpha\, N_{Ա} \frac{\rho}{M}}{3}\,, \tag{9.16}$$

կամ

$$\left(\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\right) \cdot \frac{3M}{\rho} = \alpha\, N_{Ա}, \tag{9.17}$$

որտեղ ρ-ն գազի խտությունն է, M-ը՝ մոլային զանգվածը, $N_{Ա}$-ն՝ Ավոգադրոյի հաստատունը: (9.16) կամ (9.17) առնչություններին անվանում են Կլաուզիուս-Մոսոտիի բանաձև: (9.17) առնչության ձախ մասը փաստորեն կախված չէ ճնշումից և ջերմաստիճանից, քանի դեռ α-ն չի փոփոխվել: Փորձերը CO_2 գազի հետ ցույց են տվել, որ երբ ճնշումը փոփոխել են 1ՄՊա-ից 100 ՄՊա, ապա ε-ը փոփոխվել է մոտ 1,5 անգամ, մինչդեռ ձախ մասը փոփոխվում է ընդամենը մի քանի հարյուրերորդական մասով: Ստացված արդյունքները ճիշտ են նաև ոչ բևեռային հեղուկների համար, սակայն ճիշտ չեն բևեռային խիտ գազերի և հեղուկների դեպքում, քանի որ դրանց դեպքում հագեցած բևեռացում (երբ բոլոր դիպոլներն ուղղվում են մի ուղղությամբ) տեղի ունի ուժեղ դաշտերի դեպքում՝ $E \sim E_{ատ}$: Սակայն այս դեպքում էլ խախտվում է $\vec{P}(\vec{E})$ գծային կախվածությունը:

Ստուգողական հարցեր

1. Ի՞նչ է ատոմի (մոլեկուլի) բևեռացվելիությունը (բևեռացման գործակիցը): Ի՞նչ միավորով է դա չափվում:
2. Ինչի՞ է հավասար ոչ բևեռային նոսր գազերի դիէլեկտրական ընկալունակությունը և թափանցելիությունը:
3. Ոչ բևեռային նոսր գազերի դիէլեկտրական թափանցելիությունն ինչպե՞ս է կախված ճնշումից:
4. Բևեռային նոսր գազերի դիէլեկտրական թափանցելիությունն ինչպե՞ս է կախված ճնշումից (հաստատուն ջերմաստիճանում):
5. Ոչ բևեռային նոսր գազերի դիէլեկտրական թափանցելիություն ինչպե՞ս է կախված ջերմաստիճանից:
6. Բևեռային խիտ գազերի դիէլեկտրական թափանցելիությունն ինչպե՞ս է կախված ջերմաստիճանից:
7. Ո՞րն է կոչվում գործող դաշտ և ո՞ր դեպքում է հնարավոր տեսականորեն այն հաշվել:
8. Խիտ ոչ բևեռային գազերում ի՞նչ տեսք ունի գործող դաշտը:
9. Գրեք Կլաուզիուս-Մոսոտիի բանաձևը ոչ բևեռային գազերի համար:

§10. Սեգնետաէլեկտրիկների դիէլեկտրական առանձնահատկությունները: Հակասեգնետաէլեկտրիկներ: Պյեզոէլեկտրիկներ և պիրոէլեկտրիկներ

10.1. Սեգնետաէլեկտրիկների դիէլեկտրական ընկալունակության և թափանցելիության առանձնահատկությունները: Բևեռացման վեկտորի և էլեկտրական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի հիսթերեզիսային կորերը

Ինչպես հետևում է $\vec{P} = \varepsilon_0\chi\vec{E}$ առնչությունից, եթե $\vec{E} = 0$, ապա $\vec{P} = 0$: Սակայն կան պինդ բյուրեղային նյութեր, որոնք որոշակի ջերմաստիճանային տիրույթում ինքնակամ (սպոնտան) բևեռացված են, արտաքին էլեկտրական դաշտի բացակայության դեպքում՝ $\vec{P} \neq 0$: Այս հատկությունն առաջին անգամ նկատվել է սեգնետյան աղում ($NaKC_4H_4O_64H_2O$), որի պատճառով այդ հատկությամբ օժտված դիէլեկտրիկներին անվանել են սեգնետաէլեկտրիկներ: Սեգնետաէլեկտրիկներ են բարիումի տիտանատը ($BaTiO_3$), կալիումի ֆոսֆատը (KH_2PO_4) և այլն:

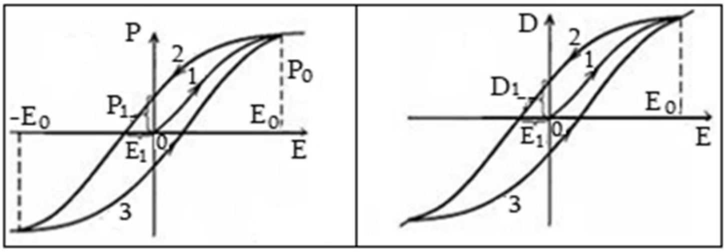
Սեգնետաէլեկտրիկներն ունեն հետևյալ առանձնահատկությունները.

1. Ջերմաստիճանային որոշակի տիրույթում դրանց χ էլեկտրական ընկալունակությունը և հետևաբար ε դիէլեկտրական թափանցելիությունը չափազանց մեծ են (կարող են հասնել տասնյակ հազարների):

2. Դրանց էլեկտրական χ ընկալունակությունը և դիէլեկտրական ε թափանցելիությունը կախված են էլեկտրական դաշտի լարվածությունից, ընդ որում այդ կախվածությունները միարժեք չեն, այդ պատճառով $\vec{P} = \varepsilon_0\chi\vec{E}$ և $\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon\vec{E}$ կախվածությունները գծային չեն:

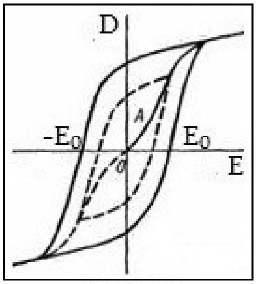
3. Դրանցում $\vec{P}$-ի կամ $\vec{D}$-ի արժեքը որոշվում է ոչ միայն դաշտի լարվածության արժեքով, այլ նաև կախված է բևեռացման նախկին վիճակից: Այս երևույթը կոչվում է դիէլեկտրական հիսթերեզիս:

Փորձով ստացվում է, որ $\vec{P}$ և $\vec{D}$ վեկտորների արժեքների կախումն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ունի Նկ.10.1-ում պատկերված տեսքը: Դաշտի սկզբնական մեծացման դեպքում բևեռացման վեկտորի արժեքի աճը պատկերված է Նկ. 10.1 ա-ի 1 կորի ճյուղով, որը գծային չէ: Բևեռացումը, դաշտի լարվածության որոշակի արժեքից սկսած, մնում է հաստատուն՝ ընդունելով իր հագեցման P_0 արժեքը: Եթե սկսենք փոքրացնել էլեկտրական դաշտի լարվածությունը, ապա E_0-ից սկսած ցածր լարվածությունների դեպքում բևեռացման նվազումը կընթանա 2 ճյուղով: Երբ էլեկտրական դաշտը հավասարվում է զրոյի, բևեռացումը չի դառնում զրո, այլ ընդունում է P_1 արժեք:



ա)   Նկ.10.1   բ)

Մնացորդային P_1 բևեռացումը վերացնելու համար հարկավոր է կիրառել հակառակ ուղղության E_1 էլեկտրական դաշտ: Էլեկտրական դաշտի հետագա ցիկլային փոփոխության դեպքում P-ի փոփոխությունը նկարագրվում է բերված հիսթերեզիսային կորով: D(E) կախվածությունը նկարագրվում է Նկ.10.1բ հիսթերեզիսային կորով: Ի տարբերություն P(E) կախվածության, սկսած E_0 արժեքից, D-ն E-ից կախված գծայնորեն աճում է: Եթե $E < E_0$, ապա D(E) կախվածությունը կունենա Նկ.10.2-ում կետագծերով տարված հիսթերեզիսային մոտավոր կորը:



Նկ.10.2

10.2. Կյուրի-Վեյսի օրենքը

Սեգնետաէլեկտրական հատկությունները մեծապես կախված են ջերմաստիճանից: Տարբեր նյութերի համար որոշակի $T_Կ$ արժեքից բարձր ջերմաստիճանների դեպքում սեգնետաէլեկտրական նյութը դառնում է սովորական բևեռային դիէլեկտրիկ: Այդ ջերմաստիճանը կոչվում է Կյուրիի ջերմաստիճան կամ Կյուրիի կետ: Սեգնետաէլեկտրիկների հիմնական մասն օժտված է մեկ Կյուրիի կետով, սակայն որոշ սեգնետաէլեկտրիկներ ունեն Կյուրիի երկու ջերմաստիճան, օրինակ՝ սեգնետյան աղի Կյուրիի վերին ջերմաստիճանը $+24^0$C է, իսկ ստորինը՝ -18^0C, և սեգնետաէլեկտրական հատկությունները դիտվում են միայն այդ երկու կետերի միջև ընկած ջերմաստիճանային միջակայքում: Գործնականում լայն կիրառություն գտած սեգնետաէլեկտրիկ է բարիումի տիտանատը՝ $BaTiO_3$, որի Կյուրիի կետն ընկած է $+120^oC$-ի մոտակայքում, իսկ դիէլեկտրական թափանցելիության առավելագույն արժեքը հասնում է 6000-7000-ի: Կյուրիի կետի մոտակայքում, երբ սեգնետաէլեկտրիկը վերածվում է սովորական դիէլեկտրիկի, նրա դիէլեկտրական ընկալունակությունը ջերմաստիճանից կախված, կտրուկ փոփոխվելով սեգնետաէլեկտրական վիճակում ունեցած արժեքից, ընդունում է սովորական բևեռային դիէլեկտրական վիճակին համապատասխանող արժեքը (ε ~ 10): Կյուրիի $T_Կ$ կետի մոտակայքում դիէլեկտրական ընկալունակությունը T ջերմաստիճանից կախված է հետևյալ օրենքով, որը կոչվում է Կյուրի-Վեյսի օրենք.

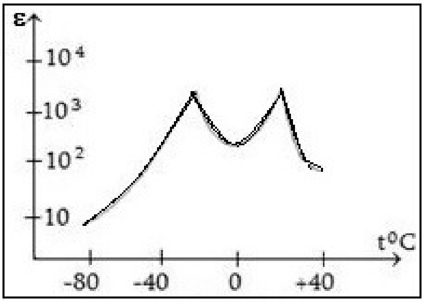
$$\chi = \frac{C}{T-T_0}, \qquad (10.1)$$

որտեղ C-ն կոչվում է Կյուրի-Վեյսի հաստատուն, իսկ T_0-ն՝ Կյուրի-Վեյսի ջերմաստիճան, որը շատ քիչ է տարբերվում Կյուրիի կետից $T_0 \approx T_Կ$: Եթե Կյուրիի կետերը երկուսն են, ապա վերին կետի համար տեղի ունի (10.1) առնչությունը, իսկ ստորին կետի համար Կյուրի-Վեյսի օրենքը կլինի՝

$$\chi = \frac{C'}{T_0-T}: \qquad (10.2)$$

Այստեղ արդեն C'-ը և T_0-ն ուրիշ հաստատուններ են:

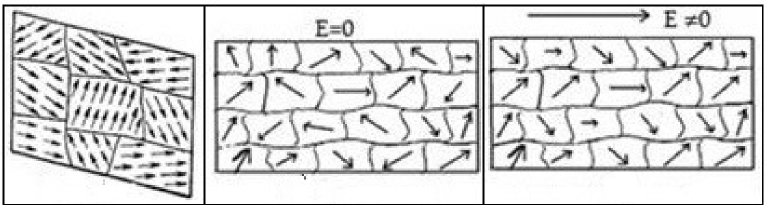
Չափումները ցույց են տվել, որ սեգնետյան աղի համար ε-ը ջերմաստիճանից կախված ունի Նկ.10.3-ում բերված մոտավոր տեսքը:



Նկ.10.3

10.3. Սեգնետաէլեկտրականության որակական բացատրությունը: Հակասեգնետաէլեկտրիկներ

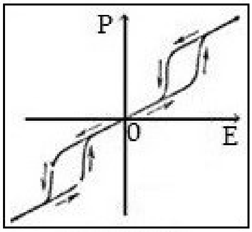
Սեգնետաէլեկտրական հատկությունների պատճառը սեգնետաէլեկտրիկների ինքնակամ բևեռացումն է, որն առաջանում է բևեռացած մոլեկուլների միջև չափազանց մեծ փոխազդեցության շնորհիվ: Այդ փոխազդեցության պատճառով սեգնետաէլեկտրիկը բաժանվում է առանձին տիրույթների՝ էլեկտրական դոմենների, որոնցում նույնիսկ արտաքին էլեկտրական դաշտի բացակայության դեպքում առաջանում է հագեցած բևեռացում (Նկ. 10.4ա): Դոմենների չափերը կարող են լինել 1մկմ կարգի:



ա) բ) Նկ.10.4 գ)

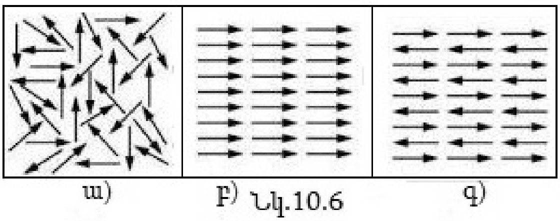
Սովորական պայմաններում տարբեր դոմենների էլեկտրական մոմենտներն ունեն անկանոն դասավորություն, այնպես որ ամբողջ սեգնետաէլեկտրիկի էլեկտրական մոմենտի արդյունարար արժեքը մոտ է զրոյին (Նկ.10.4բ): Արտաքին դաշտի ազդեցության տակ դոմենների էլեկտրական մոմենտները կողմնորոշվում են դաշտի ուղղությամբ: Կողմնորոշումը մեծանում է դաշտի ուժեղացմանը զուգընթաց (Նկ. 10.4գ): Սակայն կան փորձեր, որոնք հաստատում են այն հանգամանքը, որ դոմենների դիպոլային մոմենտները թռիչքաձև են ուղղվում դաշտի ուղղությամբ, և որքան ուժեղանում է դաշտը, այնքան մեծանում է դաշտի ուղղությամբ ուղղված դոմենների քանակը: Դաշտի լարվածության որոշակի E_0 արժեքի դեպքում բոլոր դոմենների էլեկտրական մոմենտները դառնում են դաշտին զուգահեռ, սեգնետաէլեկտրիկը ձեռք է բերում P_0 հագեցած բևեռացում և արտաքին դաշտի լարվածության հետագա մեծացումն այլևս չի փոխում այդ բևեռացումը: Եթե արտաքին էլեկտրական դաշտը վերացնենք, ապա դոմենների դիպոլային մոմենտները չեն վերադառնում լրիվ անկանոն դասավորության, և դիէլեկտրիկում մնում է որոշակի մնացորդային բևեռացում: Կյուրիի կետի մոտակայքում սկսվում է դոմենների փլուզում, որի հետևանքով սեգնետաէլեկտրիկը վերածվում է սովորական բևեռային դիէլեկտրիկի:

Կան բյուրեղային նյութեր, որոնց մոտ դոմենի ներսում իոնների կեսի դիպոլային մոմենտներն ունեն նույն ուղղությունը, իսկ մյուս կեսինը հակառակ և դոմենի դիպոլային մոմենտը հավասար է զրոյի: Այս դիէլեկտրիկները կոչվում են հակասեգնետաէլեկտրիկներ: Արտաքին դաշտում տեղադրելիս սկզբում դոմենի ներսում իոնների դիպոլային մոմենտները սկսում են շրջվել մի ուղղությամբ և դիէլեկտրիկը սկսում է գծայնորեն բևեռանալ: Էլեկտրական դաշտի լարվածության որոշակի E_0 արժեքի դեպքում դոմենների ներսում իոնների դիպոլային մոմենտներն ունենում են նույն ուղղությունը, և դոմեններում առաջանում է հագեցած բևեռացում, թեկուզ դոմենների դիպոլային մոմենտները դեռ ունեն անկանոն դասավորություն: Լարվածության այդպիսի արժեքի դեպքում հակասեգնետաէլեկտրիկը վերածվում է սեգնետաէլեկտրիկի և լարվածության հետագա փոփոխության դեպքում դիտվում են հիսթերեզիսային կորեր: Նկ. 10.5–ում բերված է P(E) կախվածությունը:



Նկ.10.5

Նկ.10.6-ի **ա**)-ում բերված է բևեռային դիէլեկտրիկի նկարագիրը, **բ**)-ում և **գ**)-ում՝ սեգնետաէլեկտրիկի ու հակասեգնետաէլեկտրիկի նկարագիրը մինչև դոմենների առաջանալը:

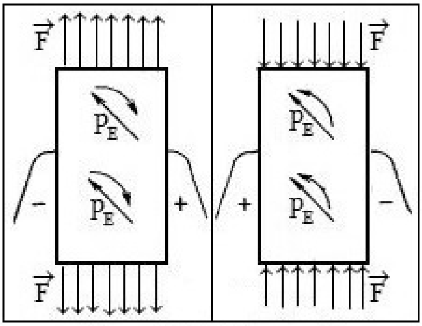


Նկ.10.6

10.4. Պյեզոէլեկտրիկներ և պիրոէլեկտրիկներ

Կան բազմաթիվ դիէլեկտրական բյուրեղներ, որոնք որոշակի ուղղությամբ դեֆորմացիայի ենթարկվելուց բևեռանում են: Այդ բյուրեղներին անվանում են պյեզոէլեկտրիկներ: Բյուրեղի այն ուղղությունը, որի ուղղությամբ ձգելուց կամ սեղմելուց բյուրեղը բևեռանում է, կոչվում է պյեզոէլեկտրիկի բևեռային առանցք:

Նկ. 10.7-ում բերված է պյեզոէլեկտրիկի բևեռացման նկարը բևեռային առանցքի ուղղությամբ նրան դեֆորմացնելուց հետո: Ձգման և սեղման ժամանակ բևեռային առանցքին ուղղահայաց (կամ դեֆորմացնող ուժի ազդման գծին ուղղահայաց) ուղղության վրա գտնվող կողմնային նիստերին առաջանում են տարբեր նշանի մակերևութային կապված լիցքեր, և բյուրեղը բևեռանում է: Ձգման և սեղմման ժամանակ այդ լիցքերի նշանները տեղերով փոխվում են: Պյեզոէլեկտրիկներ են կվարցը, տուրմալինը, սեգնետյան աղը և այլն: Պյեզոէլեկտրական հատկությունները կախված են ջերմաստիճանից: Օրինակ՝ քվարցը 576⁰C-ում կորցնում է այդ հատկությունները: Հետաքրքիրն այն է, որ բոլոր սեգնետաէլեկտրիկներն օժտված են պյեզոէլեկտրական հատկությամբ, բայց ոչ բոլոր պյեզոէլեկտրիկներն ունեն սեգնետաէլեկտրական հատկություններ:



Նկ.10.7

Պյեզոէլեկտրիկը բևեռանում է նաև այլ դեֆորմացիաների հետևանքով (օրինակ՝ պտույտի), եթե այդ դեֆորմացիայի արդյունքում նա դեֆորմացվում է նաև բևեռային առանցքի նկատմամբ: Պյեզոէլեկտրիկներն ունեն լայն կիրառություն: Կա նաև հակառակ երևույթը, այսինքն՝ արտաքին դաշտի ազդեցությամբ պյեզոէլեկտրիկը դեֆորմանում է:

Որոշ պյեզոէլեկտրիկներ, օրինակ՝ տուրմալինը, բևեռանում է ջերմաստիճանի փոփոխության պատճառով. այս հատկությամբ օժտված դիէլեկտրիկներին անվանում են պիրոէլեկտրիկներ: Յանկացած պիրոէլեկտրիկ հանդիսանում է նաև պյեզոէլեկտրիկ, սակայն ոչ բոլոր պյեզոէլեկտրիկներն են պիրոէլեկտրիկներ: Պիրոէլեկտրիկների մոտ ևս նկատվում է հակառակ երևույթը, այսինքն՝ արտաքին էլեկտրաստատիկ դաշտի ազդեցության տակ նրա ջերմաստիճանը փոխվում է: Այս երևույթը կոչվում է էլեկտրակալորիական էֆեկտ: Պիրոէլեկտրիկների մոտ դրական իոններից և բացասական իոններից կազմված բյուրեղային ենթացանցերը նախապես միմյանց նկատմամբ փոքր-ինչ շեղված են, և այն սպոնտան բևեռացած է, սակայն օդից լիցքեր են նստում դրա մակերևույթին և կոմպենսացնում են կապված լիցքերին: Ջերմաստիճանի փոփոխության հետնանքով այդ ենթացանցերի շեղումը միմյանց նկատմամբ փոխվում է, և բյուրեղը բևեռանում է:

Ստուգողական հարցեր

1. Ո՞ր դիէլեկտրիկներն են կոչվում սեգնետաէլեկտրիկներ:
2. Ի՞նչ արժեքներ է ընդունում սեգնետաէլեկտրիկների դիէլեկտրական թափանցելիությունը:
3. Նշեք սեգնետաէլեկտրիկների հիմնական հատկությունները:
4. Կյուրիի կետի մոտակայքում սեգնետաէլեկտրիկների դիէլեկտրական ընկալությունը ինչպե՞ս է կախված ջերմաստիճանից:
5. Ինչպե՞ս է կախված ջերմաստիճանից Կյուրիի երկու կետ ունեցող սեգնետաէլեկտրիկի դիէլեկտրական թափանցելիությունը (բերել մոտավոր գրաֆիկական պատկերը):
6. Տվեք սեգնետաէլեկտրականության որակական բացատրությունը:
7. Գծեք սեգնետաէլեկտրիկի բևեռացման վեկտորի կախվածությունը դաշտի լարվածությունից: Ինչպե՞ս է կոչվում այդ կորը:
8. Գծեք էլեկտրական դաշտի ինդուկցիայի կախվածությունը լարվածությունից՝ սեգնետաէլեկտրիկների համար:
9. Ո՞ր դիէլեկտրիկներն են պիեզոէլեկտրիկներ, որո՞նք՝ պիրոէլեկտրիկներ:
10. Ո՞ր դիէլեկտրիկներն են կոչվում հակասեգնետաէլեկտրիկներ: Գծեք հակասեգնետաէլեկտրիկի բևեռացման վեկտորի կախվածությունը դաշտի լարվածությունից:

§11. Էլեկտրական դաշտի էներգիան դիէլեկտրիկների առկայության դեպքում: Էլեկտրական դաշտում գտնվող դիէլեկտրիկի վրա ազդող ուժը: Համասեռ դիէլեկտրիկով լցված կոնդենսատոր

11.1. Էլեկտրական դաշտի էներգիան դիէլեկտրիկների առկայության դեպքում

Քննարկումը կատարենք հարթ կոնդենսատորի օրինակով, որի շրջադիր-ների արանքը լցված է ε դիէլեկտրական թափանցելիությամբ համասեռ դիէլեկտ-րիկ: Այս կոնդենսատորի ունակությունը կլինի՝ $C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} = \varepsilon C_0$, որտեղ C_0-ն դա-տարկ կոնդենսատորի ունակությունն է, իսկ էներգիան $W = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{1}{2}\frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} E^2 d^2 =$ $= \frac{1}{2}\varepsilon_0 \varepsilon E^2 V$, որտեղ E-ն էլեկտրական դաշտի լարվածությունն է դիէլեկտրիկի ներսում, իսկ $V = Sd$-ն այդ դաշտի ծավալն է: Միավոր ծավալին բաժին ընկնող էներգիան կլինի՝

$$w = \frac{W}{V} = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \varepsilon E^2 = \frac{1}{2}\vec{E}\vec{D}: \tag{11.1}$$

Խիստ հաշվարկները ցույց են տալիս, որ էներգիայի ծավալային խտության (11.1) բանաձևը ճիշտ է նաև անհամասեռ դաշտի համար՝

$$w(x,y,z) = \frac{dW}{dV} = \frac{1}{2}\vec{E}(x,y,z)\vec{D}(x,y,z): \tag{11.1ա}$$

Անհամասեռ դաշտի V ծավալի էներգիան որոշելու համար այդ ծավալը պետք է բաժանել անվերջ թվով հավասար մասերի, նրանցից յուրաքանչյուրի dV ծավալում դաշտն արդեն կարելի է համարել համասեռ, գրել դրա էներգիայի բանաձևը՝ $dW = \frac{1}{2}\vec{E}\vec{D}\,dV$, և, ինտեգրելով ըստ դաշտի զբաղեցրած V ծավալի, կստանանք այդ ծավալով դաշտի էներգիան՝

$$W = \frac{1}{2}\int_V \vec{E} \cdot \vec{D}\, dV: \tag{11.2}$$

11.2. Բևեռացած դիէլեկտրիկների էներգիան

Այժմ որոշենք բևեռացած դիէլեկտրիկ միջավայրի էներգիան: Դիցուք, դաշտ ստեղծող լիցքերը դատարկությունում ստեղծել են $\vec{E}_0$ դաշտը և $\vec{D}_0 = \varepsilon_0 \vec{E}_0$: Այդ դաշտի էներգիան կլինի՝

$$W_0 = \frac{1}{2}\int_V \vec{D}_0 \vec{E}_0 dV: \tag{11.3}$$

Եթե ամբողջ տարածությունը լցվի համասեռ դիէլեկտրիկով, ապա դաշտի էներգիան կդառնա $W = \frac{1}{2}\int_V \vec{E}\vec{D}dV$: Հետևաբար $\vec{E}_0$ դաշտում տեղադրված դիէլեկտրիկի էներգիան կլինի՝

$$W_{\text{դ}} = W - W_0 = \frac{1}{2}\int_V \left(\vec{E}\vec{D} - \vec{D}_0\vec{E}_0\right)dV: \tag{11.4}$$

Նկատի ունենալով, որ $\vec{E} = \frac{\vec{E}_0}{\varepsilon}$, $\vec{D} = \vec{D}_0$, կստանանք՝

$$\vec{E}\vec{D} - \vec{D}_0\vec{E}_0 = \left(\frac{\vec{E}_0}{\varepsilon} - \vec{E}_0\right)\vec{D} = \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}\vec{D}\vec{E}_0:$$

Իսկ $\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0\varepsilon\vec{E}$ արտահայտությունից՝ $\vec{P} = \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon}\vec{D}$:

Այսպիսով՝

$$W_{\text{դ}} = -\frac{1}{2}\int_V \vec{E}_0\vec{P}dV: \tag{11.5}$$

Այս արտահայտությունը ներկայացնում է բևեռացած դիէլեկտրիկի էներգիան, երբ նրան տեղադրում են արտաքին $\vec{E}_0$ դաշտում:

11.3. Էլեկտրական դաշտում գտնվող դիէլեկտրիկի վրա ազդող ծավալային ուժը

Եթե դիէլեկտրիկի ներսում էլեկտրական դաշտի լարվածությունը $\vec{E}$ է, ապա դրա dV ծավալի վրա ազդող ուժը որոշելու համար նկատի ունենանք, որ այդ ծավալի դիպոլային մոմենտը՝ $d\vec{p} = \vec{P}dV$: Այս դեպքում դրա վրա ազդող ուժը կլինի՝ $d\vec{F} = (d\vec{p}\vec{\nabla})\vec{E}$: Ձևափոխենք դա՝ $d\vec{F} = \left(\vec{P}\cdot\vec{\nabla}\right)\vec{E}dV = \varepsilon_0\chi\left(\vec{E}\,\vec{\nabla}\right)\vec{E}dV = \varepsilon_0(\varepsilon-1)\left(\vec{E}\,\vec{\nabla}\right)\vec{E}dV$:

Քանի որ $\mathrm{rot}\vec{E} = 0$, ուստի $\left(\vec{E}\,\vec{\nabla}\right)\vec{E} = \frac{1}{2}\mathrm{grad}E^2$, և կստանանք՝

$$\vec{F} = \frac{1}{2}\int_V \varepsilon_0(\varepsilon-1)\mathrm{grad}E^2dV, \tag{11.6}$$

իսկ դիէլեկտրիկի միավոր ծավալի վրա ազդող ուժը կլինի՝

$$\vec{f} = \frac{d\vec{F}}{dV} = \frac{1}{2}\varepsilon_0(\varepsilon-1)\mathrm{grad}E^2: \tag{11.7}$$

Ինչպես տեսնում ենք, դիէլեկտրիկի վրա ազդող ուժը նրան հրում է այն ուղղությամբ, որով լարվածության մոդուլը ամենաարագն է աճում: Օրինակ, երբ սանրը շփելով լիցքավորում ենք, ապա նրա դաշտը բևեռացնում է թղթի կտորը, որը և ձգվում է դեպի սանրը, քանի որ սանրի մոտակայքում լարվածության մոդուլն ամենամեծն է:

11.4. Համասեռ դիէլեկտրիկով լցված կոնդենսատորների ունակությունը և էներգիան

Եթե դատարկ կոնդենսատորի ունակությունը C_0-է և ամբողջությամբ լցված է համասեռ դիէլեկտրիկով, ապա ունակությունը կմեծանա ε անգամ՝ $C = \varepsilon C_0$: Դիէլեկտրիկով լցված կոնդենսատորի էներգիան տրվում է $W = \frac{1}{2}\frac{q^2}{C} = \frac{1}{2}CU^2$ արտահայտությամբ:

Ստուգողական հարցեր

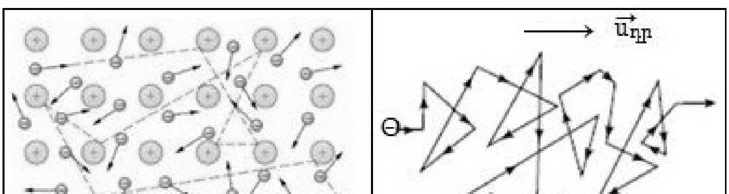
1. Գրեք էլեկտրական դաշտի էներգիայի բանաձևը դիէլեկտրիկում:
2. Գրեք էլեկտրական դաշտի էներգիայի ծավալային խտության բանաձևը դիէլեկտրիկում:
3. Գրեք բևեռացած դիէլեկտրիկի էներգիայի բանաձևը:
4. Գրեք բևեռացած դիէլեկտրիկի վրա ազդող ուժի բանաձևը:
5. Շփման հետևանքով ի՞նչ նշանի լիցք պետք է ձեռք բերի սանրը, որպեսզի այն ձգի լիցքաչեզոք թղթի կտորին:

§12. Էլեկտրական հոսանք: Հոսանքի ուժ և հոսանքի խտություն: Անընդհատության հավասարում: Օհմի օրենքը շղթայի համասեռ տեղամասի համար: Օհմի օրենքը ըստ մետաղների էլեկտրահաղորդականության դասական տեսության

12.1. Էլեկտրական հոսանք, հաստատուն հոսանք, հոսանքի ուժ և հոսանքի խտություն: Հոսանքի ուժի միավորները միավորների ՄՀ-ում և ԳՀ-ում

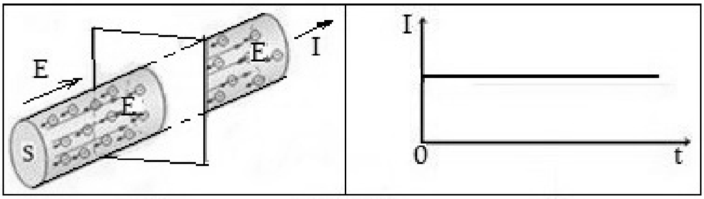
Էլեկտրական հոսանքը լիցքավորված մասնիկների կարգավորված շարժումն է: Եթե լիցքավորված մասնիկների ուղղորդված շարժումը տեղի է ունենում հաղորդչի ներսում, ապա այդ էլեկտրական հոսանքին անվանում են հաղորդականության հոսանք:

Քննարկենք էլեկտրական հոսանքը մետաղներում, որտեղ հոսանք առաջացնող լիցքակիրները միայն ազատ էլեկտրոններն են, որոնց կոնցենտրացիան կազմում է $10^{26} \div 10^{29}$ $մ^{-3}$: Մինչև մետաղի ներսում էլեկտրական դաշտ ստեղծելը, նրա ներսի ազատ էլեկտրոնները, դրական իոնների հետ բախումների հետևանքով, կատարում են անկանոն շարժում (Նկ. 12.1ա): Երբ հաղորդչի ծայրերի միջև պոտենցիալների տարբերություն է ստեղծվում, այսինքն՝ երբ նրանում ստեղծվում է էլեկտրական դաշտ, ապա այդ դաշտի ազդեցության տակ ազատ էլեկտրոնները, ջերմային շարժման հետ մեկտեղ, կատարում են նաև ուղղորդված շարժում՝ դաշտի ուղղությանը հակառակ ուղղությամբ (Նկ. 12.1բ) և հաղորդչում առաջանում է էլեկտրական հոսանք:



ա) Նկ.12.1 բ)

Էլեկտրական հոսանքի ուղղությունը պայմանականորեն ընդունված է դրական լիցքավորված մասնիկների ուղղորդված շարժման ուղղությունը: Փաստորեն էլեկտրական հոսանքն ունի էլեկտրական դաշտի ուղղությունը: Այսպիսով, մետաղներում հոսանքն ունի ազատ էլեկտրոնների ուղղորդված շարժման հակառակ ուղղությունը, և էլեկտրոնների այդ ուղղորդված շարժումը վերացականորեն ղիտարկում են դաշտի ուղղությամբ դրական տարրական լիցքերի ուղղորդված շարժում (Նկ. 12.2 ա):



ա) Նկ.12.2 բ)

Էլեկտրական հոսանքի քանակական բնութագիրը հոսանքի ուժն է, որը հաղորդչի դիտարկվող հատույթով անցած լիցքի քանակությունն է միավոր ժամանակում:

Եթե շատ կարճ dt ժամանակահատվածում հաղորդչի լայնական հատույթով անցնի dq լիցք, ապա հոսանքի ուժը կլինի

$$I = \frac{dq}{dt}: \qquad (12.1)$$

Էլեկտրական հոսանքը կոչվում է հաստատուն, եթե հաղորդչի լայնական հատույթով ցանկացած հավասար ժամանակահատվածում անցնում է լիցքի միևնույն քանակություն: Հաստատուն հոսանքի դեպքում, եթե կամայական Δt ժամանակահատվածում հաղորդչի լայնական հատույթով անցնում է Δq լիցք, ապա

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{\Delta q}{\Delta t} = \text{const}: \qquad (12.2)$$

Նկ. 12.2բ-ում ներկայացված է հաստատուն հոսանքի կախումը ժամանակից արտահայտող գրաֆիկը: Հոսանքի ուժի հարաբերությունը հաղորդչի լայնական հատույթի $S_{\perp}$ մակերեսին անվանում են հոսանքի խտություն՝

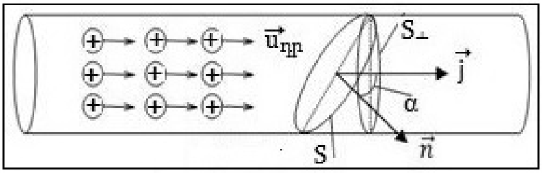
$$j = \frac{I}{S_{\perp}}: \qquad (12.3)$$

Փաստորեն հոսանքի խտությունը թվապես հավասար է միավոր ժամանակահատվածում հաղորդչի լայնական հատույթի միավոր մակերեսով անցնող լիցքի քանակին: Հոսանքի խտությունը վեկտորական մեծություն է և ունի հոսանքի ուղղությունը: Այդ վեկտորի գծերին անվանում են հոսանքի գծեր:

Եթե հաղորդչի կամայական հատույթի մակերեսը նշանակենք S-ով, իսկ նրա նորմալի ուղղության կազմած անկյունը հոսանքի ուղղության հետ՝ α-ով, ապա կարող ենք գրել, որ $S_{\perp} = S\cos\alpha$ (Նկ.12.3): (12.3)-ից կարող ենք գրել, որ

$$I = jS\cos\alpha = \vec{j}\vec{S}, \qquad (12.4)$$

որտեղ $\vec{S} = S\vec{n}$: Այսինքն, $\vec{S}$ վեկտորի մոդուլը հավասար է S մակերեսին և ուղղված է այդ մակերեսի նորմալով:

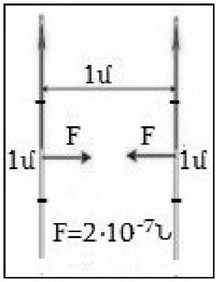


Նկ.12.3

(12.4) բանաձևը ճիշտ է, երբ $\vec{j}$-ն S մակերեսի բոլոր կետերում նույնն է: Եթե $\vec{j}$-ն S մակերեսի տարբեր կետերում նույնը չէ, ապա այդ մակերեսը պետք է բաժանել անվերջ թվով հավասար մասերի, որոնցից յուրաքանչյուր $d\vec{S}$-ի վրա $\vec{j}$-ն կարելի է համարել հաստատուն և նրա համար գրել (12.4) բանաձևը՝ $dI = \vec{j}d\vec{S}$: Այս դեպքում արդեն հոսանքի ուժը վերջավոր S մակերեսով հավասար կլինի՝

$$I = \int_S \vec{j}d\vec{S}: \qquad (12.5)$$

Միավորների միջազգային համակարգում հոսանքի ուժի միավորը մեկ ամպերն է (1Ա), որը հիմնական միավոր է և սահմանվում է հոսանքակիր հաղորդիչների մագնիսական փոխազդեցությամբ (Նկ. 12.4): Հոսանքի ուժը հավասար է 1 ամպերի, եթե վակուումում իրարից 1մ հեռավորության վրա գտնվող երկու անվերջ երկար և անվերջ բարակ հաղորդալարով անցնելիս նրանցից յուրաքանչյուրի 1մ երկարության հատվածի վրա մյուսի կողմից ազդում է $2 \cdot 10^{-7}$ Ն ուժ:



Նկ.12.4

Միավորների գաուսյան համակարգում հոսանքի ուժի միավորը համարվում է հոսանքի ուժի մագնիսական միավորը՝ $1CGSM_I$: Հոսանքի ուժը հավասար է $1CGSM_I$-ի, եթե վակուումում իրարից 2սմ հեռավորության վրա գտնվող երկու անվերջ երկար և անվերջ բարակ հաղորդալարերով անցնելիս, նրանցից յուրաքանչյուրի 1սմ երկարության հատվածի վրա մյուսի կողմից ազդում է 1դին ուժ: 1Ա =0,1$CGSM_I$:

12.2. Հոսանքի խտության կապը հոսանքակիրների լիցքից, կոնցենտրացիայից և ուղղորդված շարժման արագությունից

Եթե հաղորդչում հոսանք առաջացնող ազատ լիցքակիրների կոնցենտրացիան՝ $n = \frac{N}{V}$ է (որտեղ N-ը հաղորդչի V ծավալում ազատ լիցքակիրների թիվն է), իսկ լիցքակիրների կարգավորված շարժման միջին արագությունը՝ $<\vec{u}> = \vec{u}_{դր}$ (որին անվանում են նաև դրեյֆի արագություն), ապա դժվար չէ տեսնել, որ հաղորդչի լայնական հատույթի S մակերեսով Δt ժամանակամիջոցում կանցնեն այն բոլոր լիցքավորված մասնիկները, որոնք կգտնվեն $S_\perp u_{դր}\Delta t$ ծավալում (Նկ. 12.3):

Այս ծավալի Δq լիցքը հավասար կլինի՝ $\Delta q = q_0 nSu_{դր}\Delta t$, և հետևաբար հոսանքի խտությունը կլինի՝

$$j = \frac{\Delta q}{S\Delta t} = q_0 nu_{դր}: \qquad (12.6)$$

Հոսանքի խտության վեկտորի համար կունենանք՝

$$\vec{j} = q_0 n\vec{u}_{դր}: \qquad (12.7)$$

(12.7)-ից հետևում է, որ $\vec{j}$ վեկտորն ունի դրական լիցքակիրների կարգավորված շարժման ուղղությունը կամ բացասական լիցքակիրների կարգավորված շարժման հակառակ ուղղությունը:

Եթե հոսանքը պայմանավորված է միաժամանակ դրական և բացասական լիցքակիրների կարգավորված շարժմամբ (ինչպես դա տեղի ունի կիսահաղորդիչներում, էլեկտրալիտներում և գազերում), ապա հոսանքի խտությունը կտրվի հետևյալ բանաձևով՝

$$\vec{j} = q_- n_- \vec{u}_- + q_+ n_+ \vec{u}_+ = \rho_- \vec{u}_- + \rho_+ \vec{u}_+: \qquad (12.8)$$

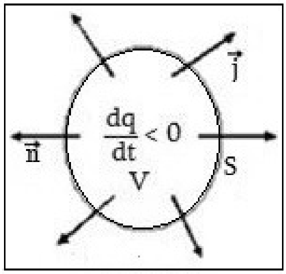
որտեղ ρ_+-ը և ρ_--ը դրական և բացասական լիցքակիրների լիցքի ծավալային խտություններն են, $\vec{u}_+$ և $\vec{u}_-$-ը՝դրանց կարգավորված շարժման միջին արագությունները: Մետաղների դեպքում $\vec{j} = e n\vec{u}_{դր}$, որտեղ e–ն էլեկտրոնի լիցքն է:

Գնահատենք էլեկտրոնների ուղղորդված շարժման միջին արագությունը (դրեյֆի արագությունը): (12.6) բանաձևը թույլ է տալիս կատարել այդ գնահատումը: Ենթադրենք $S = 1մմ^2 = 10^{-6}մ^2$ լայնական հատույթի մակերես ունեցող պղնձե հաղորդալարով անցնում է 10Ա հոսանք, որը մոտ է թույլատրելի արժեքին: Պղնձում ազատ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան կազմում է $8 \cdot 10^{28} մ^{-3}$, $q_0 = e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$Կլ, հետևաբար $u_{դր}$-ի համար կունենանք՝

$$u_{դր} = \frac{j}{en} = \frac{I}{enS} = \frac{10}{1{,}6 \cdot 10^{-19} \cdot 8 \cdot 10^{28} \cdot 10^{-6}} \approx 7{,}8 \cdot 10^{-4} \text{ մ/վ}:$$

Լիցքավորված մասնիկների ուղղորդված շարժման արագության այսպիսի փոքր արժեքը բնավ չի հակասում այն փաստին, որ շղթան փակելիս հոսանքն աղբյուրից մեծ հեռավորության վրա գտնվող սպառիչին գործնականում հասնում է ակնթարթորեն: Հաղորդչի երկայնքով հոսանքի տարածման արագությունն էլեկտրամագնիսական դաշտի տարածման արագությունն է, որը հավասար է այդ միջավայրում լույսի տարածման արագությանը: Շղթան փակելիս էլեկտրամագնիսական դաշտը, շատ արագ տարածվելով հաղորդչի ներսում, նրա բոլոր տեղամասերում ազատ լիցքակիրներին ուղղորդված շարժում է հաղորդում գրեթե միաժամանակ:

12.3. Անընդհատության հավասարում (լիցքի պահպանման օրենք): Հաստատուն հոսանքի գծերի փակ լինելը



Նկ.12.5

Հաղորդչի ներսում (որով հոսում է էլեկտրական հոսանք) վերցնենք որևէ S փակ մակերևույթ, որի բոլոր կետերում նորմալը և հետևաբար բոլոր $d\vec{S}$-երը ուղղված են մակերևույթի արտաքին կողմը (Նկ. 12.5): Այս դեպքում $\oint_S \vec{j}d\vec{S}$ –ը կտա այն լիցքը, որը միավոր ժամանակում դուրս է գալիս S մակերևույթով պարփակված V ծավալից: Լիցքի պահպանման օրենքի համաձայն՝ այդ ինտեգրալը հավասար է ծավալի ներսի լիցքի նվազմանը միավոր ժամանակահատվածում՝

$$\oint_S \vec{j}d\vec{S} = -\frac{dq}{dt}: \tag{12.9}$$

Այս առնչությանն անվանում են անընդհատության հավասարում: Այն արտահայտում է լիցքի պահպանման օրենքը:

(12.9) առնչության դիֆերենցիալ տեսքը գրելու համար V ծավալի ներսի ազատ q լիցքը ներկայացնենք $q = \int_V \rho\, dV$ տեսքով, որտեղ ρ-ն ազատ լիցքերի ծավալային խտությունն է: Իսկ ձախ մասի նկատմամբ կիրառելով Գաուս–Օստրագրադսկու բանաձևը՝ կունենանք.

$$\oint_S \vec{j}d\vec{S} = \int_V \mathrm{div}\vec{j}dV = -\frac{d}{dt}\int_V \rho\, dV: \tag{12.10}$$

Եթե V ծավալն անփոփոխ է, և ρ-ն էլ փոփոխվում է միայն ժամանակի ընթացքում, ապա կարող ենք գրել, որ $\frac{d}{dt}\int_V \rho\, dV = \int_V \frac{\partial\rho}{\partial t}dV$, և կունենանք՝ $\int_V \mathrm{div}\vec{j}dV = -\int_V \frac{\partial\rho}{\partial t}dV$: Քանի որ (12.10) -ը տեղի ունի կամայական V ծավալի համար, ապա կարող ենք գրել՝

$$\mathrm{div}\vec{j} = -\frac{\partial\rho}{\partial t}: \tag{12.11}$$

Ստացիոնար (հաստատուն) հոսանքի դեպքում $\frac{\partial\rho}{\partial t} = 0$ և

$$\mathrm{div}\vec{j} = 0: \tag{12.12}$$

(12.12)-ը նշանակում է, որ հաստատուն հոսանքի դեպքում հոսանքի խտության վեկտորի գծերը (հոսանքի գծերը) միշտ փակ են: Սա նշանակում է, որ հաստատուն հոսանքի դեպքում լիցքակիրները շարժվում են փակ հետագծով, կամ հաստատուն հոսանքի խտության վեկտորը չունի ակունքներ:

12.4. Օհմի օրենքը շղթայի համասեռ տեղամասի համար: Էլեկտրահաղորդականություն և դիմադրություն: Դրանց միավորները

Հաղորդչում էլեկտրական հոսանք ստեղծելու համար նրա ծայրերի միջև պետք է ստեղծել պոտենցիալների տարբերություն (կիրառել լարում): Հաստատուն հոսանքի դեպքում այդ լարումը ժամանակի ընթացքում պետք է մնա անփոփոխ: Որքան մեծ է կիրառված լարումը, այնքան մեծ է հաղորդչում առաջացած էլեկտրական դաշտի լարվածությունը, որի շնորհիվ լիցքակիրներն ուղղորդված շարժման ավելի մեծ արագություն են ձեռք բերում և հետևաբար մեծ է հոսանքի ուժը: Այս դատողություններից հետևում է, որ հոսանքի ուժը կախված է լարումից: Տարբեր միջավայրերում այդ կախվածության տեսքը տարբեր է: Տվյալ հաղորդչում հոսանքի ուժի կախումը լարումից՝ $I = f(U)$, կոչվում է այդ հաղորդչի վոլտ-ամպերային բնութագիր:

Մետաղե հաղորդիչներում հոսանքի ուժի գծային կախումը լարումից առաջին անգամ փորձնական ճանապարհով ստացել է գերմանացի ֆիզիկոս Գ. Օհմը և այն կրում է Օհմի օրենք անվանումը:

Եթե լարման բաժանիչ սխեմայի փոփոխական դիմադրության օգնությամբ մետաղե հաղորդալարի ծայրերին կիրառենք տարբեր մեծության լարում (որը որոշվում է վոլտաչափի ցուցմունքով) և ամպերաչափի օգնությամբ, չափենք նրանով անցնող հոսանքի ուժը (Նկ.12.6բ), ապա կտեսնենք, որ քանի անգամ մեծանում է հաղորդալարի ծայրերին կիրառված լարումը, նույնքան անգամ մեծանում է հոսանքի ուժը: Այսպիսով, հոսանքի ուժը շղթայի համասեռ տեղամասում ուղիղ համեմատական է նրա ծայրերին կիրառված լարմանը: Սա հենց Օհմի օրենքն է շղթայի տեղամասի համար՝

$$I = kU: \qquad (12.13)$$

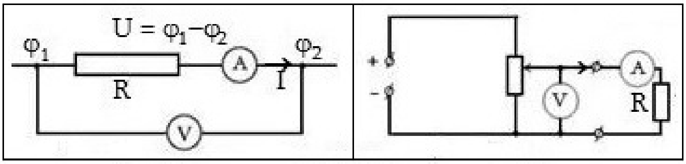
Համեմատականության k գործակցին անվանում են էլեկտրահաղորդականություն, իսկ դրա հակադարձ մեծությանը՝ հաղորդչի դիմադրություն: Եթե դիմադրությունը նշանակենք R-ով և հաշվի առնենք, որ

$$k = \frac{1}{R},$$

ապա Օհմի օրենքը շղթայի տեղամասի համար կգրվի հետևյալ տեսքով՝

$$I = \frac{U}{R}: \qquad (12.14)$$

Նկ. 12.6ա–ում բերված է էլեկտրական շղթայի համասեռ տեղամասի պատկերումը: Համաձայն Օհմի օրենքի՝ մետաղե հաղորդիչների վոլտ-ամպերային բնութագիծն ուղիղ գիծ է, որն անցնում է կոորդինատների սկզբնակետով:



ա) Նկ.12.6 բ)

(12.13) բանաձևից հետևում է, որ էլեկտրահաղորդականության միավորը միավորների միջազգային համակարգում 1Ա/Վ է, որին անվանվում է մեկ սիմ (1ՍՄ):

(12.14) բանաձևից հետևում է, որ դիմադրության միավորը 1Վ/Ա-ն է, որին անվանում են մեկ Օհմ, 1Օհմ = 1Վ/Ա: 1Օհմ-ն այն հաղորդչի դիմադրությունն է, որի ծայրերին կիրառելով 1Վ լարում, նրանով կանցնի 1 Ա հոսանք: Քանի որ 1Կլ=3·10^{9}CGSE$_q$ –լիցքի միավորի, 1Վ=1/300 CGSE$_\varphi$-պոտենցիալի միավորի, ապա 1Օհմ=$\frac{1}{9\cdot10^{11}}$CGSE$_R$ - դիմադրության միավորի, իսկ 1ՍՄ=9·10^{11} CGSE$_K$-հաղորդականության միավորի: Դիմադրությունը, ինչպես նաև էլեկտրահաղորդականությունը, կախված է հաղորդչի երկրաչափական չափերից, նյութի տեսակից, որից պատրաստված է հաղորդիչը, և ջերմաստիճանից:

Հաստատուն լայնական կտրվածքով հաղորդալարի դիմադրությունն ուղիղ համեմատական է հաղորդչի l երկարությանը և հակադարձ համեմատական լայնական հատույթի S մակերեսին՝

$$R = \rho\frac{l}{S}: \tag{12.15}$$

Համեմատականության ρ գործակիցը կախված է հաղորդչի նյութի տեսակից և ջերմաստիճանից: Այն կոչվում է հաղորդչի տեսակարար դիմադրություն, իսկ դրա չափման միավորը 1Օհմ·մ-ն է: Տեսակարար դիմադրության հակադարձ մեծությունը, որը սովորաբար նշանակվում է γ տառով, կոչվում է տեսակարար էլեկտրահաղորդականություն՝ $\gamma = 1/\rho$: Դրա միավորը 1Սմ/մ: Գաուսյան համակարգում ρ -ի միավորը 1վ-ն է:

$$1\text{Օհմ}\cdot\text{մ} = \frac{1}{9\cdot10^9}\,\text{վ} \;\; \text{կամ} \;\; 1\text{CGSE}_\rho(\text{վ}) = 9\cdot10^9\,\text{Օհմ}\cdot\text{մ}:$$

12.5. Օհմի օրենքի դիֆերենցիալ տեսքը: Օհմի օրենքն ըստ մետաղների էլեկտրահաղորդականության դասական տեսության

Պարզության համար վերցնենք l երկարությամբ ուղիղ հաղորդալար, որն ունի լայնական հատույթի հաստատուն S մակերես և նրա ծայրերին կիրառենք հաստատուն U լարում: Այս դեպքում հաղորդալարի ներսում դաշտի լարվածությունը կլինի՝ է $E=\frac{U}{l}$: (12.14)-ում տեղադրելով $U=El$ և $R=\rho\frac{l}{S}$՝ կստանանք $I=\frac{1}{\rho}ES$, իսկ հոսանքի խտության համար կունենանք $j=\frac{1}{\rho}E=\gamma E$: Քանի որ հոսանքը և հոսանքի խտությունն ունեն $\vec{E}$ վեկտորի ուղղությունը, ուստի կարող ենք գրել՝

$$\vec{j}=\frac{1}{\rho}\vec{E}=\gamma\vec{E}: \tag{12.16}$$

(12.16) բանաձևը Օհմի օրենքի դիֆերենցիալ տեսքն է:

Եթե մետաղի ներսում էլեկտրական դաշտը բացակայում է, նրանում գտնվող ազատ էլեկտրոնները կատարում են անկանոն (ջերմային) շարժում, և դրանց շարժման արագության միջինը հավասար է զրոյի՝ $<\vec{u}_{ջ}>=0$: Եթե մետաղի ներսում ստեղծում ենք $\vec{E}$ լարվածությամբ էլեկտրական դաշտ, ապա էլեկտրոնը ձեռք կբերի նաև ուղղորդված շարժման արագություն և $\vec{v}=\vec{u}_{ջ}+\vec{u}$, իսկ արդյունարար արագության միջինը կլինի՝ $<\vec{v}>=<\vec{u}_{ջ}>+<\vec{u}>=\vec{u}_{դր}$: Այսինքն, էլեկտրոնի շարժման արդյունարար արագության միջինը հավասար է դրեյֆի արագությանը (ուղղորդված շարժման միջին արագությանը):

Արտաքին դաշտի բացակայության դեպքում մետաղի ներսի ազատ էլեկտրոնները, քաոսային շարժման ընթացքում անընդհատ բախվելով դրական իոնների հետ, հաստատում են որոշակի ջերմային հավասարակշռություն: Ելնելով այս մոտեցումից՝ Դրուդեն և Լորենցն ազատ «էլեկտրոնային գազը» դիտել են որպես միատոմ իդեալական գազ և նրա նկատմամբ կիրառելով իդեալական գազի օրենքները՝ ստեղծել են մետաղների էլեկտրահաղորդականության դասական տեսությունը:

Ի տարբերություն իդեալական գազի՝ «էլեկտրոնային գազում» էլեկտրոնի ազատ վազքի երկարությունը վերցրել են հավասար տարածական ցանցի պարբերությանը՝ $\bar{l}\sim10^{-10}$մ:

Էլեկտրոնի ազատ վազքի τ տևողությունը կարելի է գնահատել՝ $\tau=\bar{l}/(u_{ջ}\pm u_{դր})$ արտահայտությամբ: Սակայն այս մոտեցման դեպքում դժվար չէ համոզվել, որ $u_{ջ}\gg u_{դր}$: Իսկապես, ըստ մոլեկուլային-կինետիկ տեսության՝ $u_{ջ}=\sqrt{\frac{3kT}{m_e}}$: Եթե այստեղ տեղադրենք $T\approx300$Կ (սենյակային ջերմաստիճան), Բոլցմանի հաստատունը՝ $k=1{,}38\cdot10^{-23}$Ջ/Կ, էլեկտրոնի զանգվածը՝ $m_e=9{,}1\cdot10^{-31}$կգ, ապա կունենանք՝ $u_{ջ}=1{,}17\cdot10^{5}$մ/վ, որը շատ-շատ անգամ մեծ է էլեկտրոնների ուղղորդված շարժման միջին արագությունից: Այսպիսով, էլեկտրոնի ազատ վազքի տևողությունը կլինի՝ $\tau=\frac{\bar{l}}{u_{ջ}}$:

Հաղորդչի ներսում արտաքին էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ էլեկտրոնը կկատարի ուղղորդված արագացող շարժում և համաձայն Նյուտոնի II օրենքի՝

$$m_e \frac{du}{dt} = eE: \qquad (12.17)$$

(12.17)-ն ինտեգրելով ըստ t-ի՝ դրական իոնի հետ բախման պահին էլեկտրոնի ուղղորդված շարժման արագության համար կստանանք՝

$$u_{մաք} = \frac{eE}{m_e}\tau = \frac{eE}{m_e}\frac{\bar{l}}{u_ջ}: \qquad (12.18)$$

Քանի որ ուղղորդված շարժման սկզբնական արագությունն այդ հատվածում համարվում է հավասար զրոյի, ուստի էլեկտրոնի ուղղորդված շարժման միջին արագությունը կլինի՝

$$u_{դր} = \frac{0+u_{մաք}}{2} = \frac{e\bar{l}}{2u_ջ m_e}E: \qquad (12.19)$$

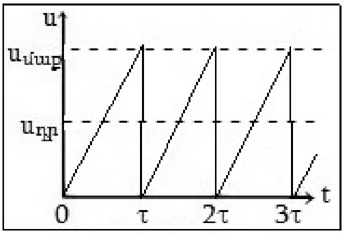
Ուղղորդված շարժման միջին արագության այս արժեքը տեղադրելով $j = enu_{դր}$ բանաձևի մեջ՝ կունենանք՝

$$j = \frac{n\bar{l}e^2}{2m_e u_ջ}E = \frac{1}{\rho}E = \gamma E: \qquad (12.20)$$

Որտեղից հետևում է, որ

$$\gamma = \frac{e^2 n\bar{l}}{2m_e u_ջ} \quad կամ \quad \rho = \frac{2m_e u_ջ}{e^2 n\bar{l}}: \qquad (12.21)$$

Էլեկտրոնն ազատ վազքի վերջում բախվում է դրական իոնի հետ և նրան է փոխանցում դաշտի ազդեցությամբ ձեռք բերած էներգիան: Կորցնելով ձեռք բերած ուղղորդված շարժման արագությունը՝ էլեկտրոնը նորից է սկսում արագանալ: Էլեկտրոնի ուղղորդված շարժման արագությունը կախված ժամանակից պատկերված է Նկ. 12.7-ում:



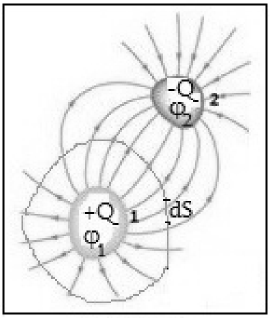
Նկ.12.7

Երբ էլեկտրոնի ուղղորդված շարժման արագությունը համեմատելի է լինում նրա ջերմային շարժման արագության հետ՝ $u_ջ \approx u_{դր}$, այս դեպքում արդեն $\tau = \frac{\bar{l}}{u_ջ \pm u_{դր}}$, և հոսանքի խտության կախումը E-ից գծային չի լինի:

Սակայն դժվար չէ գնահատել, որ դա տեղի կունենա, երբ $E\sim10^8$Վ/մ: Իսկ այդպիսի ուժեղ դաշտերի դեպքում բոլոր մետաղներն անմիջապես վերածվում են գոլորշու:

Այնպես, որ մետաղների համար (12.20) գծային կախումը գործնականում միշտ ճիշտ է, ինչը և հաստատում է փորձը: Այդ արդյունքը նշանակում է նաև, որ մետաղներում ազատ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան թույլատրելի դաշտերի դեպքում մնում է անփոփոխ: Նման բան տեղի չի ունենում գազերի դեպքում, և պատճառներից մեկն այն է, որ նրանում հոսանքի խտության կախումը E-ից գծային չէ:

12.6. Հաստատուն հոսանքը ծավալային հաղորդիչներում: Ծավալային հաղորդիչների դիմադրությունը



Նկ.12.8

Դիցուք համասեռ հաղորդիչ միջավայրում տեղադրված են երկու մետաղական էլեկտրոդ (Նկ. 12.8), որոնց տեսակարար դիմադրությունը շատ փոքր է այդ միջավայրի տեսակարար դիմադրությունից:

Այս դեպքում յուրաքանչյուր էլեկտրոդի բոլոր կետերի պոտենցիալները կլինեն նույնը: 1-ին էլեկտրոդի պոտենցիալը նշանակենք φ_1-ով, 2-րդ էլեկտրոդինը՝ φ_2-ով և այս պոտենցիալները պահենք անփոփոխ: Միջավայրով կանցնի հոսանք և յուրաքանչյուր կետում $\vec{j} = \frac{1}{\rho}\vec{E}$, որտեղ $\vec{E}$-ն կլինի դաշտի այն լարվածությունը, որը կլիներ հոսանքի բացակայության դեպքում: Դրանում համոզվելու համար օգտվենք այն հանգամանքից, որ գործ ունենք հաստատուն հոսանքի հետ, որի համար $\mathrm{div}\vec{j} = 0$: Մյուս կողմից ունենք, որ $\mathrm{div}\vec{j} = \mathrm{div}\frac{\vec{D}}{\varepsilon_0\varepsilon\rho} = \frac{1}{\varepsilon_0\varepsilon\rho}\mathrm{div}\vec{D} = 0$, ուստի $\mathrm{div}\,\vec{D} = 0$, և հետևաբար ազատ լիցքերի ծավալային խտությունը կլինի զրո: Սա նշանակում է, որ դաշտի φ պոտենցիալը միջավայրի բոլոր կետերում պետք է որոշել Լապլասի հավասարումից՝ $\Delta\varphi = 0$, և այն էլեկտրոդների վրա պետք է ընդունի φ_1 և φ_2 արժեքներ: Բայց հոսանքի բացակայության դեպքում էլ էլեկտրոդների միջև տարածությունում պոտենցիալը բավարարում է Լապլասի հավասարմանը և նույն եզրային պայմաններին, ուստի երկու դեպքում էլ (հաստատուն հոսանք կա, թե չկա) ունենք նույն $\vec{E}$ էլեկտրական դաշտը:

Վերցնենք կամայական S փակ մակերևույթ, որն ընդգրկում է էլեկտրոդներից մեկը, ասենք՝ 1 էլեկտրոդը: Այս դեպքում նրանով անցնող հոսանքի ուժը կլինի՝

$$I = \oint_S \vec{j}d\vec{S} = \frac{1}{\rho}\oint_S \vec{E}d\vec{S} = \frac{1}{\rho}\oint_S \frac{\vec{D}}{\varepsilon_0\varepsilon}d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0\varepsilon\rho}\oint_S \vec{D}d\vec{S} = \frac{Q}{\varepsilon_0\varepsilon\rho} = \frac{C(\varphi_1-\varphi_2)}{\varepsilon_0\varepsilon\rho}:$$

Այստեղից այդ էլեկտրոդների միջև դիմադրության համար կունենանք՝

$$R = \frac{\varphi_1-\varphi_2}{I} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon\rho}{C}: \qquad (12.22)$$

(12.22)-ից հետևում է, որ R–ը կախված չէ միջավայրի դիէլեկտրական թափանցելիությունից, քանի որ C~ ε-ին, ինչը սպասելի արդյունք էր:

Օրինակներ.

1. Ենթադրենք հարթ կոնդենսատորի ներսի դիէլեկտրիկն ունի ρ տեսակարար դիմադրություն: Այդ կոնդենսատորի ունակությունն է՝ $C = \frac{\varepsilon_0\varepsilon S}{d}$, ուստի դրա դիմադրությունը կլինի՝ $R = \frac{\rho d}{S}$:

2. Գնդային կոնդենսատորի դիմադրությունը: Այս դեպքում $C = \frac{4\pi\varepsilon_0\varepsilon R_1 R_2}{R_2 - R_1}$, ուստի $R = \frac{\rho(R_2 - R_1)}{4\pi R_1 R_2}$, որտեղ R_1-ը և R_2-ը էլեկտրոդների շառավիղներն են:

3. Գլանային կոնդենսատորի դիմադրությունը: Այս դեպքում

$$C = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon L}{\ln\frac{R_2}{R_1}} \quad \text{և} \quad R = \frac{\rho \ln\frac{R_2}{R_1}}{2\pi L}:$$

12.7. Դիմադրության կախումը ջերմաստիճանից: Գերհաղորդականություն

Եթե Նկ. 12.6ա սխեմայում հաղորդչի ծայրերին կիրառված լարումը պահենք հաստատուն և այն սկսենք տաքացնել, ապա կնկատենք, որ ամպերաչափի ցուցմունքը կփոքրանա: Սա նշանակում է, որ հաղորդալարի ջերմաստիճանը բարձրացնելուց նրա R դիմադրությունն աճում է: Եթե 0^0C-ում հաղորդչի դիմադրությունը նշանակենք R_0-ով, իսկ t^0C-ում՝ R-ով, ապա դիմադրության հարաբերական փոփոխությունը կլինի՝ $\frac{R-R_0}{R_0}$:

Փորձը ցույց է տալիս, որ ջերմաստիճանի փոփոխության բավականին լայն միջակայքում այն ուղիղ համեմատական է t ջերմաստիճանին՝

$$\frac{R-R_0}{R_0} = \alpha t: \tag{12.23}$$

Համեմատականության α գործակիցը կոչվում է դիմադրության ջերմաստիճանային գործակից: Այն թվապես հավասար է դիմադրության հարաբերական փոփոխությանը հաղորդիչը 1^0C-ով տաքացնելիս: Իդեալական մաքուր մետաղների համար $\alpha = \frac{1}{273}$Կ$^{-1}$: (12.23)-ից կարող ենք գրել դիմադրության կախվածությունը ջերմաստիճանից՝

$$R = R_0(1 + \alpha t): \tag{12.24}$$

Ջերմաստիճանը փոփոխելիս հաղորդչի երկրաչափական չափերի փոփոխությունը, տեսակարար դիմադրության փոփոխության նկատմամբ կարելի է անտեսել, և այս դեպքում (12.24)-ում տեղադրելով $R = \rho\frac{l}{S}$, $R_0 = \rho_0\frac{l}{S}$՝ կունենանք՝

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t): \tag{12.25}$$

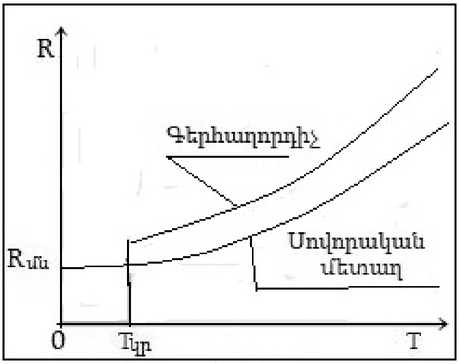
Մաքուր մետաղների համար (12.25)-ը կարելի է ներկայացնել բացարձակ ջերմաստիճանի միջոցով՝

$$\rho = CT \quad \text{կամ} \quad R = C_1 T, \tag{12.26}$$

որտեղ $C = \frac{\rho_0}{273}$, $C_1 = \frac{R_0}{273}$: Այսինքն, մաքուր մետաղների համար ինչպես դիմադրությունը, այնպես էլ տեսակարար դիմադրությունն ուղիղ համեմատական են բացարձակ ջերմաստիճանին: Սակայն շատ ցածր ջերմաստիճաններում որոշ մաքուր մետաղների և համաձուլվածքների տեսակարար դիմադրության գծային կախվածությունը T-ից խախտվում է, և ինչ որ $T_{կր} > 0$ ջերմաստիճանի դեպքում ρ-ն (հետևաբար R-ը) կտրուկ դառնում է զրո, իսկ որոշ համաձուլվածքների համար էլ T-ն զրոյի ձգտելիս ρ-ն չի ձգտում զրոյի և մնում է մնացորդային դիմադրություն (Նկ.12.9):

Առաջին անգամ սնդիկի մոտ հայտնաբերվեց, որ $T_{կր} = 4{,}2Կ$ ջերմաստիճանում՝ $\rho = 0$, և հաղորդիչը վերածվում է գերհաղորդչի: Տարբեր մետաղների մոտ $T_{կր}$–ը տարբեր է:

Այժմ արդեն ստացվել են միացություններ, որոնց համար $T_{կր} = 160Կ$, և աշխատանքներ են կատարվում ստանալ միացություններ, որոնք սենյակային ջերմաստիճանում կանցնեն գերհաղորդիչ վիճակի: Գերհաղորդիչ վիճակում նյութը ձեռք է բերում այնպիսի հատկություններ, որով այն նախապես օժտված չի եղել:



Նկ.12.9

Գերհաղորդիչը դուրս է մղում իր ներսի մագնիսական դաշտը: Էլեկտրամագնիսական մակածմամբ գրգռելով հոսանք գերհաղորդչում, կարելի է նկատել, որ նրանում հոսանքը երկար տարիներ չի վերանում: Նյութի գերհաղորդիչ վիճակը կարելի է վերացնել՝ արտաքին մագնիսական դաշտ կիրառելով: Ամեն մի նյութի համար կա մագնիսական ինդուկցիայի որոշակի $B_{կր}$ արժեք, որի դեպքում այդ նյութը նորից վերածվում է սովորական հաղորդչի: Այդ դաշտը կարելի է ստեղծել նաև գերհաղորդչի միջով անցնող հոսանքի օգնությամբ, երբ նրանում անցնի այնպիսի $I_{կր}$ հոսանքի ուժ, որը կստեղծի $B > B_{կր}$ ինդուկցիայով մագնիսական դաշտ: Գերհաղորդչի ներսում մագնիսական դաշտի բացակայությունը խոսում է այն մասին, որ նրանում հոսանքը հոսում է միայն մակերևույթով, և ներսի տիրույթն էկրանավորվում է արտաքին մագնիսական դաշտից:

Մյուս միջավայրերի դիմադրությունը ևս կախված է ջերմաստիճանից, սակայն այդ կախվածություններն ավելի բարդ են, բայց բոլորի մոտ էլ ջերմաստիճանի մեծացմանը զուգընթաց դրանց դիմադրությունները փոքրանում են: Օրինակ, էլեկտրալիտներում ջերմաստիճանի բարձրացման դեպքում մեծանում է ազատ լիցքակիրների կոնցենտրացիան, որը հանգեցնում է դիմադրության փոքբացմանը, թուլանում է մածուցիկությունը, որը նորից բերում է դիմադրության փոքրացման: Այսպիսով, էլեկտրալիտներիդիմադրության ջերմաստիճանային գործակիցը բացասական է և հաստատուն չէ: Գազերի, կիսահաղորդիչների և դիէլեկտրիկների էլեկտրական դիմադրությունը ևս ջերմաստիճանի բարձրացման դեպքում նվազում է:

Ստուգողական հարցեր

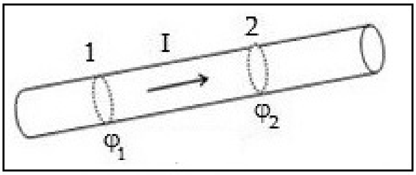
1. Սահմանեք էլեկտրական հոսանքը և նշեք հոսանք առաջանալու պայմանները:
2. Սահմանեք հաստատուն հոսանքը: Ինչպե՞ս է ուղղված էլեկտրական հոսանքը:
3. Ո՞ր մասնիկների ուղղորդված շարժմամբ է պայմանավորված հոսանքը **ա**) մետաղներում, **բ**) էլեկտրոլիտներում, **գ**) գազերում:
4. Որո՞նք են հոսանքի՝ **ա**) ջերմային, **բ**) մագնիսական, **գ**) քիմիական ազդեցությունները:
5. Ի՞նչ է հոսանքի ուժը: Գրեք հաստատուն հոսանքի ուժի բանաձևը:
6. Ի՞նչ է հոսանքի խտությունը: Գրեք հոսանքի խտության կախվածությունը լիցքակիրների ուղղորդված շարժման միջին արագությունից և կոնցենտրացիայից:
7. Հոսանքի խտությունը հաղորդչի լայնական հատույթով հաստատուն չէ: Հայտնի հոսանքի խտությամբ ինչպե՞ս որոշենք հոսանքի ուժը հաղորդչում:
8. Որտե՞ղ է էլեկտրոնների ուղղորդված շարժման արագությունն ավելի բարձր՝ լուսարձակող էլեկտրական լամպի բարակ թելիկո՞ւմ, թե՞ լամպը սնող հաստ հաղորդալարերում:
9. Ձևակերպեք Օհմի օրենքն էլեկտրական շղթայի տեղամասի համար և գրեք դրա բանաձևը:
10. Գրեք Օհմի օրենքի դիֆերենցիալ տեսքը էլեկտրական շղթայի համասեռ տեղամասի համար:
11. Ո՞րն է մետաղե հաղորդչի էլեկտրական դիմադրության պատճառը: Ի՞նչ մեծություններից է կախված հաղորդչի դիմադրությունը:
12. Գրեք անընդհատության հավասարումը (լիցքի պահպանման օրենքը) էլեկտրական հոսանքի առկայության դեպքում:
13. Հաստատուն հոսանքի գծերը (j վեկտորի գծերը) որտեղի՞ց են սկսվում և որտե՞ղ ավարտվում:
14. C ունակության կոնդենսատորը լցված է ρ տեսակարար դիմադրությամբ միջավայրով: Ինչքա՞ն է կոնդենսատորի դիմադրությունը:
15. Ինչպե՞ս են փոխվում մետաղե հաղորդչի դիմադրությունը և տեսակարար դիմադրությունը ջերմաստիճանի աճից:

§13. Էլեկտրական հոսանքի աշխատանքն ու հզորությունը: Ջոուլ-Լենցի օրենքը: Այդ օրենքն ըստ մետաղների էլեկտրահաղորդականության դասական տեսության: Էլեկտրաշարժ ուժ: Օհմի և Ջոուլ-Լենցի օրենքներն ԷլՇՈւ պարունակող տեղամասի համար: Ճյուղավորված շղթաներ: Կիրխհոֆի կանոնները

13.1. Հաստատուն էլեկտրական հոսանքի աշխատանքն ու հզորությունը: Ջոուլ-Լենցի օրենքը

Էլեկտրական հոսանքն օժտված է էներգիայով, որի շնորհիվ այն կարող է աշխատանք կատարել: Հոսանքի կատարած աշխատանքի շնորհիվ, տարբեր սարքերի օգնությամբ կարելի է էլեկտրական էներգիան փոխակերպել էներգիայի այլ տեսակների՝ մեխանիկական, ջերմային, քիմիական, լուսային և այլն:

Դիցուք հաղորդալարի՝ մեզ հետաքրքրող տեղամասը 1 և 2 կտրվածքների միջև եղած տիրույթն է (Նկ. 13.1): Որոշենք այն աշխատանքը, որը կատարում են էլեկտրական ուժերը հոսանքի լիցքակիրների նկատմամբ 1-2 տեղամասում:



Նկ.13.1

Եթե հոսանքի ուժը հաղորդալարում I է, ապա Δt ժամանակամիջոցում հաղորդալարի կամայական հատույթով կանցնի $\Delta q = I\Delta t$ լիցք: Մասնավորապես այդքան Δq լիցք կմտնի 1 հատույթի ներսը և նույնքան դուրս կգա 2 հատույթով: Այս պրոցեսը համարժեք է նրան, որ հոսանքի միջոցով Δq լիցքը φ_1 պոտենցիալով կետից տեղափոխվեց φ_2 պոտենցիալով կետը: Ուստի էլեկտրական դաշտի ուժերի աշխատանքը, որը հենց ընդունվում է որպես հոսանքի աշխատանք, հավասար կլինի՝

$$A = \Delta q(\varphi_1 - \varphi_2) = UI\Delta t: \qquad (13.1)$$

Օգտվելով Օհմի օրենքից՝ կարող ենք (13.1)-ը ներկայացնել նաև հետևյալ տեսքով՝

$$A = I^2R\Delta t = \frac{U^2}{R}\Delta t: \qquad (13.2)$$

Միավոր ժամանակահատվածում հոսանքի կատարած աշխատանքն անվանում են հոսանքի հզորություն և սովորաբար նշանակում P-ով՝

$$P = \frac{A}{\Delta t} = I^2R = \frac{U^2}{R} = UI: \qquad (13.3)$$

Հոսանքի հզորության միավորը վատտն է, և այն չափող սարքին անվանում են վատտաչափ:

Եթե հաղորդալարն անշարժ է, և նրանում քիմիական փոխակերպումներ չկան, ապա հոսանքի էներգիայի հաշվին հաղորդալարը տաքանում է և անջատում ջերմաքանակ: Էներգիայի պահպանման օրենքի համաձայն՝ անջատված ջերմաքանակը հավասար է այդ տեղամասում հոսանքի կատարած աշխատանքին՝ $Q = UI\Delta t$:

Օգտվելով Օհմի օրենքից՝ կարող ենք գրել.

$$Q = I^2 R\Delta t: \tag{13.4}$$

Ջոուլն ու Լենցը միմյանցից անկախ, փորձնական ճանապարհով ստացել են (13.4) առնչությունը, և այդ պատճառով այն կոչվում է Ջոուլ–Լենցի օրենք, ըստ որի՝ հոսանքակիր հաղորդչում անջատված ջերմաքանակը հավասար է հոսանքի ուժի քառակուսու, հաղորդչի դիմադրության և հաղորդչով հոսանքն անցնելու ժամանակամիջոցի արտադրյալին:

Եթե հոսանքի ուժը հաստատուն չէ, ապա $dq(t) = I(t)dt$ և $dA = U(t)I(t)dt$: Աշխատանքը վերջավոր Δt ժամանակում հավասար կլինի՝

$$A = \int_0^{\Delta t} U(t)I(t)dt = \int_0^{\Delta t} \frac{U^2}{R} dt = \int_0^{\Delta t} I^2 R\, dt: \tag{13.5}$$

(13.5) առնչությամբ կորոշվի նաև անջատվող Q ջերմաքանակը:

Հզորությունն այս դեպքում հավասար կլինի՝

$$P = \frac{dA}{dt} = U(t)I(t) = \frac{U^2(t)}{R} = I^2(t)R:$$

13.2. Ջոուլ-Լենցի օրենքի դիֆերենցիալ տեսքը: Այդ օրենքն ըստ մետաղների էլեկտրահաղորդականության դասական տեսության

Հաղորդչի ներսում առանձնացնենք dl երկարությամբ գլան, որի ծնորդը զուգահեռ է հոսանքի $\vec{j}$ խտությանը և ունի հիմքի dS մակերես: Այդ գլանի ծավալում dt ժամանակահատվածում կանջատվի dQ ջերմաքանակ՝

$$dQ = I^2 R dt: \tag{13.6}$$

որտեղ I-ն dS-մակերեսով անցնող հոսանքի ուժն է՝ $I = jdS$, իսկ R-ն այդ փոքր գլանի դիմադրությունը՝ $R = \rho \frac{dl}{dS}$: Սա տեղադրելով (13.6)-ի մեջ՝ կստանանք $dQ = j^2(dS)^2\rho \frac{dl}{dS} dt = j^2\rho dt dV$: dV-ն այդ փոքր գլանի ծավալն է: dQ-ն բաժանելով $dt \cdot dV$-ի վրա՝ կստանանք միավոր ծավալից միավոր ժամանակում անջատված ջերմաքանակը, որին անվանում են հոսանքի տեսակարար ջերմային հզորություն՝

$$w = j^2\rho: \tag{13.7}$$

(13.7) բանաձևը Ջոուլ–Լենցի օրենքի դիֆերենցիալ տեսքն է: Դա ավելի ընդհանուր բանաձև է ու կիրառելի է ցանկացած հաղորդիչ միջավայրի համար, անկախ այն բանից, թե ինչ ուժեր են տվյալ հոսանքը ստեղծել:

Համասեռ մետաղների դեպքում լիցքակիրների վրա ազդում են միայն էլեկտրական ուժեր, և Օհմի օրենքի համաձայն՝

$$w = j^2\rho = \vec{j}\vec{E} = \frac{1}{\rho}E^2 = \gamma E^2: \quad (13.8)$$

Մետաղների էլեկտրահաղորդականության դասական տեսությունը բացատրում է հոսանքի ջերմային ազդեցությունը մետաղներում: Հաղորդչի ներսում էլեկտրական ուժի ազդեցության տակ հոսանքակիր էլեկտրոններն իրենց ազատ վազքի վերջում ձեռք են բերում ուղղորդված շարժման $u_{մաք} = \frac{eE}{m_e}\frac{\bar{l}}{u_ջ}$ արագություն (տես §12) և բախվելով դրական իոնների հետ՝ նրանց են փոխանցում այդ լրացուցիչ $\frac{m_e u_{մաք}^2}{2}$ կինետիկ էներգիան: Դրա հետևանքով մեծանում է դրական իոնների էներգիան և հետևաբար մեծանում է հաղորդչի ներքին էներգիան (այն տաքանում է):

Եթե էլեկտրոնը շարժվի առանց դրական իոնների հետ բախումների, ապա 1վ-ում նա կանցներ $l = u_ջ + u_{դր}$ ճանապարհ: Քանի որ միջիոնային հեռավորությունը նշանակել ենք $\bar{l}$-ով, ապա այդ տեղափոխության ընթացքում էլեկտրոնը կկատարի $N = \frac{l}{\bar{l}}$ բախում: Նկատի ունենալով, որ $u_ջ \gg u_{դր}$, կունենանք $N = \frac{u_ջ}{\bar{l}}$: Մեկ էլեկտրոնի կողմից տարածական ցանցին փոխանցված էներգիան կլինի $N\frac{m_e u_{մաք}^2}{2}$, իսկ եթե ազատ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան n է, ապա տարածական ցանցի միավոր ծավալին փոխանցված էներգիան միավոր ժամանակում կլինի՝

$$w = nN\frac{m_e u_{մաք}^2}{2} = \frac{e^2 n\bar{l}}{2m_e u_ջ}E^2: \quad (13.9)$$

(13.9)-ից հետևում է, որ $\rho = \frac{2m_e u_ջ}{e^2 n\bar{l}}$, որը համընկնում է (12.21) արդյունքի հետ, և կունենանք՝ $w = \frac{1}{\rho}E^2 = \vec{j}\cdot\vec{E}$:

Ինչպես ցույց է տվել փորձը, Ջոուլ–Լենցի օրենքը ճիշտ է նաև էլեկտրալիտների համար: Այստեղից հետևում է, որ էլեկտրական դաշտի աշխատանքը չի ծախսվում իոնների ստեղծման վրա: Էլեկտրալիտներում ազատ իոններն առաջանում են մոլեկուլների դիսոցման հետևանքով, և կիրառված էլեկտրական դաշտն այդ պրոցեսի վրա ազդեցություն չի ունենում:

13.3. Մետաղների էլեկտրահաղորդականության դասական տեսության դժվարությունների պատճառները

Մետաղները նաև լավ ջերմահաղորդիչներ են: Դա պայմանավորված է նրանով, որ ջերմահաղորդականությունն էլ իրականանում է ազատ էլեկտրոններով և դասական տեսությամբ ստացվում է, որ մետաղների λ ջերմահաղորդականության հարաբերությունը γ էլեկտրահաղորդականությանն ուղիղ համեմատական է բացարձակ ջերմաստիճանին, իսկ համեմատականության գործակիցը նույնն է բոլոր մետաղների համար (Վիդեման – Ֆրանցի օրենքը).

$$\frac{\lambda}{\gamma} = 3\left(\frac{k}{e}\right)^2 T, \tag{13.10}$$

որտեղ k-ն Բոլցմանի հաստատունն է, իսկ e-ն էլեկտրոնի լիցքը: Զոմերֆելդը, կիրառելով քվանտային տեսությունն էլեկտրոնային գազի նկատմամբ, (13.10)-ի համար ստացավ նույն առնչությունը, միայն այն տարբերությամբ, որ 3 գործակցի փոխարեն ստացավ $\pi^2/3$, որը քիչ է տարբերվում 3-ից:

Այս արդյունքը խոսում է այն մասին, որ մետաղների էլեկտրահաղորդականության դասական տեսությունը հաջողված է, սակայն այդ տեսությամբ չեն կարող բացատրվել որոշ քանակական արդյունքներ: Դրանք են.

1. Էլեկտրահաղորդականության դասական տեսությամբ ստացանք, որ մետաղների տեսակարար դիմադրությունը տրվում է $\rho = \frac{2m_e u_ջ}{e^2 n \bar{l}}$ արտահայտությամբ, որտեղ ջերմաստիճանից կախված է ջերմային շարժման արագությունը՝ $u_ջ \sim \sqrt{T}$, և դրանից հետևում է, որ $\rho \sim \sqrt{T}$: Մինչդեռ փորձը ցույց է տալիս, որ ջերմաստիճանային լայն տիրույթում $\rho \sim T$:

2. Որպեսզի (12.22) բանաձևով հաշված ρ-ի արժեքը համընկնի փորձից ստացված արդյունքի հետ, անհրաժեշտ էր էլեկտրոնի ազատ վազքի երկարությունը վերցնել ոչ թե միջատոմական հեռավորությունը, այլ դրանից հարյուր և ավելի անգամ մեծ:

3. Ջերմադինամիկայից հայտնի է, որ բոլոր պինդ մարմինների տարածական ցանցին բաժին ընկած մոլային ջերմունակությունը հաստատուն ծավալի դեպքում նույնն է՝ $C_V = 3R$, որտեղ R-ը գազային ունիվերսալ հաստատունն է (տատանողական ջերմունակություն):

Մետաղների դեպքում դրան պետք է ավելացնել միատոմ իդեալական գազի մոլային ջերմունակությունը հաստատուն ծավալի դեպքում՝ $C_V = 1{,}5R$, և արդյունքում պետք է, որ մետաղների մոլային ջերմունակությունը լինի 4,5R: Սակայն փորձը ցույց է տալիս, որ ինչպես դիէլեկտրիկների, այնպես էլ մետաղների համար մոլային ջերմունակությունը $\approx 3R$ է:

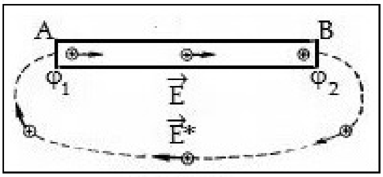
Այս արդյունքը նշանակում է, որ մետաղին ջերմություն հաղորդելիս նրա ներսի էլեկտրոնային գազը ջերմություն չի ստանում (չի տաքանում): Սա հնարավոր չէ պատկերացնել դասական ֆիզիկայի սահմաններում:

Վերը բերված հակասությունները պայմանավորված են նրանով, որ էլեկտրոնը դիտվում է որպես նյութական կետ, որը ենթարկվում է դասական մեխանիկայի օրենքներին: Մինչդեռ էլեկտրոնն օժտված է նաև ալիքային հատկությամբ և ունի սեփական իմպուլսի մոմենտ (սպին), որը հաշվի չի առնվել դասական մոտեցման ժամանակ: Զոմերֆելդի կողմից մշակվեց մետաղների էլեկտրահաղորդականության քվանտային տեսությունը, որտեղ տեսականորեն ստացված արդյունքները համընկնում են փորձնական արդյունքների հետ:

Այս մոտեցմամբ արդեն էլեկտրոններն իրենց ալիքային հատկության շնորհիվ մասնավորապես կարող են արգելքներ շրջանցել առանց նրանց հետ բախվելու, և դրա հետևանքովնրանց ազատ վազքի երկարությունը կարող է 100 և ավելի անգամ գերազանցել միջատոմական հեռավորությանը:

13.4. Կողմնակի ուժեր: Էլեկտրաշարժ ուժ: Հաստատուն հոսանքի աղբյուրներ

Դրական լիցքավորված մետաղե A մարմինը հաղորդալարով միացնենք բացասական լիցքավորված մետաղե մեկ ուրիշ B մարմնի հետ: Այս դեպքում հաղորդալարով կանցնի կարճատև հոսանք, մինչև A և B հաղորդիչների պոտենցիալները հավասարվեն: Որպեսզի այդ հաղորդալարով հաստատուն հոսանք անցնի, պետք է A և B հաղորդիչների φ_1 և φ_2 պոտենցիալները ($\varphi_1 > \varphi_2$) պահվեն հաստատուն: Դրա համար, երբ A հաղորդչից դրական լիցքը հեռանում է, այն ակնթարթորեն պետք է լրացվի, իսկ որպեսզի B հաղորդչի φ_2 պոտենցիալը չմեծանա, այդտեղ եկող դրական լիցքը պետք է անմիջապես հեռացվի: Սա նշանակում է, որ B հաղորդչի վրա եկած դրական լիցքն ակնթարթորեն պետք է տեղափոխել A հաղորդչի վրա: Դրական լիցքի տեղափոխությունն A հաղորդչից B–ին (բարձր պոտենցիալով կետից ցածր պոտենցիալով կետը) կատարում են կուլոնյան ուժերը՝ $\vec{E}$ դաշտը, սակայն հաստատուն հոսանք ապահովելու համար այդ բնույթի ուժերը B հաղորդչի վրա եկած դրական լիցքը չեն կարող տեղափոխել A հաղորդչի վրա: Այդ տեղափոխությունը (դրական լիցքը ցածր պոտենցիալով կետից բարձր պոտենցիալով կետը) կարող են կատարել ոչ էլեկտրաստատիկ բնույթի ուժերը, որոնց անվանում են կողմնակի ուժեր:



Նկ.13.2

Այսպիսով, հաստատուն հոսանք ստեղծելու համար անհրաժեշտ են կողմնակի ուժեր, որոնք պետք է գործեն ամբողջ շղթայում կամ դրա ինչ որ տեղամասում (Նկ. 13.2-ում բերված է միայն A և B հաղորդիչները միացնող հաղորդալարը): Կողմնակի ուժերի առկայության դեպքում արդեն հոսանքակիրները կշարժվեն փակ հետագծով, և կապահովվի $\mathrm{div}\vec{j} = 0$ պայմանը:

Կողմնակի ուժերը կարող են պայմանավորված լինել հաղորդչի քիմիական կամ ֆիզիկական անհամասեռություններով: Կողմնակի ուժ է փոփոխական մագնիսական դաշտի կողմից ստեղծած էլեկտրական դաշտի ուժը:

Կողմնակի ուժերի ազդեցության քանակական չափը բնութագրելու համար մտցվում է կողմնակի ուժերի դաշտի $\vec{E}^*$ լարվածություն հասկացությունը, որը միավոր դրական լիցքի վրա ազդող ուժն է: Դրական q լիցքը φ_2 ցածր պոտենցիալով կետից (B կետ) φ_1 բարձր պոտենցիալով A կետ տեղափոխելու աշխատանքը կլինի՝ $A = \int_B^A q\vec{E}^* d\vec{l} = q\int_B^A \vec{E}^* d\vec{l}$: Միավոր լիցքի տեղափոխման աշխատանքը կլինի՝ $\frac{A}{q} = \int_B^A \vec{E}^* d\vec{l}$:

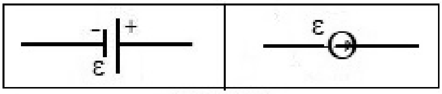
Կողմնակի ուժերի կողմից միավոր դրական լիցքը շղթայի տեղամասով (կամ փակ շղթայով) տեղափոխելու աշխատանքին անվանում են էլեկտրաշարժ ուժ (ԷլՇՈւ).

$$\varepsilon = \oint_l \vec{E}^* d\vec{l}: \qquad (13.11)$$

ԷլՇՈւ-ի սահմանումից հետևում է, որ նրա միավորը 1Վ-ն է: Այն սարքերը, որոնցում առաջանում են կողմնակի ուժեր, կոչվում են հոսանքի աղբյուրներ:

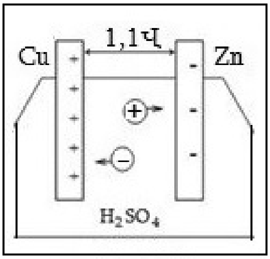
Կողմնակի ուժերի ազդեցությամբ հոսանքի աղբյուրի ներսում տեղի է ունենում դրական ու բացասական լիցքերի բաժանում և դրանց շարժում կուլոնյան ուժերին հակառակ ուղղությամբ, ինչի արդյունքում աղբյուրի բևեռների միջև պահպանվում է պոտենցիալների տարբերություն: Հաստատուն հոսանքի աղբյուրներից լայն տարածում ունեն գալվանական էլեմենտները և ակումուլյատորները:

Հաստատուն հոսանքի աղբյուրներն էլեկտրական շղթայում ունեն Նկ. 13.3-ում բերված նշանակումները:



Նկ.13.3

Նկարագրենք գալվանական էլեմենտում կողմնակի ուժերի առաջացումը: Օրինակ, ծծմբական թթվի ջրային լուծույթի մեջ իջեցնենք ցինկի և պղնձի երկու թիթեղ (Նկ. 13.4): Երկուսն էլ սկսում են քայքայվել ծծմբական թթվի լուծույթի մեջ: Ցինկի քայքայման ժամանակ նրա Zn^{++} դրական իոնները մտնում են լուծույթի մեջ, որի արդյունքում լուծույթը լիցքավորվում է դրականապես, իսկ ցինկի թիթեղը բացասականապես, և թիթեղի ու լուծույթի միջև առաջանում է պոտենցիալների տարբերություն: Լուծույթի նկատմամբ ցինկի թիթեղի որոշակի պոտենցիալի դեպքում ցինկի դրական իոնների հոսքը լուծույթ դադարում է: Այդ պոտենցիալը կոչվում է էլեկտրաքիմիական պոտենցիալ, որը կախված է մետաղի ու լուծույթի հատկություններից և լուծույթում մետաղի իոնների կոնցենտրացիայից: Լուծույթում իոնների մեծ կոնցենտրացիայի դեպքում կարող է տեղի ունենալ հակառակ պրոցես, դրական իոնները սկսում են հավաքվել էլեկտրաչեզոք թիթեղի վրա և դրան լիցքավորում են դրականապես: Այսպիսով, մետաղների ու լուծույթների և



Նկ.13.4

լուծույթում իոնների կոնցենտրացիայի ընտրությամբ կարելի է ստանալ էլեկտրաքիմիական տարբեր պոտենցիալներ: Քննարկած դեպքում այդ պոտենցիալը Zn -ի համար հավասար է -0,5Վ-ի, իսկ պղնձի թիթեղի համար՝ +0,6Վ-ի: Երկու մետաղե թիթեղի և լուծույթի համախմբին անվանում են գալվանական էլեմենտ, իսկ այդ թիթեղների միջև պոտենցիալների տարբերությունը՝ էլեմենտի էլեկտրաշարժ ուժ: Քննարկած գալվանական էլեմենտը կոչվում է Վոլտայի էլեմենտ, որի ԷլՇՈւ-ն հավասար է՝ 0,6-(-0,5)=1,1Վ:

13.5. Օհմի օրենքի դիֆերենցիալ և ինտեգրալ տեսքերն ԷլՇՈւ-ով տեղամասի համար

Եթե հոսանքակիրների վրա ազդում է միայն $\vec{E}$ դաշտը, ապա վերջիններիս ձեռք բերած ուղղորդված շարժման արագության միջին արժեքն ուղիղհամեմատական է այդ դաշտի լարվածությանը՝ $\vec{u}_{\text{ղր}} \sim \vec{E}$ և $\vec{j} = \frac{1}{\rho}\vec{E}$: Այժմ հոսանքակիրների վրա ազդում է $\vec{E} + \vec{E}^*$ դաշտը, և արդեն $\vec{u}_{\text{ղր}} \sim (\vec{E} + \vec{E}^*)$:

Հետևաբար՝

$$\vec{j} = \frac{1}{\rho}(\vec{E} + \vec{E}^*): \qquad (13.12)$$

(13.12) բանաձևը Օհմի օրենքի դիֆերենցիալ տեսքն է ԷլՇՈւ պարունակող տեղամասի համար:

Շղթայի այն տեղամասերը, որտեղ կան կողմնակի ուժեր, կոչվում են շղթայի անհամասեռ տեղամասեր:

Պարզության համար ենթադրենք, որ հոսանքը հոսում է բարակ հաղորդալարով: Այդ դեպքում հոսանքը կունենա այդ լարի առանցքի ուղղությունը, իսկ հոսանքի j խտությունը կարելի է հաստատուն համարել լարի լայնական հատույթով:

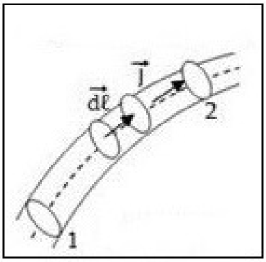
Լարի լայնական հատույթի մակերեսը նշանակենք S-ով, որը լարի երկայնքով կարող է նաև փոփոխվել (Նկ. 13.5):

(13.12) առնչությունը սկալյար բազմապատկենք հաղորդալարի $d\vec{l}$ տարրով, որն ունի հոսանքի ուղղությունը, և ինտեգրենք 1 –ից 2 հատույթը՝

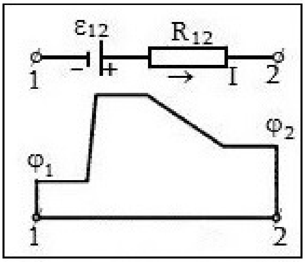
$$\int_1^2 \rho\vec{j}d\vec{l} = \int_1^2 \vec{E}d\vec{l} + \int_1^2 \vec{E}^*d\vec{l}: \qquad (13.13)$$

Ձախ մասի ինտեգրալում կատարենք ձևափոխություն՝ գրենք $\vec{j}d\vec{l} = j_l dl$:

Մեր վերցրած դեպքում $\vec{j}$ -ի պրոյեկցիան $d\vec{l}$ վեկտորի վրա դրական է, և $j_l = \frac{I}{S}$:



Նկ.13.5



Նկ.13.6

Այսպիսով՝

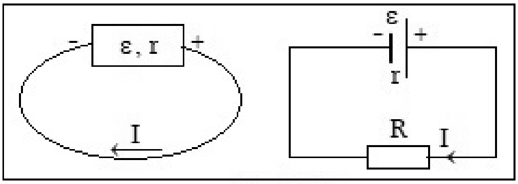
$$\int_1^2 \rho\vec{j}d\vec{l} = \int_1^2 \rho\frac{I}{S}dl = I\int_1^2 \frac{\rho}{S}dl = IR_{12}, \qquad (13.14)$$

որտեղ $\rho\frac{dl}{S}$-ը dl երկարությամբ հաղորդալարի դիմադրությունն է, իսկ R_{12}-ը՝ հաղորդալարի 1 և 2 հատույթների միջև գտնվող տեղամասի դիմադրությունը: (13.13) արտահայտության աջ մասի առաջին ինտեգրալը տալիս է պոտենցիալների $\varphi_1 - \varphi_2$ տարբերությունը, իսկ երկրորդը՝ այդ տեղամասում գործող ԷլՇՈւ-ն՝ $\varepsilon_{12} = \int_1^2 \vec{E}^* d\vec{l}$: Այսպիսով, ԷԼՇՈւ-ով տեղամասի համար ունենք՝

$$IR_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}: \qquad (13.15)$$

ԷլՇՈւ պարունակող տեղամասն էլեկտրական շղթայում սովորաբար պատկերվում է Նկ. 13.6-ի տեսքով: Այդ նկարում բերված է նաև պոտենցիալի վարքը հոսանքի ուղղությամբ: Այդտեղ հոսանքն ուղղված է φ_1 ցածր պոտենցիալով կետից φ_2 բարձր պոտենցիալով կետը: Սա տեղի ունի այն պատճառով, որ ԷլՇՈւ-ն ընտրված ուղղությամբ նպաստում է դրական լիցքի շարժմանը և համարվում է դրական՝ $\varepsilon_{12} > 0$:

(13.15)-ը Օհմի օրենքի ինտեգրալ տեսքն է ԷլՇՈւ պարունակող տեղամասի համար:



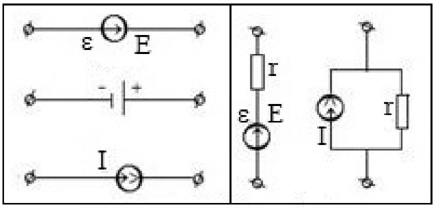
Նկ.13.7

Փակ շղթայի դեպքում (Նկ. 13.7) 1 և 2 կետերը իրար հետ համընկնում են և $\varphi_1 = \varphi_2$, իսկ $R_{12} = R + r$, որտեղ R-ը շղթայի արտաքին մասի լրիվ դիմադրությունն է, r-ը՝ աղբյուրի ներքին դիմադրությունը: Այս դեպքում (13.15)-ից փակ շղթայի համար կստանանք՝

$$I = \frac{\varepsilon}{R+r}: \qquad (13.16)$$

(13.16)-ը Օհմի օրենքն է փակ շղթայի համար:

Երբ $r \gg R$, ապա $I = \frac{\varepsilon}{r} = const$: Այս դեպքում ասում են, որ ունենք հաստատուն հոսանքի աղբյուր: Իսկ եթե $r \ll R$,ապա $\varepsilon = IR = U = const$, և աղբյուրը կոչվում է հաստատուն լարման աղբյուր:



ա) Նկ.13.8 բ)

Դրանց նշանակումները բերված են Նկ. 13.8-ում, որտեղ հաստատուն լարման աղբյուրների վրա գրված է ε կամ E տառը, իսկ հաստատուն հոսանքի աղբյուրների վրա՝ I տառը:

13.6. Ջոուլ-Լենցի օրենքի դիֆերենցիալ և ինտեգրալ տեսքն ԷլՇՈւ պարունակող տեղամասի համար

Եթե շղթայի տեղամասում կա ԷլՇՈւ-ի աղբյուր, ապա այդ դեպքում հոսանքակիրների վրա կազդեն էլեկտրաստատիկ նկողմնակի ուժերի դաշտերի ուժերը՝ $\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{E}^*$: Այս դեպքումանշարժ հաղորդչում անջատված ջերմաքանակը, համաձայն էներգիայի պահպանման օրենքի, հավասար կլինի էլեկտրաստատիկ և կողմնակի ուժերի աշխատանքների հանրահաշվական գումարին: Դա վերաբերում է նաև համապատասխան հզորություններին. ջերմային հզորությունը հավասար է էլեկտրաստատիկ և կողմնակի ուժերի հզորությունների հանրահաշվական գումարին: Դրանում դժվար չէ համոզվել (13.15) արտահայտությունը I-ով բազմապատկելով: Կստանանք՝

$$R_{12}I^2 = (\varphi_1 - \varphi_2)I + \varepsilon I: \qquad (13.17)$$

Փաստորեն տեղամասում անջատված ջերմային հզորությունը՝ $R_{12}I^2$-ն նույնն է, ինչ որ կողմնակի ուժերի բացակայության դեպքում: Սակայն աջ մասի երկրորդ գումարելին կողմնակի ուժերի զարգացրած հզորությունն է և կարող է լինել ինչպես դրական, այնպես էլ բացասական: (13.17) արտահայտության աջ մասին անվանում են հոսանքի հզորություն տվյալ տեղամասում և, փաստորեն, տեղամասում անջատված ջերմային հզորությունը հավասար է այդ տեղամասում հոսանքի հզորությանը: Փակ շղթայի դեպքում $\varphi_1 = \varphi_2$, և կունենանք՝

$$R_{12}I^2 = \varepsilon I: \qquad (13.18)$$

Այսինքն, փակ շղթայում անջատված ջերմային հզորությունը հավասար է միայն կողմնակի ուժերի հզորությանը: Այս դեպքում էլեկտրաստատիկ դաշտի դերը կայանում է նրանում, որ այն կատարում է կողմնակի ուժերի վերաբաշխում շղթայի տարբեր մասերում: Միավոր ծավալից անջատվող ջերմային հզորությունը գտնելու համար օգտվենք $w = \rho j^2 = \rho\vec{j}\cdot\vec{j}$ բանաձևից՝ այդտեղ տեղադրելով $\vec{j} = \frac{1}{\rho}(\vec{E} + \vec{E}^*)$:

Այս դեպքում անհամասեռ հաղորդչի միավոր ծավալից անջատված հզորությունը հավասար կլինի՝ $w = \vec{j}(\vec{E} + \vec{E}^*)$: Սա Ջոուլ-Լենցի օրենքի դիֆերենցիալ տեսքն է կողմնակի ուժերի առկայության դեպքում:

13.7. Ճյուղավորված շղթաներ: Կիրխհոֆի կանոնները

Ճյուղավորված կամ բարդ շղթաներ կոչվում են այն էլեկտրական շղթաները, որոնք պարունակում են մեկից ավելի փակ կոնտուրներ: Այդպիսի շղթայում կան կետեր, որտեղ միացված են երկուսից ավելի հաղորդալարեր: Դրանց անվանում են շղթայի հանգույցներ կամ ճյուղավորման կետեր (Նկ. 13.9): Բարդ շղթաների հաշվարկը հեշտանում է, երբ դրանց հաշվարկման համար կիրառում ենք Կիրխհոֆի երկու կանոնները: Կիրխհոֆի առաջին կանոնը վերաբերվում է շղթայի հանգույցներին: Կիրխհոֆի առաջին կանոնը՝ **շղթայի որևէ հանգույցում հոսանքների հանրահաշվական գումարը հավասար է զրոյի՝**

$$\sum_k I_k = 0: \tag{13.19}$$

Այստեղ, պայմանականորեն դեպի հանգույց մտնող հոսանքի ուժը վերցվում է դրական նշանով, իսկ հանգույցից դուրս եկողինը՝ բացասական: Նկ.13.9–ում բերված հանգույցի համար (13.19)-ը կգրվի հետևյալ կերպ՝ $I_1 + I_3 - I_2 = 0$: (13.19) առնչությունը լիցքի պահպանման օրենքի հետևանք է:

Կիրխհոֆի երկրորդ կանոնը վերաբերվում է այդ շղթայից առանձնացված կամայական փակ կոնտուրին (Նկ.13.10):

Կիրխհոֆի երկրորդ կանոնի համաձայն՝ **էլեկտրական շղթայիորևէ փակ կոնտուրում առանձին տեղամասերի հոսանքի ու դիմադրության արտադրյալների հանրահաշվական գումարը հավասար է այդ կոնտուրում գործող ԷլՇՈւ-ների հանրահաշվական գումարին՝**

$$\sum_k I_k R_k = \sum_i \varepsilon_i: \tag{13.20}$$

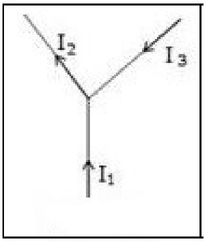
Դրանում համոզվելու համար Նկ.13.10-ում բերված կոնտուրի յուրաքանչյուր տեղամասի համար գրենք Օհմի օրենքը՝

$$I_1R_1 = \varphi_2 - \varphi_3 + \varepsilon_1,\ I_2R_2 = \varphi_3 - \varphi_1 + \varepsilon_2,\ I_3R_3 = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_3:$$

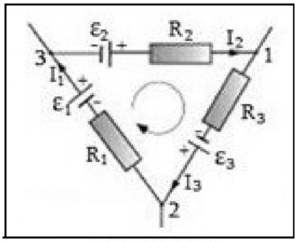
Այդ առնչությունները գումարելով՝ կունենանք՝

$$I_1R_1 + I_2R_2 + I_3R_3 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3:$$

Այսպիսով, Կիրխհոֆի երկրորդ կանոնն առանձին տեղամասերի Օհմի օրենքի հետևանք է: Ամեն մի կոնկրետ շղթայի համար Կիրխհոֆի կանոնները թույլ են տալիս գրել այնքան անկախ հավասարումներ, որքան անհայտ մեծությունների թիվն է: Եթե շղթայում կա N հատ հանգույց, ապա (13.19) առնչությունը պետք է գրել N-1 հանգույցի համար: Վերջին հանգույցի համար գրված հավասարումը կհանդիսանա մնացածների համար գրված հավասարումների հետևանք: Կիրխհոֆի երկրորդ կանոնը տալիս է այնքան անկախ հավասարումներ, որքան որ շղթայի անկախ կոնտուրների թիվն է: Կիրխհոֆի երկրորդ կանոնը կիրառելիս պետք է ընտրել կոնտուրի շրջանցման ուղղություն, որը կարող է լինել կամայական: Այս դեպքում այն տեղամասում, որտեղ հոսանքի ենթադրելի ուղղությունը համընկնում է շրջանցման ուղղության հետ,(13.20)-ում IR գումարելին վերցվում է դրական նշանով, և բացասական, եթե այդ ուղղությունները հակադիր են:



Նկ.13.9



Նկ.13.10

Այժմ պարզենք ԷլՇՈւ-ների նշանների հարցը: Եթե կոնտուրում շրջանցման ժամանակ աղբյուրով անցնում ենք բացասական բևեռից դրականին, ապա դա շրջանցման ուղղությամբ մեծացնում է պոտենցիալը և հետևաբար վերցվում է դրական նշանով, իսկ հակառակ դեպքում՝ բացասական նշանով: Այսպես, եթե Նկ.13.10 կոնտուրում շրջանցման ուղղությունը վերցնենք ժամսլաքի պտտման ուղղությամբ, ապա հոսանքների և ԷլՇՈՒ-ների ենթադրյալ ուղղությունների համար կունենանք՝

$$I_1R_1 + I_2R_2 + I_3R_3 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3:$$

Փաստորեն, այս դեպքում բոլոր անդամներն ունեն դրական նշան: Տվյալ տեղամասում հոսանքի ուղղության ճիշտ ընտրության դեպքում հոսանքի ուժի համար կստանանք դրական արժեք, իսկ սխալ ընտրության դեպքում՝ բացասական արժեք:

Ստուգողական հարցեր

1. Սահմանեք հոսանքի աշխատանքը և հզորությունը: Գրեք հաստատուն հոսանքի աշխատանքի և հզորության բանաձևերը:
2. Ձևակերպեք Ջոուլ-Լենցի օրենքը և գրեք համապատասխան բանաձևը:

3. R_1 և R_2 ($R_2 > R_1$) դիմադրությունները հաստատուն հոսանքի աղբյուրին միացված են հաջորդաբար: Ո՞ր դիմադրության վրա կանջատվի ավելի մեծ հզորություն:
4. R_1 և R_2 ($R_2 > R_1$) դիմադրությունները հաստատուն հոսանքի աղբյուրին միացված են զուգահեռ: Ո՞ր դիմադրության վրա կանջատվի ավելի մեծ հզորություն:
5. Գրեք և մեկնաբանեք Օհմի և Ջոուլ-Լենցի դիֆերենցիալ օրենքները:
6. Ինչո՞ւ է տաքանում հաղորդիչը, երբ դրանով հոսանք է անցնում:
7. Ո՞ր ուժերին են անվանում կողմնակի, և ի՞նչ է էլեկտրաշարժ ուժը (ԷլՇՈւ): Սահմանեք ԷլՇՈւ-ի միավորը ՄՀ-ում:
8. ԷլՇՈւ պարունակող տեղամասի համար գրեք Օհմի օրենքը ինտեգրալ և դիֆերենցիալ տեսքով:
9. Գրեք Ջոուլ-Լենցի օրենքի դիֆերենցիալ և ինտեգրալ տեսքը ԷլՇՈւ պարունակող տեղամասի համար:
10. ԷլՇՈւ պարունակող տեղամասի համար ո՞ր մեծությանն են անվանում հոսանքի հզորություն:
11. Ձևակերպեք Կիրխհոֆի կանոնները:
12. Ի՞նչ կարգով են կիրառվում Կիրխհոֆի կանոնները բարդ շղթաները հաշվարկելիս:

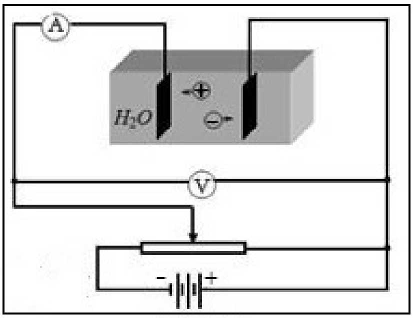
§14. Հոսանքն էլեկտրալիտներում: Էլեկտրալիտիկ դիսոցում: Օհմի օրենքն էլեկտրալիտների համար: Էլեկտրալիզ

14.1. Հոսանքն էլեկտրալիտներում: Էլեկտրալիտիկ դիսոցում: Դիսոցման աստիճանի կախումն էլեկտրալիտի կոնցենտրացիայից և ջերմաստիճանից

Էլեկտրալիտ կոչվում են այն նյութերը, որոնց մոլեկուլները կազմված են դրական և բացասական իոններից: Այդ իոններն իրար են կապվում կուլոնյան ձգողության ուժերի շնորհիվ, որի արդյունքում ստեղծվում են էլեկտրալիտի մոլեկուլները: Երբ էլեկտրալիտը լուծում ենք բևեռային հեղուկում, որի մոլեկուլները դիպոլային մեծ մոմենտով կոշտ երկբևեռներ են, այդ իոնների ձգողության ուժը թուլանում է ε անգամ և ջերմային շարժման բախումների հետևանքով այն բաժանվում է դրական և բացասական իոնների: Այս երևույթին անվանում են էլեկտրալիտիկ դիսոցում (տարաբաժանում): Օրինակներ՝

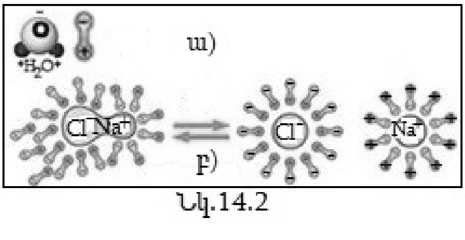
$$H_2SO_4 \leftrightarrow 2H^+ + SO_4^{--},\ NaOH \leftrightarrow Na^+ + OH^-,\ Nacl \leftrightarrow Na^+ + Cl^-,\ \ CuSO_4 \leftrightarrow Cu^{++} + \\ +SO_4^{--},\quad CuCl_2 \leftrightarrow Cu^{++} + Cl^- + Cl^-:$$

Օրգանական ապակուց պատրաստված արկղի (գուռի) մեջ լցնենք թորած ջուր և այնտեղ տեղադրենք իրար զուգահեռ երկու էլեկտրոդ, որոնք բաժանիչ սխեմայի փոփոխական դիմադրության օգնությամբ միացվում են հաստատուն հոսանքի աղբյուրին (Նկ. 14.1): Կտեսնենք, որ այս շղթայում հոսանք չի լինի, այսինքն մաքուր (թորած) ջուրը դիէլեկտրիկ է: Անհաղորդիչ են նաև բոլոր մաքուր հեղուկները:



Նկ.14.1

Այժմ եթե գուռի մեջ ավելացնենք քիմիական աղ, թթու կամ հիմք, ապա կտեսնենք, որ դրանց մոլեկուլների դիսոցման հետևանքով շղթայում հոսանք է առաջանում: Պարզության համար որպես էլեկտրալիտ վերցնենք կերակրի աղի (NaCl) ջրային լուծույթը: Այս դեպքում ջրի բևեռային մոլեկուլներն իրենց դրական կողմերով շրջապատում են քլորի բացասական իոնին, իսկ բացասական կողմերով՝ նատրիումի դրական իոնին (Նկ. 14.2բ): Սրա արդյունքում աղի մո-



Նկ.14.2

լեկուլում Na^+ և Cl^- իոնների միջև ձգողության ուժը թուլանում է մոտ $\varepsilon \approx 80$ անգամ, և այն, ջերմային շարժման բախումների հետևանքով, բաժանվում է դրական և բացասական իոնների: Հենց այս իոնների ուղղորդված շարժմամբ էլ պայմանավորված է հոսանքը շղթայում: Երբ իոններն ունեն նույն z արժեքականությունը (վալենտականությունը), այս դեպքում դրական և բացասական իոնների կոնցենտրացիաները կլինեն նույնը՝ $n_+ = n_- = n$ (հակառակ դեպքում $\frac{n_+}{n_-} = \frac{z_-}{z_+}$): Պարզ է, որ n-ը կախված է դիսոցման α աստիճանից՝

$$\alpha = \frac{n}{n_0}, \tag{14.1}$$

որտեղ n_0-ն հեղուկում լուծված աղի մոլեկուլների կոնցենտրացիան է: Հետևաբար չդիսոցված մոլեկուլների կոնցենտրացիան կլինի՝

$$n' = n_0 - n = n_0 - \alpha n_0 = (1-\alpha)n_0 : \tag{14.2}$$

Լուծույթում անընդհատ տեղի ունեցող դիսոցման պրոցեսի հետ միաժամանակ տեղի ունի նաև դրական և բացասական իոնների վերամիավորում չեզոք մոլեկուլի: Հավասարակշռության դեպքում այս պրոցեսների արագություններն իրար հավասարվում են: 1վ-ում դիսոցվող մոլեկուլների թիվն ուղիղ համեմատական է չդիսոցված մոլեկուլների n' կոնցենտրացիային՝ $\left(\frac{\Delta n}{\Delta t}\right)_{\text{դիս}} = \beta n' = \beta(1-\alpha)n_0$: Իսկ մեկ վայրկյանում վերամիավորված մոլեկուլների թիվն ուղիղ համեմատական է դրական և բացասական իոնների կոնցենտրացիաներին՝ $\left(\frac{\Delta n}{\Delta t}\right)_{\text{վեր}} \sim n \cdot n$ կամ $\left(\frac{\Delta n}{\Delta t}\right)_{\text{վեր}} = \gamma\alpha^2 n_0^2$: Հավասարակշռության դեպքում՝ $\left(\frac{\Delta n}{\Delta t}\right)_{\text{դիս}} = \left(\frac{\Delta n}{\Delta t}\right)_{\text{վեր}}$, և կունենանք՝

$$\beta(1-\alpha)n_0 = \gamma\alpha^2 n_0^2 \text{ կամ } \frac{1-\alpha}{\alpha^2} = An_0, \text{ որտեղ } A = \frac{\gamma}{\beta}:$$

Այսպիսով, α-ի նկատմամբ ունենք հետևյալ քառակուսի հավասարումը՝

$$n_0 A\alpha^2 + \alpha - 1 = 0 : \tag{14.3}$$

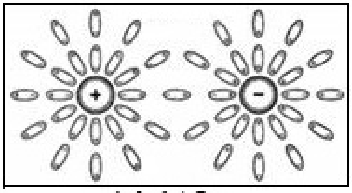
$\alpha > 0$ համար լուծումը կտա՝ $\alpha = \frac{-1+\sqrt{1+4n_0A}}{2n_0A} = -\frac{1}{2n_0A} + \frac{\sqrt{1+4n_0A}}{2n_0A}$:

Եթե $n_0A \gg 1$, ապա $\alpha \approx \frac{\sqrt{4n_0A}}{2n_0A} = \frac{1}{\sqrt{n_0A}}$, այսինքն՝ դիսոցման աստիճանը փոքրանում է, երբ մեծացնում են լուծված նյութի մոլեկուլների n_0 կոնցենտրացիան:

Եթե n_0 կոնցենտրացիան շատ փոքր է՝ $n_0A \to 0$, ապա $\alpha \approx -\frac{1}{2n_0A} + \frac{1+2n_0A}{2n_0A} = 1$: Այսինքն, թույլ կոնցենտրացիաների դեպքում բոլոր մոլեկուլները դիսոցվում են: Մոլեկուլների դիսոցման աստիճանը կախված է նաև ջերմաստիճանից: Ջերմաստիճանի բարձրացման ժամանակ մեծանում է մոլեկուլների ջերմային շարժման արագությունը, և մեծ արագությամբ բախվելուց լուծված նյութի մոլեկուլների դիսոցման ինտենսիվությունն աճում է, իսկ դրական և բացասական իոնների վերամիավորման ինտենսիվությունը նվազում: Հավասարակշռության դեպքում դրական և բացասական իոնների n կոնցենտրացիան մեծ է լինում ցածր ջերմաստիճանում ունեցած արժեքից:

14.2. Օհմի օրենքն էլեկտրալիտների համար

Ինչպես արդեն նշել ենք, հոսանքն էլեկտրալիտներում պայմանավորված է դրական և բացասական իոնների ուղղորդված շարժմամբ: Իոնի $q_{\text{ի}}$ լիցքը կախված է իր $z_{\text{ի}}$ արժեքականությունից և հավասար է արժեքականության չափով տարրական լիցքի՝ $q_{\text{ի}} = z_{\text{ի}}e$: Ուրեմն դրական իոնի լիցքը կլինի՝ $q_+ = z_+e$, իսկ բացասականինը՝ $q_- = z_-e$, որտեղ՝ $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Կլ: Բաժանումից հետո այդ իոնները մնում են շրջապատված ջրի մոլեկուլների մի քանի շերտով (Նկ. 14.3), որը տեղափոխվում է իոնի հետ մեկտեղ: Փաստորեն իոնների շարժումը համարժեք է դառնում դրական և բացասական լիցքավորված փոքր գնդիկների շարժմանը: Եթե դրական գնդիկի շառավիղը նշանակենք r_+-ով, իսկ բացասականինը՝ r_- -ով, ապա ջրում (հեղուկում) շարժվելուց դրանց վրա կազդի $\vec{F}_+ = -6\pi\eta r_+\vec{v}_+$ և $\vec{F}_- = -6\pi\eta r_-\vec{v}_-$ շփման ուժը, որտեղ η-ն հեղուկի (ջրի) մածուցիկության գործակիցն է, $\vec{v}_\pm$-ն այդ գնդիկների ձեռք բերած արագություններն են՝ կիրառված էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ: Հեղուկում հաստատուն հոսանք հաստատվելուց այդ գնդիկների վրա ազդող ուժերի համազորը հավասարվում է զրոյի՝ $q_+\vec{E} + \vec{F}_+ = z_+e\vec{E} - 6\pi\eta r_+\vec{v}_+ = 0$, որտեղից՝ $\vec{v}_+ = \frac{z_+e}{6\pi\eta r_+}\vec{E} = k_+\vec{E}$, որտեղ $k_+ = \frac{z_+e}{6\pi\eta r_+}$ -ը կոչվում է դրական իոնի շարժունակություն: Նույն ձևով կստանանք, որ $\vec{v}_- = -\frac{z_-e}{6\pi\eta r_-}\vec{E} = -k_-\vec{E}$, որտեղ $k_- = \frac{z_-e}{6\pi\eta r_-}$-ը կլինի բացասական իոնի շարժունակությունը: $k_\pm$-ի արտահայտություններից դժվար չէ նկատել, որ ընդհանուր դեպքում դրական և բացասական իոնների շարժունակությունները տարբեր են. մեծ լիցք ունեցող իոնը շրջապատված է ջրի մոլեկուլների մեծ թաղանթով. և դրա շարժունակությունը կլինի ավելի փոքր, քան փոքր լիցք ունեցող իոնինը: Հետևաբար տարբեր կլինի նաև նրանց ձեռք բերած ուղղորդված շարժման արագությունները: Իոնի շարժունակությունը ցույց է տալիս, թե մոտուլով ի՞նչ արագություն է ձեռք բերում իոնը միավոր լարվածությամբ էլեկտրական դաշտում: Էլեկտրալիտների դեպքում $k_\pm \sim 10^{-7} \div 10^{-8}$ մ²/Վ·վ կարգի մեծություն է: Հոսանքի խտության համար կունենանք՝



Նկ.14.3

$$\vec{j} = q_+n_+\vec{v}_+ + q_-n_-\vec{v}_- = z_+en_+k_+\vec{E} + z_-en_-k_-\vec{E}:$$

Էլեկտրաչեզոք էլեկտրալիտների համար $z_+en_+ = z_-en_-$, որը նշանակենք zen–ով: Այսպիսով, $\vec{j}$-ի համար կունենանք՝

$$\vec{j} = zne(k_+ + k_-)\vec{E}: \qquad (14.4)$$

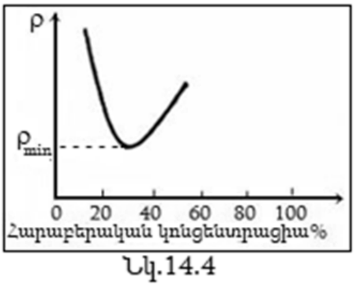
(14.4)-ն Օհմի օրենքն է էլեկտրալիտների համար:

14.3. Էլեկտրալիտների էլեկտրահաղորդականության կախումը կոնցենտրացիայից և ջերմաստիճանից

Թե՛ դիսոցման աստիճանը, թե՛ $k_\pm$-ը էլեկտրական դաշտի լարվածության շատ լայն միջակայքում կախված չեն դաշտի լարվածությունից, և (14.4) առնչությունը գծային է: Հետևաբար E-ի գործակիցը հանդիսանում է էլեկտրալիտների էլեկտրահաղորդականությունը՝

$$\gamma = zne(k_+ + k_-) = z\alpha n_0 e(k_+ + k_-): \qquad (14.5)$$

Թույլ կոնցենտրացիաների դեպքում $\alpha \approx 1$, իսկ $(k_+ + k_-)$ -ը հաստատուն է: Հետևաբար, թույլ կոնցենտրացիաների դեպքում էլեկտրահաղորդականությունն ուղիղ համեմատական է լուծված նյութի մոլեկուլների կոնցենտրացիային, իսկ բարձր կոնցենտրացիաների դեպքում արդեն $\alpha \approx \frac{1}{\sqrt{n_0 A}}$, և բացի այդ $(k_+ + k_-)$ -ը դառնում է կախված n_0-ից, և դրա մեծացման հետևանքով շարժունակությունները փոքրանում են, քանի որ սկսում են էական դառնալ դրական և բացասական իոնների էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունները: Այսպիսով, բարձր կոնցենտրացիաների դեպքում էլեկտրահաղորդականությունը բարդ օրենքով է փոփոխվում n_0 կոնցենտրացիայից: Ջերմաստիճանի բարձրացման դեպքում մեծանում են n_0-ն, դիսոցման α աստիճանը և իոնների շարժունակությունները (քանի որ թուլանում է հեղուկի մածուցիկությունը): Ուստի ջերմաստիճանի մեծացման հետևանքով էլեկտրահաղորդականությունը կարող է մեծանալ հազարավոր անգամ (տեսակարար դիմադրությունը նույնքան անգամ փոքրանալ): Թե՛ էլեկտրահաղորդականության, թե՛ տեսակարար դիմադրության կախվածությունները ջերմաստիճանից անալիտիկորեն հաշվարկման ենթակա չեն և դրանք բարդ են: Օրինակ, H_2SO_4 էլեկտրալիտի տեսակարար դիմադրության փորձնականորեն ստացված կախվածությունը հարաբերական կոնցենտրացիայից ունի Նկ. 14.4-ում բերված տեսքը:

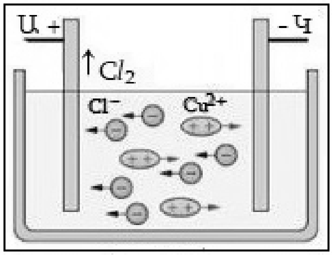


Նկ.14.4

Իոնային հաղորդականությամբ օժտված են նաև որոշ պինդ մարմիններ, օրինակ՝ ապակին: Եթե ապակե ձողի ծայրերին կիրառենք լարում, ապա նրանով հոսանք չի անցնի, սակայն եթե ձողը սկսենք տաքացնել, ապա 300°C-ից սկսած շղթայում կառաջանա հոսանք: Ապակու ներսում հոսանքը պայմանավորված է Na^{+} իոնների շարժմամբ, և երբ ապակե ձողով սկսում է հոսանք հոսել, նրա տաքացումը կարելի է դադարեցնել, քանի որ արդեն հոսանքը կսկսի նրանում ջոուլյան ջերմություն անջատել, և ձողի ջերմաստիճանն անընդհատ և շատ արագ կաճի, որը կարող է հանգեցնել ձողի հալմանը:

14.4. Էլեկտրալիզ: Ֆարադեյի օրենքներն էլեկտրալիզի համար

Երբ էլեկտրալիտով հոսանք է անցնում, դրական իոնները շարժվում են դեպի բացասական թիթեղը (կատոդ), իսկ բացասականները՝ դեպի դրական թիթեղը (անոդ): Հասնելով թիթեղներին՝ դրական իոնները բացասական թիթեղից վերցնում են պակասորդ էլեկտրոններ, դառնում են չեզոք ատոմ և մնում նրա վրա, իսկ բացասական իոններն իրենց ավելցուկ էլեկտրոնները փոխանցում են դրական թիթեղին և վերածվելով չեզոք ատոմի՝ մնում են անոդի վրա (Նկ. 14.5): Այս պրոցեսի հետևանքով տեղի է ունենում լուծված նյութի մոլեկուլների բաժանում ատոմների, որոնք կուտակվում են տարբեր էլեկտրոդների վրա: Նկարում էլեկտրալիտը $CuCl_2$-ն է: Այս դեպքում անոդից անջատվում է Cl_2 գազ, իսկ կատոդի վրա առաջանում է պղնձի շերտ: Այս երևույթին անվանում են էլեկտրալիզ (էլեկտրատարրալուծում), որը հայտնաբերել և փորձնականորեն ուսումնասիրել է Ֆարադեյն ու ձևակերպել է երկու օրենք: Ֆարադեյի կողմից փորձնական ճանապարհով ստացված օրենքներն արդեն կարելի է անալիտիկորեն ստանալ:



Նկ.14.5

Եթե դրական իոնի արժեքականությունը z է, ապա նրա լիցքը կլինի՝ $q_{ի} = ze$: t ժամանակում էլեկտրալիտով անցնող լիցքը նշանակենք q-ով, այս դեպքում կատոդի վրա կնստեն $N = \frac{q}{q_{ի}}$ հատ ատոմ, և դրանց զանգվածը կլինի $m = m_0 N = \frac{M}{N_{Ա}} \frac{q}{ze}$, որտեղ m_0-ն մեկ ատոմի զանգվածն է, M-ը՝ անջատվող նյութի մոլային զանգվածը, իսկ $N_{Ա} = 6{,}02 \cdot 10^{23}$մոլ$^{-1}$-ը՝ Ավոգադրոյի թիվը: Այսպիսով, էլեկտրոդների վրա անջատվող զանգվածի համար կունենանք՝

$$m = \frac{M}{N_{Ա}} \frac{q}{ze} = kq: \qquad (14.6)$$

Սա Ֆարադեյի առաջին օրենքն է էլեկտրալիզի համար:

Էլեկտրալիզի դեպքում էլեկտրոդների վրա անջատված նյութի զանգվածն ուղիղ համեմատական է էլեկտրալիտով անցնող լիցքին:

Համեմատականության k գործակիցը կոչվում է էլեկտրաքիմիական համարժեք: Այն ցույց է տալիս, թե 1Կլ լիցք անցնելու դեպքում տվյալ նյութի ինչքան զանգված է անջատվում էլեկտրոդի վրա: Դրա արժեքը տարբեր նյութերի համար տարբեր է և վերցվում է աղյուսակներից: (14.6)-ից հետևում է, որ

$$k = \frac{1}{N_Ա e}\frac{M}{z} = \frac{1}{F}\frac{M}{z}, \tag{14.7}$$

որտեղ՝ $F = eN_Ա = 96320$Կլ/մոլ և կոչվում է Ֆարադեյի հաստատուն: Նյութի մոլային զանգվածի հարաբերությունն արժեքականությանը անվանում են քիմիական համարժեք՝ $\frac{M}{z}$: (14.7)-ը նշանակում է, որ նյութի էլեկտրաքիմիական համարժեքն ուղիղ համեմատական է նյութի քիմիական համարժեքին: Սա Ֆարադեյի երկրորդ օրենքն է էլեկտրալիզի համար:

Քանի որ հաստատուն հոսանքի դեպքում $q = It$, ուստի (14.6)-ը գրվում է նաև հետևյալ տեսքով՝

$$m = \frac{1}{F}\frac{M}{z}It: \tag{14.8}$$

Էլեկտրալիզը ներկայումս էլ ունի գործնական լայն կիրառություն: Էլեկտրալիզի օգնությամբ ստանում են մաքուր պղինձ և ալյումին: Էլեկտրալիզի միջոցով մետաղի շերտով կամ գրաֆիտով ծածկված առարկաները պատում են այլ մետաղի շերտով և այլն:

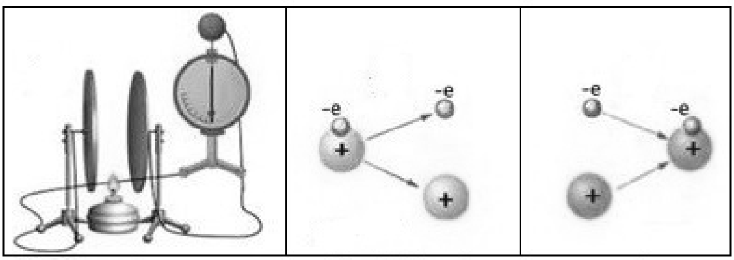
Ստուգողական հարցեր

1. Ո՞ր մեծությանն են անվանում դիսոցման աստիճան:
2. Ինչպե՞ս է կախված դիսոցման աստիճանն էլեկտրալիտի կոնցենտրացիայից և ջերմաստիճանից:
3. Ո՞րն է էլեկտրալիտների էլեկտրական դիմադրության պատճառը:
4. Ո՞րն է իոնի շարժունակությունը և ի՞նչ կարգի մեծություն է:
5. Ինչո՞վ է որոշվում իոնի լիցքը, և ո՞րն է էլեկտրալիտի էլեկտրաչեզոքության պայմանը:
6. Գրեք Օհմի օրենքն էլեկտրալիտների համար:
7. Ինչպե՞ս է փոխվում էլեկտրալիտների տեսակարար դիմադրությունը դրա ջերմաստիճանը բարձրացնելիս:
8. Ի՞նչ է էլեկտրալիզը: Ձևակերպեք էլեկտրալիզի օրենքները:

§15. Հոսանքը գազերում: Գազերի ինքնուրույն և ոչ ինքնուրույն պարպումներ: Ինքնուրույն պարպման տեսակները

15.1. Հոսանքը գազերում: Գազերի ինքնուրույն և ոչ ինքնուրույն պարպումներ

Եթե օդում տեղադրենք իրար զուգահեռ երկու մետաղական թիթեղ, որոնք ունեն հակադիր նշանի հավասար լիցքեր, և դրանք միացնենք էլեկտրասկոպին (Նկ. 15.1ա), ապա կնկատենք, որ դրանք օրերով կմնան լիցքավորված: Սակայն այդ թիթեղների ներսը մտցնելով սպիրտայրոցի բոցը՝ կնկատենք, որ դրանք բավականին արագ կլիցքաթափվեն: Փաստորեն մթնոլորտային օդը հաղորդիչ չէ, քանի որ օդի մոլեկուլներն ու ատոմները հիմնականում էլեկտրաչեզոք մասնիկներ են: Սակայն բոցի ազդեցության տակ ջերմային գրգռման միջոցով օդի բաղադրության մեջ մտնող թթվածնի, ազոտի, ածխաթթու գազի և այլն մոլեկուլներից պոկվում է մեկական էլեկտրոն, որի հետևանքով առաջանում են ազատ էլեկտրոններ և դրական իոններ (Նկ. 15.1բ): Ազատ էլեկտրոնների մի մասը, միանալով չեզոք մոլեկուլներին, նրանց վերածում է բացասական իոնի: Այս դեպքում ասում են, որ սպիրտայրոցի բոցի ազդեցության տակ օդն իոնացել է: Դրական իոնների ու ազատ էլեկտրոնների (կամ բացասական իոնների) մի մասը հանդիպելով միմյանց, առաջացնում են չեզոք մոլեկուլներ (Նկ. 15.1գ): Այս երկու պրոցեսների միջև հաստատվում է շարժուն հավասարակշռություն, այսինքն՝ միավոր ժամանակում իոնացման արդյունքում ծնված մասնիկների թիվը հավասարվում է վերամիավորման հետևանքով չեզոքացած մասնիկների թվին, և գազում հաստատվում են հաստատուն կոնցենտրացիայով ազատ լիցքեր: Էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ այս ազատ լիցքակիրները ջերմային շարժման հետ մեկտեղ կատարում են նաև ուղղորդված շարժում, ընդ որում էլեկտրոնները և բացասական իոնները գնալով դրական թիթեղի (անոդի) վրա, չեզոքացնում են դրա լիցքը, իսկ դրական իոնները, գնալով բացասական թիթեղի



ա) Նկ.15.1 բ) գ)

(կաթոդի) վրա, չեզոքացնում են կաթոդի լիցքը, և առաջանում է էլեկտրական հոսանք: Գազի միջով էլեկտրական հոսանք անցնելու պրոցեսին անվանում են գազային պարպում: Եթե լարումը բարձր չէ, ապա իոնարարի ազդեցությունը վերացնելուց հոսանքը շղթայում վերանում է: Այս գազապարպումը կոչվում է ոչ ինքնուրույն: Եթե էլեկտրական դաշտի լարվածությունը բավականին բարձր լինի, ապա դաշտն ինքը կարող է իոնացնել, և իոնարարի բացակայության դեպքում շղթայի հոսանքը չի վերանա: Գազային այս պարպումը կոչվում է ինքնուրույն:

Ինքնուրույն պարպման համար հոսանքի ուժի և դաշտի լարվածության միջև որոշակի կախվածություն չկա: Սակայն ոչ ինքնուրույն պարպման համար կարելի է ստանալ որոշակի կախվածություն:

15.2. Հոսանքի ուժի կախումը լարումից ոչ ինքնուրույն պարպման դեպքում

Քանի որ այս դեպքում ևս հոսանքը պայմանավորված է երկու նշանի հոսանքակիրների ուղղորդված շարժմամբ, ապա էլեկտրալիտների համար գրված (14.4) բանաձևը կիրառելի է նաև այս դեպքում: Սակայն գազերի դեպքում $z = 1$, իսկ $k_{\pm}$ շարժունակությունները $10^3 \div 10^4$ անգամ մեծ են էլեկտրալիտի իոնների շարժունակությունից, քանի որ գազերում մասնիկների ազատ վազքի երկարությունը շատ մեծ է հեղուկում մասնիկների ազատ վազքի երկարությունից: Բացի այդ, գազի իոններն իրենց շարժման ընթացքում իրենց հետ գազի չեզոք մոլեկուլներ չեն տեղափոխում և հետևաբար ներքին շփման ուժեր չեն առաջանում, որը կա հեղուկում իոնների շարժման ժամանակ: Հեղուկների դեպքում k_+-ը և k_--ն իրարից քիչ են տարբերվում, իսկ գազերում k_--ը զգալի մեծ է k_+-ից, քանի որ այն պայմանավորված է նաև ազատ էլեկտրոններով, որոնց ազատ վազքի երկարությունը մեծ է, քան գազի իոններինը:

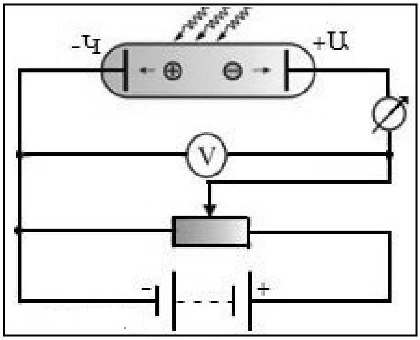
Այսպիսով, գազերի համար կստանանք՝

$$\vec{j} = ne(k_+ + k_-)\vec{E}: \qquad (15.1)$$

Էլեկտրալիտների դեպքում $\gamma = ne(k_+ + k_-)$ էլեկտրահաղորդականությունը կախված չէ j-ից և E-ից, իսկ գազերի դեպքում այն կախված է նշված մեծություններից, և հետևաբար j(E) կախվածությունը գծային չէ, և (15.1)-ը չի հանդիսանում Օհմի օրենքը գազերի համար:

j(E) կախվածությունը պարզաբանելու համար ավելի մանրամասն քննարկենք Նկ. 15.2-ում բերված բաժանիչ սխեման, որտեղ փոփոխական դիմադրության միջոցով կարելի է փոփոխել թիթեղներին կիրառված լարումը: Էլեկտրոդների միջև հեռավորությունը նշանակենք L-ով, իսկ դրանց մակերեսը՝ S-ով:

Ենթադրենք իոնացնող ճառագայթումը համասեռ է և յուրաքանչյուր վայրկյանում ստեղծում է α- զույգ իոններ:



Նկ.15.2

Դրական և բացասական իոնների (ազատ էլեկտրոնների հետ համատեղ) n կոնցենտրացիաները վերցնենք իրար հավասար: Այս դեպքում գազի միավոր ծավալում 1վ-ում վերամիավորվող զույգ իոնների թիվն ուղիղ համեմատական է և՛ դրական իոնների n, և՛ ազատ էլեկտրոնների ու բացասական իոնների համատեղ n կոնցենտրացիային, այսինքն՝ $\sim n^2$-ին: Այսպիսով, 1 վ-ի ընթացքում վերամիավորված զույգ իոնների թիվը միավոր ծավալում կլինի՝ βn^2, որտեղ β-ն համեմատականության գործակից է:

Էլեկտրոդների միջև եղած տարածության մեջ ազատ զույգերի թիվը nSL-ն է: Այդ մեծության փոփոխությունը միավոր ժամանակի ընթացքում՝ $SL\frac{dn}{dt}$-ն պայմանավորված է նոր ստեղծված αSL զույգ իոններով, վերամիավորմամբ վերացած βn^2SL զույգերով և էլեկտրոդների վրա միավոր ժամանակում լիցքաթափված մասնիկներով: Հեշտ է նկատել, որ էլեկտրոդի վրա լիցքաթափված իոնների թիվը 1վ-ում կլինի՝ $\frac{I}{e} = \frac{jS}{e}$:

Այսպիսով, թիթեղների միջև եղած ծավալում ստեղծվող և վերացող իոնների համար կարելի է գրել հաշվեկշռի հետևյալ հավասարումը՝ $SL\frac{dn}{dt} = \alpha SL - \beta n^2 SL - \frac{jS}{e}$, կամ

$$\frac{dn}{dt} = \alpha - \beta n^2 - \frac{j}{eL}: \qquad (15.2)$$

Հավասարաչափ իոնացման դեպքում $\alpha = \text{const}$ և կարճ ժամանակ անց ստեղծվող և վերացող իոնների համար ստեղծվում է հավասարակշռություն, այդ պահին $n = \text{const}$ և $\frac{dn}{dt} = 0$, կունենանք՝

$$\alpha = \beta n^2 + \frac{j}{eL}: \qquad (15.3)$$

(15.3)-ից n-ի արժեքը տեղադրելով (15.1)-ի մեջ՝ j-ի համար կունենանք քառակուսի հավասարում, որը լուծելով կստանանք j(E) կախվածությունը: Բաց թողնելով այդ կախվածության մանրամասն քննարկումը՝ դիտարկենք առավել հետաքրքիր սահմանային դեպքերը:

ա) Թույլ դաշտերի դեպքում հոսանքը փոքր է, և էլեկտրոդների վրա լիցքաթափվող իոնների թիվը շատ փոքր է դրանց վերամիավորման հետևանքով վերացած իոնների թվից, այսինքն՝

$$\frac{j}{eL} \ll \beta n^2: \qquad (15.4)$$

Այս պայմանի դեպքում (15.3)-ից կստանանք $\alpha = \beta n^2$, որտեղից՝

$$n = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}}: \tag{15.5}$$

(15.5)-ը տեղադրելով (15.1)-ի մեջ՝ կունենանք՝

$$j = e\sqrt{\frac{\alpha}{\beta}}\,(k_+ + k_-)E \sim E: \tag{15.6}$$

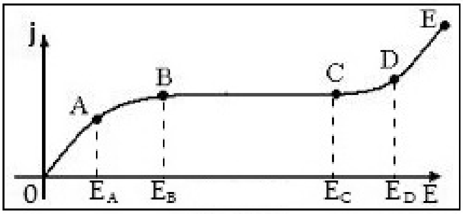
Այսինքն, այս դեպքում տեղի ունի Օհմի օրենքը (Նկ. 15.3-ում 0-A միջակայքը), և էլեկտրահաղորդականությունը հավասար կլինի՝

$$\gamma = e\sqrt{\frac{\alpha}{\beta}}\,(k_+ + k_-): \tag{15.7}$$

բ) Ուժեղ դաշտերի դեպքում հոսանքի խտությունը մեծ է, և առաջացած բոլոր իոնները գնում են դեպի էլեկտրոդները և չեն հասցնում վերամիավորվել: Այս դեպքում $\frac{j}{eL} \gg \beta n^2$ և (15.3)-ից կունենանք՝

$$\alpha = \frac{j}{eL} \text{ կամ } j = e\alpha L = j_h = const: \tag{15.8}$$

Սա համապատասխանում է Նկ. 15.3-ում բերված գրաֆիկի B-C տեղամասին: A-B անցումային տիրույթում $\frac{j}{eL} \approx \beta n^2$ և j-ի կախումը E-ից կորոշվի լրիվ հավասարմամբ՝



Նկ.15.3

$$j = -\frac{e^2(k_+ + k_-)^2E^2}{2\beta eL} + \sqrt{\left(\frac{e^2(k_+ + k_-)^2E^2}{2\beta eL}\right)^2 + \frac{\alpha e^2(k_+ + k_-)^2E^2}{\beta}}: \tag{15.9}$$

Քննարկված օրինակի համար (15.9)–ից կարող ենք գրել, որ՝

$$j \sim E^2 + \sqrt{E^2 + E^4}:$$

Հագեցման դեպքում j-ն E-ից կախված չէ, այսինքն՝

$$\vec{j} = ne(k_+ + k_-)\vec{E} = const:$$

Այստեղից հետևում է հետևյալ արդյունքը՝

$$nE = const: \tag{15.10}$$

Սա նշանակում է, որ այս դեպքում լարվածության մեծացմանը զուգնթաց իոնների կոնցենտրացիան նվազում է, և, հետևաբար, լարվածությանը հակադարձ համեմատական կերպով նվազում է գազի էլեկտրահաղորդականությունը՝

$$\gamma = ne(k_+ + k_-) \sim \frac{1}{E}:$$

Փաստորեն գործ ունենք այնպիսի փոփոխական դիմադրության հետ, որը ցածր լարումների դեպքում հաստատուն է, և ճիշտ է Օհմի օրենքը: Իսկ բարձր լարումների դեպքում դրա դիմադրությունն աճում է լարմանն ուղիղ համեմատական կերպով: Նկ. 15.3 -ում տեսնում ենք, որ բարձր լարումների դեպքում (U = EL), հոսանքը նորից աճում է (C-D տեղամաս): Դա պայմանավորված է նրանով, որ դրական իոններն արդեն բախվում են բացասական թիթեղին (կաթոդին) այնպիսի մեծ արագությամբ, որ նրանից պոկում են էլեկտրոններ, որոնք շարժվելով դեպի անոդ, հասցնում են այնքան էներգիա կուտակել, որը բավարար է չեզոք մոլեկուլներին իոնացնելու՝ նրանց հետ բախվելիս: Այս պրոցեսների հետևանքով գազում առաջանում են լրացուցիչ ազատ լիցքավորված մասնիկներ, և հոսանքի խտությունն աճում է: Սակայն եթե իոնարարի ազդեցությունը վերացնենք, ապա կարճ ժամանակ անց հոսանքը կվերանա: Դա է պատճառը, որ այս պարպումն անվանում են ոչ ինքնուրույն պարպում: Ոչ ինքնուրույն պարպման ժամանակ գազի իոններն իրենց ազատ վազքի վերջում արդեն չունեն այնքան էներգիա, որը բավականացնի չեզոք մոլեկուլներին իոնացնելու: Երբ շարունակենք լարումը մեծացնել, ապա կտեսնենք, որ հոսանքը կտրուկ կաճի (D-E տիրույթ), այս դեպքում իոններն արդեն կարողանում են իոնացնել չեզոք մոլեկուլներին: Առաջացած իոնները և էլեկտրոններն իրենց ազատ վազքի վերջում կարող են նոր չեզոք մելեկուլներ իոնացնել: Արդյունքում առաջանում է իոնների և էլեկտրոնների հեղեղ: Դրա հետևանքով կտրուկ աճում է լիցքավորված մասնիկների կոնցենտրացիան (արդեն և՛ էլեկտրոնները, և՛ իոնները իոնացնում են չեզոք մոլեկուլներին), և հոսանքը կտրուկ աճում է: Եվ եթե իոնարարը հեռացնենք, ապա հոսանքը չի վերանա: Այս պարպմանն անվանում են ինքնուրույն, քանի որ այդտեղ հոսանք կառաջանա նաև առանց նախապես գազն իոնացնելու:

15.3. Ինքնուրույն պարպման տեսակները՝ մարմանդ պարպում, կայծային պարպում, պսակաձև պարպում, աղեղնաձև պարպում

Գազի ինքնուրույն պարպում կոչվում է այն պարպումը, որը տեղի է ունենում իոնարարի բացակայությամբ: Այս դեպքում հոսանքն անցնելով գազով՝ ստեղծում է նոր իոններ և ազատ էլեկտրոններ, որոնք լրացնում են էլեկտրոդների վրա վերացած լիցքերին: Քննարկենք չեզոք մոլեկուլների հարվածային իոնացումը գազում գտնվող այն իոնների կողմից, որոնք առաջանում են գազի ներսի էլեկտրական դաշտով:

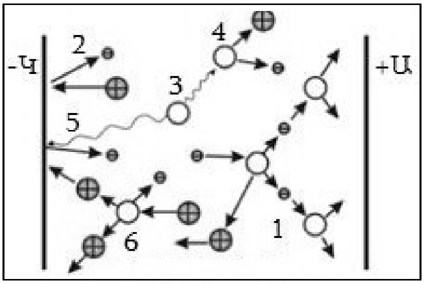
Այդ դաշտի լարվածությունը՝ $E = \frac{U}{L}$ և իոնների ազատ վազքի $\bar{l}$ երկարության վրա, դաշտի կողմից դրանց տեղափոխման աշխատանքը կլինի՝ $eE\bar{l}$, և իոնների կինետիկ էներգիան կաճի հենց այդքանով՝

$$W_{կ} = eE\bar{l} = e\frac{U}{L}\bar{l}: \tag{15.11}$$

Այս իոնները, բախվելով չեզոք մոլեկուլների հետ, նրանց են փոխանցում նույնքան կինետիկ էներգիա (քանի որ բախվող մասնիկների զանգվածները նույնն են): Քանի դեռ ազատ վազքի երկարության վրա լարումը չի գերազանցում

1Վ-ին՝ $U_l = E\bar{l} << 1$Վ, իոնների բախումը չեզոք մոլեկուլների հետ առաձգական է, և այդ բախումների հետևանքով մեծանում է բոլոր մոլեկուլների միջին կինետիկ էներգիան, գազը տաքանում է:

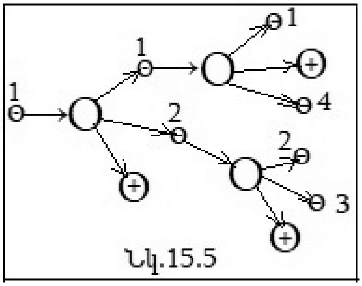
Երբ $U_l = E\bar{l} \geq 1$Վ, իոնի բախումը չեզոք մոլեկուլի հետ արդեն առաձգական չէ, և մոլեկուլները գրգռվում են, նրանցում ատոմների էլեկտրոններն անցնում են բարձր էներգիայով վիճակի, այնուհետև ինքնակամ անցնելով հիմնական վիճակ՝ ճառագայթում են լուսային քվանտ: Փաստորեն իոնների կինետիկ էներգիայի մի մասը վերածվում է լուսային էներգիայի, և գազը սկսում է լուսարձակել: Բացի դրանից, գրգռված մոլեկուլների մի մասի արձակած ֆոտոնները կարող են և՛ կաթոդից, և՛ չեզոք մոլեկուլից էլեկտրոն պոկել (Նկ. 15.4): Նման գրգռված մոլեկուլը կարող է նաև տրոհվել առանձին ատոմների:



Նկ.15.4

Երբ $U_l \sim 10 \div 30$Վ, իոնի էներգիան ազատ վազքի վերջում արդեն բավականացնում է չեզոք մոլեկուլներից էլեկտրոն պոկելուն և նրան վերածում է դրական իոնի և ազատ էլեկտրոնի: Ստացված իոնները և էլեկտրոնները, նորից կուտակելով էներգիա, ազատ վազքի վերջում նոր չեզոք մոլեկուլներ են իոնացնում և այդպես շարունակ: Արդյունքում առաջանում է իոնների և էլեկտրոնների հեղեղ, և ասում են, որ գազում տեղի ունեցավ էլեկտրական ծակում:

Կիրառելով էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքներն այս բախումների համար՝ ցույց է տրվում, որ իոնների կինետիկ էներգիան պետք է մի քանի անգամ գերազանցի մոլեկուլների (ատոմների) իոնացման $W_{\text{ի}}$ էներգիային: Իսկ էլեկտրոնի բախման դեպքում նրա ունեցած կինետիկ էներգիան, եթե հավասար լինի մոլեկուլի $W_{\text{ի}}$ իոնացման էներգիային, ապա այն նրան կիոնացնի (Նկ. 15.5):



Նկ.15.5

Քանի որ մոլեկուլների ազատ վազքի երկարությունը հակադարձ համեմատական է գազի p ճնշմանը, ապա իոնների կինետիկ էներգիայի համար կունենանք՝

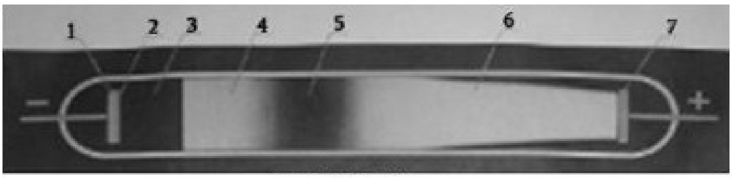
$$W_{\text{կ}} \sim \frac{eE}{p} = \frac{eU}{Lp}: \tag{15.12}$$

(15.12)-ից հետևում է, որ իոնացումը հեշտացնելու համար կարելի է գազի ճնշումը ցածրացնել, այսինքն՝ գազը նոսրացնել:

1. Մարմանդ պարպում

Այժմ ապակե խողովակում, որի ներսի գազը (օդը) կարելի է հեռացնել, տեղադրենք երկու էլեկտրոդ իրարից ~0,5մ-ի վրա (Նկ. 15.6): Թիթեղների միջև կիրառենք մի քանի հարյուր վոլտ լարում և սկսենք խողովակի ներսի գազը նոսրացնել: Եթե ճնշումը դառնում է~ 50մմ սնդ. սյուն, ծագում է ինքնուրույն պարպում լուսավոր թելի տեսքով, որը կաթոդից գնում է անոդ: Եթե ճնշումը դառնում է 2-3 մմ սնդ. սյուն, ամբողջ խողովակն է սկսում լուսարձակել, արդեն ամբողջ գազով անցնում է հոսանք: Բացատրենք այս հոսանքի առաջացումը: Մթնոլորտային գազերում (օդում) կան ազատ իոններ և էլեկտրոններ, որոնք հիմնականում առաջանում են տիեզերական ճառագայթների ազդեցության տակ, սակայն դրանց կոնցենտրացիան շատ փոքր է՝ մի քանի իոն 1սմ^3 -ում:

Մթնոլորտային ճնշման դեպքում նրանց ստեղծած հոսանքն աննշան է և հնարավոր չէ գրանցել: Եթե օդը նոսրացնում ենք, մեծանում է լիցքակիրների ազատ վազքի երկարությունը, և արդեն էլեկտրոնները կարողանում են իոնացնել չեզոք մոլեկուլներին, իսկ դրական իոններն ու գազի առաքած լույսը՝ էլեկտրոններ պոկել կաթոդից: Այդ էլեկտրոնները, շարժվելով դեպի անոդ, ևս իոնացնում են չեզոք մոլեկուլների, և գազով անցնում է հաստատուն հոսանք: Այս պարպումը կոչվում է մարմանդ պարպում: Փաստորեն մարմանդ կոչվում է այն ինքնուրույն պարպումը, որի դեպքում կաթոդն էլեկտրոններ է արձակում՝ դրական իոնների և գազի առաքած լույսի ֆոտոնների կողմից ռմբակոծվելու հետևանքով: Երբ գազի ճնշումը 0,1-0,01մմ.սնդ. սյուն է, գազի լուսարձակումը տրոհվում է շերտերի (Նկ. 15.6): Կաթոդին անմիջապես մոտ տիրույթը (3) մութ է, որտեղ էլեկտրոնները դեռ չեն հասցրել ձեռք բերել ատոմներին և մոլեկուլներին գրգռելու համար անհրաժեշտ կինետիկ էներգիա:



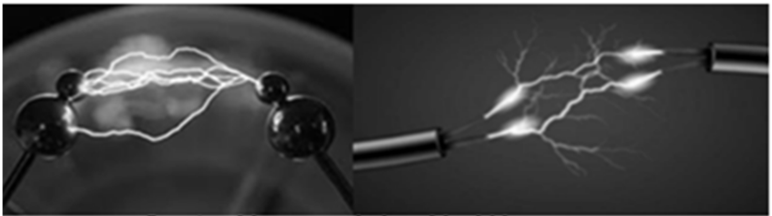
Նկ.15.6

Այդ տիրույթի լայնությունը փոքր է 1մմ-ից և հակադարձ համեմատական է ճնշմանը: (4) տիրույթում էլեկտրոններն արդեն գրգռում են ատոմներին և մոլեկուլներին, բայց դեռ բացակայում է հարվածային իոնացումը: Այդ շերտին անվանում են կաթոդային լուսատու շերտ: Դրան հաջորդում է նորից մութ շերտ (5), սակայն այն (3)-ի նման մութ չէ: Այդ տիրույթում էլեկտրոնները սկսում են իոնացնել չեզոք մոլեկուլների, որի հետևանքով քիչ մոլեկուլներ են լույս արձակում: Սակայն այդ շերտն ամենակարևորն է այն պատճառով, որ այստեղ են առաջանում դրա-կան իոններ, որոնք կաթոդից էլեկտրոններ են պոկում, որի շնորհիվ խողովակում հաստատվում է հոսանք: Այդ շերտին հաջորդում է (6) շերտը, որը մարմանդ լուսարձակում է տալիս: Այդտեղ լուսարձակումը պայ-մանավորված է ատոմների գրգռված վիճակից հիմնական վիճակի անցումներով, իսկ շերտի եզրի տիրույթից լուսարձակումը պայմանավորված է էլեկտրոնի և դրական իոնի միավորմամբ:

Եթե ճնշումը շարունակում ենք փոքրացնել, մեծանում է կաթոդային մութ շերտի ձգվածությունն ընդհուպ անոդ, և էլեկտրոններն այդ տիրույթում շարժվում են առանց մոլեկուլների հետ բախվելու: Այդպիսի էլեկտրոնային փնջերը կոչվում են կաթոդային ճառագայթներ: $10^{-5} \div 10^{-6}$ մմ սնդ. սյան ճնշման դեպքում, այդ սյունն արդեն ընդգրկում է անոդին, և էլեկտրոնները կաթոդից թռչում են անոդ ամբողջ խողովակի երկայնքով, առանց մոլեկուլների հետ բախվելու. այս դեպքում հոսանքը վերանում է: Այդ աստիճանի նոսրացած գազին անվանում են վակուում:

2. Կայծային պարպում (Նկ.15.7)

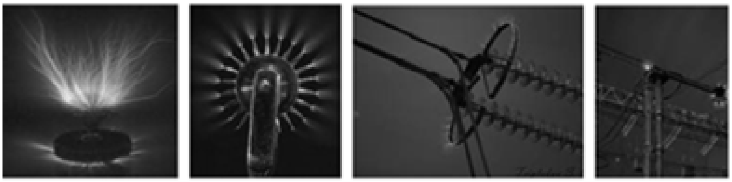
Այս պարպումը գազում սովորաբար առաջանում է մթնոլորտային ճնշման պայմաններում: Բնական պայմաններում կայծային պարպումը դիտվում է կայծակի տեսքով: Մթնոլորտային չոր օդում կայծային պարպումն առաջանում է 30 կՎ/սմ լարվածության դեպքում: Այս պարպման դեպքում և՛ էլեկտրոնները, և՛ դրական իոններն ընդունակ են իոնացնել օդի չեզոք մոլեկուլներին:



Կայծային պարպման օրինակներ
Նկ.15.7

3.Պսակաձև պարպում (Նկ.15.8)

Պսակաձև պարպումը գազերում առաջանում է մթնոլորտային և ավելի բարձր ճնշումների դեպքում: Այդ պարպումը պայմանավորված է էլեկտրական դաշտի անհամասեռությամբ: Այստեղ երկրորդ էլեկտրոդի առկայությունը պարտադիր չէ: Երբ լիցքավորված հաղորդիչն ունի մեծ կորություն, սուր մասեր, ապա նրա շրջակայքում էլեկտրական դաշտի լարվածությունը կարող է հասնել 30 կՎ/սմ-ի, և այն շրջապատվում է լուսարձակվող թաղանթով կամ պսակով, որտեղից էլ առաջացել է այդ պարպման անվանումը: Այս դեպքում ևս պարպման մեխանիզմը նույնն է, ինչ որ կայծակինը:



Պսակաձև պարպման օրինակներ
Նկ.15.8

4. Աղեղնաձև պարպում (Նկ.15.9)

Երբ երկու էլեկտրոդների միջև, որոնք միացված են հզոր հոսանքի աղբյուրի, կայծային պարպում առաջանալուց հետո սկսենք դրանք իրար մոտեցնել, ապա ընդհատվող կայծային պարպումը վերածվում է անընդհատի: Այն անվանում են աղեղնաձև պարպում: Այս դեպքում հոսանքը կտրուկ աճում է, իսկ պարպման տիրույթի լարումը կտրուկ ընկնում մինչև մի քանի տասնյակ վոլտի: Աղեղնաձև պարպում ստանալու համար պարտադիր չէ ունենալ շատ բարձր լարման աղբյուր: Այս դեպքում էլեկտրոդներն իրար մոտեցնում են մինչև շփվելը: Շփման մասում էլեկտրոդները շիկանում են անցնող հոսանքի շնորհիվ, այնուհետև, էլեկտրոդներն իրարից հեռացնելով ստանում են աղեղաձև պարպում:

Աղեղնաձև պարպման օրինակներ
Նկ.15.9

Ստուգողական հարցեր

1. Ի՞նչ է գազապարպումը: Ո՞ր մասնիկների ուղղորդված շարժմամբ է պայմանավորված հոսանքը գազերում:
2. Ի՞նչ է գազերի ինքնուրույն և ոչ ինքնուրույն պարպումը:
3. Ինչո՞ւ են նոսր գազերը հաղորդիչ, իսկ շատ խիտ գազերը՝ ոչ:
4. Ո՞րն է գազերի հարվածային իոնացումը, և ե՞րբ է դա լինում:

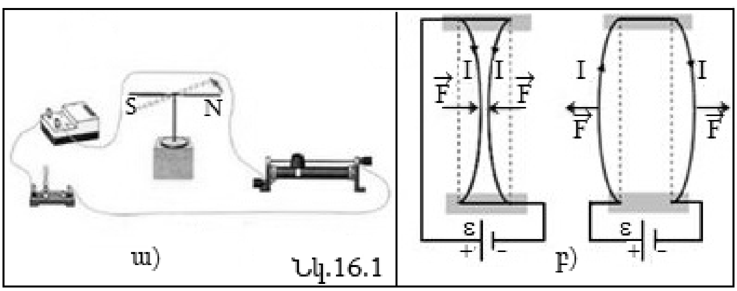
5. Գազերի հոսանքակիրների շարժունակությու՞նն է բարձր, թե՞ հեղուկներինը: Պատասխանը հիմնավորեք:
6. Գազերում ինչպե՞ս է հոսանքի խտությունը կախված էլեկտրական դաշտի լարվածությունից:
7. Ո՞րն է կոչվում գազի մարմանդ պարպում: Բացատրեք այս պարպման մեխանիզմը:
8. Ո՞րն է կոչվում գազի կայծային պարպում: Բացատրեք այս պարպման մեխանիզմը:
9. Ո՞րն է կոչվում գազի աղեղնաձև պարպում: Բացատրեք այս պարպման մեխանիզմը:
10. Ո՞րն է կոչվում գազի պսակաձև պարպում: Բացատրեք այս պարպման մեխանիզմը:

§16. Մագնիսական դաշտ: Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտոր: Էլեկտրոնի ուղեծրային և սպինային մագնիսական մոմենտներ: Բիո-Սավար-Լապլասի օրենք

16.1. Մագնիսական փոխազդեցություն, մագնիսական դաշտ: Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտոր: Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի միավորները

Դեռ հին հույներին հայտնի էր, որ կան չլիցքավորված մարմիններ, որոնք բավականին մեծ ուժով իրար ձգում կամ վանում են: Դրանք կոչվեցին հաստատուն մագնիսներ: Հաստատուն մագնիսի ազդեցության տակ երկաթե իրերը մագնիսանում և ձգվում են դեպի մագնիսը: Երկիրը ևս ունի մագնիսական հատկություն, և չինացիներն այդ հատկությունն օգտագործեցին կողմնացույցի ստեղծման գործում: Հաստատուն մագնիսից պատրաստված փոքր սլաքը, որն ունի ազատ պտտման առանցք (մագնիսական սլաք), երկրի մագնիսական ազդեցության հետևանքով զբաղեցնում է խիստ որոշակի ուղղություն: Սլաքի այն ծայրը, որն ուղղված է դեպի հյուսիս, կոչվեց հյուսիսային բևեռ, իսկ հակադիրը՝ հարավային:

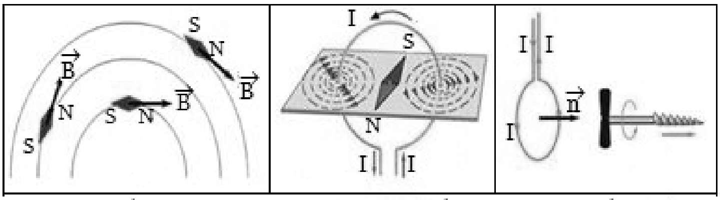
1820 թ. Հ. Էրստեդը նկատեց, որ մագնիսական սլաքի ուղղությունը փոխվում է, երբ այն տեղակայվում է հոսանքակիր լարի մոտ (Նկ.16.1ա): Սա նշանակում է, որ էլեկտրական հոսանքն ունի մագնիսական ազդեցություն: Հետագայում Ամպերը ցույց տվեց, որ միմյանց զուգահեռ տեղակայված հոսանքակիր հաղորդալարերը ևս իրար հետ փոխազդում են, ընդ որում նույն ուղղության հոսանքների դեպքում լարերն իրար ձգում են, իսկ հակառակ ուղղության հոսանքների դեպքում՝վանում (Նկ. 16.1բ): Մագնիսների ու հոսանքների այս փոխազդեցությունը կոչվում է մագնիսական փոխազդեցություն և բացատրվում է մագնիսական դաշտի միջոցով: Մագնիսը կամ էլեկտրական հոսանքը իր շրջապատում ստեղծում է մագնիսական դաշտ, որն էլ ազդում է այդ դաշտում գտնվող մագնիսի կամ հոսանքի վրա: Ինչպես էլեկտրական, այնպես էլ մագնիսական դաշտը



ա)
բ)
Նկ.16.1

մատերիայի գոյության որոշակի ձև է և գոյություն ունի օբյեկտիվորեն: Այն օժտված է էներգիայով, ունի ուղղություն և մի շարք այլ հատկություններ, որոնց հետ կծանոթանանք հետագա քննարկումների ժամանակ:

Դաշտի տվյալ կետում որպես մագնիսական դաշտի ուղղություն ընդունված է այդ կետում ազատորեն տեղակայված մագնիսական սլաքի հարավային S բևեռից դեպի հյուսիսային N բևեռ տանող ուղղությունը (Նկ. 16.2ա,բ): Երբ մագնիսական սլաքի առանցքն α անկյունով շեղում են մագնիսական դաշտի ուղղությունից, ապա դաշտի կողմից նրա վրա ազդում է sinα-ին համեմատական M պտտող մոմենտ, որը ձգտում է սլաքին վերադարձնել նախկին դիրքին: Մագնիսական դաշտում մագնիսական սլաքն իրեն պահում է այնպես, ինչպես էլեկտրական դիպոլն էլեկտրական դաշտում: Օրինակ, համասեռ էլեկտրական դաշտում տեղակայված դիպոլի վրա ազդում է ուժազույգ, որը դիպոլին պտտում է այնպես, որ նրա առանցքն ուղղվի դաշտի ուղղությամբ: Նույնը տեղի ունի նաև մագնիսական սլաքի հետ, երբ այն գտնվում է համասեռ մագնիսական դաշտում:



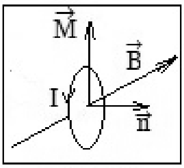
ա) Նկ.16.2 բ) գ)

Երբ Ամպերը համոզվեց, որ մագնիսական դաշտ ստեղծում է նաև էլեկտրական հոսանքը, առաջ քաշեց այն կանխադրույթը, որ հաստատուն մագնիսներում կան շատ փոքր շրջանային հոսանքներ (մոլեկուլային հոսանքներ), որոնք էլ ստեղծում են դրա մագնիսական դաշտը: Քանի որ էլեկտրական հոսանքը հանդիսանում է լիցքավորված մասնիկների հոսք, ապա կարող ենք պնդել, որ մագնիսական դաշտը ստեղծում են շարժվող լիցքավորված մասնիկները, և այդ դաշտում շարժվող լիցքավորված մասնիկների վրա ազդում է ուժ: Ինչպես գիտենք, անշարժ լիցքերն իրար հետ փոխազդում են Կուլոնի օրենքով որոշվող ուժով՝ $|\vec{F}| = k\frac{|q_1||q_2|}{r^2} = |q_1||\vec{E}_1| = |q_2||\vec{E}_2|$, որտեղ $\vec{E}_1$-ը q_2 կետային լիցքի էլեկտրական դաշտի լարվածությունն է, որտեղ գտնվում է q_1 կետային լիցքը, իսկ $\vec{E}_2$-ը q_1-ինը՝ այն կետում, որտեղ գտնվում է q_2-ը: Երբ q_1 և q_2 լիցքերով մասնիկները շարժվում են, ապա մասնիկներից յուրաքանչյուրի վրա ազդող $\vec{F}_1 = q_1\vec{E}_1$ և $\vec{F}_2 = q_2\vec{E}_2$ ուժերից բացի, ազդում է նաև լրացուցիչ ուժ, որը պայմանավորված է այդ լիցքերի շարժմամբ պայմանավորված մագնիսական դաշտով: Շարժվող լիցքավորված մասնիկի դաշտը որևէ կետում արդեն բաղկացած կլինի փոփոխական էլեկտրական ու մագնիսական դաշտերից, և բավականին բարդ խնդիր կդառնա շարժվող լիցքերի փոխազդեցությամբ մագնիսական դաշտերի ուսումնասիրումը:

Սակայն եթե քննարկենք հաղորդալարերով անցնող հաստատուն հոսանքի դաշտը, ապա այս դեպքում կունենանք միայն ստատիկ մագնիսական դաշտ, իսկ էլեկտրական դաշտ գործնականում չի առաջանա, քանի որ հաղորդալարը մնում է էլեկտրաչեզոք: Բայց այս դեպքում առաջանում է մեկ այլ դժվարություն, որը կապված է այն բանի հետ, որ հաստատուն հոսանքի շղթան միշտ փակ կոնտուր է, և նրա մագնիսական դաշտը կախված է կոնտուրի ձևից և չափերից: Հոսանքի կոնտուրի չափից և ձևից կախված է նաև նրա վրա գործող ազդեցությունը, երբ դա տեղակայվում է արտաքին մագնիսական դաշտում:

Էլեկտրաստատիկայում այս դժվարությունը համեմատաբար հեշտ հաղթահարվում է քննարկվող լիցքերը վերածելով անվերջ թվով շատ փոքր կետային լիցքերի: Մագնիսական դաշտի պարագայում նման բան հնարավոր չէ անել, քանի որ հաստատուն հոսանքի անվերջ փոքր տարր առանձին գոյություն չունի: Այս դեպքում որպես փորձնական հոսանքի տարր պետք է վերցնել շատ փոքր հոսանքակիր շրջանակը (Նկ. 16.2գ): Այս շրջանակի դրական նորմալի ուղղություն է համարվում այն ուղղությունը, որը հոսանքի շրջանցման ուղղության հետ կապված է խցանահանի կանոնով: Համասեռ մագնիսական դաշտն այս շրջանակին չի տեղաշարժում, այլ միայն պտտում է: Շրջանակը կգտնվի հավասարակշռության մեջ, երբ նրա դրական նորմալն ուղղված լինի մագնիսական դաշտի ուղղությամբ: Մագնիսական դաշտի ուժային ազդեցությունը բնութագրվում է դաշտի ուղղությամբ ուղղված մի վեկտորական մեծությամբ, որը կոչվում է մագնիսական դաշտի ինդուկցիա և նշանակվում է $\vec{B}$-ով: Այսպիսով, $\vec{B}$ -վեկտորն ունի դաշտի տվյալ կետում ազատորեն տեղակայված տարրական հոսանքակիր շրջանակի դրական նորմալի ուղղությունը, որը համընկնում է մագնիսական սլաքի S հարավային բևեռից դեպի N հյուսիսային բևեռը տանող ուղղության հետ (Նկ. 16.2գ):

Մագնիսական ինդուկցիայի մոդուլը կարելի է սահմանել դաշտի կողմից փորձնական հոսանքակիր շրջանակի վրա ազդող պտտող մոմենտի M արժեքով (Նկ. 16.3): Փորձը ցույց է տալիս, որ մագնիսական դաշտի տվյալ կետում տեղադրված փորձնական հոսանքակիր շրջանակի վրա ազդող պտտող M մոմենտն ուղիղ համեմատական է շրջանակի S մակերեսին



Նկ.16.3

(անկախ շրջանակի ձևից), նրանով անցնող հոսանքի I ուժին և $\vec{B}$ վեկտորի ու $\vec{n}$ դրական նորմալի կազմած α անկյան սինուսին՝ $M \sim ISsin\alpha$: Սա նշանակում է, որ դաշտի տվյալ կետի համար $\frac{M}{ISsin\alpha}$ հարաբերությունը հաստատուն է, որը համարում են մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի մոդուլ՝

$$B = \frac{M}{ISsin\alpha}: \tag{16.1}$$

(16.1)-ից հետևում է, որ դաշտի տվյալ կետում տեղակայված հոսանքակիր շրջանակի վրա ազդող պտտող մոմենտն ընդունում է իր առավելագույն արժեքը $\alpha = 90^0$ -ի դեպքում, և կունենանք՝

$$B = \frac{M_{մաք}}{IS}: \tag{16.2}$$

(16.2) առնչության միջոցով կարող ենք սահմանել մագնիսական ինդուկցիայի միավորը: Եթե համասեռ մագնիսական դաշտում տեղակայված է $S = 1մ^2$ մակերեսով բարակ հաղորդալարից հարթ շրջանակ, որով 1Ա ուժի հաստատուն հոսանքն անցնելիս նրա վրա դաշտի կողմից ազդում է 1Ն·մ առավելագույն պտտող մոմենտ, ապա այդ դաշտի ինդուկցիան կլինի միավոր, որին անվանում են մեկ տեսլա՝ 1Տլ = 1Ն·մ/Ա·մ² = 1Ն/Ա·մ: Սա ինդուկցիայի միավորն է միավորների միջազգային համակարգում: Միավորների գաուսյան համակարգում $M_{մաք} = 1$դին·սմ, $S = 1սմ^2$, իսկ հոսանքի ուժի միավորը մեկ մագնիսական միավորն է՝ 1CGSM$_I$=10Ա: Մագնիսական ինդուկցիայի այդ միավորին անվանում են մեկ գաուս՝ 1Գս: Քանի որ 1Ն=10^5դին, 1մ=10^2սմ, 1Ա = 0,1 CGSM$_I$, ուստի՝ 1Տլ = $10^5/0{,}1\cdot10^2 = 10^4$ Գս:

16.2. Մագնիսական մոմենտ: Էլեկտրոնի ուղեծրային և սպինային մագնիսական մոմենտները

(16.1) արտահայտությունից ունենք, որ մագնիսական դաշտում տեղակայված տարրական հոսանքակիր շրջանակի վրա ազդող պտտական M մոմենտը որոշվում է հետևյալ առնչությամբ՝

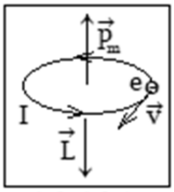
$$M = ISB\sin\alpha: \tag{16.3}$$

Ինչպես գիտենք, պտտող մոմենտը վեկտոր է՝ $\vec{M}$, և այն ուղղահայաց է $\vec{n}$-ով և $\vec{B}$– ով անցնող պտտման հարթությանը (Նկ.16.3), իսկ $\vec{n}$, $\vec{B}$ և $\vec{M}$ վեկտորների ուղղությունները կապված են աջ պտուտակի կանոնով: Հետևաբար՝

$$\vec{M} = \vec{p}_m \times \vec{B}, \tag{16.4}$$

որտեղ $\vec{p}_m = IS\vec{n}$–ը կոչվում է մագնիսական մոմենտ:

(16.4) առնչությունը հնարավորություն է տալիս որոշել մագնիսական B ինդուկցիան դաշտի տվյալ կետում: Եթե դաշտի այդ կետում տեղադրենք տարրական հոսանքակիր շրջանակ, որն ունի միավոր մագնիսական մոմենտ՝ $p_m = 1$, որը $\vec{B}$-ի հետ կազմի $\alpha = 90^0$, ապա B-ն թվապես հավասար կլինի M-ին: Փորձով չափելով M-ը՝ կգտնենք B-ն: Այսպիսով, ունենալով հայտնի p_m մագնիսական մոմենտով փորձնական շրջանակ՝ մենք կարող ենք ուսումնասիրել տարբեր մագնիսական դաշտեր: Սակայն շրջանակի մակերեսը պետք է լինի այնքան փոքր, որ մագնիսական դաշտն այդ մակերեսի սահմաններում հնարավոր լինի համարել համասեռ:



Նկ.16.4

Ցանկացած հաղորդչում, բացի մակրոսկոպիկ հոսանքներից, կան նաև միկրոսկոպիկ ակնթարթային հոսանքներ, որոնք պայմանավորված են ատոմի միջուկի շուրջն էլեկտրոնների պտույտով (մոլեկուլային հոսանքներ): Ատոմի միջուկի շուրջը փակ ուղեծրով էլեկտրոնի պտույտով (Նկ. 16.4) պայմանավորված հոսանքի ուժը՝ $I = \frac{e}{T}$, որտեղ e-ն էլեկտրոնի լիցքն է, իսկ T-ն՝ նրա պտտման պարբերությունը: Հետևաբար, էլեկտրոնի ուղեծրային պտույտով պայմանավորված մագնիսական մոմենտը (ուղեծրային մագնիսական մոմենտը) կլինի՝ $p_m = \frac{e}{T}\pi r^2 = \frac{e}{2}\omega r^2 = \frac{e}{2m}\omega J = \frac{e}{2m}L$, որտեղ $\omega = \frac{2\pi}{T}$-ն էլեկտրոնի պտտման անկյունային արագությունն է, $J = mr^2$-ն էլեկտրոնի իներցիայի մոմենտն է պտտման կենտրոնի նկատմամբ, r-ը՝ ուղեծրի շառավիղը, L-ը՝ էլեկտրոնի իմպուլսի մոմենտը (մեխանիկական մոմենտը): Այսպիսով, ատոմում էլեկտրոնի p_m ուղեծրային մագնիսական մոմենտի հարաբերությունը նրա մեխանիկական մոմենտին հաստատուն մեծություն է՝

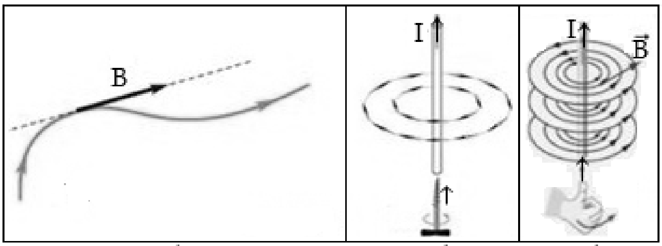
$$\frac{p_m}{L} = \frac{e}{2m} = g, \tag{16.5}$$

որտեղ g-ն կոչվում է հիրոմագնիսական հաստատուն: Սակայն փորձնական չափումները ցույց են տվել, որ ատոմների էլեկտրոնների հիրոմագնիսական հաստատունը մոտ երկու անգամ մեծ է (16.5) արժեքից՝ $g = \frac{e}{m}$: Այսպիսով, կարելի է եզրակացնել, որ ատոմի էլեկտրոններն ուղեծրով շարժվելու հետ միաժամանակ, կարծես թե պտտվում են նաև իրենց սեփական առանցքի շուրջը (ինչպես մոլորակի պտույտն իր առանցքի շուրջը՝ արեգակի շուրջը պտտվելիս): Ելնելով դրանից՝ առաջ է քաշվել «պտտվող էլեկտրոնի» գաղափարը, և մտցվել է «սպին» հասկացությունը, որը էլեկտրոնի սեփական մեխանիկական մոմենտն է: Ներկայումս սպին տերմինը լայնորեն կիրառվում է, բայց այն այլևս չի կապվում էլեկտրոնի մեխանիկական պտույտի հետ (սպինը համարվում է տարրական մասնիկը բնութագրող հիմնական մեծություններից մեկը): Էլեկտրոնի սպինը տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝ $L_s = \frac{1}{2}\hbar$, որտեղ $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1{,}05 \cdot 10^{-34}$Ջ.վ՝ Պլանկի հաստատունն է: Այսպիսով, էլեկտրոնն այն տարրական մասնիկներից մեկն է, որը բացի լիցքից ու զանգվածից օժտված է նաև սպինով: Սպինով օժտված լիցքավորված մասնիկներն օժտված են նաև սեփական մագնիսական մոմենտով, որը կոչվում է սպինային մագնիսական մոմենտ: Էլեկտրոնի սպինային մագնիսական մոմենտը տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝ $p_s = \frac{e\hbar}{2m} = 0{,}927 \cdot 10^{-23}$Ջ/Տլ: Այս մագնիսական մոմենտին անվանում են Բորի մագնետոն՝ $\mu_Բ = \frac{e\hbar}{2m}$: Դժվար չէ նկատել, որ սպինային մագնիսական մոմենտի հարաբերությունը սպինային մեխանիկական մոմենտին տալիս է՝ $\frac{p_s}{L_s} = \frac{e}{m} = g_s$, այսինքն սպինային հիրոմագնիսական հաստատունը երկու անգամ մեծ է ուղեծրային հիրոմագնիսական հաստատունից:

Փաստորեն փորձերում չափվել է հենց այս մեծությունը:

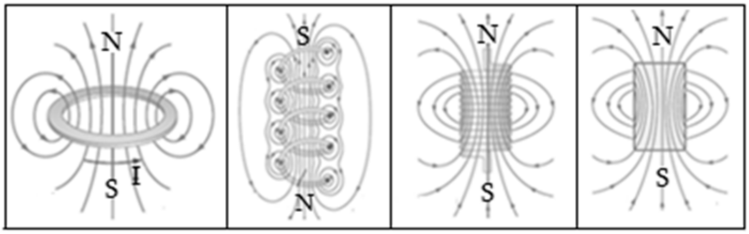
16.3. Մագնիսական ինդուկցիայի գծեր

Մագնիսական դաշտը գրաֆիկորեն պատկերում են մագնիսական ինդուկցիայի գծերի օգնությամբ: Մագնիսական ինդուկցիայի գծեր կոչվում են այն ուղղորդված գծերը, որոնց ցանկացած կետում տարած շոշափողը համընկնում է այդ կետում մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի ուղղության հետ (Նկ.16.5): Ինդուկցիայի գծերին վերագրվում է ուղղություն, որը ցույց է տալիս, թե շոշափողի երկայնքով դեպի որ կողմն է ուղղված ինդուկցիայի վեկտորը: Ինդուկցիայի գծերով բնութագրվում է նաև ինդուկցիայի վեկտորի մեծությունը:Այնտեղ, որտեղ ինդուկցիայի գծերն ավելի խիտ են, ինդուկցիայի մոդուլն ավելի մեծ է: Ինդուկցիայի գծերի ակնառու պատկերը կարելի է ստանալ երկաթե մանր խարտուքի օգնությամբ: Մագնիսական դաշտում խարտուքի յուրաքանչյուր հատիկ մագնիսանում և իրեն պահում է որպես փոքրիկ մագնիսական սլաք՝ դասավորվելով ինդուկցիայի համապատասխան գծի երկայնքով:



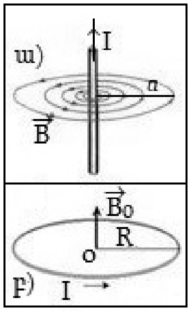
ա) Նկ.16.5 բ) գ)

Մագնիսական ինդուկցիայի գծերի կարևոր առանձնահատկությունն այն է, որ, ի տարբերություն էլեկտրական դաշտի ուժագծերի, նրանք միշտ փակ գծեր են: Մագնիսական ինդուկցիայի գծերի փակ լինելը նշանակում է, որ մագնիսական լիցքեր գոյություն չունեն: Փակ ուժագծերով դաշտը կոչվում է մրրկային: Այսպիսով, մագնիսական դաշտը մրրկային դաշտ է: Նկ.16.5գ-ում բերված է ուղիղ հոսանքակիր լարի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի գծերի տեսքը: 16.5բ նկարում բերված է հոսանքին ուղղահայաց հարթությունում տեղադրված մագնիսական սլաքների կողմնորոշումը: Ինչպես տեսնում ենք այդ նկարներից, ուղիղ հոսանքակիր լարի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի գծերը համակենտրոն շրջանագծեր են, որոնք հոսանքի ուղղության հետ կապված են խցանահանի կանոնով: Նկ. 16.6-ում բերված է հոսանքակիր գալարի (**ա**), նոսր գալարներով կոճի (**բ**), խիտ գալարներով կոճի (**գ**) և պայտաձև մագնիսի (**դ**) մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի գծերը: Համասեռ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի գծերն իրար զուգահեռ և իրարից հավասարապես հեռացված ուղիղ գծեր են, անվերջությունից գալիս և գնում են անվերջություն: Համասեռ մագնիսական դաշտ ստացվում է երկար կոճի ներսում, երբ իրարից մեկուսացված գալարները միմյանց կպած են: Նշենք, որ մագնիսական ինդուկցիայի գծեր իրականում գոյություն չունեն, դրանք մտցված են հարմարության համար՝ մագնիսական դաշտը գրաֆիկորեն պատկերելու համար: Ինդուկցիայի գծերին ուղղահայաց միավոր մակերեսով պետք է անցնեն ինդուկցիայի մոդուլին հավասար ինդուկցիայի գծեր:



Նկ.16.6

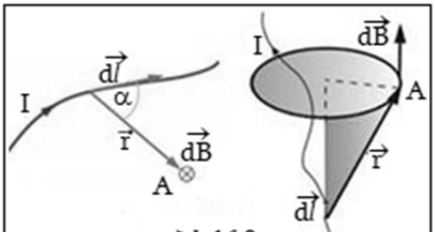
16.4. Բիո-Սավար-Լապլասի օրենքը



Նկ.16.7

Բիոն և Սավարը, փորձնականորեն ուսումնասիրելով գծային հոսանքների ստեղծած մագնիսական դաշտը, կարողացան բանաձևեր ստանալ, որոնցով հնարավոր եղավ որոշել շատ երկար ուղիղ հոսանքակիր լարի դաշտը կամայական կետում և օղակաձև հոսանքի մագնիսական դաշտն այդ օղակի կենտրոնում՝ Նկ. 16.7: Շատ երկար ուղիղ հոսանքակիր լարի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի համար ստացվեց $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi a}$, որտեղ I-ն լարով անցնող հոսանքի ուժն է, a-ն դիտարկվող կետի հեռավորությունը լարից, իսկ μ_0-ն՝ մագնիսական հաստատունը:

Հոսանքակիր օղակի դաշտի համար հաջողվեց բանաձև ստանալ միայն օղակի կենտրոնում մագնիսական ինդուկցիան հաշվելու համար՝ $B_0 = \frac{\mu_0 I}{2R}$, որտեղ R-ն օղակի շառավիղն է, իսկ առանցքի այլ կետերի մագնիսական դաշտի ինդուկցիան հաշվելու բանաձև չհաջողվեց ստանալ: Լապլասը հենվելով Բիոյի և Սավարի փորձնական արդյունքների վրա և կիրառելով վերադրման սկզբունքը մագնիսական դաշտերի համար՝ ցույց է տվել, որ ցանկացած հաստատուն հոսանքի ստեղծած դաշտը կարելի է հաշվել որպես հոսանքի տարրական կտորների ստեղծած մագնիսական դաշտերի վեկտորական գումար:



Նկ.16.8

Ենթադրենք, որ մագնիսական դաշտը ստեղծվում է կամայական տեսքի հոսանքակիր հաղորդալարի կողմից (Նկ. 16.8): Այդ հաղորդալարը մտովի տրոհելով անվերջ փոքր dl մասերի՝ Լապլասը ցույց է տվել է, որ Idl հոսանքի տարրի կողմից ստեղծված $d\vec{B}$ մագնիսական դաշտի ինդուկցիան կամայական A կետում որոշվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Id\vec{l}\times\vec{r}}{r^3}, \tag{16.6}$$

որտեղ $d\vec{l}$-ը հոսանքի ուղղությամբ dl մոդուլով վեկտորն է, $\vec{r}$-ը հաղորդալարի dl կտորի նկատմամբ A կետի դիրքը որոշող շառավիղ-վեկտորն է, իսկ $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$Հն/մ-ը՝ մագնիսական հաստատունը: (16.6) բանաձևը գրված է միավորների ՄՀ-ում և կոչվում է Բիո-Սավար-Լապլասի օրենք: Ամբողջ հոսանքակիր հաղորդալարի ստեղծած մագնիսական ինդուկցիան A կետում հավասար կլինի հոսանքների բոլոր $Id\vec{l}$ տարրերի ստեղծած $d\vec{B}$ ինդուկցիաների վեկտորական գումարին: Անվերջ քանակությամբ անվերջ փոքրերի այդ գումարը կարելի է գրել հետևյալ ինտեգրալի միջոցով՝

$$\vec{B} = \int_l d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_l \frac{Id\vec{l}\times\vec{r}}{r^3}: \tag{16.7}$$

Քանի որ, որ հաստատուն հոսանքի դեպքում $I = j\Delta S$, որտեղ ΔS-ը հաղորդալարի լայնական հատույթի մակերեսն է, իսկ j-ն՝ հոսանքի խտությունը և ունի $d\vec{l}$-ի ուղղությունը, $Id\vec{l}$ հոսանքի տարրի համար կունենանք՝ $Id\vec{l} = j\Delta S d\vec{l} = dl\Delta S\vec{j} = \vec{j}dV$: Այս դեպքում (16.7)-ի փոխարեն կստանանք՝

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_V \frac{\vec{j}\times\vec{r}}{r^3}dV: \tag{16.8}$$

(16.8)-ը Բիո-Սավար-Լապլասի օրենքն է՝ ծավալային հոսանքների մագնիսական դաշտը հաշվելու համար: Այսուհետ ամեն անգամ գծային հոսանքներից ծավալային հոսանքներին անցնելիս կատարելու ենք $Id\vec{l} = \vec{j}dV$ փոխարինումը, իսկ ինտեգրումն ըստ լարի երկարության՝ կփոխարինենք հոսանքների զբաղեցրած V ծավալով ինտեգրալի:

Գաուսյան համակարգում Բիո-Սավար-Լապլասի օրենքը գրելու համար պետք է կատարել հետևյալ փոխարինումը՝ $\frac{\mu_0}{4\pi} \to \frac{1}{c}$, և կունենանք՝ $\vec{B} = \frac{1}{c}\int_V \frac{\vec{j}\times\vec{r}}{r^3}dV$, որտեղ $c = 3 \cdot 10^{10}$սմ/վ և կոչվում է էլեկտրադինամիկական հաստատուն:

$\vec{B}/\mu_0 = \vec{H}$ մեծությանն անվանում են մագնիսական դաշտի լարվածություն:

Ուրեմն, անվերջ երկար ուղիղ հոսանքակիր լարի մագնիսական դաշտի լարվածությունը վակուումում տրվում է $H = \frac{I}{2\pi a}$ արտահայտությամբ, որտեղից հետևում է, որ դրա միավորը ՄՀ-ում 1Ա/մ-ն է: Մագնիսական դաշտի լարվածության գաուսյան համակարգի միավորին անվանում են Էրստեդ (Է), ընդ որում՝ $1Է= \frac{1000}{4\pi} \approx 80Ա/մ$:

Ստուգողական հարցեր

1. Ինչպե՞ս են փոխազդում երկու զուգահեռ ուղիղ հաղորդալարեր, եթե դրանց հոսանքներն ունեն՝ **ա)** նույն ուղղությունը, **բ)** հակադիր ուղղությունը:
2. Ինչպե՞ս են սահմանվում մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի մոդուլը:
3. Ինչպե՞ս են սահմանվում մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի ուղղությունը:
4. Ո՞րն է մագնիսական ինդուկցիայի միավորը ՄՀ-ում:
5. Ինչպե՞ս են սահմանվում մագնիսական ինդուկցիայի գծերը: Նշեք դրանց կարևորագույն առանձնահատկությունը:
6. Ո՞ր մեծությանն են անվանում $\vec{p}_m$ մագնիսական մոմենտ:
7. Ի՞նչ պտտող մոմենտ է ազդում մագնիսական դաշտում դրված մագնիսական դիպոլի վրա:
8. Գրեք էլեկտրոնի ուղեծրային մեխանիկական և մագնիսական մոմենտների միջև կապը:
9. Գրեք էլեկտրոնի սպինային մեխանիկական և մագնիսական մոմենտների միջև կապը: Ո՞րն է Բորի մագնետոնը:
10. Գրեք Բիո-Սավար-Լապլասի օրենքը և մեկնաբանեք այն:
11. Ի՞նչ է մագնիսական դաշտի լարվածությունը, և ո՞րն է դրա միավորը ՄՀ-ում և ԳՀ-ում:

§17. Հաստատուն արագությամբ շարժվող լիցքավորված մասնիկի մագնիսական դաշտը: Հոսանքակիր ուղիղ լարի մագնիսական դաշտի ինդուկցիան: Շրջանային հոսանքի և սոլենոիդի մագնիսական դաշտի ինդուկցիան: Մագնիսական փոխազդեցությունը որպես ռելյատիվիստական երևույթ

17.1. Հաստատուն արագությամբ շարժվող լիցքավորված մասնիկի մագնիսական դաշտը

Հոսանքի $Id\vec{l} = \vec{j}dV$ տարրի ստեղծած մագնիսական դաշտը որոշվում է (16.6) բանաձևով: Քանի որ հոսանքը լիցքավորված մասնիկների ուղղորդված շարժում է, ուրեմն (16.6)-ը dV ծավալում գտնվող բոլոր լիցքավորված մասնիկների կողմից ստեղծած դաշտն է: Որպեսզի ստանանք մեկ մասնիկի ստեղծած դաշտը, դա պետք է բաժանենք այդ ծավալում գտնվող դաշտ ստեղծող մասնիկների թվի վրա.

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{\vec{j}\times\vec{r}}{r^3}dV = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{en\vec{v}\times\vec{r}dV}{r^3}, \qquad (17.1)$$

որտեղ n-ը հոսանքակիրների կոնցենտրացիան է: ndV = dN տալիս է այդ ծավա-լում մասնիկների թիվը: $\frac{d\vec{B}}{ndV}$ –ն կտա մեկ լիցքավորված մասնիկի ստեղծած մագնիսական դաշտը, որը շարժվում է v<<c արագությամբ՝

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{e\vec{v}\times\vec{r}}{r^3}: \qquad (17.2)$$

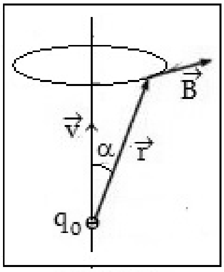
Եթե $\vec{v}$ արագությամբ շարժվող լիցքավորված մասնիկն ունի q լիցք, ապա նրա ստեղծած դաշտի ինդուկցիան իրենից $\vec{r}$-ով հեռու գտնվող կետում կլինի՝

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{q\vec{v}\times\vec{r}}{r^3}: \qquad (17.3)$$

Հեշտ է նկատել, որ $\frac{q\vec{r}}{4\pi r^3} = \varepsilon_0\vec{E}$, ուստի կարող ենք գրել, որ

$$\vec{B} = \mu_0\varepsilon_0\vec{v}\times\vec{E} = \frac{1}{c^2}\,\vec{v}\times\vec{E}, \qquad (17.4)$$

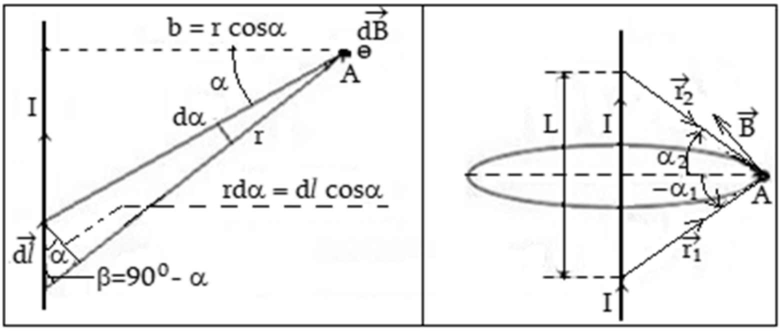
որտեղ $c = 1/\sqrt{\mu_0\varepsilon_0} = 3\cdot 10^8$մ/վ էլեկտրադինամիկական հաստատունն է կամ լույսի արագությունը վակուումում: Նկ. 17.1–ում բերված է $\vec{B}$, $\vec{v}$ և $\vec{r}$ վեկտորների դասավորությունը: $\vec{v}$ և $\vec{r}$ վեկտորները գտնվում են $\vec{B}$-ին ուղղահայաց հարթությունում:



Նկ.17.1

17.2. Հոսանքակիր ուղիղ լարի մագնիսական դաշտի ինդուկցիան

Ենթադրենք անհրաժեշտ է որոշել L երկարությամբ ուղիղ հոսանքակիր հատվածի մագնիսական դաշտը, որը հանդիսանում է հոսանքակիր շղթայի մի մասը (Նկ. 17.2բ): Դիտարկվող A կետի հեռավորությունը լարից նշանակենք b-ով:



ա) Նկ.17.2 բ)

L երկարությամբ ուղիղ հոսանքակիր լարի դաշտն A կետում որոշելու համար այն բաժանենք անվերջ թվով dl մասերի: Դրանց բոլորի $d\vec{B}$ դաշտերն A կետում ունեն նույն ուղղությունը: Հետևաբար, համաձայն (16.6)-ի, կարող ենք գրել, որ

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl\sin\beta}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl\cos\alpha}{r^2}, \qquad (17.5)$$

որտեղ α-ն $d\vec{l}$ -ի կազմած անկյունն է $\vec{r}$-ի հետ: Նկ.17.2ա-ում տեսնում ենք, որ $\frac{rd\alpha}{dl} = \cos\alpha$, $b = r\cos\alpha$: (17.5)-ից կունենանք՝ $dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Ird\alpha}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I\cos\alpha d\alpha}{b}$, որտեղից

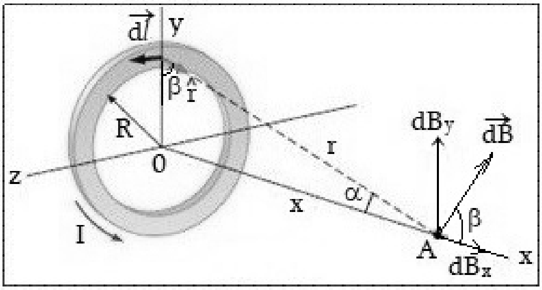
$$B = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_{-\alpha_1}^{\alpha_2}\frac{I\cos\alpha d\alpha}{b} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I}{b}\,(\sin\alpha_2 + \sin\alpha_1\,): \qquad (17.6)$$

Այսպիսով, L երկարությամբ ուղիղ հոսանքակիր լարի դաշտը կամայական A կետում որոշվում է (17.6) բանաձևով:

Եթե A կետը գտնվում է լարի միջնակետից տարած ուղղահայացի վրա, ապա $\alpha_2 = \alpha_1$ և կունենանք $B = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I}{b}\sin\alpha_1$: Անվերջ երկար լարի դեպքում (17.6)-ում $\alpha_1 = \alpha_2 = 90^0$ և կունենանք $B = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I}{b}$, որը համընկնում է Բիոյի և Սավարի կողմից փորձնական ճանապարհով ստացված արտահայտության հետ:

17.3. Մագնիսական դաշտի ինդուկցիան շրջանային հոսանքի առանցքի կետերում

Ենթադրենք R շառավղով օղակաձև բարակ հաղորդալարով անցնում է I ուժի հաստատուն հոսանք: Որոշենք դրա ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիան առանցքի վրայի ինչ որ կետում (Նկ. 17.3), որն օղակի O կենտրոնից գտնվում է x հեռավորության վրա: Այս դեպքում $d\vec{l}\perp\vec{r}$, հետևաբար (17.5)-ից կունենանք $dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl\sin 90^0}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl}{r^2}$: Ընդ որում՝ $d\vec{B}$-ն օղակի առանցքի հետ կազմում է $\beta = \frac{\pi}{2} - \alpha$ անկյուն: Նկատի ունենանք, որ յուրաքանչյուր $d\vec{l}$ տարրին համապատասխանում է տրամագծորեն հակառակ տարրը, որն օղակի առանցքով դաշտի նույնպիսի բաղադրիչ է ստեղծում, իսկ առանցքին ուղղահայաց ուղղությամբ՝ dB_y-ին հակառակ: Հետևաբար բոլոր B_y բաղադրիչները գումարելիս միմյանց կկոմպենսացնեն, իսկ dB_x-երը կգումարվեն, և արդյունարար դաշտի ինդուկցիան ուղղված կլինի օղակի առանցքով: Դրա մեծությունը գտնելու համար պետք է գումարենք բոլոր dB_x -երը՝ $dB_x = dB\sin\alpha = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl}{r^2}\frac{R}{r}$: Հետևաբար՝



Նկ.17.3

$$B_x = B = \frac{\mu_0}{4\pi}\oint\frac{IRdl}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{IR}{r^3}\int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0 IR^2}{2r^3} = \frac{\mu_0 IR^2}{2(R^2+x^2)^{3/2}}: \qquad (17.7)$$

Այսպիսով, R շառավղով հոսանքակիր օղակի մագնիսական դաշտի $\vec{B}$ ինդուկցիան առանցքի վրա ուղղված է օղակի դրական նորմալով, իսկ նրա մեծությունը որոշվում է (17.7) բանաձևով: (17.7)-ում տեղադրելով x = 0, կստանանք մագնիսական ինդուկցիայի արժեքն օղակի կենտրոնում՝ $B_0 = \frac{\mu_0 I}{2R}$, որը համընկնում է Բիոյի և Սավարի կողմից ստացված փորձնական արդյունքի հետ:

(17.7)-ում տեղադրելով $p_m = I\pi R^2$՝ այն կարտահայտենք օղակի մագնիսական մոմենտով՝ $B = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2p_m}{r^3}$:

Քանի որ $\vec{B}$ -ն և $\vec{p}_m$-ն ունեն նույն ուղղությունը, ուստի

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2\vec{p}_m}{r^3}: \qquad (17.8)$$

Այս արդյունքները նշանակում են, որ մագնիսական մոմենտի կողմից ստեղծած մագնիսական դաշտն իր առանցքի երկայնքով ունի մագնիսական մոմենտի ուղղությունը:

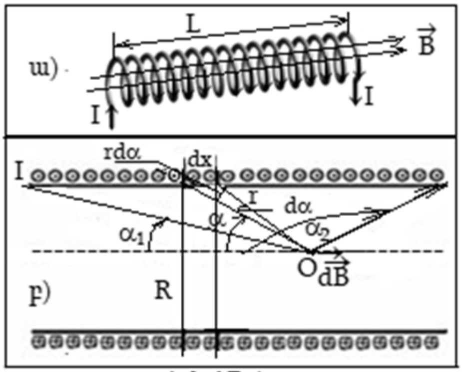
Եթե (17.8)-ը համեմատենք մեծ հեռավորությունների դեպքում էլեկտրական դիպոլի դաշտի հետ նրա առանցքի կետերում՝ $\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2\vec{p}_e}{r^3}$, ապա կտեսնենք, որ դրանք տարբերվում են հաստատուն գործակիցներով (մագնիսական դաշտի դեպքում՝ $\frac{\mu_0}{4\pi}$, էլեկտրականի դեպքում՝ $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$): Այս նմանությունը հնարավորություն է տալիս գրել ցանկացած կոնտուրային հոսանքի մագնիսական դաշտի համար արտահայտություն այն կետերի ինդուկցիայի համար, որոնք գտնվում են կոնտուրից մեծ հեռավորությունների վրա՝

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{p_m}{r^3}\sqrt{1+3\cos^2\theta}\,, \qquad (17.9)$$

որտեղ θ-ն մագնիսական մոմենտի վեկտորի կազմած անկյունն է այդ մոմենտը դիտարկվող կետին միացնող շառավիղ-վեկտորի հետ:

Նախորդ կետերում և այստեղ բերված արդյունքները խոսում են այն մասին, որ հոսանքակիր շրջանակի մագնիսական մոմենտը կարևոր բնութագրիչ մեծություն է: Այդ մեծությամբ բնութագրվում է ինչպես կոնտուրային հոսանքի մագնիսական դաշտը, այնպես էլ դրա վարքը, երբ այն տեղադրվում է արտաքին մագնիսական դաշտում:

17.4. Սոլենոիդի մագնիսական դաշտի ինդուկցիան նրա առանցքի կետերում



Նկ.17.4

Սոլենոիդն իրար շատ մոտ փաթաթված գալարների (օղակների) համախումբն է (Նկ. 17.4ա):

Նկ. 17.4բ-ում բերված է սոլենոիդի առանցքային հատույթի տեսքը: Գալարների վերին մասերի կտրվածքներով հոսանքն ուղղված է նկարից դեպի դիտողը, իսկ ներքևիններով՝ դեպի նկարը:

Որոշենք սոլենոիդի մագնիսական դաշտի ինդուկցիան նրա առանցքի վրա: Սոլենոիդի առանցքի վրա գտնվող կամայական O կետում բոլոր գալարների դաշտերն ունեն նույն ուղղությունը, և մագնիսական դաշտի ինդուկցիան այդ կետում հավասար կլինի բոլոր գալարների ստեղծած ինդուկցիաների գումարին: Այդ դաշտը հաշվելու համար սոլենոիդը տրոհենք անվերջ փոքր dx մասերի, որոնցից յուրաքանչյուրը կլինի dI հոսանքի ուժով հոսանքակիր օղակ, որի շառավիղը R է: Եթե սոլենոիդի երկարությունը նշանակենք L-ով, իսկ բոլոր գալարների թիվը՝ N-ով, ապա n=N/L-ը կլինի միավոր երկարության գալարների թիվը (գալարների կոնցենտրացիան): Այս դեպքում dx լայնությամբ օղակը կպարունակի ndx գալար, և քանի որ յուրաքանչյուր գալարում հոսանքի ուժը I է, ուստի dx լայնությամբ օղակով անցնող հոսանքի dI ուժը կլինի՝ dI=Indx: Այդ օղակի դաշտի ինդուկցիան O կետում, համաձայն (17.7) բանաձևի, կլինի՝

$$dB = \frac{\mu_0 dIR^2}{2r^3} = \frac{\mu_0 R^2 Indx}{2r^3}: \qquad (17.10)$$

Եթե dx հատվածի աջ ծայրից ուղղահայաց իջեցնենք r-ի վրա (Նկ. 17.4բ), ապա հեշտ է նկատել, որ այդ ուղղահայացի երկարությունը կլինի rdα: Այդ ուղղահայացով և dx-ով ստացված ուղղանկյուն եռանկյունուց կարող ենք գրել, որ $\frac{rd\alpha}{dx} = \sin\alpha$, որտեղից՝ $dx = \frac{rd\alpha}{\sin\alpha}$: Սա տեղադրենք (17.10)-ի մեջ, կունենանք՝

$$dB = \frac{\mu_0 InR^2}{2r^3}\frac{rd\alpha}{\sin\alpha} = \frac{\mu_0}{2}In\ \frac{R^2}{r^2}\frac{d\alpha}{\sin\alpha} = \frac{\mu_0}{2}In\ \sin\alpha d\alpha:$$

Բոլոր գալարների դաշտերն ընդգրկելու համար այս արտահայտությունը պետք է ինտեգրել ըստ α-ի՝ α_1-ից մինչև α_2, որտեղից կստանանք մագնիսական դաշտի ինդուկցիան սոլենոիդի առանցքի վրա՝

$$B = \frac{\mu_0}{2}In\int_{\alpha_1}^{\alpha_2}\sin\alpha d\alpha = \frac{\mu_0}{2}In(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2): \qquad (17.11)$$

Եթե O կետը գտնվում է սոլենոիդի կենտրոնում, ապա $\alpha_2 = 180^0 - \alpha_1$ և կունենանք $B = \frac{\mu_0}{2}In2\cos\alpha_1 = \mu_0 In\cos\alpha_1$, որտեղ

$$\cos\alpha_1 = \frac{L}{\sqrt{L^2+4R^2}}: \qquad (17.12)$$

Եթե սոլենոիդի երկարությունը շատ մեծ է շառավղից՝ $L \gg R$, ապա $\cos\alpha_1 \approx 1$ և կունենանք, այսպես կոչված, անվերջ երկար սոլենոիդ, որի կենտրոնում դաշտի ինդուկցիան կլինի՝

$$B = \mu_0 In \qquad (17.13)$$

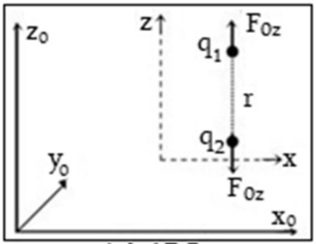
Այսպիսով, անվերջ երկար սոլենոիդի դեպքում մագնիսական դաշտը սոլենոիդի ներսում համասեռ է, և նրա ներսում ինդուկցիայի գծերը, անվերջությունից անցնելով սոլենոիդի ներսով, գնում են անվերջություն, հետևաբար սոլենոիդից դուրս ինդուկցիայի գծեր չկան, և սոլենոիդից դուրս մագնիսական դաշտը բացակայում է: Այդպես չէ վերջավոր սոլենոիդի դեպքում:

Անվերջ երկար սոլենոիդի հիմքերից մեկի վրա ($\alpha_1 = 90^0$, $\alpha_2 = 180^0$) մագնիսական դաշտի ինդուկցիան կլինի՝

$$B = \frac{1}{2}\mu_0 In: \qquad (17.14)$$

(17.11) բանաձևով որոշվում է նաև մագնիսական դաշտի ինդուկցիան առանցքի դրսի կետերում: Սոլենոիդն ունի լայն կիրառություն: Հոսանքի ընտրությամբ սոլենոիդի ներսում՝ հիմքերից հեռու տիրույթում, կարելի է ստանալ հայտնի ինդուկցիայով համասեռ մագնիսական դաշտ:

17.5. Մագնիսական փոխազդեցությունը որպես ռելյատիվիստական երևույթ



Նկ.17.5

Ենթադրենք՝ q_1 և q_2 դրական կետային լիցքերը տեղադրված են իրարից r հեռավորության վրա և անշարժ են (x_0, y_0, z_0) հաշվարկման համակարգի նկատմամբ (Նկ. 17.5): Այդ համակարգում լիցքերի միջև փոխազդեցության ուժը կորոշվի Կուլոնի օրենքով՝ $F_{0z} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$:

Տեսնենք, թե ինչպիսին կլինի այդ լիցքերի փոխազդեցության ուժը (x,y, z) հաշվարկման համակարգի նկատմամբ, որը v_0 արագությամբ շարժվում է x առանցքի ուղղությամբ: Այս դեպքում ուժի պրոյեկցիան կձևափոխվի՝ համաձայն հետևյալ բանաձևի՝

$$F_z = F_{0z}\sqrt{1 - v_0^2/c^2} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\sqrt{1 - v_0^2/c^2}, \tag{17.14}$$

որտեղ c-ն լույսի արագությունն է վակուումում:

Ուժի ձևափոխման այս օրենքը ուսումնասիրվում է հատուկ հարաբերականության տեսության շրջանակներում:

Այժմ արդեն (x, y, z) հաշվարկման համակարգի նկատմամբ q_1 և q_2 լիցքերով մասնիկները շարժվում են իրար զուգահեռ $v = -v_0$ արագությամբ: Այդ մասնիկների միջև փոխազդեցության ուժը, ինչպես հետևում է (17.14)-ից, ավելի փոքր է անշարժ համակարգի նկատմամբ նրանց փոխազդեցության ուժից:

Ձևափոխենք (17.14) արտահայտությունը: Եթե այն բազմապատկենք և բաժանենք $\sqrt{1 - v_0^2/c^2}$-ով և համարիչը վերածենք երկու գումարելիի, կունենանք՝

$$F_z = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 r^2\sqrt{1-v^2/c^2}} - \frac{q_1 q_2 v^2}{4\pi\varepsilon_0 c^2 r^2\sqrt{1-v^2/c^2}}: \tag{17.15}$$

(17.15)-ի առաջին գումարելին կարող ենք դիտել որպես փոխազդեցության էլեկտրական ուժ՝

$$F_{\text{է}} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 r^2\sqrt{1-v^2/c^2}} = q_1 E_1 , \tag{17.16}$$

որտեղ E_1-ը q_2 կետային լիցքի դաշտի լարվածությունն է այն կետում, որտեղ գտնվում է q_1 կետային լիցքը (x, y, z) հաշվարկման համակարգի նկատմամբ՝

$$E_1 = \frac{F_{\text{է}}}{q_1} = \frac{q_2}{4\pi\varepsilon_0 r^2\sqrt{1-v^2/c^2}}: \tag{17.17}$$

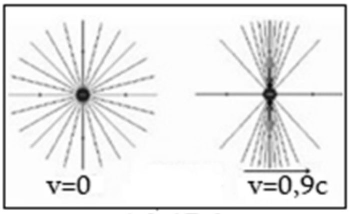
Եթե $\vec{v}$ և $\vec{r}$ վեկտորները կազմում են α անկյուն, ապա $E = \frac{q_2\,(1-\frac{v^2}{c^2})}{4\pi\varepsilon_0 r^2(1-v^2\sin^2\alpha/c^2)^{3/2}}$ և նրա ուժագծերն ունեն Նկ. 17.6-ի տեսքը:

(17.15)-ի երկրորդ գումարելին կարող ենք դիտարկել որպես ուժի մագնիսական բաղադրիչ՝

$$F_{մագ} = \frac{q_1 q_2 v^2}{4\pi\varepsilon_0 c^2 r^2 \sqrt{1-v^2/c^2}}: \qquad (17.18)$$

Եթե նկատի ունենանք, որ $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0}$, ապա կստանանք՝

$$F_{մագ} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q_1 q_2 v^2}{r^2 \sqrt{1-v^2/c^2}}: \qquad (17.19)$$



Նկ.17.6

Նշանակենք՝ $B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q_2 v}{r^2 \sqrt{1-v^2/c^2}}$ –ով, կունենանք՝ $F_{մագ} = q_1 v B$, որը Լորենցի ուժն է:

Եթե $\vec{v}$ և $\vec{r}$ վեկտորները կազմում են α անկյուն, ապա՝

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q_2 (1-v^2/c^2) v \sin\alpha}{r^2 \left(1 - \frac{v^2 \sin^2\alpha}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \quad \text{կամ} \quad \vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q_2 (\vec{v} \times \vec{r})(1-v^2/c^2)}{r^3 (1 - v^2 \sin^2\alpha / c^2)^{3/2}}$$

և դժվար չէ նկատել, որ տեղի ունի $\vec{B} = \frac{1}{c^2}(\vec{v} \times \vec{E})$ հայտնի առնչությունը:

Այսպիսով, այս քննարկումը ցույց է տալիս, որ մագնիսական դաշտը ռելյատիվիստական երևույթի արդյունք է: Ուրեմն, եթե q լիցք ունեցող մասնիկի շարժման արագությունը մոտ է լույսի արագությանը, ապա նրա մագնիսական դաշտի ինդուկցիան շարժմանն ուղղահայաց ուղղությամբ կտրվի ոչ թե $B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{qv}{r^2}$ -ով, այլ $B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{qv}{r^2 \sqrt{1-v^2/c^2}}$ արտահայտությամբ: Սակայն այս դեպքում էլ $\frac{F_է}{F_մ} = \frac{c^2}{v^2}$ և $F_է > F_մ$: Եթե v<<c, ապա, ընդունելով $\frac{v^2}{c^2} \approx 0$, կունենանք $B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{qv}{r^2}$: Եթե դիտման կետը լիցքին միացնող $\vec{r}$-ը և մասնիկի $\vec{v}$ արագությունը կազմում են α անկյուն, ապա $B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{qv \sin\alpha}{r^2}$: Հաշվի առնելով նաև, որ $\vec{B}$ վեկտորն ուղղահայաց է $\vec{v}$-ին, կարող ենք գրել $\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q \vec{v} \times \vec{r}}{r^3}$: Օգտվելով այս բանաձևից՝ կարելի է ստանալ Բիո-Սավար-Լապլասի օրենքը: Սակայն հենց Բիո-Սավար-Լապլասի օրենքից է ստացվել այդ բանաձևը: Այսպիսով, մինչ այժմ քննարկած մագնիսական երևույթները ռելյատիվիստական են և մագնիսական դաշտը կարելի էր մտցնել քննարկած այս սխեմայով: Սակայն մենք մագնիսական երևույթները շարադրել ենք պատմականորեն եկած հաջորդականությամբ, և այդ մոտեցումը մինչ այժմ չի կորցրել իր նշանակությունը:

Ստուգողական հարցեր

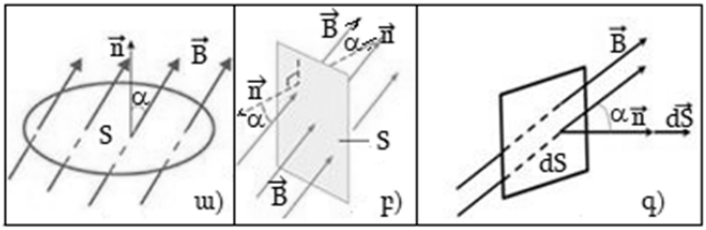
1. Ինչպե՞ս է սահմանվում մագնիսական դաշտի լարվածությունը վակուումում: Ի՞նչ միավորով է դա չափվում:
2. Գրեք ուղիղ, հոսանքակիր, վերջավոր երկարությամբ լարի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի մոդուլի բանաձևը:

3. Գրեք օղակաձև հոսանքի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի մոդուլի բանաձևն օղակի կենտրոնի կետի համար և դիպոլային մոտավորությամբ՝ օղակի կենտրոնից r հեռավորության վրա գտնվող կետի համար:
4. Գրեք մագնիսական ինդուկցիայի և լարվածության բանաձևերը վերջավոր երկարության սոլենոիդի ներսի կետերի համար:
5. Գրեք մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի և լարվածության բանաձևերը անվերջ երկար սոլենոիդի ներսի և հիմքերից մեկի կետերի համար:
6. Գրեք v արագությամբ շարժվող լիցքի կուլոնյան դաշտի լարվածության և մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի կապը:
7. Ինչու՞ է մագնիսական փոխազդեցությունը համարվում ռելյատիվիստական երևույթ:
8. v արագությամբ շարժվող երկու լիցքերի կուլոնյան փոխազդեցության ուժը քանի՞ անգամ է մեծ նրանց մագնիսական փոխազդեցության ուժից:

§18. Մագնիսական հոսք: Գաուսի թեորեմը մագնիսական դաշտի համար: Լրիվ հոսանքի օրենք: Ամպերի ուժ: Լորենցի ուժ: Շարժվող լիցքերի փոխազդեցության ուժը

18.1. Մագնիսական հոսք, դրա միավորը ՄՀ-ում և ԳՀ-ում

$\vec{B}$-ինդուկցիայով համասեռ մագնիսական դաշտում վերցնենք S մակերեսով հարթակ, որի $\vec{n}$ նորմալը դաշտի ուղղության հետ կազմում է α անկյուն (Նկ. 18.1ա):



Նկ.18.1

Մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի հոսք կամ մագնիսական հոսք S մակերեսով անվանում են հետևյալ մեծությանը՝

$$\Phi = BS\cos\alpha: \quad (18.1)$$

Ինչպես երևում է սահմանումից, այն կարող է լինել և՛ դրական, և՛ բացասական, իսկ $\alpha = 90^0$-ի դեպքում՝ $\Phi = 0$: Այս դեպքում ինդուկցիայի գծերը S մակերեսը չեն հատում:

Նկ. 18.1բ-ում S մակերեսը մտնող ինդուկցիայի գծերը ստեղծում են բացասական, իսկ դուրս եկողները՝ դրական հոսք: $\alpha = 0^0$-ի դեպքում հոսքն ընդունում է առավելագույն արժեք՝

$$\Phi = \Phi_{մաք} = BS: \quad (18.2)$$

Երբ S=1մ^2, ապա $\Phi = \Phi_{մաք}$: Քանի որ ինդուկցիայի գծերի խտությունը համեմատական է B-ին, ապա $\Phi_{մաք}$-ն ուղիղ համեմատական կլինի ինդուկցիայի գծերին ուղղահայաց միավոր մակերեսը հատող ինդուկցիայի գծերի թվին:

(18.2)-ից հետևում է, որ միավորների միջազգային համակարգում հոսքի միավորը կլինի 1Տլ.մ^2, որին անվանում են մեկ վեբեր՝ Վբ=1Տլ·մ^2, իսկ միավորների գաուսյան համակարգում մագնիսական հոսքի միավորը կլինի 1Գս·սմ^2, որին անվանում են մեկ մաքսվել՝ 1Մքս = 1Գս·սմ^2: Քանի որ 1Տլ =10^{4}Գս, 1մ^2=10^{4}սմ^2, ուստի 1Վբ = 10^{8}Մքս:

Եթե մագնիսական դաշտը համասեռ չէ, իսկ S-ը կամայական մակերևույթ է, ապա նրանով մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի հոսքը հաշվելու համար պետք է մակերևույթը տրոհել անվերջ փոքր dS մասերի և յուրաքանչյուր մակերես դիտել որպես հարթ մակերևույթ, որի սահմաններում անտեսվում է դաշտի անհամասեռությունը (Նկ.18.1գ), և գրել նրանով անցնող հոսքը՝ համաձայն (18.1) բանաձևի՝ $d\Phi = BdScos\alpha$: Գումարելով բոլոր dS տարրերով $d\Phi$ հոսքերը՝ կստանանք հոսքը՝ վերջավոր S մակերեսով՝

$$\Phi = \int_S B\cos\alpha dS: \tag{18.3}$$

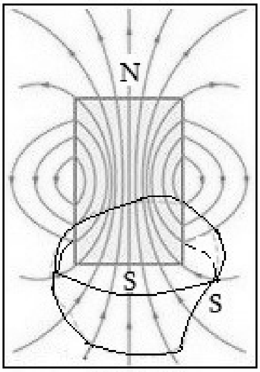
Ներմուծենք մի վեկտոր, որն ունի dS-ի մեծությունը և նրա նորմալի ուղղությունը՝ $d\vec{S} = dS\vec{n}$ (Նկ. 18.1գ), այս դեպքում $B\cos\alpha dS = \vec{B}d\vec{S}$ և (18.3)-ը կգրվի հետևյալ տեսքով՝

$$\Phi = \int_S \vec{B}d\vec{S}: \tag{18.4}$$

18.2. Գաուսի թեորեմի ինտեգրալ և դիֆերենցիալ տեսքերը մագնիսական դաշտի համար

Քանի որ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի գծերը միշտ փակ են, չունեն սկիզբ և վերջ, ապա այդ դաշտում կամայական փակ մակերևույթ մտցնելուց դրան հատող ինդուկցիայի գծերը կստեղծեն նույն մեծության դրական և բացասական հոսքեր, և մագնիսական հոսքը կամայական փակ մակերևույթով հավասար կլինի զրոյի՝

$$\oint_S \vec{B}d\vec{S} = 0: \tag{18.5}$$



Նկ.18.2

Օրինակ. Նկ. 18.2-ում տեսնում ենք, որ կամայական փակ S մակերևույթ մտնող և դուրս եկող ինդուկցիայի գծերի թիվը նույնն է, հետևաբար այդ փակ մակերևույթով հոսքը հավասար է զրոյի: (18.5)-ը Գաուսի թեորեմն է մագնիսական դաշտի համար, և այն հիմնարար օրենք է, այսինքն՝ ճիշտ է և՛ ստատիկ, և՛ փոփոխական մագնիսական դաշտերի համար: (18.5)-ը հանդիսանում է Գաուսի թեորեմի ինտեգրալ տեսքը:

Գաուսի թեորեմի դիֆերենցիալ տեսքը ստանալու համար (18.5) ինտեգրալի նկատմամբ կիրառենք Գաուս-Օստրագրադսկու բանաձևը՝

$$\oint_S \vec{B}d\vec{S} = \int_V \mathrm{div}\vec{B}dV = 0: \tag{18.6}$$

Այստեղ V ծավալը S փակ մակերևույթով պարփակված ծավալն է, քանի որ S-ը կամայական փակ մակերևույթ է, հետևաբար V-ն կլինի կամայական ծավալ: Կամայական ծավալի համար, եթե $\int_V \mathrm{div}\vec{B}dV = 0$, ապա $\mathrm{div}\vec{B} = 0$: Այսպիսով,

Գաուսի թեորեմի դիֆերենցիալ տեսքը մագնիսական դաշտի համար կլինի՝

$$\mathrm{div}\vec{B} = 0: \qquad (18.7)$$

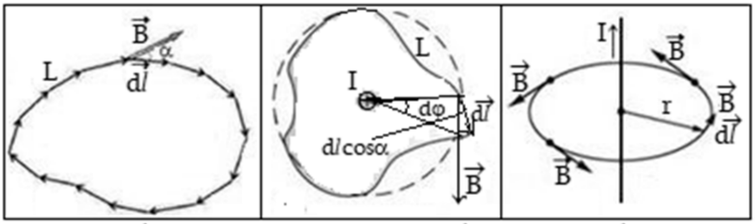
Այսինքն, մագնիսական դաշտի դիվերգենցն ամենուրեք հավասար է զրոյի: Սա նշանակում է, որ մագնիսական դաշտը չունի առանձին աղբյուրներ: Մագնիսական դաշտը մագնիսական լիցքերով չի ստեղծվում (դրանք չկան բնության մեջ), այլ մագնիսական դաշտ ստեղծում են էլեկտրական հոսանքները (շարժվող էլեկտրական լիցքերը):

18.3. Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի շրջապտույտը (լրիվ հոսանքի օրենք)

Մագնիսական դաշտում վերցնենք կամայական L փակ կոնտուր և ընտրենք շրջանցման ուղղություն (Նկ. 18.3ա): Այդ կոնտուրը բաժանենք անվերջ թվով dl մասերի և յուրաքանչյուրի համար գրենք $Bdl\cos\alpha$ մեծությունը, որտեղ α-ն $\vec{B}$ վեկտորի և $d\vec{l}$-ի կազմած անկյունն է շրջանցման ուղղությամբ: Գումարելով բոլոր կտորների համար գրված $Bdl\cos\alpha$ մեծությունները՝ կունենանք՝

$$\oint_L Bdl\cos\alpha = \oint_L \vec{B}\,d\vec{l} = C: \qquad (18.8)$$

(18.8) ինտեգրալին անվանում են մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի շրջապտույտ:



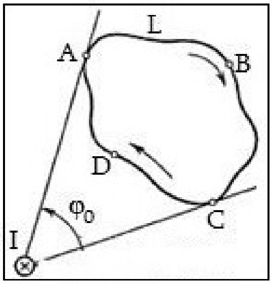
ա) Նկ.18.3 բ) գ)

Էլեկտրաստատիկ դաշտի համար $\oint_L \vec{E}d\vec{l}$-ն իրենից ներկայացնում է միավոր դրական լիցքն էլեկտրաստատիկ դաշտում փակ հետագծով տեղափոխելու աշխատանքը, որը հավասար է զրոյի:

Տեսնենք, թե ինչի՞ է հավասար մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի շրջապտույտը: Պարզության համար ենթադրենք, որ մագնիսական դաշտը ստեղծված է անվերջ երկար ուղիղ հոսանքակիր լարի կողմից (Նկ.18.3գ), իսկ L կոնտուրը հանդիսանում է r շառավղով ինդուկցիայի գիծը: Այս դեպքում $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$, իսկ $\vec{B}$ և $d\vec{l}$ վեկտորներն ունեն նույն ուղղությունը, ուստի $Bdl\cos\alpha = Bdl$: Հետևաբար՝

$$C = \oint_L Bdl\cos\alpha = \oint_L \frac{\mu_0 I}{2\pi r}dl = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}\oint dl = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}2\pi r = \mu_0 I:$$

Այժմ քննարկենք այն դեպքը, երբ L կոնտուրն ինդուկցիայի ուժագիծը չէ, բայց գտնվում է լարին ուղղահայաց հարթության մեջ (Նկ.18.3բ): Այս դեպքում $dl\cos\alpha$-ն տալիս է $d\vec{l}$ -ի պրոյեկցիան $\vec{B}$ -ի կամ r շառավղի ծայրից տարած ուղղահայացի վրա և հետևաբար՝ $\frac{dl\cos\alpha}{r} = d\varphi$ հարթ անկյանը: Նկատի ունենալով դա՝ կարող ենք գրել՝ $\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \oint Bdl\cos\alpha = \oint \frac{\mu_0 I}{2\pi r}dl\cos\alpha = \frac{\mu_0 I}{2\pi}\oint d\varphi$:



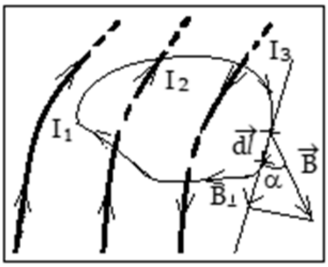
Նկ.18.4

L կոնտուրը շրջանցելուց r-ը նույն ուղղությամբ պտտվում է 2π անկյունով, հետևաբար $\oint d\varphi = 2\pi$ և կունենանք $\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \mu_0 I$: Երբ L կոնտուրը չի ընդգրկում հոսանքին (Նկ. 18.4), ապա կոնտուրը շրջանցելիս r ուղիղը սկզբում պտտվում է մի ուղղությամբ (CDA տեղամաս) φ_0 անկյունով, այնուհետև դրան հակառակ ուղղությամբ (ABC տեղամաս) $-\varphi_0$ անկյունով, հետևաբար $\oint d\varphi = \varphi_0 - \varphi_0 = 0$, և $\oint_L \vec{B}d\vec{l} = 0$: Այսինքն, եթե L կոնտուրը մագնիսական դաշտը ստեղծող հոսանքին չի ընդգրկում, ապա $\vec{B}$-ի շրջապտույտը հավասար է զրոյի:

Այսպիսով, մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի շրջապտույտը կամայական հարթ կոնտուրով հավասար է μ_0 մագնիսական հաստատունը բազմապատկած այդ կոնտուրի ընդգրկած հոսանքով: Այս արդյունքը ճիշտ է նաև ոչ հարթ կոնտուրի դեպքում:

Եթե բարդ կոնտուրը երկու անգամ է ընդգրկում նույն հոսանքը, և երկու դեպքում էլ շրջանցման ուղղությունը նույնն է, ապա $\vec{B}$-ի շրջապտույտը կտա $2\mu_0 I$, իսկ եթե շրջանցման ժամանակ նույն հոսանքն ընդգրկվում է հակառակ ուղղություններով, ապա $\vec{B}$-ի շրջապտույտը կտա զրո:

Եթե մագնիսական դաշտը ստեղծված է N հատ հոսանքակիր լարերի կողմից, ապա $\vec{B} = \sum_{i=1}^{N}\vec{B}_i$, որտեղ $\vec{B}_i$-ն i–րդ հոսանքի ստեղծած դաշտի ինդուկցիան է, և կունենանք $\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \oint_L \sum_{i=1}^{N}\vec{B}_i\, d\vec{l} = \sum_{i=1}^{N}\oint_L \vec{B}_i\, d\vec{l} = \mu_0 \sum I_i = \mu_0 I$: Այստեղ I-ն կոնտուրի կողմից ընդգրկված հոսանքների ուժերի հանրահաշվական գումարն է: Այսինքն, մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի շրջապտույտը կամայական կոնտուրով հավասար է μ_0 մագնիսական հաստատունը բազմապատկած այդ կոնտուրի ընդգրկած հոսանքների ուժերի հանրահաշվական գումարով, ընդ որում, այն հոսանքը, որի ուղղությունը կոնտուրի շրջանցման ուղղության հետ կապված է խցանահանի կանոնով, վերցվում է դրական նշանով, իսկ հակառակինը՝



Նկ.18.5

բացասական: Օրինակ՝ Նկ. 18.5-ի դեպքում $\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \mu_0(I_3\text{-}I_2)$:

Այս արդյունքը հայտնի է որպես $\vec{B}$ վեկտորի շրջապտույտի թեորեմ կամ լրիվ հոսանքի օրենք՝

$$\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \mu_0 I: \quad (18.9)$$

18.4. Լրիվ հոսանքի օրենքի դիֆերենցիալ տեսքը

Որպեսզի ստանանք օրենքի դիֆերենցիալ տեսքը, հոսանքի ուժը ներկայացնենք հոսանքի խտությամբ՝ $I = \oint_S \vec{j}d\vec{S}$, որտեղ S-ը հաղորդալարի լայնական հատույթի մակերեսն է, որը կարող ենք փոխարինել L կոնտուրի վրա հենված կամայական մակերևույթով (L կոնտուրը դրա եզրագիծն է, դրանից հոսանքի ուժը չի փոխվի): Այսպիսով, $\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \mu_0 I$ օրենքը կարող ենք գրել հետևյալ տեսքով՝ $\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \mu_0 \oint_S \vec{j}d\vec{S}$: Օգտվելով Ստոքսի բանաձևից՝ կունենանք՝ $\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \int_S \text{rot}\vec{B}d\vec{S} = \mu_0 \oint_S \vec{j}d\vec{S}$: Այս առնչությունը տեղի ունի կամայական մակերևույթի համար, որի եզրագիծը L կոնտուրն է, ուստի կարող ենք գրել, որ

$$\text{rot}\vec{B} = \mu_0\vec{j}: \quad (18.10)$$

(18.10)-ը շրջապտույտի թեորեմի դիֆերենցիալ տեսքն է, որը ստատիկ մագնիսական դաշտի հիմնական օրենքներից մեկն է, սակայն այն, ինչպես նաև (18.9)-ը, փոփոխական դաշ-տերի համար ճիշտ չէ:

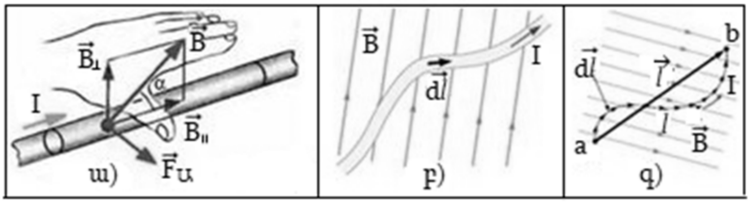
Քանի որ մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի շրջապտույտը կարող է լինել զրոյից տարբեր, ուրեմն նա պոտենցիալային դաշտ չէ, այլ մրրկային դաշտ է և, հետևաբար, սկալյար պոտենցիալով հնարավոր չէ այն նկարագրել, ինչպես դա արվում էր էլեկտրաստատիկ դաշտի դեպքում: Քանի որ մագնիսական դաշտի բոլոր կետերում $\text{div}\vec{B} = 0$, ուստի այն կարող ենք ներկայացնել ինչ-որ $\vec{A}$ վեկտորի ռոտորով՝ $\vec{B} = \text{rot}\vec{A} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$: Իսկապես՝ $\text{div}\vec{B} = \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = -(\vec{\nabla} \times \vec{\nabla}) \cdot \vec{A} = 0$: $\vec{A}$ վեկտորին անվանում են վեկտորական պոտենցիալ:

18.6. Ամպերի ուժ

Մագնիսական դաշտում գտնվող հոսանքակիր լարի վրա ազդում է ուժ: Համասեռ մագնիսական դաշտում գտնվող հոսանքակիր լարի ուղիղ հատվածի վրա ազդող ուժը փորձով որոշել է Ամպերը, և այդ ուժը կոչվում է Ամպերի ուժ: Ենթադրենք՝ l երկարությամբ I հոսանքով ուղիղ հաղորդալարը գտնվում է $\vec{B}$ ինդուկցիայով համասեռ մագնիսական դաշտում (Նկ. 18.6): Ամպերը փորձով ցույց տվեց, որ մագնիսական դաշտի կողմից l երկարությամբ հոսանքակիր լարի վրա ազդող ուժը տրվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$F_{\text{Ա}} = B\,I\,l\sin\alpha, \quad (18.11)$$

որտեղ α-ն հոսանքի ուղղության և $\vec{B}$ վեկտորի կազմած անկյունն է: Այդ ուժի ուղղությունը որոշվում է ձախ ձեռքի կանոնով, ինչպես ցույց է տրված նկարում:



Նկ.18.6

Այսինքն, Ամպերի ուժն ուղղահայաց է և՛ հոսանքի ուղղությանը, և՛ $\vec{B}$ վեկտորին ու նրանց հետ կազմում է աջ համակարգ: Ուստի, եթե մտցնենք $\vec{l}$ վեկտոր, որի մոդուլը հավասար է հոսանքակիր լարի այդ հատվածի երկարությանը և ունի հոսանքի ուղղությունը, ապա կարող ենք գրել, որ

$$\vec{F}_{\text{Ա}} = I(\vec{l} \times \vec{B}): \quad (18.12)$$

Եթե մագնիսական դաշտը համասեռ չէ, իսկ հոսանքակիր լարը ուղիղ չէ, ապա այդ լարը պետք է բաժանել անվերջ թվովհավասար մասերի: Այս դեպքում արդեն յուրաքանչյուր մաս կդառնա անվերջ փոքր $d\vec{l}$ ուղիղ կտոր, որի սահմաններում դաշտը կարելի է համարել համասեռ և յուրաքանչյուրի վրա ազդող ուժի համար գրել (18.12) բանաձևը՝

$$d\vec{F}_{\text{Ա}} = I\big(d\vec{l} \times \vec{B}\big): \quad (18.13)$$

Վերջավոր l երկարության վրա ազդող ուժը հավասար կլինի հոսանքի բոլոր $Id\vec{l}$ տարրերի վրա ազդող ուժերի համազորը՝

$$\vec{F}_{\text{Ա}} = \int_l I\big(d\vec{l} \times \vec{B}\big): \quad (18.14)$$

Եթե մագնիսական դաշտը համասեռ է (Նկ. 18.6բ), ապա $\vec{B}$ վեկտորը կարելի է ինտեգրալի տակից հանել, և կունենանք $\vec{F}_{\text{Ա}} = I\left(\int_l d\vec{l}\right) \times \vec{B}$: Այսինքն, խնդիրը բերվում է $\int_l d\vec{l}$-ի հաշվմանը, որը դժվար չէ նկատել, որ հավասար է $\vec{l}$-ի (Նկ. 18.6գ): Ուրեմն, այս դեպքում ևս $\vec{F}_{\text{Ա}} = I\big(\vec{l} \times \vec{B}\big)$, սակայն այստեղ $\vec{l}$-ը կորագիծ հաղորդալարի a սկիզբը և b վերջը միացնող վեկտորն է:

Եթե հոսանքներն ունեն ծավալային բաշխվածություն, ապա կատարելով փոխարինում՝ $Id\vec{l} = \vec{j}dV$, (18.14)-ից կստանանք՝

$$\vec{F}_{\text{Ա}} = \int_V \big(\vec{j} \times \vec{B}\big)dV: \quad (18.15)$$

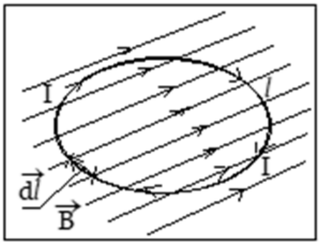
Միավորների գաուսյան համակարգում Ամպերի ուժն ունի հետևյալ տեսքը՝ $\vec{F}_{\text{Ա}} = \frac{1}{c}\int_V \big(\vec{j} \times \vec{B}\big)dV$, որտեղ $c = 3 \cdot 10^{10}$սմ/վ:

18.7. Մագնիսական դաշտում գտնվող հոսանքակիր կոնտուրի վրա ազդող ուժը

Եթե մագնիսական դաշտում գտնվում է հոսանքակիր l կոնտուր, ապա նրա վրա ազդող ուժը պետք է որոշել (18.14) բանաձևով՝

$$\vec{F}_{Ա} = I\oint_l \left(d\vec{l} \times \vec{B}\right), \tag{18.16}$$

որտեղ ինտեգրումը կատարվում է ամբողջ կոնտուրի երկայնքով: Եթե մագնիսական դաշտը համասեռ է, ապա $\vec{B}$ վեկտորը կարելի է ինտեգրալի տակից հանել, և խնդիրը կբերվի $\oint_l d\vec{l}$-ի հաշվմանը, որը հավասար է զրոյի (Նկ. 18.7): Այսպիսով, համասեռ մագնիսական դաշտում գտնվող հոսանքակիր շրջանակի վրա ազդող համազոր ուժը հավասար է զրոյի:



Նկ.18.7

Եթե մագնիսական դաշտն անհամասեռ է, ապա (18.16)-ով որոշվող համազոր ուժն ընդհանուր դեպքում զրոյից տարբեր է, և ամեն մի կոնկրետ հոսանքակիր շրջանակի դեպքում պետք է հաշվել այդ ինտեգրալը:

Առանձին հետաքրքրություն է ներկայացնում փոքր չափերի հարթ հոսանքակիր շրջանակը, որի վարքը դաշտում բնութագրվում է նրա մագնիսական $\vec{p}_m$ մոմենտով՝ $\vec{p}_m = IS\vec{n}$: Այս դեպքում (18.16) արտահայտության բավականին բարդ հաշվարկը (որը բաց ենք թողնում) հանգեցնում է հետևյալ արդյունքին՝

$$\vec{F} = p_m\frac{\partial\vec{B}}{\partial n} = \hat{\imath}\vec{p}_m\frac{\partial\vec{B}}{\partial x} + \hat{\jmath}\vec{p}_m\frac{\partial\vec{B}}{\partial y} + \hat{k}\vec{p}_m\frac{\partial\vec{B}}{\partial z}: \tag{18.17}$$

որտեղ p_m-ը կոնտուրի մագնիսական մոմենտի մոդուլն է, $\frac{\partial\vec{B}}{\partial n}$-ը $\vec{B}$ վեկտորի ածանցյալն է $\vec{p}_m$ վեկտորի ուղղությամբ, իսկ $\hat{\imath}, \hat{\jmath}, \hat{k}$ –ն X, Y և Z առանցքների օրթերն են:

Եթե մեզ հետաքրքրում է $\vec{F}$ ուժի պրոեկցիան որևէ X ուղղությամբ, ապա (18.18)-ը պետք է գրել պրոեկցիայով՝

$$F_x = p_m\frac{\partial B_x}{\partial n}, \tag{18.18}$$

որտեղ $\frac{\partial B_x}{\partial n}$-ը B_x-ի ածանցյալն է $\vec{p}_m$-ի ուղղությամբ:

18.8. Լորենցի ուժ: Լիցքավորված մասնիկի շարժումը համասեռ մագնիսական դաշտում

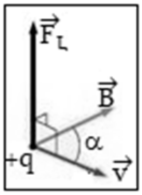
Ինչպես տեսանք, մագնիսական դաշտում հոսանքակիր հաղորդալարի վրա ազդում է Ամպերի ուժը: Հոսանքը լիցքավորված մասնիկների ուղղորդված շարժում է, ուստի մագնիսական դաշտում շարժվող լիցքավորված մասնիկների վրա ազդում է ուժ: Մեկ մասնիկի վրա ազդող ուժը գտնելու համար օգտվենք հոսանքի տարրի վրա ազդող Ամպերի ուժի (18.13) բանաձևից՝

$$d\vec{F}_{Ա} = I\left(d\vec{l} \times \vec{B}\right) = \vec{j} \times \vec{B}dV: \quad (18.19)$$

Այստեղ տեղադրենք $\vec{j} = q_0 n\vec{v}$, որտեղ q_0-ն հոսանքակրի լիցքն է, n-ը՝ դրանց կոնցենտրացիան, v-ն՝ շարժման արագությունը: ndV=dN–ը կտա dV ծավալում մասնիկների թիվը և $d\vec{F}_{Ա} = q_0\vec{v} \times \vec{B}dN$ –ը կլինի dN հատ մասնիկների վրա ազդող ուժը: Մեկ մասնիկի վրա ազդող ուժը կլինի՝ $\frac{d\vec{F}_{Ա}}{dN} = q_0\vec{v} \times \vec{B}$, որը հենց Լորենցի ուժն է՝

$$\vec{F}_{Լ} = q_0\vec{v} \times \vec{B}: \quad (18.20)$$

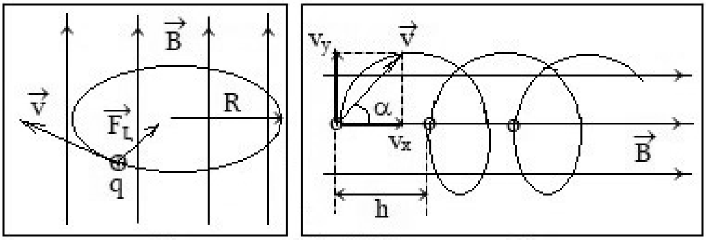
Ինչպես հետևում է (18.20) բանաձևից, Լորենցի ուժն ուղղահայաց է և՛ $\vec{v}$ -ին, և՛ $\vec{B}$-ին: Եթե մասնիկի q լիցքը դրական է, ապա այդ վեկտորները կունենան Նկ. 18.8-ում բերված դասավորությունը, իսկ բացասական լիցքի դեպքում $\vec{F}_{Լ}$ վեկտորը կունենա այդ նկարում բերված ուղղության հակառակ ուղղությունը:



Նկ.18.8

Քանի որ Լորենցի ուժն ուղղահայաց է մասնիկի շարժման $\vec{v}$ արագությանը, ուստի այն աշխատանք չի կատարում և հետևաբար չի կարող փոխել մասնիկի կինետիկ էներգիան: Այսպիսով, Լորենցի ուժը մասնիկի արագության մեծությունը չի փոխում, այլ փոխում է միայն նրա շարժման ուղղությունը:

Եթե m զանգված և դրական q լիցքով օժտված մասնիկը համասեռ մագնիսական դաշտ մտնի իդուկցիայի գծերին ուղղահայաց, ապա Լորենցի ուժի ազդեցության տակ այն կսկսի հավասարաչափ շարժում կատարել շրջանագծով (Նկ.18.9ա): Այդ շրջանագծի շառավիղը կորոշվի հետևյալ պայմանից՝ $qvB = \frac{mv^2}{R}$,



ա) Նկ.18.9 բ)

որտեղից $R=\frac{mv}{qB}$ ։ Այդ մասնիկի պտտման պարբերությունը կլինի՝ $T=\frac{2\pi R}{v}=\frac{2\pi m}{qB}$։ Այսինքն այն կախված չէ մասնիկի արագությունից։

Եթե դրական q լիցքով օժտված մասնիկը համասեռ մագնիսական դաշտ մտնի իդուկցիայի գծերի նկատմամբ α անկյան տակ, ապա այն կշարժվի գալարագծով (Նկ. 18.9բ)։ Այս դեպքում մասնիկը v_y արագությամբ կպտտվի շրջանագծով, իսկ v_x արագությամբ այն կկատարի հավասարաչափ շարժում մագնիսական դաշտի ուղղությամբ։ Այս դեպքում արդեն $qv_yB=\frac{mv_y^2}{R}$ և պտտման շառավիղը կլինի՝ $R=\frac{mv_y}{qB}=\frac{mv\sin\alpha}{qB}$, իսկ պտտման պարբերությունը՝ $T=\frac{2\pi R}{v_y}=\frac{2\pi m}{qB}$։ Այսինքն, պտտման պարբերությունը կամ հաճախությունը կախված չեն α անկյունից և մասնիկի արագությունից։ Երկու հարևան գալարների միջև h հեռավորությունը՝ գալարի քայլը, հավասար կլինի՝ $h=v_xT=\frac{2\pi m}{qB}v\cos\alpha$։ Ստացված արդյունքներից տեսնում ենք, որ $\alpha=90^0$ դեպքում՝ $h=0$, իսկ $R=\frac{mv}{qB}$։

Եթե մասնիկը շարժվում է այնպիսի տիրույթում, որտեղ միաժամանակ կա էլեկտրական և մագնիսական դաշտ, ապա լիցքավորված մասնիկի վրա ազդող ուժը կլինի՝

$$\vec{F}_{Լ}=q\vec{E}+q\vec{v}\times\vec{B}\text{։} \tag{18.21}$$

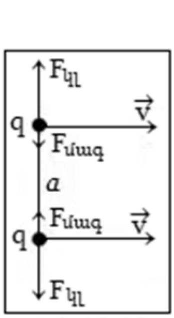
Այս ուժին ևս անվանում են Լորենցի ուժ։

Գաուսյան համակարգում կունենանք $\vec{F}_{Լ}=q\vec{E}+\frac{1}{c}q\vec{v}\times\vec{B}$, և այստեղ (ի տարբերություն (18.21)-ի), $\vec{B}$ և $\vec{E}$ մեծություններն արդեն ունեն նույն չափողականությունը։ Սա այն հանգամանքներից մեկն է, որով էլեկտրադինամիկայում հիմնավորվում է գաուսյան համակարգի առավելությունը միավորների միջազգային համակարգի նկատմամբ (որտեղ $\vec{E}$-ն ու $\vec{B}$-ն՝ լինելով նույն էլեկտրամագնիսական դաշտի բաղադրիչները, չունեն նույն չափողականությունը)։

17.9. Շարժվող լիցքերի փոխազդեցության ուժը

Դիցուք q լիցք ունեցող երկու մասնիկներ՝ յուրաքանչյուրը ոչ ռելյատիվիստական v արագությամբ (v<<c), շարժվում են իրար զուգահեռ (Նկ. 18.10)։ Առաջին մասնիկի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիան այն կետում, որտեղ գտնվում է երկրորդ լիցքը, համաձայն (17.2)-ի, հավասար կլինի՝

$$B=\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{qv}{a^2}\text{։} \tag{18.22}$$



Նկ.18.10

Երկրորդ լիցքի վրա ազդող Լորենցի ուժը կլինի՝

$$F_{\text{L}} = qvB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{q^2v^2}{a^2} = \mu_0\varepsilon_0 v^2 \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 a^2} = \frac{1}{c^2}v^2F_{\text{կլ}}:$$

Այսպիսով, այդ լիցքերի մագնիսական փոխազդեցության ուժի հարաբերությունը նրանց էլեկտրաստատիկ փոխազդեցության ուժին տալիս է՝

$$\frac{F_{\text{L}}}{F_{\text{կլ}}} = \frac{v^2}{c^2}: \qquad (18.23)$$

Քանի որ v<<c, ուստի $F_{\text{L}} \ll F_{\text{կլ}}$:

Հարց է ծագում, թե իմաստ ունի՞ արդյոք լիցքերի մագնիսական փոխազդեցության ուժը հաշվի առնելը: Պարզվում է, որ ունի: Առաջինը, որ հաճախ գործ ենք ունենում այնպիսի մասնիկների փնջի հետ, որոնց շարժման արագությունը մոտ է լույսի c արագությանը: Երկրորդը, երբ գործ ունենք երկու զուգահեռ հոսանքակիր հաղորդալարերի մագնիսական փոխազդեցության հետ: Այս դեպքում հաղորդիչները, ամբողջությամբ վերցրած, էլեկտրաչեզոք են, և նրանց միջև էլկտրական փոխազդեցությունը գործնականում բացակայում է: Իսկ շարժվող էլեկտրոնների միջև մագնիսական փոխազդեցության ուժը թեկուզ շատ փոքր է, սակայն 1մ³ ծավալում դրանց թիվը $\approx 10^{28} \div 10^{29}$ է, և լարերի փոխազդեցությունն արդեն դառնում է զգալի:

Ստուգողական հարցեր

1. Ո՞րն է կոչվում մագնիսական հոսք և ո՞րն է դրա միավորը՝ **ա**) միջազգային համակարգում, **բ**) գաուսյան համակարգում:
2. Ձևակերպեք Գաուսի թեորեմի ինտեգրալ և դիֆերենցիալ տեսքերը մագնիսական դաշտի համար:
3. Ինչի՞ է հավասար մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի շրջապտույտը:
4. Գրեք մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի շրջապտույտի թեորեմի դիֆերենցիալ տեսքը:
5. Ճի՞շտ են արդյոք Գաուսի և ինդուկցիայի վեկտորի շրջապտույտի թեորեմները փոփոխական հոսանքի մագնիսական դաշտի համար:
6. Ո՞րն է համասեռ մագնիսական դաշտում տեղադրված ուղիղ հոսանքակիր հաղորդալարի վրա ազդող Ամպերի ուժը:
7. Ո՞րն է անհամասեռ մագնիսական դաշտում տեղադրված կամայական հոսանքակիր հաղորդալարի վրա ազդող Ամպերի ուժը:
8. Ի՞նչ ուժ է ազդում մագնիսական դաշտում գտնվող ծավալային հոսանքների վրա:

9. Ի՞նչ ուժ է ազդում համասեռ մագնիսական դաշտում գտնվող հոսանքակիր կոնտուրի վրա:
10. Ի՞նչ ուժ է ազդում անհամասեռ մագնիսական դաշտում գտնվող հոսանքակիր կոնտուրի վրա:
11. Ի՞նչ ուժ է ազդում մագնիսական դաշտում շարժվող լիցքավորված մասնիկի վրա: Ո՞րն է Լորենցի ուժը:
12. Երկու էլեկտրոն նույն արագությամբ և ուղղությամբ շարժվում են իրար զուգահեռ: Ինչի՞ է հավասար նրանց փոխազդեցության էլեկտրական և մագնիսական ուժերի հարաբերությունը:

§19. Միջավայրի մագնիսացում: Մագնիսացման վեկտոր: Գաուսի և շրջապտույտի թեորեմները միջավայրի մագնիսական դաշտի համար: Միջավայրի մագնիսական ընկալունակություն և թափանցելիություն: Եզրային պայմաններ երկու մագնիսացած միջավայրերի բաժանման սահմանին

19.1. Միջավայրի մագնիսացում: Դիամագնիսների և պարամագնիսների մագնիսացում: Մագնիսացման վեկտոր

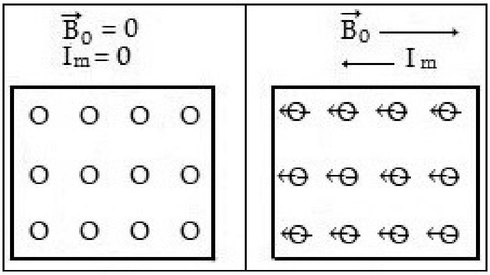
Հոսանքակիր հաղորդչի ստեղծած մագնիսական դաշտը որևէ միջավայրում տարբերվում է նույն հոսանքի կողմից վակուումում ստեղծած մագնիսական դաշտից: Սա նշանակում է, որ մագնիսական դաշտում գտնվող միջավայրն այդ դաշտի ազդեցության հետևանքով դառնում է մագնիսական դաշտի լրացուցիչ աղբյուր: Այս դեպքում ասում են, որ միջավայրը մագնիսացել է: Միջավայրում արդյունարար մագնիսական դաշտը հոսանքակիր հաղորդիչների ստեղծած $\vec{B}_0$ (հաղորդման հոսանքների դաշտ) և մագնիսացած միջավայրի ստեղծած $\vec{B}'$ (մագնիսացման հոսանքների դաշտ) ինդուկցիաներով դաշտերի գումարն է՝

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}': \tag{19.1}$$

Այստեղ $\vec{B}'$-ը ֆիզիկական փոքր ծավալում միջինացված դաշտն է: Մագնիսանալու ընդունակ նյութերը կոչվում են մագնետիկներ: Մագնիսացման պատճառն այն է, որ բոլոր նյութերում՝ յուրաքանչյուր ատոմի սահմաններում, գոյություն ունեն էլեկտրոնների ստեղծած թույլ հոսանքներ (մոլեկուլային հոսանքներ): Եթե նյութը մագնիսացած չէ, ապա մոլեկուլային հոսանքներն ունեն անկանոն դասավորված ուղղություններ, այնպես որ նրանց ստեղծած մագնիսական դաշտերի գումարը հավասար է զրոյի՝ $\vec{B}' = 0$:

Մագնետիկը $\vec{B}_0$ արտաքին մագնիսական դաշտ մտցնելիս տեղի է ունենում մոլեկուլային հոսանքների մասամբ կամ լրիվ ուղղորդված դասավորում: Այս դեպքում մոլեկուլային հոսանքների ստեղծած մագնիսական դաշտերի գումարը տարբերվում է զրոյից՝ $\vec{B}' \neq 0$: Մոլեկուլային հոսանքները պայմանավորված են ատոմում գտնվող լիցքավորված մասնիկների ուղեծրային և սեփական պտույտներով (սպինով): Մոլեկուլային հոսանքի մագնիսական մոմենտը ձևավորվում է էլեկտրոնների ուղեծրային և սպինային մագնիսական մոմենտներով: Միջուկների մագնիսական մոմենտները միջավայրի մագնիսացման մեջ էական ներդրում առաջացնում են միայն շատ ցածր ջերմաստիճաններում:

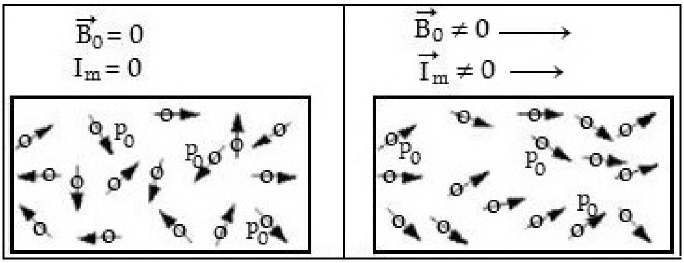
Եթե ատոմում էլեկտրոնների թիվը զույգ է, ապա նրանք միջուկի շուրջը դասավորվում են այնպես, որ նրանց ուղեծրային և սպինային մագնիսական մոմենտները զույգ առ զույգ չեզոքացնում են միմյանց և ատոմի մագնիսական մոմենտը արտաքին դաշտի բացակայության դեպքում հավասարվում է զրոյի (Նկ.19.1ա): Այդ ատոմները կոչվում են դիամագնիսական ատոմներ, իսկ այդպիսի ատոմներից կազմված նյութը՝ դիամագնիս: Արտաքին $\vec{B}_0$ ինդուկցիայով մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում դիամագնիսական ատոմներում մակածվում է p_m մագնիսական մոմենտ, որն ուղղված է արտաքին դաշտին հակառակ, և դիամագնիսը մագնիսանում է (Նկ. 19.1բ):



Նկ.19.1

Դիամագնիսներ են զույգ կարգաթվով համարյա բոլոր քիմիական տարրերը, մեծ տարածում ունեցող գազերը (բացառությամբ O_2-ի), ջուրը, պինդ նյութերի մեծամասնությունը, որոնք կազմված են փակ էլեկտրոնային թաղանթներով իոններից (բացառությամբ բազմավալենտ իոնային միացությունների), մետաղների մի մասը, օրինակ՝ պղինձը, արծաթը, կապարը և այլն:

Նյութերի մի մասի ատոմները (մոլեկուլները) արտաքին դաշտի բացակայության դեպքում օժտված են մագնիսական մոմենտով: Սակայն արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում այս նյութերի ատոմների (մոլեկուլների) մագնիսական մոմենտները ջերմային շարժման հետևանքով անկանոն են դասավորված, և բոլոր մագնիսական մոմենտների վեկտորական գումարը տալիս է զրո (Նկ. 19.2ա): $\vec{B}_0$ ինդուկցիայով արտաքին մագնիսական դաշտում տեղադրելիս տեղի է ունենում նյութի ատոմների (մոլեկուլների) մագնիսական մոմենտների գերակա կողմնորոշում մագնիսական դաշտի ուղղությամբ, և նյութը մագնիսանում է (Նկ. 19.2 բ): Այդ նյութերը կոչվում են պարամագնիսներ:



Նկ.19.2

Միջավայրի մագնիսացման աստիճանը բնութագրվում է մի վեկտորական մեծությամբ, որը կոչվում է մագնիսացման վեկտոր՝ $\vec{I}_m$: Մագնիսացման վեկտորը միջավայրի միավոր ծավալին բաժին ընկնող մագնիսական մոմենտն է՝

$$\vec{I}_m = \frac{1}{\Delta V}\sum_{i=1}^{N}\vec{p}_i, \qquad (19.2)$$

որտեղ $\vec{p}_i$-ն i-րդ մոլեկուլի մագնիսական մոմենտն է, իսկ N-ը՝ ֆիզիկական փոքր ΔV ծավալում մոլեկուլների թիվը:

Դիամագնիսների բոլոր մոլեկուլներում մակածված մագնիսական մոմենտներն ունեն արտաքին դաշտի հակառակ ուղղությունը, ուստի $\vec{I}_m$ մագնիսացման վեկտորը ևս ունի արտաքին դաշտի հակառակ ուղղությունը (Նկ. 19.1բ): Իսկ պարամագնիսներում $\vec{I}_m$ վեկտորն ունի արտաքին դաշտի ուղղությունը (Նկ. 19.2բ):

Երբ համասեռ դիամագնիսը մտցվում է արտաքին համասեռ մագնիսական դաշտ, նրա մոլեկուլներից (ատոմներից) յուրաքանչյուրում մակածվում է միևնույն մեծության և ուղղության մագնիսական $\vec{p}_m$ մոմենտ, և դրա մագնիսացման վեկտորը դառնում է՝

$$\vec{I}_m = n\vec{p}_m, \qquad (19.3)$$

որտեղ n-ը մոլեկուլների կոնցենտրացիան է:

$\vec{B}_0$-ն մեծացնելիս մոլեկուլում մակածված մագնիսական $\vec{p}_m$ մոմենտն աճում է, սակայն այն գործնականում չի գերազանցում 10^{-25}Ա·մ² արժեքը:

Պարամագնիսական ատոմները նույնպես ձեռք են բերում մակածված մագնիսական մոմենտ (այստեղ նույնպես իհայտ է գալիս դիամագնիսականությունը), սակայն այն կարգով փոքր է սեփական մագնիսական մոմենտից, որը 10^{-23}Ա·մ² կարգի մեծություն է, որի պատճառով էլ այն անտեսվում է: Պարամագնիսներ են կենտ կարգաթվով բոլոր քիմիական տարրերը, զույգ կարգաթվով այն տարրերի միացությունները, որոնց բաղադրիչ ատոմների ընդհանուր էլեկտրոնների սպինները միմյանց չեն չեզոքացնում, օրինակ՝ O_2, NO, NO_2: Պարամագնիսներ են մետաղների կամ նրանց միացությունների մի մասը (ալյումինը, պլատինը, FeCl և այլն):

Պարամագնիսները և դիամագնիսները շատ աննշան են փոխում արտաքին $\vec{B}_0$ դաշտը, այսինքն (19.1)-ում $B' \ll B_0$ և դրանց մագնիսացման աստիճանը շատ փոքր է: Կան նյութեր, որոնց մոտ B'-ը կարող է հազարավոր անգամ գերազանցել B_0-ին, այսինքն դրանց մագնիսացման աստիճանը շատ բարձր է: Այդ նյութերը կոչվում են ֆերոմագնիսներ: Ֆերոմագնիսներ են երկաթը, նիկելը, կոբալտը և դրանց շատ միացություններ: Ֆերոմագնիսները կարող են մագնիսացած լինել նաև արտաքին դաշտի բացակայության դեպքում:

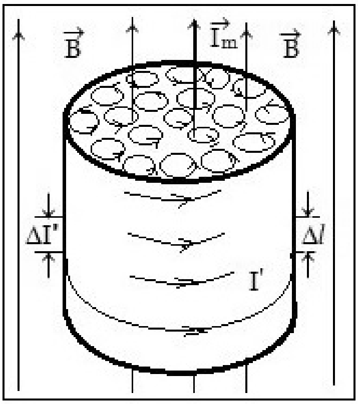
Մագնիսական դաշտի կողմից դիամագնիսի վրա ազդող ուժն ուղղված է դեպի դաշտի նվազման կողմը (մագնիսը դիամագնիսին վանում է), պարամագնիսի և ֆերոմագնիսի վրա ազդող ուժն ուղղված է դեպի դաշտի աճման կողմը (մագնիսը դրանց ձգում է):

19.2. Գաուսի և շրջապտույտի թեորեմները միջավայրի մագնիսական դաշտի համար

Ինչպես տեսանք, միջավայրի ներսում մագնիսական դաշտի ինդուկցիան տրվում է $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$ առնչությամբ: Քանի որ $\vec{B}'$-ը ևս ստեղծվում է հոսանքների (մոլեկուլային հոսանքների) կողմից, ուստի $\mathrm{div}\vec{B}' = 0$, հետևաբար $\mathrm{div}\vec{B} = \mathrm{div}\vec{B}_0 + \mathrm{div}\vec{B}' = 0$: Սա նշանակում է, որ $\vec{B}$ վեկտորի գծերը նույնպես փակ են, և հետևաբար $\vec{B}$-ի հոսքը կամայական փակ մակերևույթով հավասար է զրոյի՝

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0: \tag{19.4}$$

Մագնիսական $\vec{B}'$ դաշտը ստեղծվում է ուղղորդված մոլեկուլային հոսանքների կողմից, որոնք արդեն ստեղծում են մակրոսկոպիկ մագնիսացման հոսանքներ: Որպեսզի պատկերացնենք, թե ինչպես է ստեղծվում մագնիսացման I' մակրոսկոպիկ հոսանքը, քննարկենք համասեռ մագնիսացած մագնետիկից պատրաստված գլան, որի մագնիսացման $\vec{I}_m$ վեկտորը հաստատուն է և ուղղված է գլանի առանցքով (Նկ. 19.3): Գլանի ներսում հարևան մոլեկուլների մոլեկուլային հոսանքներն ունեն իրար հակառակ ուղղություններ և միմյանց կոմպենսացնում են: Չկոմպենսացած մնում են այն մոլեկուլային հոսանքները, որոնք դուրս են գալիս գլանի կողմնային մակերևույթ: Այդ հոսանքներն էլ ստեղծում են գլանի մակերևույթով մակերևութային I' մագնիսացման հոսանք: I' հոսանքի ստեղծած դաշտն իրենից կներկայացնի այդ գլանի բոլոր մոլեկուլային հոսանքների դաշտը: Եթե գլանի բարձրությունը նշանակենք l-ով, իսկ հիմքի մակերեսը՝ S-ով, ապա այդ գլանի մագնիսական մոմենտը կլինի՝ $p_m = I'S$, իսկ միավոր ծավալին բաժին ընկնող, այսինքն մագնիսացման I_m վեկտորը՝ $I_m = \frac{p_m}{lS} = \frac{I'}{l} = i'_m$, որտեղ i'_m-ը կոչվում է մագնիսացման հոսանքի գծային խտություն: Այսպիսով, այս մասնավոր դեպքում մագնիսացման հոսանքի գծային խտությունը հավասար է մագնիսացման վեկտորին: Կարելի է ցույց տալ, որ եթե $\vec{I}_m$ վեկտորն ուղղված չէ գլանի առանցքով, այլ նրա նկատմամբ կազմում է α անկյուն, ապա $i'_m = I_m\cos\alpha = (I_m)_n = \vec{I}_m \cdot \vec{n}$, որտեղ $\vec{n}$-ը միավոր վեկտոր է գլանի առանցքի ուղղությամբ:



Նկ.19.3

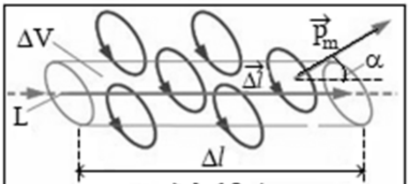
Եթե վերցնենք բարակ գլան, որի երկայնքով $\vec{I}_m$–ը հաստատուն չէ, ապա այն տրոհելով անվերջ թվով dl տարրերի՝ կորոշենք դրա մակերևույթով անցնող dI' մակերևութային մագնիսացման հոսանքը՝ $dI' = \vec{I}_m \cdot \vec{n}dl = \vec{I}_m \cdot d\vec{l}$, իսկ վերջավոր երկարության գլանով մագնիսացման հոսանքի ուժը կլինի՝

$$I' = \int_l \vec{I}_m \cdot d\vec{l}: \tag{19.5}$$

Այժմ եթե վերցնենք $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$ վեկտորի շրջապտույտը միջավայրի ներսի կամայական կոնտուրով (պարզության համար հարթ), ապա կունենանք՝

$$\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \oint_L \vec{B}_0 d\vec{l} + \oint_L \vec{B}'d\vec{l} = \mu_0 I_0 + \mu_0 I': \tag{19.6}$$

Այդ կոնտուրի վրա հենված S մակերեսը բոլոր մոլեկուլային հոսանքները հատում են երկու անգամ հակառակ ուղղությամբ հոսանքներով, ուստի դրանց հանրահաշվական գումարը հավասար է զրոյի: Իսկ այն մոլեկուլային հոսանքնե-րը, որոնք ընդգրկում են կոնտուրը, մեկ անգամ են հատում S մակերեսը և հե-տևաբար մնում են չկոմպենսացված: Այդ մագնիսացման հոսանքը հաշվելու հա-մար ենթադրենք, որ միջավայրը դիամագնիս է: Այս դեպքում բոլոր մոլեկուլային հոսանքներն ունեն նույն ուղղությունը (Նկ. 19.4): L կոնտուրից առանձնացված Δl երկա-րությամբ հատվածը հատում է այն մոլեկու-լային հոսանքներին, որոնց կենտրոնները գտնվում են այնպիսի թեք գլանի ներսում, որի ծավալն է՝ $\Delta V = S_m \Delta l cos\alpha$, որտեղ S_m-ը մեկ մոլեկուլային հոսանքի ընդգրկած մակե-



Նկ.19.4

րեսն է: Այդ ծավալում մոլեկուլների թիվը կլինի՝ $\Delta N = n\Delta V = nS_m \Delta l cos\alpha$: Եթե մեկ մոլեկուլի մոլեկուլային հոսանքը նշանակենք i-ով, ապա դրանց մոլեկուլային հոսանքը կլինի՝$\Delta I' = niS_m \Delta l cos\alpha$: Այստեղ iS_m-ը տալիս է մեկ մոլեկուլի մագնի-սական p_m մոմենտը, իսկ $niS_m = np_m$-ը կլինի մագնիսացման I_m վեկտորը: Այսպիսով, Δl երկարությամբ հատվածն ընդգրկած մագնիսացման կամ մոլեկու-լային հոսանքը կլինի՝ $\Delta I' = I_m \Delta l cos\alpha = \vec{I}_m \Delta\vec{l}$: Ամբողջ L կոնտուրի կողմից ընդգրկած մագնիսացման հոսանքը գտնելու համար այն պետք է տրոհել անվերջ թվով $d\vec{l}$ հատվածների, դրանցից յուրաքանչյուրի ընդգրկած մոլեկուլային հոսան-քը կորոշվի $dI' = \vec{I}_m d\vec{l}$ արտահայտությամբ, իսկ ընդգրկած ամբողջ մոլեկուլային հոսանքը կլինի՝

$$I' = \oint_L \vec{I}_m d\vec{l}: \tag{19.7}$$

Նկատի ունենալով (19.7)-ը՝ (19.6) արտահայտության համար կունենանք՝

$$\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \mu_0 \left(I_0 + \oint_L \vec{I}_m \cdot d\vec{l}\right): \tag{19.8}$$

Այս արտահայտությունը միջավայրի ներսի մագնիսական դաշտի ինդուկ-ցիայի վեկտորի շրջապտույտի թեորեմն է:

19.3. Մագնիսական դաշտի լարվածությունը միջավայրի համար: Միջավայրի մագնիսական ընկալունակություն և մագնիսական թափանցելիություն

(19.8) արտահայտությունը ձևափոխենք և գրենք հետևյալ տեսքով՝

$$\oint_L \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{I}_m\right) d\vec{l} = I_0: \tag{19.9}$$

Ինտեգրալի տակի արտահայտությունը նշանակենք $\vec{H}$ -ով՝

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{I}_m: \tag{19.10}$$

$\vec{H}$ վեկտորին անվանում են մագնիսական դաշտի լարվածություն (վակուումի դեպքում՝ $\vec{H}_0 = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}$): Դրան ֆիզիկական իմաստ չի վերագրվում, այն մտցված է զուտ հարմարության համար: (19.9)-ն այժմ կարող ենք գրել հետևյալ տեսքով՝

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = I_0: \tag{19.11}$$

Այսինքն մագնիսական դաշտի լարվածության վեկտորի շրջապտույտը կամայական փակ կոնտուրով հավասար է այդ կոնտուրի կողմից ընդգրկված հաղորդման հոսանքների հանրահաշվական գումարին:

Մագնիսական դաշտի $\vec{H}$ լարվածությունը համանման է էլեկտրական դաշտի $\vec{D}$ ինդուկցիայի վեկտորին, իսկ մագնիսական դաշտի $\vec{B}$ ինդուկցիան՝ էլեկտրական դաշտի $\vec{E}$ լարվածությանը: Սակայն պատմականորեն դրանց անվանումները համանման կերպով չեն տրված: Պատմականորեն նաև մագնիսացման վեկտորը ոչ թե կապել են $\vec{B}$ -ի (ինչպես բևեռացման $\vec{P}$ վեկտորը՝ $\vec{E}$-ի հետ), այլ՝ $\vec{H}$-ի հետ:

Փորձերը ցույց են տվել, որ ոչ շատ ուժեղ մագնիսական դաշտերի դեպքում $\vec{I}_m$ մագնիսացման վեկտորն ուղիղ համեմատական է մագնիսական դաշտի լարվածությանը՝

$$\vec{I}_m = \chi_m \vec{H}, \tag{19.12}$$

որտեղ համեմատականության χ_m գործակիցը կոչվում է միջավայրի մագնիսական ընկալունակություն:

Դիամագնիսների դեպքում $\vec{I}_m$-ն ուղղված է $\vec{H}$-ին հակառակ, հետևաբար նրանց համար $\chi_m < 0$ և $|\chi_m| \sim 10^{-6}$ կարգի չափողականություն չունեցող հաստատուն մեծություն է: Իսկ պարամագնիսների համար $\vec{I}_m$-ն ունի $\vec{H}$-ի ուղղությունը, հետևաբար՝ $\chi_m > 0$, ($\chi_m \sim 10^{-3}$ կարգի մեծություն է):

Մագնիսացման վեկտորի (19.12) արժեքը տեղադրելով (19.10)-ի մեջ, կստանանք՝ $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \chi_m \vec{H}$, որտեղից՝ $\vec{H}(1 + \chi_m) = \frac{\vec{B}}{\mu_0}$ կամ

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}, \tag{19.13}$$

որտեղ $\mu = 1 + \chi_m$ անչափ մեծությունը կոչվում է միջավայրի հարաբերական մագնիսական թափանցելիություն, ընդ որում՝ պարամագնիսների համար $\mu > 1$, իսկ դիամագնիսների համար $0 < \mu < 1$: $\mu_0\mu$ մեծությանն անվանում են միջավայրի բացարձակ մագնիսական թափանցելիություն:

Դիամագնիսների և պարամագնիսների հարաբերական մագնիսական թափանցելիությունը քիչ է տարբերվում մեկից և հաստատուն է: Ֆերոմագնիսների համար μ -ն կարող է հասնել 10^6–ի և կախված է H -ից:

Այժմ ստանանք շրջապտույտի թեորեմի դիֆերենցիալ տեսքը միջավայրի մագնիսական դաշտի համար: Դրա համար (19.11)-ում գրենք $I_0 = \int_S \vec{j}\, d\vec{S}$, որտեղ S մակերեսի եզրագիծը L կոնտուրն է: Օգտվելով նաև Ստոքսի բանաձևից, կունենանք՝ $\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S \mathrm{rot}\vec{H}\, d\vec{S} = \int_S \vec{j}\, d\vec{S}$: Այստեղից հետևում է, որ

$$\mathrm{rot}\vec{H} = \vec{j}: \tag{19.14}$$

Փաստորեն $\vec{H}$-ը միջավայրի դեպքում բավարարում է այն հավասարմանը, ինչ որ $\vec{B}_0/\mu_0$ հարաբերությունը վակուումի դեպքում՝ $\mathrm{rot}\frac{\vec{B}_0}{\mu_0} = \vec{j}$: Ուստի այն բոլոր արտահայտությունները, որ ստացվել են վակուումում $\vec{B}_0/\mu_0$-ի համար, նույնությամբ կարող ենք գրել նաև $\vec{H}$-ի համար: Օրինակ, անվերջ երկար ուղիղ հոսանքակիր լարի համար ունեինք՝ $\frac{B_0}{\mu_0} = \frac{I_0}{2\pi r}$: Միջավայրի դեպքում՝ $H = \frac{I_0}{2\pi r}$: Քանի որ $\vec{B} = \mu_0\mu\vec{H}$, ուստի այդ լարի դաշտի ինդուկցիան միջավայրում կլինի՝ $B = \frac{\mu_0\, \mu\, I_0}{2\pi r}$: Օղակաձև հոսանքի մագնիսական դաշտի համար նրա առանցքի կետերում ունեինք՝ $\frac{B_0}{\mu_0} = \frac{R^2 I_0}{2(x^2+R^2)^{3/2}}$: Եթե օղակը գտնվում է միջավայրում, ապա $H = \frac{R^2 I_0}{2(x^2+R^2)^{3/2}}$, իսկ $B = \mu_0\mu H = \frac{\mu_0\mu R^2 I_0}{2(x^2+R^2)^{3/2}}$: Անվերջ երկար սոլենոիդի դեպքում՝ $\frac{B_0}{\mu_0} = I_0 n$: Եթե սոլենոիդի ներսը լցված է միջավայրով, ապա $H = I_0 n$ և $B = \mu_0\mu I_0 n$: Ինչպես տեսնում ենք բերված օրինակներից, H-ի արտահայտությունները չեն պարունակում միջավայրը բնութագրող մեծություն, ուստի այն կախված չէ միջավայրի առկայությունից, այսինքն $\vec{H} = \vec{H}_0$: (19.13)-ից ունենք, որ $\mu = \frac{B}{\mu_0 H} = \frac{B}{B_0}$, այսինքն՝ միջավայրի հարաբերական մագնիսական թափանցելիությունը հավասար է միջավայրի առկայությամբ և միջավայրի բացակայությամբ մագնիսական դաշտերի ինդուկցիաների հարաբերությանը:

19.4. Եզրային պայմաններ երկու մագնիսացած միջավայրերի բաժանման սահմանին

Երբ երկու դիէլեկտրիկների սահմանի վրա ազատ լիցքեր չկային, ապա $\oint_S \vec{D}d\vec{S} = 0$ առնչությունից ստացանք, որ $D_{1n}=D_{2n}$: Մագնիսական դաշտի դեպքում ունենք $\oint_S \vec{B}d\vec{S} = 0$, ուստի կարող ենք գրել, որ

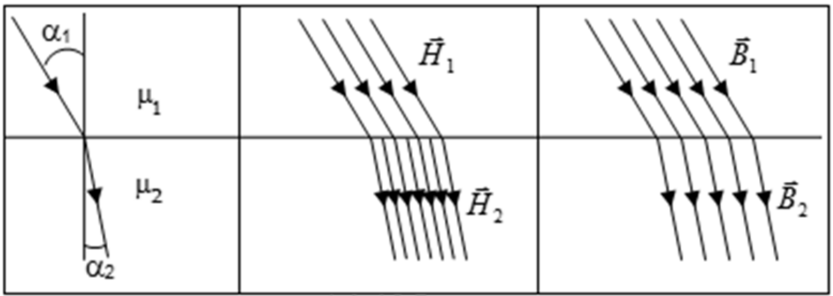
$$B_{1n} = B_{2n}, \tag{19.15}$$

Այսինքն մի միջավայրից մյուսին անցնելիս ինդուկցիայի գծերի թիվը չի փոխվում (Նկ. 19.5): Երկու դիէլեկտրիկների սահմանի վրա $\vec{E}$ վեկտորի եզրային պայմանները ստանալիս օգտվել ենք նրա շրջապտույտի թեորեմից՝ $\oint_l \vec{E}\,d\vec{l} = 0$, որից ստացվել էր՝ $E_{1t} = E_{2t}$: Այժմ եթե ընդունենք, որ երկու մագնիսացած միջավայրերի բաժանման սահմանում հաղորդման հոսանքներ չկան, ապա $\oint_l \vec{H}\,d\vec{l} = 0$, և կունենանք՝

$$H_{1t} = H_{2t}: \tag{19.16}$$

Եթե 1 միջավայրում համասեռ մագնիսական դաշտի ինդուկցիան $\vec{B}_1$ է և երկու միջավայրերի բաժանման սահմանում կանգնեցրած ուղղահայացի հետ կազմում է α_1 անկյուն, իսկ 2 միջավայրում մագնիսական դաշտի ինդուկցիան $\vec{B}_2$ է և բաժանման սահմանում կանգնեցրած ուղղահայացի հետ կազմում է α_2 անկյուն, ապա կարող ենք գրել, որ $B_1\cos\alpha_1 = B_2\cos\alpha_2$ կամ $\mu_0\mu_1H_1\cos\alpha_1 = \mu_0\mu_2H_2\cos\alpha_2$ և $H_1\sin\alpha_1 = H_2\sin\alpha_2$: Դրանք բաժանելով իրար վրա, կունենանք՝

$$\frac{\mu_0\mu_1H_1\cos\alpha_1}{H_1\sin\alpha_1} = \frac{\mu_0\mu_2H_2\cos\alpha_2}{H_2\sin\alpha_2} \quad \text{կամ} \quad \frac{\mathrm{tg}\alpha_1}{\mathrm{tg}\alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}: \tag{19.17}$$



Նկ.19.5

(19.17) առնչությունը $\vec{B}$ կամ $\vec{H}$ վեկտորի գծերի բեկման օրենքն է:

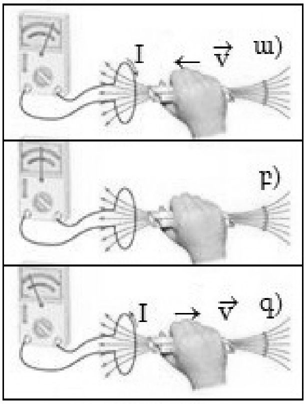
Ստուգողական հարցեր

1. Ո՞ր նյութերն են դիամագնիսներ, որո՞նք՝ պարամագնիսներ:
2. Ո՞րն է կոչվում մագնիսացման վեկտոր: Գրեք մագնիսացման վեկտորը սահմանող առնչությունը:
3. Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի և մագնիսացման վեկտորի միջոցով ինչպե՞ս է սահմանվում մագնիսական դաշտի լարվածությունը:
4. Ինչի՞ է հավասար մագնիսական դաշտի լարվածության վեկտորի շրջապտույտը:
5. Վակուումի մագնիսական դաշտի լարվածությունը քանի՞ անգամ է տարբերվում համասեռ միջավայրի ներսի այդ նույն դաշտի լարվածությունից:
6. Իզոտրոպ միջավայրերի մագնիսացման վեկտորն ինչպե՞ս է կախված մագնիսական դաշտի լարվածությունից:
7. Ի՞նչ նշան և չափողականություն ունի մագնիսական ընկալունակությունը՝ **ա**) դիամագնիսի համար, **բ**) պարամագնիսի համար:
8. Ի՞նչ կարգի մեծություն է մագնիսական ընկալունակությունը՝ **ա**) դիամագնիսի համար, **բ**) պարամագնիսի համար:
9. Բացատրեք դիամագնիսի մագնիսացումը:
10. Դասական տեսությամբ բացատրեք պարամագնիսի մագնիսացումը:
11. Պարամագնիսներն օժտվա՞ծ են դիամագնիսականությամբ, թե՞ ոչ:
12. Ի՞նչ է ատոմի սպինային մագնիսական մոմենտը և ի՞նչ կարգի մեծություն է դա:
13. Ի՞նչ է միջավայրի մագնիսական թափանցելիությունը: Ինչպե՞ս է դա կապված մագնիսական ընկալունակության հետ:
14. Ի՞նչ կարգի մեծություն է միջավայրի մագնիսական թափանցելիությունը դիամագնիսի և պարամագնիսի համար:
15. $\vec{B}$ և $\vec{H}$ վեկտորների համար գրեք եզրային պայմանները երկու մագնիսացած միջավայրերի բաժանման սահմանում:

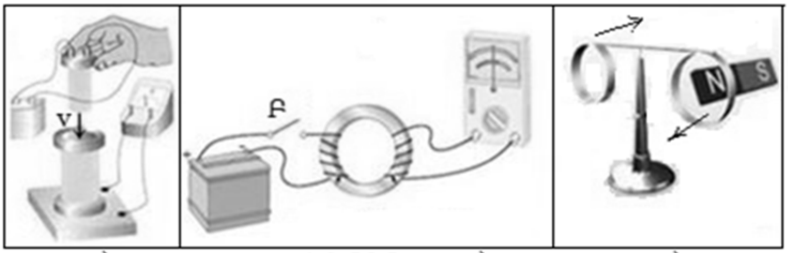
§20. Էլեկտրամագնիսական մակածման օրենք: Ինքնամակածման երևույթ

20.1. Էլեկտրամագնիսական մակածման երևույթը: Էլեկտրամագնիսական մակածման օրենքը: Լենցի կանոնը

Ինչպես տեսանք, էլեկտրական հոսանքը ստեղծում է մագնիսական դաշտ: Գիտնականների մոտ ծագեց հակառակ խնդիրը՝ կարո՞ղ է արդյոք մագնիսական դաշտը ստեղծել էլեկտրական հոսանք: Մոտ տասը տարվա երկարատև հետազոտությունից հետո այդ հարցի դրական պատասխանը 1831թ. տվեց անգլիացի ֆիզիկոս Ֆարադեյը: Նա փորձով ապացուցեց, որ փոփոխական մագնիսական դաշտը հաղորդիչ կոնտուրում ստեղծում է էլեկտրական հոսանք: Այդ երևույթը կոչվեց էլեկտրամագնիսական մակածում: Էլեկտրամագնիսական մակածման երևույթը լուսաբանելու համար դիտարկենք հետևյալ փորձերը: Եթե գալվանաչափին միացրած հաղորդիչ գալարի (ինդուկտիվ կոճի) մեջ մտցնենք հաստատուն մագնիս (Նկ. 20.1ա), կնկատենք, որ գալվանաչափի սլաքը շեղվում է, գալարում հոսանք է առաջանում: Մագնիսը գալարի (կոճի) նկատմամբ անշարժ պահելիս հոսանքը դադարում է (Նկ. 20.1բ): Մագնիսը գալարից հեռացնելիս գալվանաչափի սլաքը դարձյալ շեղվում է, սակայն այս անգամ արդեն հակառակ ուղղությամբ (Նկ. 20.1գ): Հոսանք առաջանում է նաև այն դեպքում, երբ անշարժ մագնիսին մոտեցնում կամ դրանից հեռացնում ենք գալարը: Նույն արդյունքն ենք նկատում, երբ հաստատուն մագնիսը փոխարինում ենք էլեկտրամագնիսով (Նկ. 20.2ա): Եթե էլեկտրամագնիսը կոճում պահենք անշարժ, բայց փոփոխենք հոսանքի ուժն էլեկտրամագնիսում, ապա նորից կոճում կառաջանա հոսանք:



Նկ.20.1



ա) Նկ.20.2 բ) գ)

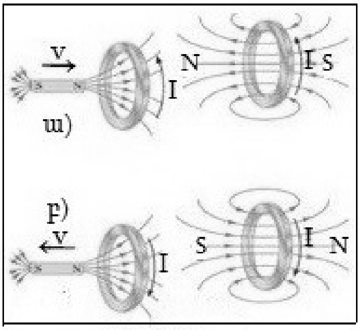
Եթե տորի ֆերոմագնիսական միջուկի վրա հագցնենք երկու փաթույթ, որոնցից մեկը միացնենք գալվանաչափին, իսկ մյուսը՝ հոսանքի աղբյուրին (Նկ. 20.2բ), ապա գալվանաչափը հոսանքի առկայություն ցույց կտա միայն այդ շղթայի բանալին փակելու և բացելու պահերին, ընդ որում բանալին փակելուց կառաջանա մի ուղղության, իսկ բացելուց՝ դրան հակառակ ուղղության հոսանք: Նշված փորձերն ապացուցում են, որ հաղորդիչ կոնտուրում առաջանում է էլեկտրական հոսանք, երբ նրանով սահմանափակված մակերեսով տեղի է ունենում մագնիսական հոսքի փոփոխություն (անկախ փոփոխման ձևից), ընդորում մագնիսական հոսքի աճից մի ուղղության հոսանք է ստեղծվում, իսկ նվազելուց՝ դրան հակառակ: Մակածման հոսանքի առաջացումը նշանակում է՝ մագնիսական հոսքի կամայական փոփոխությունը կոնտուրում ստեղծում է մակածման ԷլՇՈւ՝ $\varepsilon_{մ}$, որի արժեքը կախված է միայն այդ մագնիսական հոսքի փոփոխման արագությունից՝ $\left|\frac{d\Phi}{dt}\right|$-ից: Բազմաթիվ փորձերը ցույց տվեցին, որ մակածման ԷլՇՈւ-իմոդուլն ուղիղ համեմատական է մագնիսական հոսքի փոփոխման արագության մոդուլին՝

$$|\varepsilon_{մ}| = k\left|\frac{d\Phi}{dt}\right|, \qquad (20.1)$$

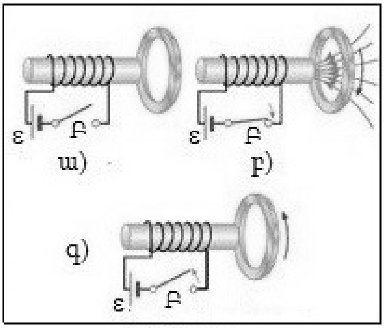
որտեղ k համեմատականության գործակիցը միավորների ՄՀ-ում հավասար է 1-ի, իսկ գաուսյան համակարգում՝ $k = 1/c$, որտեղ $c = 3 \cdot 10^{10}$սմ/վ (էլեկտրադինամիկական հաստատունն է):

Լենցի կանոնը: Ռուսաստանցի ֆիզիկոս (ազգությամբ գերմանացի) Լենցը, Նկ.20.2գ-ում բերված փորձում նկատեց, որ երբ մագնիսը մոտեցնում են ալյումինե օղակին, այն վանվում է մագնիսի կողմից, իսկ երբ մագնիսը հեռացնում են օղակից, այս դեպքում օղակը ձգվում է մագնիսի կողմից: Այս փորձի բացատրության նկարագրությունը բերված է Նկ. 20.3-ում: Երբ մագնիսը մոտենում է օղակին, նրանում մագնիսական հոսքն աճում է, որի հետևանքով օղակում մակածված հոսանքն ունենում է այնպիսի ուղղություն, որի մագնիսական դաշտն ունի մագնիսի դաշտի հակառակ ուղղությունը (Նկ. 20.3ա) և այն վանվում է մագնիսից: Երբ մագնիսը հեռացվում է օղակից, նրանում մագնիսական հոսքը նվազում է, որի հետևանքով օղակում մակածված հոսանքն ունենում է այնպիսի ուղղություն, որի մագնիսական դաշտն ունի մագնիսի դաշտի ուղղությունը (Նկ.20.3բ) և այն ձգվում է մագնիսի կողմից:

Այսպիսով, **փակ հաղորդիչ կոնտուրում ծագող մակածման հոսանքն ունի**



Նկ.20.3



Նկ.20.4

այնպիսի ուղղություն, որն իր մագնիսական դաշտով հակազդում է այդ հոսանքը ստեղծող մագնիսական հոսքի փոփոխմանը:

Այսպիսով, երբ հաղորդալարի օղակի մակերեսով մագնիսական հոսքն աճում է, այս դեպքում մակածման հոսանքի մագնիսական դաշտն ունի իրեն ստեղծող մագնիսական դաշտի հակառակ ուղղությունը, իսկ երբ հաղորդիչ կոնտուրի մակերեսով մագնիսական հոսքը նվազում է, այս դեպքում մակածման հոսանքի մագնիսական դաշտն ունի իրեն ստեղծող մագնիսական դաշտի ուղղությունը: Որպեսզի այս արդյունքը կապենք մակածման ԷլՇՈւ-ի հետ, քննարկենք Նկ. 20.4-ում բերված փորձը: Նկատի ունենանք, որ այդ նկարի էլեկտրամագնիսի շղթայի աղբյուրի ԷլՇՈւ-ն դրական է:

Երբ այդ շղթայի բանալին փակում ենք (Նկ.20.4բ), օղակում առաջանում է մագնիսական հոսք՝ $\frac{d\Phi}{dt} > 0$, և օղակը վանվում է: Սա նշանակում է, որ մակածման հոսանքն օղակում ունի էլեկտրամագնիսի կոճի գալարների հոսանքի հակառակ ուղղությունը, ուստի կոնտուրում մակածված ԷլՇՈւ-ն բացասական է: Երբ էլեկտրամագնիսի շղթայի բանալին բացում ենք (Նկ.20.4 գ), մագնիսական հոսքը պետք է վերանա՝ $\frac{d\Phi}{dt} < 0$, և օղակը ձգվում է կոճի կողմից: Սա նշանակում է, որ այս դեպքում մակածման հոսանքն օղակում ունի էլեկտրամագնիսի կոճի գալար-ների հոսանքի ուղղությունը, ուստի մագնիսական հոսքի նվազման դեպքում օղակում մակածվում է դրական ԷլՇՈւ: Այսպիսով, երբ $\frac{d\Phi}{dt} > 0$, ապա $\varepsilon_մ < 0$ և, երբ $\frac{d\Phi}{dt} < 0$, ապա $\varepsilon_մ > 0$: Այս հանգամանքը (20.1)-ում կարող ենք իրականացնել, եթե գրենք՝

$$\varepsilon_մ = -\frac{d\Phi}{dt}: \qquad (20.2)$$

(-) նշանը (20.2)-ում փաստորեն հաշվի է առնում Լենցի կանոնը: (20.2) բանաձևն արտահայտում է էլեկտրամագնիսական մակածման հիմնական օրենքը՝ **էլեկտրամագնիսական մակածման ԷլՇՈւ-ն փակ կոնտուրում հավասար է այդ կոնտուրը թափանցող մագնիսական հոսքի փոփոխման արագությանը՝ վերցրած հակառակ նշանով:**

Գործնականում մակածման հոսանք ստանում են մեծ թվով գալարներ պարունակող փաթույթում: Եթե փաթույթը պարունակում է N գալար, ապա մակածման ԷլՇՈւ-ն մեծանում է N անգամ՝

$$\varepsilon_{մ} = -N\frac{d\Phi}{dt}: \quad (20.3)$$

20.2. Էլեկտրամագնիսական մակածման երևույթի բացատրությունն ըստ Մաքսվելի: Մաքսվելի հավասարում

Ինչպես տեսանք, հաղորդիչ կոնտուրի մակերեսով մագնիսական հոսքի փոփոխության դեպքում նրանում առաջանում է էլեկտրական հոսանք: Այսինքն այդ լարի ներսի ազատ էլեկտրոնները սկսում են ուղղորդված շարժում կատարել: Ուրեմն, մագնիսական հոսքի փոփոխության պատճառով ազատ լիցքերի վրա ուժ է ազդում, իսկ լիցքի վրա ազդող ուժն էլեկտրական $q\vec{E}$ ուժն է կամ Լորենցի $q\vec{v}\times\vec{B}$ ուժը: Լորենցի ուժն անշարժ ազատ լիցքին չի կարող շարժման մեջ դնել, ուստի մնում է ենթադրել, որ մագնիսական հոսքի փոփոխության պատճառով առաջացել է $\vec{E}$ լարվածությամբ էլեկտրական դաշտ, որն էլ ստեղծում է մակածման հոսանք: Ելնելով այս դատողություններից՝ Մաքսվելը ենթադրեց, որ ժամանակի ընթացքում փոփոխվող մագնիսական դաշտն իր շուրջը, այդ թվում նաև հաղորդիչ կոնտուրի ներսում, ստեղծում է մրրկային էլեկտրական դաշտ, որն էլ ստեղծում է մակածման հոսանք: Այդ էլեկտրական դաշտի $\vec{E}$ լարվածության շրջապտույտը տալիս է մակածման ԷլՇՈւ–ն՝

$$\oint_l \vec{E}d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt}: \quad (20.4)$$

Եթե $\Phi = \int_S \vec{B}\,d\vec{S}$ հոսքը փոփոխվում է միայն $\vec{B}$-ի փոփոխության պատճառով, ապա $\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt}\int_S \vec{B}\,d\vec{S} = \int_S \frac{d}{dt}\vec{B}\,d\vec{S} = \int_S \frac{\partial\vec{B}}{\partial t}d\vec{S}$ և կունենանք՝

$$\oint_l \vec{E}d\vec{l} = -\int_S \frac{\partial\vec{B}}{\partial t}d\vec{S}: \quad (20.5)$$

S-ը l կոնտուրով շրջափակված մակերես է, որի նորմալն այդ կոնտուրի շրջանցման ուղղության հետ կապված է աջ ակոս ունեցող պտուտակի կանոնով (խցանահանի կանոն):

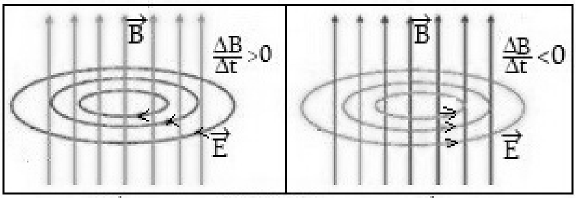
(20.5) բանաձևն էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի համար հիմնարար օրենք է և հանդիսանում է Մաքսվելի հավասարումներից մեկը: Դա դասական էլեկտրադինամիկայի հիմնարար հավասարումներից է: Նկատի ունենալով Ստոքսի թեորեմը, կարող ենք գրել, որ $\oint_l \vec{E}d\vec{l} = \int_S \text{rot}\vec{E}\, d\vec{S} = -\int_S \frac{\partial\vec{B}}{\partial t} d\vec{S}$, որտեղից հետևում է, որ

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}: \tag{20.6}$$

(20.6) հավասարումը նշանակում է, որ տարածության տվյալ կետում մագնիսական դաշտի $\vec{B}$ վեկտորի փոփոխությունն ըստ ժամանակի ստեղծում է էլեկտրական դաշտ, որի ռոտորը (մրրիկը) այդ կետում զրոյից տարբեր է, ուստի այդ էլեկտրական դաշտն իրականում կա:

$\vec{B}$ և $\vec{E}$ վեկտորների գծերն ունեն Նկ.20.5-ում բերված դասավորությունը:

Այսինքն, երբ մագնիսական դաշտի $\vec{B}$-ն աճում է՝ $\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} > 0$, ապա $\vec{E}$ և $\vec{B}$ վեկտորների գծերը կապված են ձախ պտուտակի կանոնով (Նկ.20.5ա), իսկ երբ $\vec{B}$-ն նվազում է՝ $\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} < 0$, ապա $\vec{E}$ և $\vec{B}$ վեկտորների գծերը կապված են աջ պտուտակի կանոնով (Նկ.20.5բ):



ա) Նկ.20.5 բ)

20.3. Մագնիսական դաշտում շարժվող հաղորդալարում (շրջանակում) մակածված ԷլՇՈւ-ն

Երբ հաղորդալարից պատրաստված շրջանակը շարժվում է փոփոխվող մագնիսական դաշտում՝ $\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \neq 0$ և միաժամանակ փոփոխվում է նաև շրջանակի ձևը, ապա $\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\partial\Phi}{\partial t} + \oint_l (\vec{B}\times\vec{v})\, d\vec{l}$, որտեղ $\vec{v}$-ն հաղորդալարի $d\vec{l}$ տարրի արագությունն է: Շրջանակում մակածված ԷլՇՈւ-ն այս դեպքում կորոշվի հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$\varepsilon_{\text{մ}} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\left[\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \oint_l (\vec{B}\times\vec{v})\, d\vec{l}\right] = -\int_S \frac{\partial\vec{B}}{\partial t} d\vec{S} + \oint_l (\vec{v}\times\vec{B})\, d\vec{l}: \tag{20.7}$$

Եթե մագնիսական հոսքի փոփոխությունը պայմանավորված է ոչ թե $\vec{B}$ վեկտորի փոփոխությամբ, այլ միայն շրջանակի կամ նրա մասերի շարժմամբ, ապա մակածման ԷլՇՈւ-ն կորոշվի (20.7) արտահայտության երկրորդ գումարելիով՝

$$\varepsilon_{մ} = \oint_l \left(\vec{v} \times \vec{B}\right) d\vec{l}: \tag{20.8}$$

Մասնավորապես, երբ շրջանակը հաստատուն արագությամբ շարժվում է համասեռ մագնիսական դաշտում՝ $\vec{v} = \text{const}$, $\vec{B} = \text{const}$, ապա

$$\varepsilon_{մ} = \left(\vec{v} \times \vec{B}\right) \oint_l d\vec{l} = 0, \text{ քանի որ } \oint_l d\vec{l} = 0:$$

Եթե շրջանակի փոխարեն ունենք l երկարությամբ հաղորդալար, որը շարժվում է մագնիսական դաշտում, դրա ծայրերի միջև կառաջանա լարում, որը հավասար է դրանում մակածված ԷլՇՈւ-ին՝

$$U = \varepsilon_{մ} = \oint_l \left(\vec{v} \times \vec{B}\right) d\vec{l}: \tag{20.9}$$

Եթե l երկարությամբ հաղորդալարն է հաստատուն արագությամբ շարժվում համասեռ մագնիսական դաշտում, ապա դրանում մակածման ԷլՇՈւ-ն կլինի

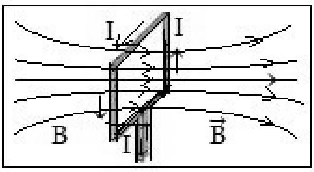
$$U = \varepsilon_{մ} = \left(\vec{v} \times \vec{B}\right) \int_l d\vec{l} = (\vec{v} \times \vec{B})\vec{L}, \tag{20.10}$$

որտեղ $\vec{L}$-ը հաղորդալարի ծայրերն իրար միացնող վեկտորն է:

Մասնավորապես, եթե l երկարությամբ ուղիղ հաղորդալարն ուղղահայաց է մագնիսական դաշտի ինդուկցիային, իսկ $\vec{v}$-ն $\vec{B}$-ի հետ կազմում է α անկյուն, ապա կունենանք $U = \varepsilon_{մ} = Bvl\sin\alpha$ հայտնի բանաձևը:

20.4. Ինդուկտիվություն: Ինքնամակածման երևույթ

Ենթադրենք ունենք հոսանքակիր շրջանակ (Նկ. 20.6): Այս դեպքում նրա ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիան շրջանակի ընդգրկած մակերեսի կամայական կետում կորոշվի Բիո-Սավարի օրենքով՝ $\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} I \oint_l \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}$:



Նկ.20.6

Այս դաշտի ստեղծած մագնիսական հոսքը շրջանակի ընդգրկած մակերեսով կլինի՝ $\Phi = \int_S \frac{\mu_0}{4\pi} I \oint_l \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3} d\vec{S} = LI$, կամ

$$\Phi = LI, \tag{20.11}$$

որտեղ՝

$$L = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_S \oint_l \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3} d\vec{S}: \tag{20.12}$$

L-ը շրջանակի ձևից և չափերից կախված մեծություն է, որին անվանում են շրջանակի ինդուկտիվություն:

Միավորների գաուսյան համակարգում՝ $\Phi = \frac{1}{c}\mathrm{LI}$, իսկ

$$\mathrm{L} = \int_S \oint_l \frac{d\vec{l}\times\vec{r}}{r^3} d\vec{S}: \quad (20.13)$$

(20.11)-ի օգնությամբ սահմանվում է ինդուկտիվության միավորը ՄՀ-համակարգում: Եթե շրջանակն այնպիսին է, որ նրանով 1Ա ուժի հոսանք անցնելիս այդ շրջանակն ընդգրկող մակերեսով ստեղծվում է 1Վբ մագնիսական հոսք, ապա դրա ինդուկտիվությունը կլինի 1հենրի՝ 1Հն: Իսկ (20.12) բանաձևից կհետևի, որ մագնիսական μ_0 հաստատունը կունենա Հն/մ չափողականություն:

(20.13) բանաձևից հետևում է, որ ինդուկտիվության միավորը գաուսյան համակարգում հանդիսանում է 1սմ-ը: Սա շատ բարակ հաղորդալարից պատրաստված 1սմ շառավղով օղակի ինդուկտիվությունն է, երբ այն գտնվում է վակուումում: Ցույց է տրվում, որ 1Հն= =10^9սմ:

Եթե կոնտուրի ձևը և չափերն անփոփոխ են, ապա հոսանքի ուժի փոփոխության դեպքում կփոփոխվի այդ հոսանքի ստեղծած մագնիսական դաշտի հոսքը նույն շրջանակով, և շրջանակում կմակածվի ԷլՇՈւ, որին անվանում են ինքնամակածման ԷլՇՈւ, իսկ այդ երևույթը՝ ինքնամակածման երևույթ: Փաստորեն, ինքնամակածման երևույթը հանդիսանում է էլեկտրամագնիսական մակածման երևույթի մասնավոր դեպք, և հետևաբար, ինքնամակածման ԷլՇՈւ-ն հավասար է էլեկտրամագնիսական մակածման ԷլՇՈւ-ին՝

$$\varepsilon_{\text{իմ}} = \varepsilon_{\text{մ}} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(\mathrm{LI})}{dt} = -\mathrm{L}\frac{dI}{dt}: \quad (20.14)$$

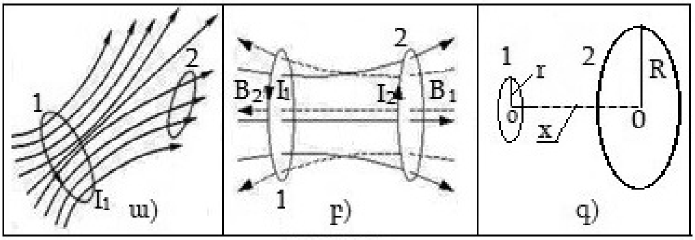
Այստեղ արդեն L ինդուկտիվությանն անվանում են ինքնամակածման գործակից: (20.14)-ից հետևում է, որ՝ $[L] = \frac{[\varepsilon_{\text{իմ}}][dt]}{[dI]}$=1Վ·վ/Ա =1Հն:

Ուրեմն 1Հն–ն այն կոնտուրի ինդուկտիվությունն է, որում ծագում է 1Վ ինքնամակածման ԷլՇՈւ, երբ նրանում հոսանքի ուժը 1վ-ում հավասարաչափ փոփոխվում է 1Ա-ով: Ուրեմն կարող ենք գրել, որ 1Վբ/Ա = 1Վ·վ/Ա կամ 1Վբ =1Վ·վ:

20.5. Փոխադարձ ինդուկտիվություն

Դիտարկենք ոչ ֆերոմագնիսական միջավայրում կամ դատարկությունում գտնվող հաղորդալարից պատրաստված երկու անշարժ շրջանակներ (Նկ. 20.7ա), որոնք բավական մոտ են գտնվում միմյանց: Եթե 1 շրջանակով անցնում է I_1 հոսանք, ապա 2 շրջանակում այն ստեղծում է Φ_2 մագնիսական հոսք, որն ուղիղ համեմատական է I_1-ին՝

$$\Phi_2 = L_{21}I_1: \quad (20.15)$$



Նկ.20.7

Ճիշտ նույն ձևով էլ, եթե 2-րդ շրջանակով անցնի I_2 հոսանք, ապա այն 1-ին կոնտուրում կստեղծի Φ_1 մագնիսական հոսք, որն ուղիղ համեմատական է I_2-ին՝

$$\Phi_1 = L_{12}I_2 : \quad (20.16)$$

Համեմատականության L_{12} և L_{21} գործակիցները կոչվում են փոխադարձ ինդուկտիվության կամ փոխմակածման գործակիցներ: Դրանք կախված են երկու շրջանակների ձևից, չափերից և փոխադարձ դիրքից, ինչպես նաև դրանց շրջապատող միջավայրի մագնիսական թափանցելիությունից: Դրանց միավորը ՄՀ-ում 1Հն է:

Փորձը և հաշվարկները ցույց են տալիս, որ

$$L_{12} = L_{21} : \quad (20.17)$$

(20.17) առնչությանն անվանում են փոխադարձության թեորեմ, իսկ դրա իմաստը կայանում է նրանում, որ 1-ին շրջանակի ստեղծած մագնիսական հոսքը 2-րդում հավասար է 2-րդ շրջանակի կողմից 1-ում ստեղծած հոսքին, եթե նրանցով անցնում է նույն ուժի հոսանք: Այս հանգամանքը հաճախ շատ է հեշտացնում մագնիսական հոսքի կամ փոխմակածման գործակցի հաշվարկը:

Եթե Նկ. 20.7բ-ում I_1 հոսանքի ուժը փոփոխենք, ապա կփոփոխվի երկրորդ շրջանակի $\Phi_2 = L_{21}I_1$ մագնիսական հոսքը, և նրանում կմակածվի ԷլՇՈւ՝

$$\varepsilon_2 = -\frac{d\Phi_2}{dt} = -L_{21}\frac{dI_1}{dt} : \quad (20.18)$$

Նույն կերպ, երբ երկրորդ շրջանակի I_2 հոսանքը փոխվի, առաջին շրջանակում կմակածվի ԷլՇՈւ՝

$$\varepsilon_1 = -\frac{d\Phi_1}{dt} = -L_{12}\frac{dI_2}{dt} : \quad (20.19)$$

Եթե երկու շրջանակներով էլ միաժամանակ հոսանք է հոսում (Նկ. 20.7բ), մագնիսական հոսքերը շրջանակներում կլինեն՝

$$\Phi_1 = L_{11}I_1 + L_{21}I_2 \; ; \qquad \Phi_2 = L_{12}I_1 + L_{22}I_2,$$

որտեղ L_{11}-ը առաջին կոնտուրի ինդուկտիվությունն է, L_{22}-ը՝ երկրորդինը:

Եթե 1 շրջանակում գործի $\varepsilon^{(1)}$, իսկ 2-ում՝ $\varepsilon^{(2)}$ փոփոխական ԷլՇՈւ-ներ, ապա դրանց համար Օհմի օրենքը կլինի՝

$$I_1R_1 = \varepsilon^{(1)} - L_{11}\frac{dI_1}{dt} - L_{21}\frac{dI_2}{dt}, \quad I_2R_2 = \varepsilon^{(2)} - L_{12}\frac{dI_1}{dt} - L_{22}\frac{dI_2}{dt}, \quad (19.22)$$

որտեղ R_1-ը 1 շրջանակի դիմադրությունն է, իսկ R_2-ը՝ 2-ինը:

L_{11}-ը և L_{22}-ը միշտ դրական են, իսկ L_{21}-ը կարող է լինել նաև բացասական: Օրինակ, երբ 2-րդ շրջանակի կողմից առաջին շրջանակում ստեղծած փոփոխական մագնիսական հոսքը դրանում ստեղծում է նույն նշանի հոսանք, ինչ որ այդ շրջանակի ինքնամակածման հոսանքն է, ապա $L_{21} > 0$: Հակառակ դեպքում՝ $L_{21} < 0$:

Որպես օրինակ՝ հաշվենք Նկ.20.7գ համակարգի փոխմակածման գործակիցը՝ համարելով $r \ll R$: Ենթադրենք հաղորդալարի մեծ օղակով հոսում է I հոսանք. այս դեպքում դրա ստեղծած դաշտի ինդուկցիան փոքր օղակի կենտրոնում կլինի՝ $B = \frac{\mu_0 I R^2}{2(R^2+x^2)^{\frac{3}{2}}}$: Փոքր օղակի բոլոր կետերում ինդուկցիան համարենք նույնը, այս դեպքում այդ օղակի մակերեսով մագնիսական հոսքը կլինի՝ $\Phi_1 \approx B\pi r^2 = \frac{\mu_0 I R^2 \pi r^2}{2(R^2+x^2)^{\frac{3}{2}}} = L_{12} I$, որտեղից $L_{12} \approx \frac{\mu_0 R^2 \pi r^2}{2(R^2+x^2)^{\frac{3}{2}}}$: Այդ մոտավորության հետևանքով ստացվել է, որ $L_{12} \neq L_{21} \approx \frac{\mu_0 R^2 \pi r^2}{2(r^2+x^2)^{\frac{3}{2}}}$: Սակայն, եթե ընդունենք $x \gg R$, ապա կստանանք՝ $L_{12} \approx \frac{\mu_0 r^2 \pi R^2}{2x^3} = L_{21}$: Այս պարզ օրինակով համոզվում ենք, թե ինչքան դժվար է փոխմակածման գործակիցների անալիտիկ հաշվարկը, ուստի դրանք հիմնականում որոշվում են փորձնական ճանապարհով:

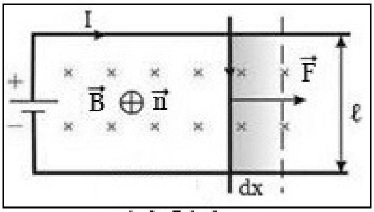
Ստուգողական հարցեր

1. Ո՞րն է էլեկտրամագնիսական մակածման (ինդուկցիայի) երևույթի էությունը:
2. Նկարագրեք էլեկտրամագնիսական մակածման որևէ փորձ:
3. Սահմանեք էլեկտրամագնիսական մակածման հիմնական օրենքը:
4. Գրեք էլեկտրամագնիսական մակածման ԷլՇՈւ-ի բանաձևը:
5. Ձևակերպեք Լենցի կանոնը և բերեք հիմնավորող փորձ:
6. Բացատրեք էլեկտրամագնիսական մակածման երևույթը:
7. Գրեք էլեկտրամագնիսական մակածման օրենքը Մաքսվելի ձևակերպմամբ:
8. Ի՞նչ տարբերություն կա փոփոխական մագնիսական դաշտի ստեղծած էլեկտրական դաշտի և անշարժ լիցքի ստեղծած էլեկտրական դաշտի միջև:
9. Պատկերեք աճող մագնիսական դաշտի $\left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} > 0\right)$ ստեղծած դաշտի ուժագծերի և $\vec{B}$-ի գծերի դասավորությունը:
10. Գրեք մագնիսական դաշտում շարժվող ուղիղ հաղորդչում մակածված ԷլՇՈւ-ի բանաձևը և բացատրեք այն:
11. Ինչպե՞ս որոշել անհամասեռ մագնիսական դաշտում շարժվող կամայական ձևի լարի մեջ մակածված ԷլՇՈւ-ն:

12. Ո՞ր մեծությանն են անվանում ինդուկտիվություն, և ո՞րն է դրա չափման միավորը ՄՀ-ում:
13. Ո՞րն է ինքնամակածման երևույթը: Ինչպե՞ս են որոշում ինքնամակածման ԷլՇՈւ-ն:
14. Նկարագրեք ինքնամակածման ԷլՇՈւ-ի առաջացման որևէ փորձ:
15. Ինչու՞ է էլեկտրաշարժիչը հաճախ այրվում, երբ կանգնեցնում են դրա խարիսխը:

§21. Հոսանքակիր հաղորդալարի տեղափոխման աշխատանքը մագնիսական դաշտում: Մագնիսական դաշտի էներգիան

21.1. Հոսանքակիր հաղորդալարի տեղափոխման աշխատանքը մագնիսական դաշտում



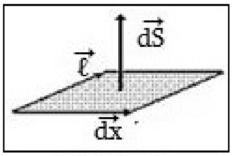
Նկ.21.1

Ենթադրենք հաստատուն հոսանքի աղբյուրին միացած l երկարությամբ ուղիղ հատվածը մագնիսական դաշտում տեղափոխվում է dx չափով դեպի աջ (Նկ. 21.1): Հաղորդալարի տեղափոխման արդյունքում նրանում կմակածվի բացասական ԷլՇՈւ՝ $\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt}$, որը կփոքրացնի հոսանքի ուժը շղթայում: Որպեսզի այն մնա հաստատուն, հոսանքի աղբյուրը պետք է կատարի աշխատանք: Հոսանքը հաստատուն պահելու տարրական աշխատանքը կլինի՝ $dA = -\varepsilon dq = \frac{d\Phi}{dt}\,Idt = Id\Phi$:

Այսինքն հոսանքակիր հաղորդալարի տարրական տեղափոխման աշխատանքը մագնիսական դաշտում (որը փաստորեն կատարում է այդ հոսանքը ստեղծող աղբյուրը) հավասար է հոսանքի ուժի և մագնիսական հոսքի dΦ փոփոխության արտադրյալին: Վերջավոր չափով տեղափոխման աշխատանքը կլինի՝

$$A = \int_1^2 Id\Phi = I\Delta\Phi: \quad (21.1)$$

Նույն արդյունքը կստացվի, եթե ամբողջ հոսանքակիր կոնտուրը (շղթան) տեղափոխվի մագնիսական դաշտում, նորից $A = I(\Phi_2 - \Phi_1)$: Ֆորմալ ձևով այս աշխատանքին անվանում են Ամպերի ուժի աշխատանք, որովհետև եթե համարենք, որ մագնիսական դաշտ հոսանքի $\vec{l}$ հատվածի վրա ազդում է $\vec{F} = I(\vec{l} \times \vec{B})$ ուժը, ապա l հաղորդալարի $d\vec{x}$ չափով տեղափոխման աշխատանքը կլինի՝ $dA = \vec{F}d\vec{x} = I(\vec{l} \times \vec{B})d\vec{x}$: Եթե խառը արտադրյալի մեջ կատարենք ցիկլիկ տեղափոխություն, ապա կունենանք՝ $dA = I(d\vec{x} \times \vec{l})\vec{B}$: Ինչպես տեսնում ենք Նկ. 21.2-ից՝ $d\vec{x} \times \vec{l} = d\vec{S}$, ուստի $dA = Id\vec{S}\vec{B} = Id\Phi$: Հետևաբար նորից ունենք՝



Նկ.21.2

$$dA = Id\Phi \text{ կամ } A = I(\Phi_2 - \Phi_1):$$

Ամպերի ուժն էլեկտրոնների վրա ազդող Լորենցի ուժերի գումարն է: Լորենցի ուժն աշխատանք չի կատարում, հետևաբար Ամպերի ուժը ևս չպետք է աշխատանք կատարի: Սակայն, երբ հոսանքակիր հաղորդալարը տեղափոխվում է, արդեն էլեկ-տրոնների շարժման արագությունը դառնում է $\vec{v} = \vec{u}_{\text{դր}} + \vec{V}$, որտեղ $\vec{V}$-ն հաղորդալարի տեղափոխման արագությունն է, իսկ $\vec{u}_{\text{դր}}$-ը՝ էլեկտրոնների ուղղորդված շարժման արագությունը (որով պայմանավորված է հոսանքը): Լորենցի ուժն արդեն ուղղահայաց է էլեկտրոնների $\vec{v}$ արդյունարար արագությանը: Այդ ուժը վերածելով երկու բաղադրիչների, որոնցից մեկն ուղղահայաց է հաղորդալարին, իսկ մյուսն ուղղված է հաղորդալարի երկայնքով, կնկատենք, որ մակածման ԷլՇու-ն պայմանավորված է հաղորդալարի երկայնքով բաղադրիչի կատարած աշխատանքով: Իսկ ուղղահայաց բաղադրիչով պայմանավորված է այն ուժը, որը պետք է հաղթահարեն արտաքին ուժերը՝ հաղորդալարը տեղափոխելու համար:

21.2. Մագնիսական դաշտում գտնվող հոսանքակիր շրջանակի էներգիան

Ինչպես գիտենք, երբ հոսանքակիր շրջանակը գտնվում է համասեռ մագնիսական դաշտում, նրա վրա ազդում է $M = ISB\sin\alpha = p_m B\sin\alpha$ պտտող մոմենտ: Որպեսզի $\vec{p}_m$ վեկտորի և $\vec{B}$ վեկտորի կազմած α անկյունը մեծացնենք $d\alpha$ չափով, պետք է մագնիսական դաշտի կողմից ազդող ուժերի նկատմամբ կատարենք dA աշխատանք՝

$$dA = Md\alpha = p_m B\sin\alpha d\alpha: \qquad (21.2)$$

Վերադառնալով նախկին դիրքին՝ շրջանակը կարող է վերադարձնել այդ աշխատանքը՝ կատարելով այն այլ մարմինների նկատմամբ: Հետևաբար (21.2) աշխատանքը գնում է շրջանակի պոտենցիալ (մեխանիկական) էներգիայի մեծացման վրա, որը այն ունի մագնիսական դաշտում՝ $dW_{\text{մեխ}} = p_m B\sin\alpha d\alpha$: Ինտեգրելուց հետո կունենանք՝ $W_{\text{մեխ}} = -p_m B\cos\alpha + \text{const}$: Եթե վերցնենք $\text{const} = 0$, ապա կստանանք ՝

$$W_{\text{մեխ}} = -\vec{p}_m\vec{B}: \qquad (21.3)$$

Երբ $\alpha = 0$, ապա $W_{\text{մեխ}} = -p_m B = W_{\text{մին}}$, որը համապատասխանում է շրջանակի հավասարակշռության վիճակին: (21.3)-ն այնքանով է արտահայտում հոսանքակիր շրջանակի պոտենցիալ էներգիան, որքանով դրա գրադիենտը տալիս է շրջանակի վրա ազդող ուժը, երբ նրանում հոսանքը հաստատուն է ($p_m = \text{const}$): Այս դեպքում

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}\left(-\vec{p}_m\vec{B}\right) = p_m\frac{\partial\vec{B}}{\partial n}:$$

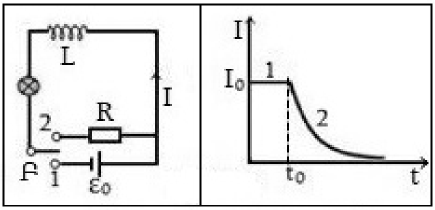
(21.3)-ը նման է էլեկտրական դաշտում գտնվող էլեկտրական դիպոլի փոխազդեցության $W = -\vec{p}\vec{E}$ էներգիային և իրենից ներկայացնում հոսանքակիր շրջանակի փոխազդեցության էներգիան մագնիսական դաշտի հետ: Դա պայմանավորված է մեխանիկական պտտող մոմենտով, և սա ընդգծելու համար էներգիայի ինդեքսում նշված է այդ հանգամանքը ($W_{մեխ}$):

Դասական էլեկտրադինամիկայում ցույց է տրվում, որ հոսանքակիր շրջանակի սեփական (շրջանակի մասերի փոխազդեցության էներգիան) հավասար է $2\vec{p}_m\vec{B}$, հետևաբար մագնիսական դաշտում գտնվող հոսանքակիր շրջանակի լրիվ պոտենտենցիալ էներգիան կլինի՝ $W_{լր} = 2\vec{p}_m\vec{B} - \vec{p}_m\vec{B} = \vec{p}_m\vec{B}$:

21.3. Հոսանքակիր շրջանակի (կոճի) էներգիան

Քննարկենք Նկ. 21.3ա-ում բերված էլեկտրական շղթան:

Բանալին 1 դիրքին բերելուց հետո կոճում սկսում է հաստատվել I_0 հոսանք, որը նրանում ստեղծում է մագնիսական դաշտ (Նկ. 21.3բ): Հոսանքը հաստատվելուց հետո, ժամանակի t_0 պահին, բանալին 1 դիրքից տեղափոխենք 2 դիրքը: R դիմադրությամբ որոշ ժամանակ կհոսի նվազող հոսանք, որը պայմանավորված է կոճում ծագող ինքնամակածման ԷլՇՈւ-ով: Այդ հոսանքով պայմանավորված աշխատանքը dt ժամանակում կլինի՝



ա) Նկ.21.3 բ)

$$dA = \varepsilon_{ինք}dq = -L\frac{dI}{dt}Idt = -LIdI: \quad (21.4)$$

Ինտեգրելով (21.4)-ը հոսանքի հաստատված սկզբնական I_0 արժեքից մինչև զրո, կունենանք՝

$$A = -\int_{I_0}^{0} LIdI = \frac{LI_0^2}{2}: \quad (21.5)$$

(21.5) աշխատանքը ծախսվում է R դիմադրությամբ հաղորդչի և մատուցող հաղորդալարի տաքացման վրա: Այդ աշխատանքի կատարման հետևանքով վերանում է կոճի մագնիսական դաշտը: Քանի որ էլեկտրական շղթայում այլ փոփոխություններ չկան, ապա մնում է ենթադրել, որ էներգիայի կրողը եղել է կոճի մագնիսական դաշտը: Այսպիսով հանգում ենք այն եզրակացության, որ L ինդուկտիվությամբ հաղորդչով I հոսանք անցնելու դեպքում նրա էներգիան կլինի՝

$$W = \frac{LI^2}{2}: \quad (21.6)$$

Այս էներգիան տեղայնացված է հոսանքի մագնիսական դաշտում:

(21.6) արտահայտությունը կարող ենք ներկայացնել, որպես այնպիսի աշխատանք, որը պետք է կատարել ինքնամակածման ԷլՇՈւ-ի դեմ շղթայում՝ I հոսանքի ուժը հաստատելու համար: Իսկապես, dt ժամանակում ինքնամակածման ԷլՇՈւ-ի դեմ կատարած աշխատանքը հավասար կլինի՝

$$dA' = -\varepsilon_{ինդ}dq = L\frac{dI}{dt}Idt = LIdI \quad \text{և} \quad A' = \int_0^I LIdI = \frac{LI^2}{2} = W:$$

A' աշխատանքը կատարվում է շղթայի աղբյուրի կողմից, ինչի արդյունքում կոճում ստեղծվում է մագնիսական դաշտ: Ուրեմն L ինդուկտիվությամբ կոճի մագնիսական դաշտի էներգիան, երբ նրանում հոսանքի ուժը I է, տրվում է (21.6) առնչությամբ:

21.4. Մագնիսական դաշտի էներգիան: Այդ էներգիայի ծավալային խտությունը

Մագնիսական դաշտի (21.6) էներգիայի բանաձևը ձևափոխենք այնպես, որ այն արտահայտվի մագնիսական դաշտը բնութագրող մեծություններով՝ $\vec{B}$ և $\vec{H}$-ով:

Այդ նպատակով քննարկենք շատ երկար սոլենոիդի դեպքը, որի դաշտը համասեռ է և $B = \mu_0\mu I\frac{N}{l}$: Սոլենոիդի բոլոր գալարներով մագնիսական հոսքը կլինի՝ $\Phi = NBS = \mu_0\mu I\frac{N^2}{l}S = \mu_0\mu I\frac{N^2}{l^2}Sl = IL$, որտեղից երկար սոլենոիդի ինդուկտիվության համար կունենանք՝

$$L = \mu_0\mu V\frac{N^2}{l^2}: \tag{21.7}$$

Այստեղից՝ $I = \frac{Bl}{\mu_0\mu N}$, որը տեղադրենք (21.6) –ի մեջ՝

$$W = \frac{1}{2}\mu_0\mu V\frac{N^2}{l^2}\left(\frac{Bl}{\mu_0\mu N}\right)^2 = \frac{1}{2}\frac{B^2}{\mu_0\mu}V = \frac{1}{2}\vec{B}\vec{H}V: \tag{21.8}$$

(21.8)-ը կլինի համասեռ մագնիսական դաշտի V ծավալի էներգիան: Դաշտի միավոր ծավալին բաժին ընկնող էներգիան կլինի՝ $w = \frac{W}{V} = \frac{1}{2}\vec{B}\vec{H}$, որին անվանում են մագնիսական դաշտի էներգիայի խտություն՝

$$w = \frac{1}{2}\vec{B}\vec{H}: \tag{21.9}$$

(21.9) արտահայտությունը ստացվել է համասեռ դաշտի համար, սակայն պարզվում է, որ այն ճիշտ է նաև անհամասեռ մագնիսական դաշտի դեպքում, միայն թե $\vec{B}$-ի և $\vec{H}$-ի արժեքները պետք է վերցնել այն կետում, որտեղ որոշվում է էներգիայի խտությունը:

Եթե մագնիսական դաշտը համասեռ չէ, և անհրաժեշտ է գտնել նրա V ծավալի էներգիան, ապա այդ ծավալը պետք է բաժանել անվերջ թվով հավասար dV ծավալների, որդեն յուրաքանչյուր ծավալի սահմաններում դաշտը կարելի է համարել համասեռ և դրանցից յուրաքանչյուրի dW էներգիայի համար գրել՝ $dW = \frac{1}{2}\vec{B}\vec{H}dV$, իսկ V ծավալի էներգիան կլինի՝

$$W = \frac{1}{2}\int_V \vec{B}\vec{H}dV: \tag{21.10}$$

Եթե դաշտը համասեռ է, ապա ինտեգրալի տակից $\vec{B}\vec{H}$-ը դուրս կգա, իսկ $\int_V dV = V$ և կստանանք (21.8)-ը:

Եթե միջավայրը բացակայում է, ապա $B_0 = \mu_0 H = \mu_0 H_0$ և

$$W_0 = \frac{1}{2}\int_V \mu_0 H^2\, dV = \frac{1}{2}\int_V \frac{B_0^2}{\mu_0} dV: \quad (21.11)$$

21.5. Մագնիսացած միջավայրի էներգիան և նրա վրա ազդող ուժը

Ենթադրենք մագնիսացած միջավայրը զբաղեցնում է ամբողջ մագնիսական դաշտի ծավալը. այս դեպքում մագնիսական դաշտի էներգիան կորոշվի (21.10) արտահայտությամբ, իսկ միջավայրի բացակայության դեպքում՝(21.11) արտահայտությամբ: (21.10)-ի և (21.11)-ի տարբերությունը կտա մագնիսացած միջավայրի էներգիան՝

$$W_{մագն} = \frac{1}{2}\int_V \left(\vec{B}\vec{H} - \vec{B}_0\vec{H}_0\right)dV = \frac{1}{2}\int_V \left(\vec{B} - \vec{B}_0\right)\vec{H}dV = \frac{1}{2}\int_V (\mu\vec{B}_0 - \vec{B}_0)\vec{H}_0 dV\,, \quad \text{կամ}$$

$$W_{մագն} = \frac{1}{2}\int_V (\mu - 1)\vec{B}_0\vec{H}_0 dV = \frac{1}{2}\int_V \vec{B}_0\vec{I}_m\, dV, \quad (21.12)$$

որտեղ $\vec{I}_m$-ը միջավայրի մագնիսացման վեկտորն է, իսկ $\vec{B}_0$-ն՝ հաղորդման հոսանքի դաշտը վակուումում: Քանի որ դիամագնիսների համար $\vec{I}_m$ և $\vec{B}_0$ վեկտորներն ունեն հակառակ ուղղություն, ուստի դրանց էներգիան բացասական է, իսկ պարամագնիսների և ֆերոմագնիսների էներգիան՝ դրական: Մագնիսացած միջավայրի dV ծավալի մագնիսական մոմենտը կլինի՝ $d\vec{p}_m = \vec{I}_m dV$, հետևաբար դրա վրա ազդող ուժը, համաձայն (18.18)-ի, հավասար է՝ $d\vec{F} = dp_m\frac{\partial\vec{B}}{\partial n} = \hat{i}d\vec{p}_m\frac{\partial\vec{B}}{\partial x} + \hat{j}d\vec{p}_m\frac{\partial\vec{B}}{\partial y} + \hat{k}d\vec{p}_m\frac{\partial\vec{B}}{\partial z}$, կամ՝ $d\vec{F} = \hat{i}\vec{I}_m\frac{\partial\vec{B}}{\partial x}dV + \hat{j}\vec{I}_m\frac{\partial\vec{B}}{\partial y}dV + \hat{k}\vec{I}_m\frac{\partial\vec{B}}{\partial z}dV$, իսկ ուժի ծավալային խտությունը՝ $\vec{f} = \frac{d\vec{F}}{dV}$: Դրա պրոյեկցիաները կլինեն՝

$$f_x = \vec{I}_m\frac{\partial\vec{B}}{\partial x}, \quad f_y = \vec{I}_m\frac{\partial\vec{B}}{\partial y}, \quad f_z = \vec{I}_m\frac{\partial\vec{B}}{\partial z}: \quad (21.13)$$

Նկատի ունենալով, որ $\vec{I}_m = \frac{(\mu - 1)\vec{B}}{\mu_0\mu}$, կստանանք՝

$$f_x = \frac{1}{2}\frac{(\mu - 1)}{\mu_0\mu}\frac{\partial\vec{B}^2}{\partial x}; \quad f_y = \frac{1}{2}\frac{(\mu - 1)}{\mu_0\mu}\frac{\partial\vec{B}^2}{\partial y}; \quad f_z = \frac{1}{2}\frac{(\mu - 1)}{\mu_0\mu}\frac{\partial\vec{B}^2}{\partial z}: \quad (21.14)$$

Քանի որ պարամագնիսների և ֆերոմագնիսների համար $\mu > 1$, ուստի այդ ուժերն ունեն մագնիսական դաշտի աճման ուղղությունը և ձգվում են հաստատուն մագնիսների կողմից, իսկ դիամագնիսների դեպքում՝ $0 < \mu < 1$, և $\vec{f}$-ի պրոյեկցիաներն ուղղված են մագնիսական դաշտի նվազման կողմը և հաստատուն մագնիսների կողմից վանվում են:

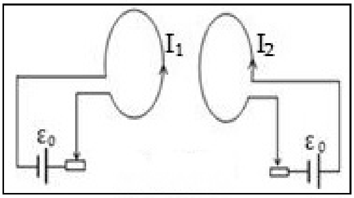
21.6. Հոսանքակիր շրջանակների համակարգի մագնիսական դաշտի էներգիան

Ենթադրենք ունենք իրար մոտ տեղադրված երկու հոսանքակիր շրջանակներ, որոնց I_1 և I_2 հոսանքները միաժամանակ կարելի է փոփոխել (Նկ. 21.4):

Այս դեպքում յուրաքանչյուր շրջանակում մակածված էլՇՈւ-ները կլինեն՝

$$\mathcal{E}_1 = -\frac{d\Phi_1}{dt} = -\left(L_{11}\frac{dI_1}{dt} + L_{12}\frac{dI_2}{dt}\right),$$

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{d\Phi_2}{dt} = -\left(L_{21}\frac{dI_1}{dt} + L_{22}\frac{dI_2}{dt}\right):$$



Նկ.21.4

Այս էլՇՈւ-ների նկատմամբ աղբյուրների կատարած աշխատանքը կլինի՝

$$dA = dA_1 + dA_2 = -\varepsilon_1 I_1 dt - \varepsilon_2 I_2 dt =$$

$$= L_{11}I_1 dI_1 + L_{12}I_1 dI_2 + L_{21}I_2 dI_1 + L_{22}I_2 dI_2 =$$

$$= 0{,}5d(L_{11}I_1^2 + L_{12}I_1I_2 + L_{21}I_2I_1) = d\frac{1}{2}\sum_{i,k=1}^{2} L_{ik}I_iI_k:$$

Եթե $t = 0$ պահին $I_1 = 0$, $I_2 = 0$, ապա կողմնակի էլՇՈւ-ների կատարած աշխատանքի հաշվին ստեղծվում է մագնիսական դաշտ, և էներգիայի պահպանման օրենքի համաձայն՝ $A = W$, հետևաբար այս հոսանքակիր շրջանակների մագնիսական դաշտի էներգիան կլինի՝

$$W = \frac{1}{2}\sum_{i,k=1}^{2} L_{ik}I_iI_k: \qquad (21.15)$$

Եթե հոսանքակիր շրջանակների թիվը N է, ապա՝

$$W = \frac{1}{2}\sum_{i,k=1}^{N} L_{ik}I_iI_k, \qquad (21.16)$$

որտեղ՝ L_{ik}–ն $i = k$–ի դեպքում կլինի i–րդ շրջանակի ինդուկտիվությունը, իսկ $i \neq k$ դեպքում՝ i–րդ և k–րդ շրջանակների փոխադարձ ինդուկտիվությունը:

Մասնավորապես, եթե $i = 1$, $k = 1$, $L_{11} = L$, $I_1 = I_2 = I$, ապա (21.16)-ից կստացվի հոսանքակիր շրջանակի մագնիսական դաշտի էներգիայի հայտնի բանաձևը՝ $W = \frac{LI^2}{2}$:

Ստուգողական հարցեր

1. Ի՞նչ բանաձևով է որոշվում հոսանքակիր հաղորդալարի տեղափոխման աշխատանքը մագնիսական դաշտում:
2. Ի՞նչ էներգիայի հաշվին է կատարվում հոսանքակիր հաղորդալարի տեղափոխման աշխատանքը մագնիսական դաշտում:
3. Ինչպե՞ս է որոշվում հոսանքակիր շրջանակի էներգիան:
4. Գրեք մագնիսական դաշտի էներգիայի բանաձևը:

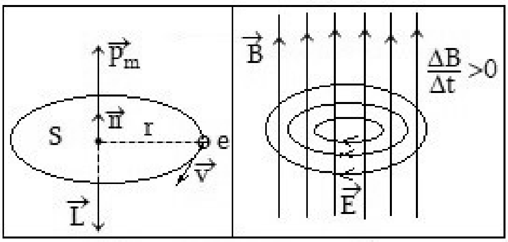
5. Գրեք մագնիսական դաշտի էներգիայի ծավալային խտության բանաձևը:
6. Ինչպե՞ս որոշել մագնիսացած միջավայրի էներգիան և այդ էներգիայի ծավալային խտությունը:
7. Ինչե՞ս որոշել հոսանքակիր շրջանակների համակարգի մագնիսական դաշտի էներգիան:

§22.Դիամագնիսականության բացատրությունը դասական տեսությամբ: Պարամագնիսականության բացատրությունը: Ֆերոմագնիսներ: Հակաֆերոմագնիս

22.1. Ատոմը մագնիսական դաշտում: Լարմորյան պրեցեսիա (կոնապտույտ)

Եթե ատոմը մտցնենք մագնիսական դաշտ այնպես, որ մագնիսական դաշտի ինդուկցիան ուղղահայաց լինի էլեկտրոնի ուղեծրային հարթությանը, ապա էլեկտրոնային ուղեծրի մակերեսով տեղի կունենա մագնիսական հոսքի աճ՝ $\frac{d\Phi}{dt} > 0$ (Նկ. 22.1բ), և դրա հետևանքով առաջացած մրրկային էլեկտրական դաշտը կփոքրացնի էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան (Նկ. 22.1ա): Այդ մրրկային էլեկտրական դաշտի լարվածության համար կարող ենք գրել, որ՝ $\oint_l \vec{E}d\vec{l} = E2\pi r = -\frac{d\Phi}{dt}$, որտեղից՝

$$E = -\frac{1}{2\pi r}\frac{d\Phi}{dt}: \quad (22.1)$$



Նկ.22.1

Գրենք պտտական շարժման դինամիկական հավասարումը՝ $M = J\frac{d\omega}{dt} = mr^2\frac{d\omega}{dt}$: Համարենք, որ առաջացած մրրկային էլեկտրական դաշտը չի փոխում էլեկտրոնի պտտման շառավիղը: Էլեկտրոնի վրա ազդող լրացուցիչ ուժի մոմենտը կլինի՝ $M = eEr$: Նկատի ունենալով սրանք, կունենանք՝ $-\frac{e}{2\pi}\frac{d\Phi}{dt} = mr^2\frac{d\omega}{dt}$: Երբ $B = 0$, ապա էլեկտրոնի ձեռք բերած լրացուցիչ անկյունային արագությունը՝ $\Delta\omega = 0$, իսկ $B \neq 0$ դեպքում՝ $\Delta\omega = \omega_L$: Քանի որ $\Phi = \pi r^2 B$, ուստի կարող ենք գրել, որ $\omega_L = -\frac{e\pi r^2 B}{2\pi m r^2} = -\frac{eB}{2m}$: Այս լրացուցիչ անկյունային արագությունը, որը ձեռք է բերում ատոմի էլեկտրոնը մագնիսական դաշտ մտցնելիս, կոչվում է լարմորյան հաճախություն:

Դժվար չէ համոզվել, որ այդ հաճախությունն ունի մագնիսական դաշտի $\vec{B}$ ինդուկցիայի վեկտորի ուղղությունը: Հետևաբար, նկատի ունենալով, որ էլեկտրոնի e լիցքը բացասական է, կարող ենք գրել, որ՝

$$\vec{\omega}_L = -\frac{e\vec{B}}{2m}: \tag{22.2}$$

Էլեկտրոնի լրացուցիչ պտույտի շնորհիվ այն ձեռք կբերի $\vec{L}' = mr^2\,\vec{\omega}_L$ լրացուցիչ մեխանիկական մոմենտ, իսկ լրացուցիչ մագնիսական մոմենտը կլինի՝

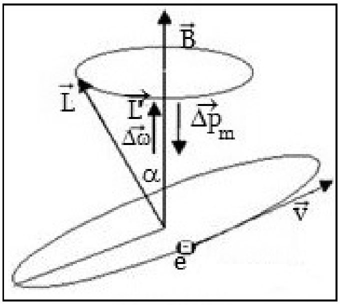
$$\Delta\vec{p}_m = \vec{p}'_m = \frac{e}{2m}\vec{L}' = -\frac{e^2r^2}{4m}\vec{B},$$

որն ուղղված է արտաքին մագնիսական դաշտի հակառակ ուղղությամբ:

Այժմ ընդունենք, որ արտաքին մագնիսական դաշտի $\vec{B}$ վեկտորն էլեկտրոնի ուղեծրային հարթության նորմալի ուղղության հետ կազմում է α անկյուն, այս դեպքում էլեկտրոնի ուղեծրային պտույտով պայմանավորված $\vec{p}_m$ մագնիսական մոմենտի վրա կազդի $\vec{M} = \vec{p}_m \times \vec{B}$ պտտող մոմենտը, և նրա շարժման դինամիկական հավասարումը կլինի՝ $\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{p}_m \times \vec{B}$, որտեղ $\vec{L}$–ն էլեկտրոնի իմպուլսի մոմենտն է: Նկատի ունենալով (22.2)-ը , և որ՝ $\vec{p}_m = \frac{e}{2m}\vec{L}$, կստանանք՝

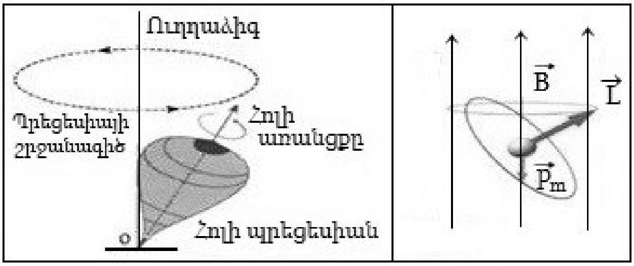
$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{p}_m \times \vec{B} = \frac{e}{2m}\vec{L} \times \vec{B} = -\frac{e}{2m}\vec{B} \times \vec{L} = \vec{\omega}_L \times \vec{L}: \tag{22.3}$$

Ստացված արդյունքը նշանակում է, որ էլեկտրոնի ուղեծրային $\vec{L}$ մոմենտը $\vec{\omega}_L = -\frac{e\vec{B}}{2m}$ հաճախությամբ պտտվում է $\vec{B}$ վեկտորի շուրջը (Նկ. 22.2): Պատկերը նման է հոլի պրեցեսիային (Նկ. 22.3ա), բայց ատոմի այս պրեցեսիային անվանում են լարմորյան պրեցեսիա (կոնապտույտ):



Նկ.22.2

Այսպիսով, երբ ատոմը տեղադրում ենք արտաքին մագնիսական դաշտում, նրա բոլոր էլեկտրոնների ուղեծրերը և հետևաբար ամբողջ ատոմը, լարմորյան հաճախությամբ պրեցեսիա է կատարում մագնիսական դաշտի շուրջը (Նկ. 22.3բ):



ա) Նկ.22.3 բ)

22.2. Դիամագնիսականության բացատրությունը դասական տեսությամբ

Դիամագնիսականության և պարամագնիսականության տեսությունը ստեղծվել է ֆրանսիացի գիտնական Պ. Լանժևենի կողմից:

Ինչպես համոզվեցինք, երբ ատոմը տեղադրվում է մագնիսական դաշտում, նրա յուրաքանչյուր էլեկտրոնի ուղեծիրը լարմորյան հաճախությամբ պրեցեսիա է կատարում արտաքին դաշտի $\vec{B}$ վեկտորի շուրջը: Այդ պրեցեսիայի $\Delta\vec{\omega} = \vec{\omega}_L$ հաճախությունն ունի $\vec{B}$ վեկտորի ուղղությունը՝ $\vec{\omega}_L = -\frac{e\vec{B}}{2m}$: Այս լրացուցիչ հաճախության հետևանքով էլեկտրոնի ուղեծրային պտույտները $\vec{B}$ վեկտորի ուղղությամբ ձեռք են բերում լրացուցիչ $\vec{L}'$ լարմորյան մեխանիկական մոմենտ: Սակայն դրանց համապատասխանող մագնիսական մոմենտը կունենա $\vec{B}$ վեկտորի հակառակ ուղղությունը՝ $\vec{p}'_m = \Delta\vec{p}_m = \frac{e}{2m}\vec{L}'$:

Այսպիսով, բոլոր ատոմներում (դիամագնիսական, թե պարամագնիսական) մագնիսական դաշտում լարմորյան պրեցեսիայի հետևանքով մակածվում է մագնիսական դաշտի ուղղությանը հակառակ ուղղված մագնիսական մոմենտ: Քանի որ մակածված մագնիսական մոմենտն ունի $\vec{B}$ վեկտորի հակառակ ուղղությունը, ապա այդ մոմենտի ստեղծած մագնիսական դաշտը ևս ուղղված է $\vec{B}$ վեկտորին հակառակ, և համազոր դաշտի ինդուկցիան փոքրանում է:

Այսպիսով, դիամագնիսականությամբ, այսինքն արտաքին դաշտին հակառակ ուղղությամբ դաշտ ստեղծելու հատկությամբ օժտված են բոլոր ատոմները: Գնահատենք այդ մեծությունը: Լարմորյան պրեցեսիայի հետևանքով ատոմի i–րդ ուղեծիրը ձեռք է բերում լրացուցիչ մագնիսական մոմենտ՝ $p'_{mi} = I_i = \pi r_i^2 \frac{e}{T_L} = e r_i^2 \frac{\omega_L}{2} = -\frac{e^2}{4\pi} B r_i^2$, որտեղ r_i-ն i–րդ էլեկտրոնի շրջանային ուղեծրի շառավիղն է: X, Y, Z կոորդինատական առանցքների O սկզբնակետը տեղադրենք ատոմի միջուկի վրա այնպես, որ մագնիսական դաշտով ուղղված OZ առանցքն ուղղահայաց լինի i–րդ էլեկտրոնի ուղեծրի հարթությանը: Էլեկտրոնի հեռավորությունը միջուկից նշանակենք R_i-ով, իսկ ատոմի կարգաթիվը՝ Z-ով: Այդ դեպքում ուղեծրերի թիվը նրանում կլինի Z, և ատոմի ձեռք բերած լրացուցիչ մագնիսական մոմենտը կլինի՝

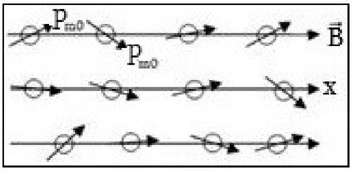
$$p'_m = \sum_{i=1}^{Z} p'_{mi} = -\frac{e^2}{4m} B \sum_{i=1}^{Z} r_i^2 = -\frac{e^2}{4m} BZ < r_i^2 >,$$

որտեղ r_i-ն i-րդ էլեկտրոնի հեռավորությունն է լարմորյան պրեցեսիայի առանցքից և գտնվում է առանցքին ուղղահայաց հարթությունում: Հետևաբար $r_i^2 = x_i^2 + y_i^2$, իսկ $R_i^2 = x_i^2 + y_i^2 + z_i^2$, որտեղ R_i-ն i-րդ էլեկտրոնի հեռավորությունն է ատոմի միջուկից: Քանի որ ատոմներն ունեն անկանոն դասավորություն, ուստի $< x_i^2 > = < y_i^2 > = < z_i^2 >$, իսկ $< R_i^2 > = 3 < x_i^2 >$, կամ $< x_i^2 > = \frac{1}{3} < R_i^2 > = \frac{1}{3} < R^2 >$:

Այսպիսով $< r_i^2 > = < x_i^2 > + < y_i^2 > = 2 < x_i^2 > = \frac{2}{3} < R^2 >$: Նկատի ունենալով սա՝ ատոմի ձեռք բերած լրացուցիչ մագնիսական մոմենտի համար կստանանք՝ $p'_m = -\frac{e^2}{6m} BZ < R^2 >$:

Եթե միավոր ծավալում ատոմների թիվը նշանակենք n-ով, ապա միավոր ծավալում մակածված մագնիսական մոմենտը կլինի՝

$$I_m = n \cdot p'_m = -\frac{e^2 n}{6m} Z < R^2 > B = -\frac{e^2 n Z < R^2 > \mu_0}{6m} H = \chi_m H:$$



Նկ.22.4

Ուստի, լարմորյան պրեցեսիայով պայմանավորված, մագնիսական ընկալունակությունը կլինի՝

$$\chi_m = -\frac{e^2 n Z < R^2 > \mu_0}{6m}: \tag{22.4}$$

Այստեղ $< R^2 >$–ն ատոմի շառավղի քառակուսու միջինն է, որը 10^{-20} մ^2 կարգի մեծություն է:

Մեկ մոլ նյութի համար կունենանք՝ $\chi_m = -\frac{e^2 N_Ա Z < R^2 > \mu_0}{6m}$: Հելիումի համար՝ $\chi_m = -3{,}2 \cdot 10^{-11}$: Դիամագնիսական ընկալունակությունը կախված չէ ջերմաստիճանից:

Պինդ և հեղուկ դիամագնիսների համար մագնիսական ընկալունակության կարգը կլինի՝ $\chi_m \sim -10^{-5}$: Այս գնահատման ժամանակ վերցվել է՝ $< R^2 > \sim 10^{-20}$մ^2, $e^2 \sim 10^{-38}$Կլ^2, $Z \sim 10$, $m \sim 10^{-30}$կգ, $n \sim 10^{28}$մ$^{-3}$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \sim 10^{-6}$Հն/մ:

Սովորական պայմաններում գտնվող գազերի համար մագնինիսական ընկալունակությունը $\chi_m \sim -10^{-8}$ կարգի մեծություն է:

Ներկայումս (22.4) բանաձևով հաշվարկված արդյունքները լավ համընկնում են փորձնական արդյունքների հետ, և փաստորեն դասական տեսությունը բացատրում է դիամագնիսականության երևույթը:

22.3. Պարամագնիսականության բացատրությունը

Պարամագնիսների ատոմներն արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում օժտված են սեփական p_{m0} մագնիսական մոմենտով, սակայն ջերմային շարժման հետևանքով դրանք անկանոն են դասավորված, և մագնիսացման վեկտորը հավասար է զրոյի:

Արտաքին մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում ատոմների վրա ազդում է պտտող մոմենտ այնպես, որ դրանց մագնիսական մոմենտներն ուղղվեն դաշտի ուղղությամբ, սակայն ջերմային շարժման հետևանքով ստացվում է մասնակի ուղղվածություն (Նկ. 22.4): Բացի այդ, պարամագնիսական ատոմները ևս լարմորյան պրեցեսիա են կատարում դաշտի շուրջը և ձեռք են բերում դաշտին հակառակ ուղղված մակածման մագնիսական մոմենտ, սակայն այն շատ փոքր է ատոմների սեփական p_{m0} մագնիսական մոմենտների նկատմամբ և անտեսվում է:

Մագնիսական դաշտում գտնվող մագնիսական մոմենտն ունի $W_{մեխ} = -\vec{p}_m\vec{B}$ մեխանիկական պոտենցիալ էներգիա, որը նվազագույն արժեք է ընդունում, երբ $\vec{p}_m$-ն ուղղված է $\vec{B}$-ով: Սակայն, համաձայն Բոլցմանի բաշխվածության, նոր հավասարակշռության դեպքում ստացվում է մասնակի ուղղորդվածություն դաշտի ուղղությամբ: Ատոմների սեփական մոմենտները սկսում են պրեցեսիա կատարել $\vec{B}$ վեկտորի շուրջը, առանց իրենց միջև անկյան փոփոխության: Սակայն այդ α անկյունը տարբեր ատոմների մոտ տարբեր է և այն կարող է փոխվել (եթե դաշտը չի փոխվում) ատոմների՝ իրար հետ բախվելու կամ փոխազդելու հետևանքով:

Մագնիսական դաշտի ուղղությամբ ուղղենք OX առանցքը, այս դեպքում $p_x = p_{m0}\cos\alpha$, իսկ $p_y = p_z = p_{m0}\sin\alpha$: Սակայն տարբեր ատոմների մոտ p_y-ները և p_z-երն ունեն հակառակ ուղղություններ, և $\sum p_y = \sum p_z = 0$: Հետևաբար մագնիսացման վեկտորի համար կարող ենք գրել՝

$$I_m = \sum_{i=1}^{n} p_{m0}\cos\alpha_i = np_{m0} < \cos\alpha >: \quad (22.5)$$

Փաստորեն, ըստ դասական տեսության՝ պարամագնիսների մագնիսացման մեխանիզմը համանման է բևեռային դիէլեկտրիկների բևեռացմանը: Այս դեպքում, եթե նշանակենք $x = \frac{p_{m0}B}{kT}$ և ընդունենք, որ ըստ էներգիաների՝ ատոմներն ունեն Բոլցմանյան բաշխվածություն, ապա ստացվում է, որ $< \cos\alpha > = L(x)$– Լանժևենի ֆունկցիային: Հետևաբար մագնիսացման վեկտորի համար կունենանք՝

$$I_m = np_{m0}L(x): \quad (22.6)$$

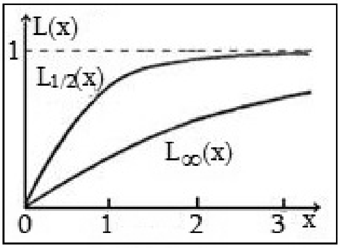
Թույլ դաշտերի դեպքում՝ $x = \frac{p_{m0}B}{kT} \ll 1$ կամ $p_{m0}B \ll kT$: Այս դեպքում Լանժևենի ֆունկցիան կլինի գծային՝ $L(x) \approx \frac{x}{3}$: Մագնիսացման վեկտորի համար կունենանք՝ $I_m = np_{m0}\frac{x}{3} = \frac{np_{m0}^2B}{3kT} = \frac{np_{m0}^2\mu_0}{3kT}H = \chi_m H$, որտեղից՝

$$\chi_m = \frac{np_{m0}^2\mu_0}{3kT} = \frac{C}{T}: \quad (22.7)$$

$\chi_m \sim \frac{1}{T}$ կախվածությանն անվանում են Կյուրիի օրենք:

Պարամագնիսական ատոմների սեփական մագնիսական մոմենտները՝ $p_{m0} \sim 10^{-23}$Ա·մ² կարգի մեծություն են: Եթե վերցնենք T = 300Կ, ապա (22.7)-ից կստանանք $\chi_m \sim 10^{-3}$, որը երկու կարգով մեծ է դիամագնիսների մագնիսական ընկալունակության մոդուլից:

Ուժեղ դաշտերի դեպքում՝ $x = \frac{p_{m0}B}{kT} \gg 1$, $L(x) \approx 1$, և կունենանք հագեցած մագնիսացում՝ $I_m = np_{m0}$: Սակայն դրա համար պետք է $B \gg \frac{kT}{p_{m0}} \gg 100$Տլ, այսինքն պետք է $B \sim 10^4$Տլ կարգի լինի, որը գործնականում հնարավոր չէ ստանալ: Ուստի գործնական նշանակություն ունի (22.7) արտահայտությունը: Սակայն բոլոր պարամագնիսական գազերի համար փորձնական չափումները տալիս են դրանից մոտ 3 անգամ բարձր արժեք՝



Նկ.22.5

$$\chi_{m\text{փ}} = \frac{np_{m0}^2\mu_0}{kT}: \tag{22.8}$$

Այս հանգամանքը կապված է նրա հետ, որ Լանժևենի տեսության մեջ հաշվի չի առնվում ատոմների սպինային մագնիսական մոմենտները:

Պարամագնիսականության ճշգրիտ տեսություն է քվանտային տեսությունը, որը պարզ կերպով կարելի է կիրառել այնպիսի պարամագնիսների համար, որոնց ատոմների մագնիսական մոմենտներն ունեն սպինային բնույթ և հավասար են մեկ բորի մագնետոնի՝ $p_{m0} = \mu_\text{Բ} = \frac{e\hbar}{2m} = 0{,}927 \cdot 10^{-23}$ Ա·մ²: Այս դեպքում ատոմի մագնիսական մոմենտն արտաքին մագնիսական դաշտում կարող է ունենալմիայն երկու ուղղություն՝ դաշտի ուղղությունը և դրան հակառակ ուղղությունը: Դաշտի ուղղությունն ունեցող ատոմների էներգիան կլինի $-p_{m0}B$, իսկ հակառակ ունեցողներինը՝ $p_{m0}B$: Բոլցմանի բաշխվածության համաձայն՝ միավոր ծավալում գտնվող ատոմների n_1 թիվը, որոնց մագնիսական մոմենտներն ունեն դաշտի ուղղությունը, կլինի՝ $n_1 = Ce^x$, իսկ դաշտին հակառակ ուղղվածների n_2 թիվը՝ $n_2 = Ce^{-x}$: C նորմավորման հաստատունը կորոշվի $n_1 + n_2 = n$ պայմանից, և կստանանք $C = \frac{n}{e^x+e^{-x}}$: Մագնիսացման վեկտորի մոդուլը կորոշվի $I_m = (n_1 - n_2)p_{m0}$ պայմանից, որը տալիս է՝

$$I_m = np_{m0}\frac{e^x-e^{-x}}{e^x+e^{-x}} = np_{m0}\text{th}x:$$

Արդեն $x = \frac{p_{m0}B}{kT} \ll 1$ պայմանի դեպքում $\text{th}x \approx x$ և $I_m \approx np_{m0}x = \frac{np_{m0}^2\mu_0}{kT} =$ $= \chi_m H$, որտեղից $\chi_m = \frac{np_{m0}^2\mu_0}{kT}$, որը համընկնում է (22.8)-ի հետ: Երբ ատոմի մագնիսական մոմենտը մեծ է մեկ մագնետոնից, հաշվարկը նույն սխեմայով է կատարվում: Արդեն շատանում է մագնիսական մոմենտի հնարավոր ուղղությունների և դրանց պրոյեկցիաների թիվն արտաքին դաշտի ուղղության նկատմամբ:

Սակայն բոլոր դեպքերում մագնիսացման վեկտորի մոդուլի համար գրում են $I_m = n\mu_\text{Բ} L(x)$, որտեղ $L(x)$-ը միշտ կոչվում է Լանժևենի ֆունկցիա: Փաստորեն

$\hbar/2$ սպինով ատոմների դեպքում $L_{1/2}(x) = \text{th}x$: Մյուս դեպքերում այդ ֆունկցիայի տեսքը փոխվում է, սակայն նրա ընդհանուր բնութագիրը մնում է նույնը:

Դասական ֆիզիկայի մոտեցման դեպքում մագնիսական մոմենտն ընդունում է անսահման թվով ուղղություններ, և այս դեպքում $L_\infty(x) = \mathrm{cth}x - \frac{1}{x}$:

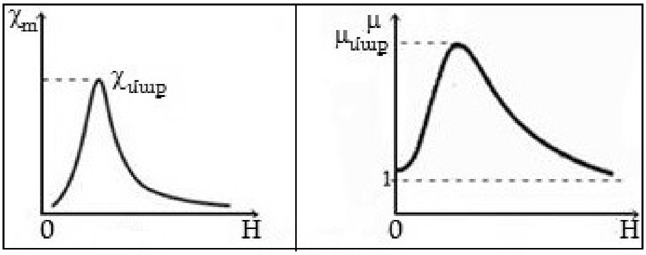
Լանժևենի $L_{L_{1/2}}(x)$ և $L_\infty(x)$ ֆունկցիաների տեսքերը բերված են Նկ. 22.5-ում: Փոքր x-երի դեպքում՝ $L_{1/2}(x) \approx x - \frac{1}{3}x^3 + \cdots$; $L_\infty(x) \approx \frac{x}{3} + \cdots$:

22.4. Ֆերոմագնիսներ: Ֆերոմագնիսների մագնիսական ընկալունակության և թափանցելիության առանձնահատկությունները: Մագնիսացման վեկտորի և մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի հիսթերեզիսային կորեր: Կյուրի-Վեյսի օրենք

Ինչպես հետևում է $I_m = \chi_m H$ առնչությունից, երբ $H = 0$, ապա $I_m = 0$: Սակայն կան պարամագնիսական պինդ նյութեր, որոնք որոշակի ջերմաստիճանային տիրույթում ինքնակամ (սպոնտան) մագնիսացած են, և արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում՝ $I_m \neq 0$:

Այս հատկությունն առաջին անգամ նկատվել է երկաթի մոտ, և այդ պատճառով նման հատկությամբ օժտված նյութերը կոչվում են ֆերոմագնիսներ: Ֆերոմագնիսների առաջին առանձնահատկությունն այն է, որ ջերմաստիճանի որոշակի տիրույթում նրանց μ մագնիսական թափանցելիությունը չափազանց մեծ է և կարող է հասնել մինչև տասնյակ հազարների: Մինչդեռ սովորական պարամագնիսների և դիամագնիսների դեպքում այն շատ քիչ է տարբերվում 1-ից:

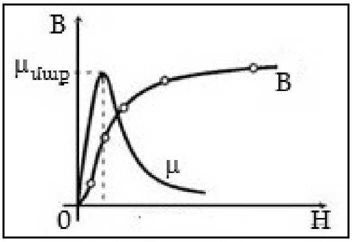
Ֆերոմագնիսների երկրորդ կարևոր հատկությունն այն է, որնրանց μ մագնիսական թափանցելիությունը (χ_m-մագնիսական ընկալունակությունը) կախված է մագնիսական դաշտի լարվածությունից, այդ պատճառով $\vec{B} = \mu_0\mu\vec{H}$ և $\vec{I}_m = \chi_m\vec{H}$ կախվածությունները գծային չեն: μ մագնիսական թափանցելիությունը (χ_m- մագնիսական ընկալունակությունը) մագնիսական դաշտի լարվածությունը մեծացնելիս սկզբում մեծանում է, որոշակի $H_{\text{կր}}$ արժեքի դեպքում հասնում առավելագույն մեծության, այնուհետև լարվածության հետագա մեծացման դեպքում սկսում է նվազել և շատ բարձր դաշտերի դեպքում ձգտում է մեկի (Նկ. 22.6բ): (Նկ. 22.6 ա)-ում բերված է մագնիսական ընկալունակության կախումը մագնիսական դաշտի լարվածությունից:



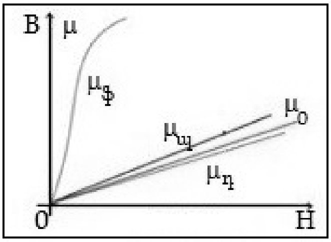
ա) Նկ.22.6 բ)

Ինչպես տեսնում ենք Նկ. 22.7-ից, մագնիսական դաշտի ինդուկցիան իր առավելագույն մեծությունը չի ընդունում այն պահին, երբ մագնիսական թափանցելիությունը հասնում է առավելագույն արժեքի: Այս պատճառով է, որ 1Տլ-ից բարձր դաշտեր ստանալու համար էլեկտրամագնիսներում ֆերոմագնիսական միջուկ չեն օգտագործում: Դրանց առկայությունը բերում է միայն էներգիայի լրացուցիչ կորուստների:

Նկ. 22.8-ում բերված է մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի կախվածությունը լարվածությունից դատարկության (μ_0), դիամագնիսների ($\mu_դ$), պարամագնիսների ($\mu_պ$) և ֆերոմագնիսների համար ($\mu_ֆ$):



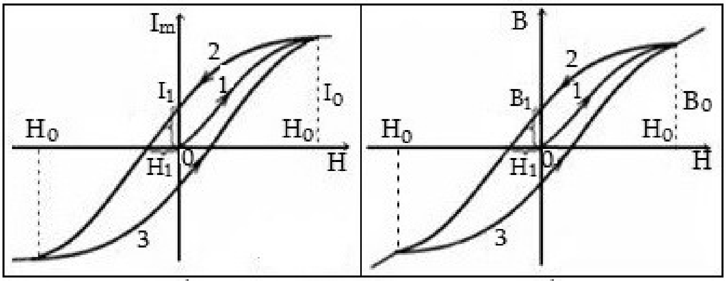
Նկ.22.7



Նկ.22.8

Ֆերոմագնիսների երրորդ առանձնահատկությունն այն է, որ նրանցում I_m-ի կամ B-ի արժեքը կախված է ոչ միայն տվյալ պահին դաշտի H լարվածության արժեքից, այլ նաև մագնիսացման նախկին վիճակներից: I_m և B վեկտորների արժեքների կախումները մագնիսական դաշտի H լարվածությունից ունեն Նկ.22.9-ում պատկերված տեսքերը: Մագնիսական դաշտի լարվածության սկզբնական մեծացմանդեպքում մագնիսացման վեկտորի արժեքի աճը պատկերվում է 1 ճյուղով, որը գծային չէ:

Մագնիսացումը որոշակի H_0 լարվածությունից հետո մնում է հաստատուն՝ ընդունելով իր հագեցման արժեքը: H_0 արժեքից սկսած B-ի կախումը H-ից դառնում է գծային: Եթե այնուհետև փոքրացնենք մագնիսական դաշտի լարվածությունը, ապա H_0-ից ցածր լարվածությունների դեպքում մագնիսացման փոքրացումը կընթանա 2 ճյուղի համաձայն: Երբ մագնիսական դաշտը հավասարվում է զրոյի, մագնիսացումը զրո չի դառնում՝ մնում է որոշակի I_1 մնացորդային մագնիսացում (B_1 մնացորդային ինդուկցիա): Մնացորդային I_1 մագնիսացումը վերացնելու համար հարկավոր է կիրառել հակառակ ուղղության H_1 մագնիսական դաշտ: H_1 լարվածությունը կոչվում է կոէրցիտիվ ուժ:



ա) Նկ.22.9 բ)

Մագնիսական դաշտի հետագա ցիկլային փոփոխությանդեպքում I_m -ի և B-ի փոփոխությունը նկարագրվում է, այսպես կոչված, հիսթերեզիսային կորի միջոցով: Եթե H դաշտի լայնութային արժեքը փոքր է H_0-ից, և ֆերոմագնիսի հագեցած մագնիսացում տեղի չի ունենում, ապա ստացվում են հիսթերեզիսային կորի մասնավոր ցիկլեր: Մասնավոր ցիկլերի թիվը կարող է լինել շատ մեծ, բայց նրանք բոլորն էլ ընկած են հիսթերեզիսի առավելագույն օղակի ներսում: Այսպիսով, մագնիսական հիսթերեզիսը նշանակում է, որ ֆերոմագնիսական նյութի մագնիսացումը և ինդուկցիան արտաքին մագնիսական դաշտի միարժեք ֆունկցիաներ չեն, նրանք կախված են նաև նմուշի մագնիսացվածության նախորդ վիճակներից:

Մնացորդային I_1 (համապատասխանաբար B_1) և H_1 արժեքները ֆերոմագնիսի հիմնական բնութագրերն են: Եթե H_1 կոէրցիտիվ ուժը մեծ է, ապա ֆերոմագնիսը կոչվում է մագնիսակարծր, հակառակ դեպքում՝ մագնիսափափուկ:

Նյութի ֆերոմագնիսական հատկությունները մեծապես կախված են ջերմաստիճանից: Ֆերոմագնիսական յուրաքանչյուր նյութի համար գոյություն ունի տվյալ նյութին հատուկ որոշակի $T_կ$ ջերմաստիճան, որից բարձր ջերմաստիճանների դեպքում նյութի ֆերոմագնիսական հատկությունները վերանում են, և այն դառնում է սովորական պարամագնիս: Այդ ջերմաստիճանը կոչվում է Կյուրիի ջերմաստիճան կամ Կյուրիի կետ: Երկաթի համար՝ $T_կ = 1040$ Կ, նիկելի համար՝ $T_կ = 638$ Կ, կոբալտի համար՝ $T_կ = 1423$ Կ:

Մագնիսական ընկալունակության փոփոխման օրենքը Կյուրիի կետի շրջակայքում ունի հետևյալ անալիտիկ տեսքը՝

$$\chi_m = \frac{C}{T - T_կ}, \tag{22.9}$$

որտեղ C-ն հաստատուն է և կոչվում է Կյուրի-Վեյսի հաստատուն, իսկ (22.9) օրենքը՝ Կյուրի-Վեյսի օրենք:

Ֆերոմագնիսները միաբյուրեղ կամ բազմաբյուրեղ պինդ նյութեր են: Նրանց մագնիսական հատկությունները (մասնավորապես մագնիսացումը) տարբեր ուղղություններով կարող է լինել տարբեր: Այդ պատճառով բյուրեղային միջավայրերում $\vec{I}_m$ -ն ու $\vec{H}$ -ն ընդհանուր առմամբ չունեն նույն ուղղությունը: Այս դեպքում $\vec{I}_m$ -ի բաղադրիչների կախումը $\vec{H}$-ի բաղադրիչներից տրվում է հետևյալ կերպ՝

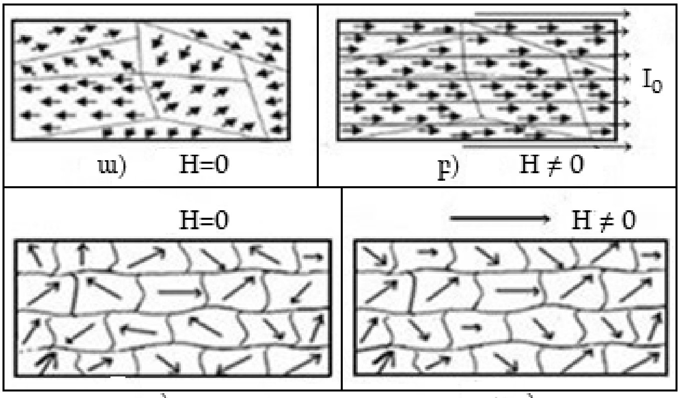
$$\begin{aligned} I_{mx} &= \chi_{xx}H_x + \chi_{xy}H_y + \chi_{xz}H_z\,, \\ I_{my} &= \chi_{yx}H_x + \chi_{yy}H_y + \chi_{yz}H_z, \\ I_{mz} &= \chi_{zx}H_x + \chi_{zy}H_y + \chi_{zz}H_z: \end{aligned} \tag{22.10}$$

χ_{ij}-ի ինը գործակիցների հավաքածուն կազմում է երկրորդ ռանգի կենտրոնահամաչափ թենզոր, որը կոչվում է մագնիսական ընկալունակության թենզոր:

Ֆերոմագնիսների համար Կյուրի-Վեյսի օրենքը տեղի ունի մագնիսական ընկալունակության թենզորի բոլոր բաղադրիչների համար:

22.5. Ֆերոմագնիսականության որակական բացատրությունը

Ֆերոմագնիսական հատկությունների առաջացման պատճառը ֆերոմագնիսների ինքնակամ մագնիսացումն է, որն առաջանում է պարամագնիսական մոլեկուլների միջև գործող յուրահատուկ, չափազանց ուժեղ փոխանակային փոխազդեցության շնորհիվ: Այդ փոխազդեցությունը բերում է բյուրեղային ցանցի հարևան ատոմների սպինային մոմենտների կարգավորված դասավորության, որը հանդիսանում է մեծ էներգիայով վիճակ: Սակայն համակարգը ձգտում է ընդունել նվազագույն էներգիա, ինչի արդյունքում ֆերոմագնիսական նմուշն ըստ կարգավորվածության տրոհվում է փոքր մասերի՝ դոմենների (Նկ. 22.10ա;գ): Դոմենների չափերը մկմ-ի կարգի մեծություններ են, և դոմենների միջև կա անցումային (սահմանային) շերտ:



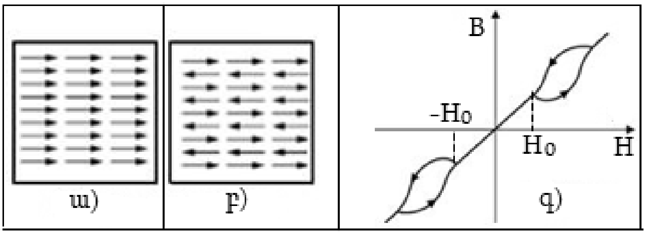
Նկ.22.10

Սովորական պայմաններում տարբեր դոմենների մագնիսական մոմենտներն ունեն անկանոն դասավորություն, այնպես որ ամբողջ ֆերոմագնիսի մագնիսական մոմենտի արդյունարար արժեքը մոտ է զրոյի:

Արտաքին մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ դոմենների ներսի մասնիկների մագնիսական մոմենտները սկսում են կողմնորոշվել արտաքին մագնիսական դաշտիուղղությամբ: Որքան ուժեղ է արտաքին դաշտը, այնքան շատ թվով դոմենների ներսի մասնիկների մագնիսական մոմենտները կունենան արտաքին դաշտի ուղղությունը: Մագնիսական դաշտի լարվածության որոշակի H_0 արժեքի դեպքում բոլոր դոմենների ներսի մասնիկների մագնիսական մոմենտները դառնում են զուգահեռ դաշտի ուղղությանը, և ֆերոմագնիսը ձեռք է բերում հագեցման մագնիսացում (Նկ. 22.10բ): Սակայն կան փորձնական հիմնավորումներ, որ դոմենների մագնիսական մոմենտները թռիչքաձև են ուղղվում դաշտի ուղղությամբ, և որքան մեծանում է դաշտը, այնքան մեծանում է դաշտի ուղղությամբ ուղղված դոմենների քանակը (Նկ. 22.10 դ):

Արտաքին դաշտի լարվածության հետագա մեծացումը գործնականում չի փոխում մագնիսացումը: Այժմ եթե արտաքին մագնիսական դաշտը վերացնենք, դոմենների մագնիսական մոմենտների ուղղությունները լրիվ անկանոն չեն դասավորվի, և կմնա է մնացորդային մագնիսացում: Կյուրիի կետի մոտակայքում սկսվում է դոմենների փլուզում, ինչի հետևանքով ֆերոմագնիսը վերածվում է սովորական պարամագնիսի:

Կան պարամագնիսական պինդ նյութեր, որոնց մոտ դոմենի ներսում պարամագնիսական մոլեկուլների կեսի մագնիսական մոմենտներն ունեն նույն ուղղությունը, իսկ մյուս կեսինը՝ հակառակ, և դոմենի մագնիսական մոմենտը հավասար է զրոյի (Նկ. 22.11բ): Այս մագնետիկներին անվանում են հակաֆերոմագնիսներ:



Նկ.22.11

Արտաքին դաշտում տեղադրելիս սկզբում դոմենի ներսում մոլեկուլների մագնիսական մոմենտները սկսում են շրջվել մի ուղղությամբ, և միջավայրը սկսում է գծայնորեն մագնիսանալ: Մագնիսական դաշտի լարվածության որոշակի H_0 արժեքի դեպքում դոմենների ներսում մոլեկուլների մագնիսական մոմենտներն ունենում են նույն ուղղությունը (Նկ. 22.11ա), և դոմեններում առաջանում է հագեցած մագնիսացում, թեկուզ դոմենների մագնիսական մոմենտները դեռ ունեն անկանոն դասավորություն: Այս H_0 լարվածության դեպքում հակաֆերրոմագնիսը վերածվում է ֆերրոմագնիսի, և լարվածության հետագա փոփոխության դեպքում դիտվում են հիսթերեզիսային կորեր: Նկ. 22.11գ–ում բերվում է հակաֆերրոմագնիսի համար B(H) կախվածությունը:

Ստուգողական հարցեր

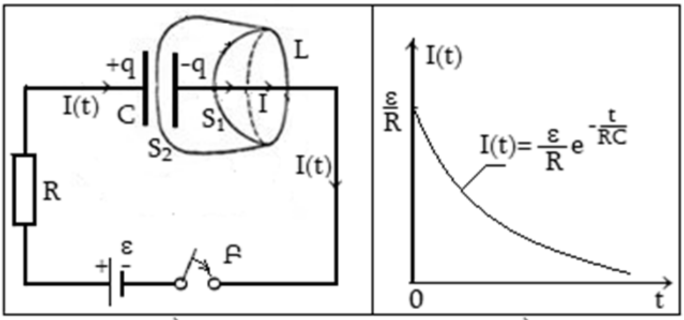
1. Բացատրեք դիամագնիսի մագնիսացումը: Ի՞նչ է լարմորյան կոնապտույտը (պրեցեսիան):
2. Դասական տեսությամբ բացատրեք պարամագնիսի մագնիսացումը:
3. Պարամագնիսներն օժտվա՞ծ են դիամագնիսականությամբ, թե՞ ոչ:
4. Դասական ֆիզիկայի օրենքներով պարամագնիսների համար հաշվարկած մագնիսական ընկալունակությունը տարբերվում է փորձնական արժեքից: Ինչո՞վ է դա պայմանավորված:
5. Ի՞նչ է ատոմի սպինային մագնիսական մոմենտը, և ի՞նչ կարգի մեծություն է դա:
6. Ի՞նչ առանձնահատկությամբ է օժտված ֆերրոմագնիսի մագնիսական թափանցելիությունը:
7. Դիամագնիսակա՞ն, թե՞ պարամագնիսական ատոմներից է կազմված ֆերրոմագնիսը: Պատասխանը հիմնավորեք:
8. Ո՞ր ջերմաստիճանում է ֆերրոմագնիսը կորցնում իր ֆերրոմագնիսական հատկությունները:
9. Գծեք հիստերեզիսի օղակը՝ **ա**) ֆերրոմագնիսի մագնիսացման համար, **բ**) մագնիսական ինդուկցիայի համար:
10. Ֆերրոմագնիսի հիսթերեզիսի օղակով ինչպե՞ս որոշենք միավոր ծավալով ֆերրոմագնիսական նմուշի մագնիսացման կամ ապամագնիսացման աշխատանքը:
11. Էլեկտրամագնիս պատրաստելու համար հիսթերեզիսի օղակի մե՞ծ, թե՞ փոքր մակերես ունեցող պողպատ պետք է օգտագործվի:
12. Հաստատուն մագնիս պատրաստելու համար հիսթերեզիսի օղակի մե՞ծ, թե՞ փոքր մակերես ունեցող պողպատ պետք է օգտագործվի:
13. Հիսթերեզիսի օղակի վրա նշել այն կետերը, որոնց ֆորմալ ձևով կարելի է վերագրել մագնիսական թափանցելիության՝ **ա**) 0 արժեք, **բ**) անվերջ արժեք, **գ**) բացասական արժեք:
14. Ո՞րն է Կյուրի-Վեյսի օրենքը:

15. Նկարագրեք ֆերոմագնիսի դոմենային կառուցվածքը:
16. Նկարագրեք հակաֆերոմագնիսի դոմենային կառուցվածքը:
17. Ի՞նչ տեսք ունի հակաֆերոմագնիսի մագնիսացման վեկտորի կախվածությունը մագնիսական դաշտի լարվածությունից:

§23. Շեղման հոսանք: Մաքսվելի հավասարումների համակարգը: Էլեկտրամագնիսական ալիքներ: Փոյնթինգի վեկտոր

23.2. Շեղման հոսանք, դրա խտությունը

Երբ կոնդենսատորը միացնում ենք հաստատուն հոսանքի աղբյուրին, ապա լիցքավորվելու պրոցեսում շղթայով որոշ ժամանակ նվազող հոսանք կանցնի (Նկ.23.1ա): Այդ հոսանքի կախումը ժամանակից բերված է Նկ. 23.1բ-ում:



ա) Նկ.23.1 բ)

Այժմ Նկ.23.1ա շղթայում (հարմարության համար կոնդենսատորի մոտ) վերցնենք L կոնտուր, որն ընդգրկում է հոսանքակիր հաղորդալարը, ընտրենք շրջանցման դրական ուղղություն և բանալին փակելուց անմիջապես հետո գրենք շրջապտույտի թեորեմը $\vec{H}$-ի համար այն տեսքով, որ ստացվել էր հաստատուն հոսանքի համար՝

$$\oint_L \vec{H}\, d\vec{l} = I(t): \tag{23.1}$$

Այսինքն՝ փոփոխական մագնիսական դաշտի $\vec{H}$ լարվածության վեկտորի շրջապտույտի համար գրել ենք նույն արտահայտությունը, որը ստացել էինք հաստատուն հոսանքի դաշտի համար: Սակայն, դժվար չէ համոզվել, որ նման մոտեցումը հանգեցնում է հակասության:

Դրա համար (23.1) ինտեգրալում անցնենք այդ կոնտուրի վրա հենված S_1 և S_2 մակերևույթներով ինտեգրալների, որոնցից մեկը (S_1-ը) հատում է հոսանքակիր հաղորդալարը, իսկ մյուսը (S_2-ն) անցնում է կոնդենսատորի ներսով՝ ընդգրկելով թիթեղը, և չի հատում հաղորդման I(t) հոսանքին՝ $\oint_L \vec{H}\, d\vec{l} = \int_{S_1} \mathrm{rot}\vec{H} d\vec{S} = I(t) \neq 0$, իսկ

$$\oint_L \vec{H}\, d\vec{l} = \int_{S_2} \mathrm{rot}\vec{H} d\vec{S} = 0, \tag{23.2}$$

քանի որ S_2 մակերեսը հաղորդման հոսանքը չի հատում:

Ստացվեց, որ նույն ինտեգրալը և՛ զրո է, և՛ զրոյից տարբեր: Այս հակասությունը գալիս է նրանից, որ հաստատուն հոսանքի համար ստացված (23.1) արդյունքը գրվել է փոփոխական հոսանքի համար: Ուրեմն (23.1)-ը փոփոխական հոսանքի համար ճիշտ չէ:

Այդ հակասությունը վերացնելու նպատակով Մաքսվելը (23.1)-ի աջ մասում ավելացրեց հոսանքի չափողականություն ունեցող մի մեծություն, որը ստատիկ դաշտերի դեպքում զրո է, իսկ փոփոխական դաշտերի դեպքում՝ զրոյից տարբեր: Հոսանքի փոփոխության պատճառով մագնիսական դաշտի $\vec{H}$ լարվածությունն ու թիթեղների ներսի էլեկտրական դաշտի $\vec{D}$ ինդուկցիան փոփոխվում են: Քանի որ $\oint_S \vec{D}d\vec{S} = q(t)$, ուստի այդ լրացուցիչ գումարելին Մաքսվելը կապեց էլեկտրական դաշտի $\vec{D}$-ի հետ: Հարթ կոնդենսատորի դեպքում՝ $D = \sigma = \frac{q}{S}$, որտեղից $q = DS$, իսկ $\frac{\partial q}{\partial t} = S\frac{\partial D}{\partial t}$-ն կլինի հոսանք, որին անվանեց շեղման հոսանք: Դրա խտությունը՝

$$\vec{j}_2 = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}: \qquad (23.3)$$

Ընդհանուր դեպքում հոսանքը և հոսանքի խտությունը կապված են $I = \int_S \vec{j}\,d\vec{S}$ առնչությամբ, որտեղ $\vec{j}$–ն հաղորդման հոսանքի խտությունն է, ուստի շեղման հոսանքի համար կարող ենք գրել՝

$$I_2 = \int_S \vec{j}_2\,d\vec{S}: \qquad (23.4)$$

Այսպիսով, $\vec{H}$ վեկտորի շրջապտույտի թեորեմը փոփոխական հոսանքի համար Մաքսվելը գրեց հետևյալ տեսքով՝

$$\oint_L \vec{H}\,d\vec{l} = \int_S (\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t})d\vec{S}: \qquad (23.5)$$

Այս հավասարման դիֆերենցիալ տեսքը կլինի՝ $\mathrm{rot}\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$:

Հաղորդման և շեղման հոսանքների խտությունների գումարը տալիս է լրիվ հոսանքի խտությունը՝

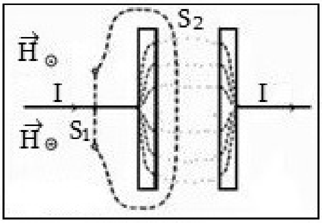
$$\vec{j}_{\text{լր}} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}: \qquad (23.6)$$

Հեշտ է համոզվել, որ լրիվ հոսանքի գծերը փակ են: Իսկապես՝

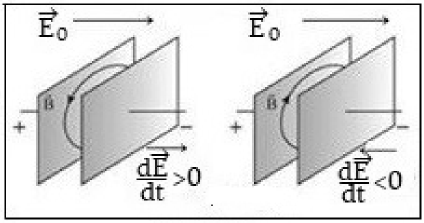
$$\mathrm{div}\,\vec{j}_{\text{լր}} = \mathrm{div}\,\vec{j} + \mathrm{div}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \mathrm{div}\,\vec{j} + \frac{\partial}{\partial t}\mathrm{div}\vec{D} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0,$$

որտեղ ρ-ն ազատ կամ կողմնակի լիցքերի խտությունն է: Այստեղ օգտվեցինք անընդհատության հավասարումից և Գաուսի թեորեմից: Ստացված արդյունքը ($\mathrm{div}\,\vec{j}_{\text{լր}} = 0$) նշանակում է հետևյալը. որտեղ որ ընդհատվում են հաղորդման հոսանքի գծերը, շարունակվում են շեղման հոսանքի գծերը (Նկ. 23.2): Մեր դեպքում շեղման հոսանքի գծերը կոնդենսատորի ներսում են և ուղղված են դրականից բացասական թիթեղը:

(23.5)-ն էլեկտրադինամիկայի հիմնական հավասարումներից մեկն է և այն ցույց է տալիս, որ մագնիսական դաշտ ստեղծում են ոչ միայն հաղորդականության հոսանքները, այլ նաև շեղման հոսանքը:



Նկ.23.2



Նկ.23.3

Շեղման հոսանքն առաջանում է այնտեղ, որտեղ կա փոփոխական էլեկտրական դաշտ: Դիէլեկտրիկների առկայության դեպքում՝ $\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}$ և $\vec{j}_2 = \frac{\partial\vec{P}}{\partial t} + \varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$: Այստեղ առաջին գումարելին կոչվում է բևեռացման հոսանք: Այն առաջանում է կապված լիցքերի շարժմամբ, և դրանց ստեղծած հոսանքի բնույթը նույնն է, ինչ որ հաղորդականության հոսանքինը: Եթե կոնդենսատորը դատարկ է, ապա շեղման հոսանքը կլինի՝ $\vec{j}_2 = \varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}_0}{\partial t}$ և այս հոսանքն արդեն հոսանքակիրներ չունի և այնքանով է հոսանք, որ հոսանքի նման նա էլ է ստեղծում մագնիսական դաշտ (Նկ.23.3): Փաստորեն այս գումարելին նշանակում է, որ էլեկտրական դաշտի փոփոխության հետևանքով առաջանում է մագնիսական դաշտ:

23.2. Մաքսվելի հավասարումների ինտեգրալ տեսքը

Շեղման հոսանքի ներմուծումը Մաքսվելին հնարավորություն տվեց ստեղծել էլեկտրական և մագնիսական երևույթները նկարագրող միասնական տեսություն:

Մինչ այժմ մենք դիտարկել ենք այդ տեսության առանձին մասերը: Այժմ կարող ենք դրանք հավաքել մի տեղ՝ որպես էլեկտրադինամիկայի հիմնական հավասարումներ, որոնց անվանում են Մաքսվելի հավասարումների համակարգ: Այդ հավասարումները չորսն են: Ինտեգրալ տեսքով այդ հավասարումների համակարգն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\oint_L \vec{E}\, d\vec{l} = -\int_S \frac{\partial\vec{B}}{\partial t} d\vec{S}; \quad \oint_S \vec{B}\, d\vec{S} = 0:$$

$$\oint_L \vec{H}\, d\vec{l} = \int_S (\vec{j} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}) d\vec{S}; \quad \oint_S \vec{D}\, d\vec{S} = \int_V \rho\, dV:$$

Այս հավասարումները սեղմ կերպով պարունակում են էլեկտրամագնիսական դաշտի հետ առնչվող ներկայումս հայտնի բոլոր երևույթների նկարագրությունը:

Այդ հավասարումները նշանակում են հետևյալը՝

1. $\vec{E}$ վեկտորի շրջապտույտը L փակ կոնտուրով հավասար է այդ կոնտուրով սահմանափակված կամայական S մակերևույթով մագնիսական հոսքի փոփոխման արագությանը՝ վերցրած մինուս նշանով:

2. $\vec{B}$ վեկտորի հոսքը կամայական փակ մակերևույթով հավասար է զրոյի:

3. $\vec{H}$ վեկտորի շրջապտույտը կամայական L փակ կոնտուրով հավասար է այդ կոնտուրով ընդգրկած հաղորդականության և շեղման հոսանքների գումարին:

4. $\vec{D}$ վեկտորի հոսքը կամայական փակ մակերևույթով հավասար է այդ մակերևույթի ներսում գտնվող ազատ լիցքերի հանրահաշվական գումարին:

5. $\vec{E}$ և $\vec{H}$ վեկտորների շրջապտույտների հավասարումներից հետևում է, որ էլեկտրական և մագնիսական դաշտերը չի կարելի դիտել որպես առանձին դաշտեր, դրանցից որևէ մեկի փոփոխությունը ժամանակի ընթացքում ստեղծում է մյուսին:

Եթե դաշտերը ստացիոնար են ($\vec{B} = \text{const}, \vec{E} = \text{const}$), ապա Մաքսվելի հավասարումների համակարգը տրոհվում է իրարից անկախ երկու խմբի՝

$$\begin{cases} \oint_L \vec{E}\, d\vec{l} = 0\,; & \oint_S \vec{B}\, d\vec{S} = 0: \\ \oint_L \vec{H}\, d\vec{l} = I; & \oint_S \vec{D}\, d\vec{S} = q_0: \end{cases} \qquad (23.7)$$

Այս դեպքում էլեկտրական և մագնիսական դաշտերն իրարից կախված չեն, ինչը և հնարավորություն է տալիս դրանք ուսումնասիրել միմյանցից անկախ:

23.3. Մաքսվելի հավասարումների դիֆերենցիալ տեսքը

Մաքսվելի հավասարումների դիֆերենցիալ տեսքը հետևյալն է՝

$$\begin{cases} \mathrm{rot}\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{կամ} \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \\ \mathrm{div}\vec{B} = 0 \quad \text{կամ} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0: \end{cases} \qquad (23.8)$$

$$\begin{cases} \mathrm{rot}\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \text{կամ} \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; \\ \mathrm{div}\vec{D} = \rho_0 \quad \text{կամ} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_0: \end{cases} \qquad (23.8\text{ա})$$

Այս հավասարումներից կարելի է եզրակացնել, որ էլեկտրական դաշտը կարող է առաջանալ երկու պատճառով: Նախ, որ էլեկտրական դաշտի աղբյուր կարող են լինել էլեկտրական լիցքերը, որոնք կարող են լինել և՛ կապված, և՛ ազատ ($\vec{\nabla} \cdot \vec{E} \sim \rho_0 + \rho'$): Երկրորդ, որ էլեկտրական դաշտ առաջանում է նաև, երբ ժամանակի ընթացքում փոփոխվում է մագնիսական դաշտը:

Այդ հավասարումներն ասում են նաև այն մասին, որ մագնիսական դաշտ ստեղծում են կա՛մ շարժվող լիցքերը, կա՛մ ժամանակի ընթացքում փոփոխվող էլեկտրական դաշտը: Դա հետևում է $\mathrm{rot}\vec{B} \sim \left(\vec{j} + \vec{j}'_m + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\right)$ արտահայտությունից, որտեղ $\vec{j}'_m$-ը մագնիսական հոսանքի խտությունն է:

Բնության մեջ գոյություն չունեն մագնիսական լիցքեր (էլեկտրական լիցքերի նման), որոնք ստեղծում են մագնիսական դաշտ, դա էլ հետևում է $\mathrm{div}\vec{B} = 0$ հավասարումից:

Մաքսվելի հավասարումների դիֆերենցիալ տեսքը հնարավորություն է տալիս, լուծելով այդ հավասարումները, որոշել էլեկտրական և մագնիսական դաշտերը բնութագրող $\vec{E}$ և $\vec{B}$ մեծությունները:

Էլեկտրամագնիսական դաշտում լիցքավորված մասնիկի շարժումն ուսումնասիրելու համար Մաքսվելի հավասարումներին պետք է ավելացնել Լորենցի ուժի բանաձևը՝

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B}: \qquad (23.9^*)$$

*** Կա աշխատանք, որտեղ հիմնավորվում է, որ (23.9*) բանաձևը ճիշտ է միայն ստատիկ դաշտերի դեպքում (տես հավելվածը):**

Ստացվում է հիմնարար հավասարումների համակարգ, որը սկզբունքորեն բավարար է էլեկտրամագնիսական բոլոր երևույթները նկարագրելու համար, քանի դեռ չեն սկսել ի հայտ գալ քվանտային երևույթները:

Մաքսվելի հավասարումներն ինտեգրալ տեսքով ավելի ընդհանրական են այն իմաստով, որ նրանք ճիշտ են նաև այն դեպքում, երբ կան խզման մակերևույթներ, որոնց վրա միջավայրը կամ դաշտը կարող է փոփոխվել թռիչքաձև: Մինչդեռ Մաքսվելի հավասարումների դիֆերենցիալ տեսքում ենթադրվում է, որ բոլոր մեծությունները ժամանակի և տարածության մեջ անընդհատ ֆունկցիաներ են: Սակայն Մաքսվելի հավասարումների դիֆերենցիալ տեսքին էլ կարելի է ընդհանրական տեսք տալ, եթե դրանց ավելացնենք դաշտի եզրային պայմանները մի միջավայրից մյուսին անցնելիս: Եթե միջավայրի բաժանման սահմանին ազատ լիցքեր և հաղորդականության հոսանքներ չկան, ապա այդ եզրային պայմանները կլինեն՝

$$D_{1n} = D_{2n}, \quad E_{1t} = E_{2t}, \quad B_{1n} = B_{2n}, \quad H_{1t} = H_{2t}: \qquad (23.10)$$

Ընդ որում սրանք ճիշտ են ինչպես ստացիոնար, այնպես էլ փոփոխական դաշտերի համար:

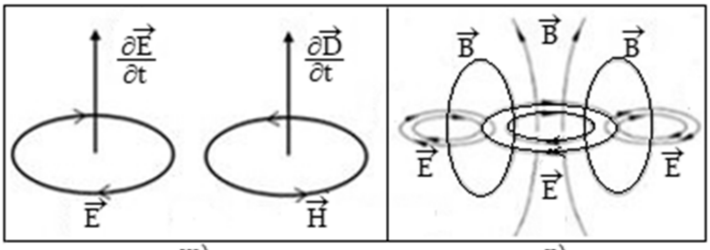
Մաքսվելի հիմնարար հավասարումների համակարգը լրիվ չէ. այն 12 անհայտով 8 հավասարումների համակարգ է, և հետևաբար, հնարավոր չէ տրված հոսանքների և լիցքերի բաշխվածությամբ որոշել դաշտերը: Այս համակարգին պետք է ավելացնել նաև այն հավասարումները, որոնք նկարագրում են միջավայրի հատկություններով: Այդ հավասարումները կոչվում են նյութական հավասարումներ: Թույլ դաշտերի դեպքում, եթե միջավայրն իզոտրոպ է ու չի պարունակում սեգնետաէլեկտրիկ կամ ֆերոմագնիս, ապա նյութական հավասարումները կլինեն՝

$$\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon\vec{E}, \quad \vec{B} = \mu_0\mu\vec{H}, \quad \vec{j} = \gamma(\vec{E} + \vec{E}^*): \qquad (23.11)$$

Թվում է, թե հավասարումների թիվը դարձավ 17, իսկ անհայտների թիվը մնաց 12-ը: Սակայն ցույց է տրվում, որ այդ հավասարումների մի մասը մյուսների հետևանք են և ի վերջո մնում են 12 անկախ հավասարումներ՝ 12 անհայտի համար:

23.4. Էլեկտրամագնիսական ալիքներ

Ինչպես տեսանք, փոփոխական էլեկտրական դաշտը ստեղծում է փոփոխական մագնիսական դաշտ, իսկ այդ փոփոխական մագնիսական դաշտը ստեղծում է փոփոխական էլեկտրական դաշտ և այլն: Այսպիսով, եթե լիցքերի օգնությամբ գրգռենք փոփոխական էլեկտրական կամ մագնիսական դաշտ, ապա շրջապատող տարածության մեջ առաջանում են կետից կետ տարածվող, իրար հաջորդող փոփոխական էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի փոխակերպումներ (Նկ. 23.4բ): Այդ պրոցեսը տարածության մեջ և ժամանակի ընթացքում պարբերական է, հետևաբար ալիքային պրոցես է և կոչվում է էլեկտրամագնիսական ալիք: Այդ ալիքների գոյությունն անմիջապես հետևում է Մաքսվելի (23.8) հավասարումներից, որոնք գրված են տարածության այն կետերի համար, որտեղ չկան լիցքեր և հոսանքներ:



Նկ.23.4

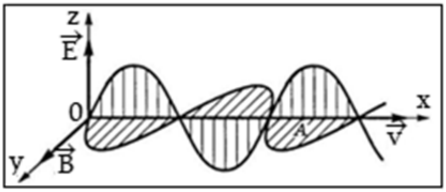
$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$ հավասարման նկատմամբ կիրառենք ռոտորի գործողություն՝ $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -\vec{\nabla} \times \frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$, օգտագործելով կրկնակի վեկտորական արտադրյալի $\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{A}(\vec{B}\vec{C}) - (\vec{A}\vec{B})\vec{C}$ հայտնի բանաձևը՝ կստանանք $\vec{\nabla}(\vec{\nabla}\vec{E}) - \vec{\nabla}^2\vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t}(\vec{\nabla} \times \vec{B})$: Այժմ նկատի ունենանք, որ $\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$, որտեղից $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$: Եթե օգտագործենք նաև $\vec{B} = \mu_0\mu\vec{H}$ առնչությունը, կունենանք՝ $-\vec{\nabla}^2\vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t}(\vec{\nabla} \times \vec{B}) = -\mu_0\mu\frac{\partial}{\partial t}(\vec{\nabla} \times \vec{H}) = -\mu_0\mu\frac{\partial^2\vec{D}}{\partial t^2} = -\mu_0\mu\varepsilon_0\varepsilon\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}$:

Այսպիսով ստացվեց, որ

$$\vec{\nabla}^2\vec{E} - \mu_0\mu\varepsilon_0\varepsilon\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad \text{կամ} \quad \nabla^2\vec{E} - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = 0 \qquad (23.12)$$

ալիքային հավասարումը, որտեղ $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$ -ն ալիքի տարածման արագությունն է ոչ ֆերոմագնիսական անհաղորդիչ միջավայրում, իսկ $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} = 3 \cdot 10^8$մ/վ՝ ալիքի տարածման արագությունը դատարկությունում:

Նման ալիքային հավասարումներ ստացվում են նաև $\vec{B}$, $\vec{H}$ և $\vec{D}$ վեկտորների համար: $\vec{E}$, $\vec{B}$ և $\vec{v}$ վեկտորները միմյանց փոխուղղահայաց են և կազմում են աջ պտուտակային համակարգ (Նկ. 23.5): Վեկտորների այս դասավորությունը հանդիսանում է էլեկտրամագնիսական ալիքի ներքին հատկությունը և կախված չէ հաշվարկման համակարգի ընտրությունից:



Նկ.23.5

Էլեկտրամագնիսական ալիքի $\vec{E}$ և $\vec{B}$ վեկտորները տարածվում են միշտ միևնույն փուլում, և ամեն մի կետում $E = vB$ կամ

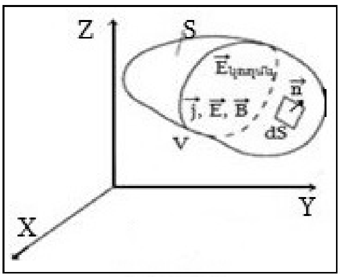
$$\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon}\, E = \sqrt{\mu_0\mu} B: \qquad 23.13)$$

Էլեկտրամագնիսական ալիքները 1888 թ. փորձնականորեն ստացել և ուսումնասիրել է գերմանացի ֆիզիկոս Հ. Հերցը:

23.5. Էլեկտրամագնիսական դաշտի էներգիայի պահպանման օրենքը: Փոյնթինգի վեկտոր

Դիտարկենք որևէ V ծավալ, որում կան էլեկտրամագնիսական դաշտ և հոսանքներ (Նկ. 23.6): Այդ ծավալը պարփակված է S մակերևույթով: Այդ ծավալում անջատվող ջոուլյան հզորությունը կլինի՝

$$P = \int_V \vec{j}\vec{E}dV: \qquad (23.14)$$



Նկ.23.6

Պարզության համար ենթադրենք, որ այդ ծավալում էներգիայի այլ փոխակերպումներ չկան: Մաքսվելի (23.8) հավասարումներից $\vec{j}$-ի արժեքը տեղադրելով (23.14)-ի մեջ, կունենանք՝

$$P = \int_V \vec{E}\mathrm{rot}\vec{H}dV - \int_V \vec{E}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} dV: \qquad (23.15)$$

Նկատի ունենանք, որ

$\mathrm{div}(\vec{E}\times H)=(\mathrm{rot}\vec{E})\vec{H}-\vec{E}\mathrm{rot}\vec{H}=-\vec{H}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}-\vec{E}\mathrm{rot}\vec{H}$, ձևափոխենք (23.15)-ը՝

$$P=-\int_V \vec{H}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}dV-\int_V \vec{E}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}dV-\int_V \mathrm{div}(\vec{E}\times\vec{H})\,dV,$$

կամ

$$P=-\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{1}{2}\int_V(\vec{E}\vec{D}+\vec{B}\vec{H})\,dV\right]-\oint_S(\vec{E}\times\vec{H})\,d\vec{S}: \tag{23.16}$$

Այստեղ $W=\frac{1}{2}\int_V(\vec{E}\vec{D}+\vec{B}\vec{H})\,dV$-ն իրենից ներկայացնում է V ծավալում գտնվող էլեկտրամագնիսական դաշտի էներգիան: Իսկ

$$\vec{S}_{\text{պ}}=\vec{E}\times\vec{H} \tag{23.17}$$

վեկտորին անվանում են Փոյնթինգի վեկտոր: Այն թվապես հավասար է միավոր ժամանակում V ծավալը պարփակող S մակերևույթի միավոր մակերեսից՝ դրա արտաքին նորմալի ուղղությամբ տարածվող էլեկտրամագնիսական էներգիային:

(23.16)–ը գրենք հետևյալ տեսքով՝

$$\frac{\partial W}{\partial t}=-P-\oint_S \vec{S}_{\text{պ}}\,d\vec{S}: \tag{23.18}$$

Այս առնչությունը նշանակում է հետևյալը՝ էլեկտրամագնիսական դաշտի էներգիայի փոփոխությունը V ծավալում պայմանավորված է այդ ծավալում առկա հաղորդականության հոսանքի աշխատանքով և այդ ծավալը պարփակող S մակերևույթից էլեկտրամագնիսական էներգիայի հոսքով: Եթե էլեկտրամագնիսական դաշտի էներգիան չի փոփոխվում՝ $\frac{\partial W}{\partial t}=0$, կունենանք՝

$$P=-\oint_S \vec{S}_{\text{պ}}\,d\vec{S}: \tag{23.19}$$

Սա նշանակում է, որ այս դեպքում V ծավալում ամբողջ աշխատանքը կատարվում է նրա մեջ մտնող էլեկտրամագնիսական էներգիայի հոսքի հաշվին:

(23.18)-ն արտահայտում է էլեկտրամագնիսական դաշտի էներգիայի պահպանման օրենքը, որը եթե ներկայացնենք հետևյալ տեսքով՝

$$-\frac{\partial W}{\partial t}=P+\oint_S \vec{S}_{\text{պ}}\,d\vec{S}, \tag{23.20}$$

ապա այն կարելի է մեկնաբանել նաև հետևյալ կերպ՝ տվյալ ծավալից էներգիայի նվազումը միավոր ժամանակամիջոցում հավասար է այդ ծավալը պարփակող մակերևույթով էներգիայի հոսքին՝ գումարած այն հզորությանը, որը դաշտի ուժերը կատարում են այդ ծավալում գտնվող լիցքերի նկատմամբ:

Ստուգողական հարցեր

1. Ո՞րն է կոչվում շեղման հոսանք, և ո՞րն է դրա խտությունը:
2. Ինչո՞վ է պայմանավորված շեղման հոսանքը, եթե՝ **ա)** միջավայր կա, **բ)** միջավայր չկա:

3. Ո՞րն է բևեռացման հոսանքի խտությունը: Գրեք դրա բանաձևը:
4. Գրեք մագնիսական լարվածության շրջապտույտի բանաձևը փոփոխական դաշտերի համար:
5. Գրեք Մաքսվելի հավասարումը, որից հնարավոր է ստանալ էլեկտրամագնիսական մակածման հիմնական օրենքը:
6. Գրեք Մաքսվելի հավասարումը, որից հնարավոր է ստանալ Բիո-Սավար-Լապլասի օրենքը:
7. Գրեք Մաքսվելի հավասարումը, որից հնարավոր է ստանալ Կուլոնի օրենքը:
8. Ազատ տարածության մեջ էլեկտրամագնիսական ալիքը երկայնակա՞ն ալիք է, թե՞ լայնական:
9. Գրեք Փոյնթինգի վեկտորը և մեկնաբանեք այն:

§24. Փոփոխական հոսանք: Փոփոխական հոսանքի ստացումը: Ակտիվ և ռեակտիվ դիմադրություններ: Օհմի օրենքը փոփոխական հոսանքի համար: Ակտիվ և ռեակտիվ հզորություններ

24.1. Փոփոխական հոսանք: Փոփոխական հոսանքի ստացումը

Ցանկացած հոսանք, որը ժամանակի ընթացքում փոփոխվում է՝ $I = I(t)$, անվանվում է փոփոխական հոսանք: Սակայն առավել հաճախ ընդունված է փոփոխական հոսանք անվանել միայն պարբերաբար փոփոխվող այն հոսանքը, որի միջին արժեքը մեկ պարբերության ընթացքում զրո է: Իսկ պարբերական կոչվում է այն փոփոխական հոսանքը, որի ակնթարթային արժեքը ժամանակի կամայական պահին պարբերաբար կրկնվում է որոշակի հաստատուն T ժամանակ անց՝

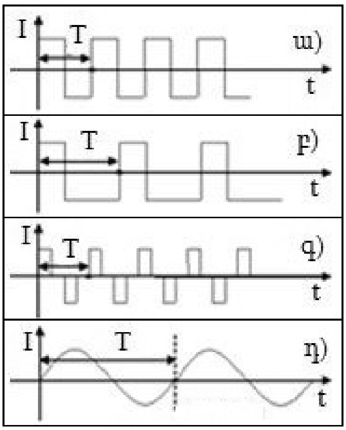
$$I(t) = I(t + T), \tag{24.1}$$

որտեղ՝ $T = const$, կրկնման պարբերությունն է, իսկ $f = \frac{1}{T}$-ն՝ հաճախությունը: Պարբերական հոսանքի սահմանումից հետևում է, որ հոսանքի արժեքները կրկնվում են ոչ միայն T, այլ նաև nT (որտեղ n=1, 2, …) ժամանակ անց՝

$$I(t) = I(t + T) = I(t + 2T) = \cdots = I(t + nT), \tag{24.2}$$

հետևաբար ավելի ճիշտ կլինի տատանման պարբերությունը համարել T-ի այն նվազագույն արժեքը, որի դեպքում կամայական t-ի համար իրականանում է (24.1) պայմանը:

Նման ձևով սահմանվում են նաև փոփոխական լարումը, ԷլՇՈւ-ն և այլն: Նկ. 24.1-ում պատկերված են մի քանի փոփոխական հոսանքների ժամանակային կախվածության գրաֆիկները: Հաստատուն հոսանքը՝ $I(t) = const$, կարելի է համարել փոփոխական հոսանքի մասնավոր դեպք, որի համար $T \to \infty$ կամ $f \to 0$: Առավել լայն կիրառություններ ունեն ժամանակի ընթացքում ներդաշնակորեն փոփոխվող (սինուսոիդային) հոսանքները (Նկ. 24.1դ): Դա պայմանավորված է մի շարք գործոններով, որոնցից ամենակարևորը սինուսոիդային հոսանքի ստացման, հաղորդման, բաշխման և սպառման տնտեսապես շահավետ լինելն է: Կենցաղում և արտադրության մեջ օգտագործվող սինուսոիդային հոսանքի հաճախությունը շատ երկրներում $f = \frac{1}{T} = 50$Հց է (որոշ երկրներում օգտագործվում է $f = 60$Հց հաճախությամբ հոսանք):

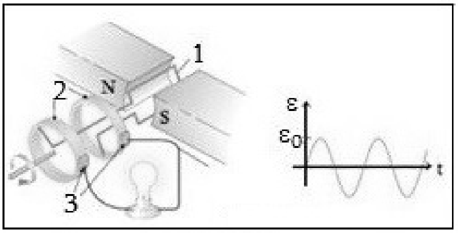


Նկ.24.1

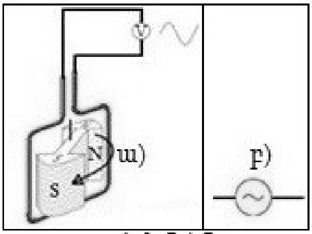
Սինուսոիդային (ներդաշնակ) հոսանքի ուժի կախումը ժամանակից ունի հետևյալ տեսքը՝

$$I(t) = I_0 \sin(\omega t + \varphi_0), \qquad (24.3)$$

որտեղ φ_0-ն հոսանքի տատանման սկզբնական փուլն է, իսկ $\omega = 2\pi f$-ը ցիկլային (շրջանային) հաճախությունը:



Նկ.24.2



Նկ.24.3

Այսպես կոչված գծային էլեկտրական շղթաներում հոսանքը կլինի սինուսոիդային, եթե աղբյուրի ԷլՇՈւ-ն ժամանակից կախված փոփոխվի սինուսոիդական օրենքով՝

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \sin(\omega t + \varphi_1), \qquad (24.4)$$

որտեղ ε_0-ն ԷլՇՈւ-ի տատանման լայնույթն է, իսկ φ_1-ը՝ նրա սկզբնական փուլը:

Սինուսոիդային ԷլՇՈւ ստանում են փոփոխական հոսանքի գեներատորի օգնությամբ, որը մեխանիկական էներգիան փոխակերպում է էլեկտրական էներգիայի:

Փոփոխական հոսանքի գեներատորի աշխատանքը հիմնված է էլեկտրամագնիսական մակածման երևույթի վրա:

Գեներատորի պարզագույն մոդելը բաղկացած է հաստատուն մագնիսից (Նկ. 24.2), որի ներսում պտտվում է հաղորդալարից պատրաստված 1 շրջանակը: Շրջանակում մակածված հոսանքն արտաքին շղթա հանելու համար դրա ծայրերին միացնում են օղակ (2), որոնց հպվող խոզանակները (3) հոսանքը հաղորդում են արտաքին բեռին:

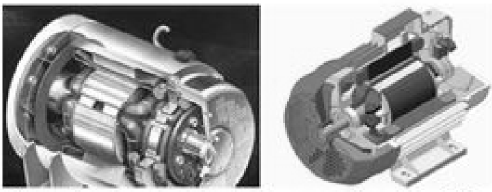
Ենթադրենք $t = 0$ պահին շրջանակի $\vec{n}$ նորմալը մագնիսական դաշտի $\vec{B}$ ինդուկցիայի վեկտորի հետ կազմում է φ_1 անկյուն: Եթե սկսենք այն ω հաստատուն անկյունային արագությամբ պտտել, ապա t ժամանակում շրջանակի նորմալը կպտտվի $\varphi = \omega t = 2\pi f t$ անկյունով, և շրջանակ թափանցող Φ մագնիսական հոսքը t պահին կլինի՝ $\Phi = BS\cos\varphi = BS\cos(\omega t + \varphi_1)$, որտեղ S-ը շրջանակի մակերեսն է (պարզության համար համարել ենք դաշտը համասեռ), f-ը՝ պտտման հաճախությունը: Մագնիսական հոսքի փոփոխության հետևանքով շրջանակում մակածվում է ԷլՇՈւ՝

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} = BS\omega\sin(\omega t + \varphi_1) = \varepsilon_0\sin(\omega t + \varphi_1), \qquad (24.5)$$

որտեղ $\varepsilon_0 = BS\omega$ մեծությունը մակածման ԷլՇՈւ-ի լայնույթն է:

Որպեսզի մեծ արժեքով ԷլՇՈւ ստացվի, շրջանակի փոխարեն վերցնում են N հատ գալար ունեցող փաթույթ: Այս դեպքում արդեն՝ $\varepsilon_0 = BS\omega N$:

Օղակների և խոզանակների միջև սահող կոնտակտներում տեղի ունեցող կայծային պարպումներից, որը բերում է էլեկտրական էներգիայի կորուստների, շրջանակը պահում են անշարժ, իսկ մագնիսը պտտում դրա շուրջը կամ ներսում (Նկ.24.3ա): Այս դեպքում արդեն օղակների և խոզանակների կարիք չկա, և շրջանակի ծայրերը կոշտ կերպով միացվում են արտաքին բեռին: Նկ. 24.3բ-ում բերված է էլեկտրական շղթաներում փոփոխական հոսանքի աղբյուրների նշանակումը:



Արդյունաբերական գեներատորի օրինակներ

Իրականում էլեկտրակայաններում տեղակայվում են ավելի բարդ կառուցվածք ունեցող գեներատորներ, որոնք թույլ են տալիս ստանալ մեծ հզորություններ: Դրանք պարունակում են ոչ թե մեկ, այլ մեծ թվով փաթույթներ, և մագնիսական դաշտը մեծացնելու համար հաստատուն մագնիսի փոխարեն օգտագործվում են հզոր էլեկտրամագնիսներ:

24.2. Ակտիվ դիմադրությունը փոփոխական հոսանքի շղթայում: Հոսանքի և լարման գործող արժեքներ

Ենթադրենք զրոյական սկզբնական փուլով $\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t$ փոփոխական ԷլՇՈւ-ին միացվել է R ակտիվ (օհմական) դիմադրություն (Նկ. 24.4ա): Այդ դեպքում կոնտուրում հոսանքի I ուժի ակնթարթային արժեքը, ըստ Կիրխհոֆի օրենքի, կլինի՝

$$I(t) = \frac{U(t)}{R} = \frac{\varepsilon_0 \sin\omega t}{R} = I_0 \sin\omega t, \quad (24.6)$$

որտեղ $I_0 = \frac{\varepsilon_0}{R}$ -ը հոսանքի լայնութային արժեքն է:

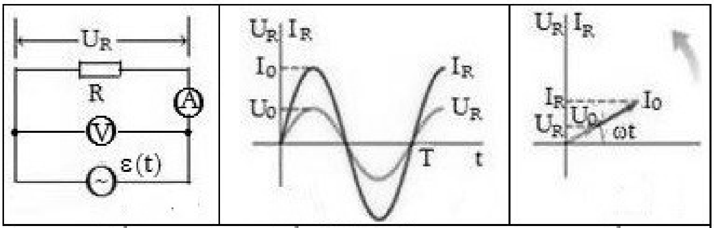
(24.6)-ից հետևում է, որ միայն ակտիվ դիմադրություն պարունակող փոփոխական հոսանքի շղթայում հոսանքը և լարման անկումը փոփոխվում են ԷլՇՈւ-ի հաճախությամբ՝ միևնույն սկզբնական փուլով (Նկ. 24.4բ): Իսկ (Նկ. 24.4գ)-ում հոսանքի և լարման կախվածությունները դիտված են որպես ω անկյունային արագությամբ պտտվող վեկտորներ:

Հաստատուն հոսանքի դեպքում հզորությունը շղթայի տեղամասում որոշվում է $P = UI = I^2R = \frac{U^2}{R}$ բանաձևերով: Փոփոխական հոսանքի դեպքում այդ հզորությունը կլինի՝

$$P = I^2(t)R = I_0^2 R\sin^2\omega t: \qquad (24.7)$$

Սինուսոիդական օրենքով փոփոխվող հոսանքի մեծությունը գնահատելու համար այն համեմատում են իր ջերմային ազդեցությամբ համարժեք հաստատուն հոսանքի հետ:

Սինուսոիդային հոսանքի գործող արժեք է կոչվում այնպիսի հաստատուն հոսանքի մեծությունը, որն անցնելով որևէ դիմադրության միջով՝ սինուսոիդային հոսանքի մեկ պարբերության ընթացքում անջատում է նույնքան ջերմության քանակ, որքան դիտարկվող սինուսոիդային հոսանքն է անջատում այդ նույն դիմադրության վրա:



ա) բ) Նկ.24.4 գ)

Որպեսզի ստանանք փոփոխական հոսանքի գործող արժեքի մեծությունը, հաշվենք նրա հզորության միջին արժեքը մեկ պարբերության ընթացքում՝

$$\overline{P} = \overline{I^2}(t)R = I_0^2 R\frac{1}{T}\int_0^T \sin^2\omega t dt = \frac{1}{2}I_0^2 R:$$

Այստեղ նկատի ունեցանք, որ $\frac{1}{T}\int_0^T \sin^2\omega t dt = 1/2$ մեկ պարբերության ընթացքում հավասար է 1/2 -ի:

Այսպիսով, փոփոխական հոսանքի հզորության միջին արժեքը տրվում է $\overline{P} = I_q^2 R$ բանաձևով, որտեղ $I_q = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$:

Այսինքն, հոսանքի գործող արժեքը հավասար է դրա լայնութային արժեքի հարաբերությանը $\sqrt{2}$-ի: Նկ. 24.4ա շղթային միացրած փոփոխական հոսանքի A «իդեալական» ամպերաչափի ցուցմունքը հոսանքի գործող արժեքն է:

Փոփոխական լարման կամ ԷլՇՈւ-ի գործող արժեքները սահմանվում են համանման կերպով՝

$$U_q = \frac{U_0}{\sqrt{2}}; \qquad \varepsilon_q = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{2}}: \qquad (24.8)$$

Նկ. 24.4ա շղթային միացրած փոփոխական լարման «իդեալական» V վոլտաչափի ցուցմունքը հենց այս գործող արժեքներն են:

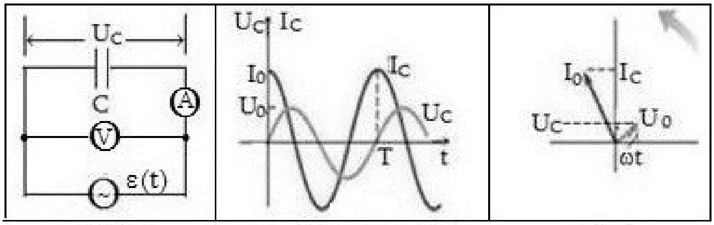
24.3. Կոնդեսատորը փոփոխական հոսանքի շղթայում: Ունակային դիմադրություն

Այժմ ենթադրենք $\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t$ ԷլՇՈւ-ով աղբյուրին միացված է C ունակությամբ իդեալական կոնդենսատոր (Նկ.24.5ա): Այս դեպքում, Կիրխհոֆի II օրենքի համաձայն, կունենանք $\frac{q}{C} = \varepsilon_0 \sin \omega t$, որտեղից՝

$$I = \frac{dq}{dt} = \varepsilon_0 C\omega\cos\omega t = I_0 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = \frac{\varepsilon_0}{X_c}\sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right): \qquad (24.9)$$

(24.9)-ից հետևում է, որ հոսանքը նույնպես փոփոխվում է հարմոնիկ օրենքով՝ նույն ω հաճախությամբ և $I_0 = \varepsilon_0 C\omega = \frac{\varepsilon_0}{X_c}$ լայնույթով, որտեղ $X_c = \frac{\varepsilon_0}{I_0} = \frac{1}{\omega C}$-ն ունակային դիմադրությունն է (հաստատուն հոսանքի դեպքում՝ $\omega = 0$ և $X_c \to \infty$): Բաժանելով $\sqrt{2}$-ի վրա՝ հոսանքի գործող արժեքի համար կունենանք՝

$$I_q = \frac{\varepsilon_q}{X_c}: \qquad (24.10)$$



ա) Նկ.24.5 բ) գ)

Վոլտաչափի ցուցմունքը բաժանելով ամպերաչափի ցուցմունքին՝ կորոշենք X_c դիմադրությունը և հայտնի ω-ի դեպքում $X_c = \frac{1}{\omega C}$ բանաձևով կորոշենք կոնդենսատորի C ունակությունը:

(24.9)-ից հետևում է, որ կոնդենսատորի հոսանքը π/2 փուլով առաջ է ընկած U_c լարումից (Նկ.24.5բ,գ): Երբ կոնդենսատորի լիցքը հավասար է q-ի, նրա էներգիան կլինի $W = \frac{q^2}{2C}$, իսկ աղբյուրի ծախսած հզորությունը կոնդենսատորի լիցքը փոփոխելու համար կլինի՝

$$P_c(t) = \frac{dW}{dt} = \frac{q}{C}\frac{dq}{dt} = \frac{q}{C}I = U_c I = \varepsilon_0 I_0 \sin\omega t \cos\omega t = \frac{\varepsilon_0 I_0}{2}\sin 2\omega t:$$

Աղբյուրի ծախսած միջին հզորությունը մեկ պարբերության ընթացքում կլինի՝

$$\overline{P}_c(t) = \frac{1}{T}\int_0^T P_c(t)dt = \frac{\varepsilon_0 I_0}{2T}\int_0^T \sin 2\omega t dt = 0:$$

Այսինքն, աղբյուրի ծախսած հզորությունը մեկ պարբերության ընթացքում հավասար է զրոյի: Դա պայմանավորված է նրանով, որ երբ աղբյուրը կատարում է ինչ-որ աշխատանք կոնդենսատորը լիցքավորելու համար, նրա էներգիան փոխակերպվում է կոնդենսատորի էլեկտրական դաշտի էներգիայի (այս դեպքում

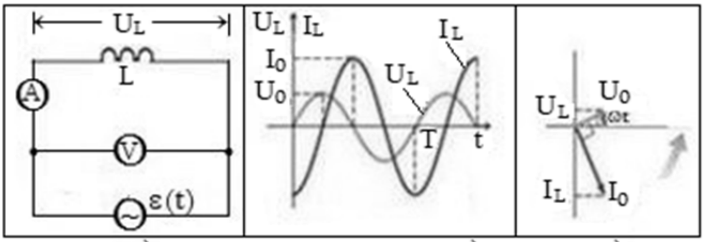
P(t) > 0), իսկ երբ լարումը կոնդենսատորի վրա սկսում է նվազել, կոնդենսատորի էլեկտրական էներգիան վերադառնում է աղբյուր (այդ դեպքում P(t) < 0):

Այսպիսով, կոնդենսատորի ունակային դիմադրությունը հաղթահարելու համար աղբյուրն աշխատանք չի կատարում՝ ի տարբերություն օհմական R դիմադրության, որտեղ աղբյուրի էլեկտրական էներգիան փոխակերպվում է ջերմության կամ մեխանիկական էներգիայի: Այդ պատճառով ունակային դիմադրությանն անվանում են ռեակտիվ դիմադրություն, իսկ օհմական դիմադրությանը՝ ակտիվ:

24.4. Ինդուկտիվ կոճը փոփոխական հոսանքի շղթայում: Ինդուկտիվ դիմադրություն

Ենթադրենք $\varepsilon = \varepsilon_0 \sin\omega t$ ԷլՇՈւ-ով փոփոխական հոսանքի աղբյուրին միացված է L ինդուկտիվությամբ իդեալական կոճ (Նկ. 24.6 ա): Այս դեպքում, բացի գեներատորի ԷլՇՈւ-ից, կա նաև կոճի ինքնամակածման ԷլՇՈւ՝ $\varepsilon_{իմ} = -L\frac{dI}{dt}$, և Կիրխհոֆի II կանոնի համաձայն՝ կունենանք հետևյալ հավասարումը՝

$$-L\frac{dI}{dt} + \varepsilon_0 \sin\omega t = 0 \text{ կամ } L\frac{dI}{dt} = \varepsilon_0 \sin\omega t: \quad (24.11)$$



ա) Նկ.24.6 բ) գ)

Այսպիսով, $L\frac{dI}{dt}$ մեծությունը կարող ենք դիտարկել որպես լարման անկում կոճի վրա՝

$$U_L = L\frac{dI}{dt}: \quad (24.12)$$

(24.11)-ից որոշենք շղթայով անցնող I(t) հոսանքը՝

$$I(t) = \frac{\varepsilon_0}{L}\int \sin\omega t dt = -\frac{\varepsilon_0}{L\omega}\cos\omega t = I_0 \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right), \quad (24.13)$$

որտեղ՝ $I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\omega L} = \frac{\varepsilon_0}{X_L}$: $X_L = \frac{\varepsilon_0}{I_0} = \omega L$ -ն ինդուկտիվ դիմադրությունն է (հաստատուն հոսանքի դեպքում՝ $\omega = 0$, $X_L = 0$): Բաժանելով $\sqrt{2}$-ի վրա՝ հոսանքի գործող արժեքի համար կունենանք՝

$$I_q = \frac{\varepsilon_q}{X_L}: \quad (24.14)$$

Վոլտաչափի ցուցմունքը բաժանելով ամպերաչափի ցուցմունքին՝ կորոշենք X_L դիմադրությունը և հայտնի ω-ի դեպքում $X_L = \omega L$ բանաձևով կորոշենք կոճի L ինդուկտիվությունը:

(24.13)-ից հետևում է, որ հոսանքը կոճում π/2 փուլով հետ է ընկած կոճի վրա լարման անկումից (Նկ.24.6բ,գ):

Եթե կոճով անցնող հոսանքի ուժը հավասար է I(t)-ի, ապա կոճի մագնիսական դաշտի էներգիան կլինի՝ $W = \frac{LI^2}{2}$, իսկ աղբյուրի ծախսած հզորությունը կոճի էներգիան փոխելու համար կլինի՝

$$P_L(t) = \frac{dW}{dt} = LI\frac{dI}{dt} = IU_L = -I_0\cos\omega t\varepsilon_0\sin\omega t = -\frac{\varepsilon_0 I_0}{2}\sin2\omega t,$$

որը, ինչպես կոնդենսատորի դեպքում, կարող է լինել և՛ դրական, և՛ բացասական: Աղբյուրի ծախսած միջին հզորությունը մեկ պարբերության ընթացքում կլինի զրո՝

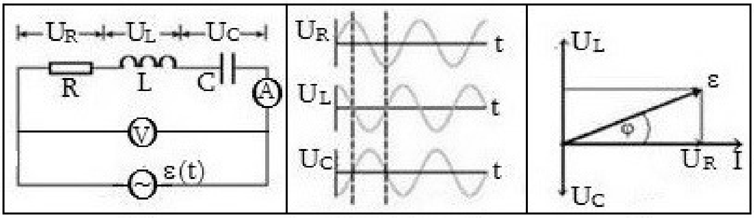
$$\overline{P}_L = \frac{1}{T}\int_0^T P_L(t)dt = -\frac{\varepsilon_0 I_0}{2T}\int_0^T \sin2\omega t dt = 0:$$

Այսպիսով, միայն ինդուկտիվ դիմադրության առկայության դեպքում աղբյուրի ծախսած էներգիան գնում է կոճում մագնիսական դաշտ ստեղծելու վրա և լրիվ վերադառնում է աղբյուրին, երբ կոճի մագնիսական դաշտը վերանում է: Հետևաբար ինդուկտիվ դիմադրությունը ևս ռեակտիվ է:

24.5. Օհմի օրենքը փոփոխական հոսանքի համար: Հզորության գործակից: Ակտիվ և ռեակտիվ հզորություններ

Փոփոխական հոսանքի դեպքում շղթայի տարրերը (հոսանքի աղբյուրը, միացնող հաղորդալարերը, սպառիչները) օժտված են և′ ակտիվ, և′ ռեակտիվ դիմադրություններով: Այսպես, միացնող հաղորդալարերը, որպես հաղորդիչ, բացի ակտիվ դիմադրությունից, օժտված են նաև էլեկտրաունակությամբ և ինդուկտիվությամբ: Կոնդենսատորը, բացի ունակային դիմադրությունից, օժտված է նաև ակտիվ դիմադրությամբ (նրանում գտնվող դիէլեկտրիկ շերտով անցնում է չնչին հոսանք, որի հետևանքով այն տաքանում է) և ինդուկտիվությամբ: Ինդուկտիվ կոճի հաղորդալարն ունի ակտիվ դիմադրություն, իսկ գալարներն օժտված են փոխադարձ ունակությամբ:

Պարզության համար ենթադրենք, որ շղթայի ամբողջ ակտիվ դիմադրությունը կենտրոնացված է R դիմադրությամբ ռեզիստորում, ունակությունը՝C ունակությամբ կոնդենսատորում, իսկ ինդուկտիվությունը՝ L ինդուկտիվությամբ կոճում: Այս դեպքում փոփոխական հոսանքի չճյուղավորված շղթայի սխեման կարելի է ներկայացնել Նկ. 24.7ա-ում պատկերված տեսքով: Այդ տարրերի վրա լարման անկումների կախվածությունը ժամանակից բերված է Նկ. 24.7բ-ում:



ա)   Նկ.24.7   բ)   գ)

Այս շղթայի համար գրենք Կիրխհոֆի II օրենքը՝ $\frac{q}{C} + L\frac{dI}{dt} + IR = \varepsilon_0 \sin\omega t$: Այս հավասարումն ըստ ժամանակի ածանցելով և հաշվի առնելով, որ $I = \frac{dq}{dt}$, կստանանք այդ շղթայի դիֆերենցիալ հավասարումը՝

$$L\frac{d^2I}{dt^2} + R\frac{dI}{dt} + \frac{1}{C}I = \varepsilon_0\omega\cos\omega t: \quad (24.15)$$

Այս դիֆերենցիալ հավասարման համասեռ մասը նկարագրում է մարող տատանումներ, և նրա ընդհանուր լուծումը ժամանակի ընթացքում ձգտում է զրոյի: Ուստի անցումային պրոցեսների ավարտից հետո (24.15) հավասարման լուծումը կարելի է ներկայացնել միայն մասնակի լուծման տեսքով՝

$$I = A_1\sin\omega t + A_2\cos\omega t: \quad (24.16)$$

Ընտրելով A_1 և A_2 գործակիցներն այնպես, որ (24.16)-ը բավարարի (24.15) հավասարմանը, կունենանք՝

$$I = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2+(\omega L-1/\omega C)^2}}\cos(\omega t - \varphi), \quad (24.17)$$

որտեղ՝

$$tg\varphi = \frac{\omega L-1/\omega C}{R}: \quad (24.18)$$

(24.17)-ն իրենից ներկայացնում է Օհմի օրենքը փոփոխական հոսանքի համար: Այսպիսով, մեկից ավելի գծային տարրեր պարունակող շղթայում ևս հոսանքը փոփոխվում է նույն ω հաճախությամբ, ինչ որ ԷլՇՈւ-ն, սակայն φ փուլով շեղված է ԷլՇՈւ-ի նկատմամբ, որը որոշվում է (24.18) պայմանից: Երբ $\omega L > \frac{1}{\omega C}$, ապա հոսանքը φ-ով հետ է ընկած, իսկ $\omega L < \frac{1}{\omega C}$ դեպքում φ-ով առաջ է ընկած ԷլՇՈւ-ի փուլից: Հոսանքի լայնութային արժեքը որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2+(\omega L-1/\omega C)^2}} = \frac{\varepsilon_0}{Z}: \quad (24.19)$$

$Z = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}$ մեծությանն անվանում են շղթայի լրիվ դիմադրություն կամ իմպենդանս: Ինչպես նկատում ենք Z-ի արտահայտությունից, այն կարելի է ներկայացնել դիագրամի տեսքով:

Այսպես, եթե $X_L - X_C$ ռեակտիվ դիմադրությունը և R ակտիվ դիմադրությունը վերցնենք որպես ուղղանկյուն եռանկյան էջեր, ապա Z-ը կլինի այդ եռանկյան ներքնաձիգը: (24.19)–ից ունենք, որ $Z=\frac{\varepsilon_0}{I_0}=\frac{\varepsilon_q}{I_q}$, այսինքն այս դեպքում ևս կարող ենք որոշել շղթայի լրիվ դիմադրությունը՝ վոլտաչափի ցուցմունքը բաժանելով ամպերաչափի ցուցմունքին:

Եթե $U_R(t)$, $U_L(t)$, $U_C(t)$, $\varepsilon(t)$ և $I(t)$ մեծությունները ներկայացնենք պտտվող վեկտորների տեսքով և հաշվի առնենք նրանց միջև փուլերի տարբերությունը, ապա ժամանակի կամայական պահին դրանք իրար նկատմամբ կունենան Նկ.24.7գ-ում բեր-ված դասավորությունը: Որտեղից կարող ենք գրել, որ $\varepsilon_0^2=(I_0R)^2+\left(I_0\omega L-\frac{I_0}{\omega C}\right)^2$ և կստանանք (24.19)-ը, իսկ $\mathrm{tg}\varphi=\frac{U_L(t)-U_C(t)}{U_R(t)}$ արտահայտությունից էլ հետևում է (24.18)-ը:

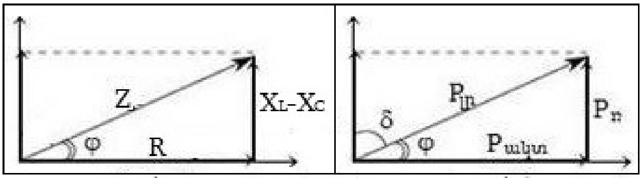
Նկ. 24.7ա շղթայում աղբյուրի ծախսած միջին հզորությունն ակտիվ դիմադրության վրա կլինի՝

$$\overline{P}_{\text{ա}}=\frac{1}{T}\int_0^T\varepsilon_0\sin\omega t\, I_0\sin(\omega t-\varphi)\,dt=\frac{\varepsilon_0 I_0}{2}\cos\varphi=I_q\varepsilon_q\cos\varphi: \qquad (24.20)$$

$\cos\varphi$-ն կոչվում է շղթայի հզորության գործակից և միշտ դրական է՝

$$\cos\varphi=\frac{R}{\sqrt{R^2+(X_L-X_C)^2}}=\frac{R}{Z}: \qquad (24.21)$$

Ուրեմն φ անկյունն իրենից ներկայացնում է Z-ի և R-ի կազմած անկյունը Նկ. 24.8ա-ի ուղղանկյուն եռանկյան մեջ:



ա) Նկ.24.8 բ)

24.20-ից նկատում ենք, որ ակտիվ հզորության առավելագույն արժեքը հավասար է $I_q\varepsilon_q$ և տեղի ունի $X_L=X_C$ դեպքում:

Եթե $\overline{P}_{\text{ռեակ}}=I_q\varepsilon_q\sin\varphi$ մեծությանն անվանենք ռեակտիվ հզորություն, ապա հզորությունները նույնպես կարելի է ներկայացնել ուղղանկյուն եռանկյան դիագրամի տեսքով, որտեղ ռեակտիվ և ակտիվ հզորությունները կլինեն այդ եռանկյան էջերը, իսկ ներքնաձիգը՝ լրիվ կամ թվացյալ հզորությունը՝ $I_q\varepsilon_q$: Այսպիսով, փոփոխական հոսանքի ակտիվ, ռեակտիվ և լրիվ հզորություններն իրար հետ կապված են հետևյալ առնչությամբ՝

$$P_{\text{լր}}=\sqrt{P_{\text{ակ}}^2+P_{\text{ռեակ}}^2}=I_q\varepsilon_q: \qquad (24.22)$$

$P_{\text{լր}}$-ն այն հզորությունն է, որը զարգացնում է գեներատորը, սակայն նրանից օգտագործվում (ծախսվում) է միայն ակտիվ հզորությունը, իսկ ռեակտիվ հզորության շնորհիվ կա՛մ ռեակտիվ տարրերի մեջ կուտակվում է էներգիա, կա՛մ նրանցից ետ է վերադառնում գեներատորին:

Ընդունված է $P_{լր}$ հզորությունը չափել Ա·Վ-ով, ակտիվ հզորությունը՝ Վտ-ով, իսկ ռեակտիվ հզորությունը՝ Վար-ով:

Ստուգողական հարցեր

1. Ո՞ր ամպերաչափին և վոլտաչափին են անվանում «իդեալական»:
2. Ի՞նչ փուլային առնչություն կա հոսանքի և լարման անկման միջև՝ **ա)** միայն ակտիվ դիմադրություն, **բ)** միայն ունակային դիմադրություն, **գ)** միայն ինդուկտիվ դիմադրություն պարունակող փոփոխական (սինուսոիդային) հոսանքի շղթայում:
3. Փոփոխական (սինուսոիդային) հոսանքի շղթայում R, L, C տարրերն իրար հաջորդական են միացած: Գրաֆիկորեն պատկերեք այդ տարրերի վրա լարման անկումների ժամանակային կախվածությունները:
4. Փոփոխական (սինուսոիդային) հոսանքի շղթայում R, L, C տարրերն իրար հաջորդական են միացած: Գրեք երկրորդ կարգի դիֆերենցիալ հավասարումը՝ **ա)** հոսանքի, **բ)** U_R-ի, **գ)** U_C-ի, **դ)** U_L-ի համար:
5. Մեկ պարբերության ընթացքում ինչքա՞ն հզորություն է անջատվում՝ **ա)** ակտիվ, **բ)** ունակային, **գ)** ինդուկտիվ դիմադրությունների վրա:
6. Փոփոխական (սինուսոիդային) հոսանքի շղթայում R, L, C տարրերն իրար հաջորդական են միացած: Ինչքա՞ն է միջին հզորությունն այդ տարրերից յուրաքանչյուրի վրա:
7. Փոփոխական հոսանքի շղթայում R, L, C տարրերն իրար հաջորդական են միացած: Այդ շղթայի հոսանքն ԷլՇՈւ-ից ի՞նչ փուլով է շեղված:
8. Փոփոխական հոսանքի շղթայում հոսաքն ԷլՇՈւ-ից շեղված է φ փուլով: Ինչքա՞ն է այդ շղթայի՝ **ա)** ակտիվ, **բ)** ռեակտիվ, **գ)** լրիվ հզորությունը: Ի՞նչ կապ կա այդ հզորությունների միջև:

§25. Տրանսֆորմատոր: Դրա կառուցվածքը և կիրառության ոլորտները: Էներգետիկ կորուստները և փուլային առնչությունները տրանսֆորմատորում: Տրանսֆորմատորի պարզեցված հաշվարկը

Տրանսֆորմատորի օրինակներ

25.1. Տրանսֆորմատոր: Դրա կառուցվածքը և կիրառության ոլորտները

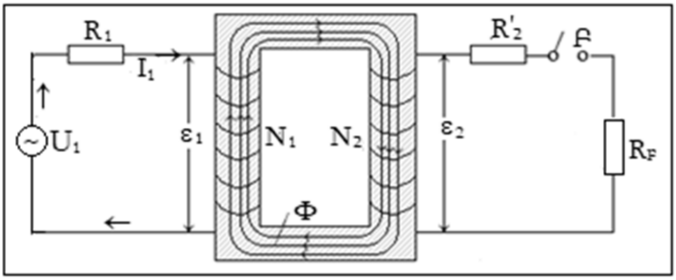
Այն էլեկտրական սարքերը, որոնք գործնականում անփոփոխ հզորության դեպքում մեծացնում կամ փոքրացնում են փոփոխական լարումը, կոչվում են տրանսֆորմատորներ: Պարզագույն տրանսֆորմատորը կազմված է փակ ֆերոմագնիսական միջուկից, որի վրա փաթաթված են երկու (կամ ավելի) փոքր տեսակարար դիմադրություն ունեցող հաղորդալարից տարբեր քանակությամբ գալարներով կոճեր:

Փոփոխական լարման աղբյուրին միացվող փաթույթը կոչվում է առաջնային, իսկ մյուսը (մյուսները), որին միացվում են էլեկտրաէներգիա սպառող սարքերը՝ երկրորդային: Փաթույթների գալարները մեկուսացված են ինչպես իրարից, այնպես էլ միջուկից: Նկ. 25.1-ում բերված է երկու փաթույթ ունեցող տրանսֆորմատորի սխեման:

Քանի որ տրանսֆորմատորն էլեկտրաէներգիան աղբյուրից սպառիչին փոխանցում է առանց հզորության փոփոխության, ուստի

$$P = U_1 I_1 = U_2 I_2, \qquad (25.1)$$

որտեղ I_1-ը և U_1-ը հոսանքի և լարման գործող արժեքներն են առաջնային, իսկ I_2-ը և U_2-ը՝ երկրորդային փաթույթում, երբ փակվում է Բ բանալին:



Նկ.24.1

Տրանսֆորմատորներն ամենալայն կիրառություն են գտել էլեկտրաէներգիայի մատակարարման գործընթացում, առանց որոնց անհնար է էլեկտրական էներգիայի ցածր կորուստներով տեղափոխումը: Իրոք, էլեկտրաէներգիայի տեղափոխումը հատկապես մեծ հեռավորությունների վրա կապված է նկատելի կորուստների հետ: Ջոուլ-Լենցի օրենքի համաձայն՝ գծի հաղորդալարերի տաքացման վրա ծախսվող էներգիան (էներգետիկ կորուստը) որոշվում է՝

$$Q = I_{\text{գ}}^2 Rt \tag{25.2}$$

(25.2) բանաձևով, որտեղ $I_{\text{գ}}$-ը փոփոխական հոսանքի ուժի գործող արժեքն է, R-ը՝ գծի դիմադրությունը: Եթե գիծը բավական երկար է, էլեկտրաէներգիայի հաղորդումը կարող է դառնալ տնտեսապես ոչ շահավետ: Գծի R դիմադրությունն իջեցնել գործնականորեն շատ դժվար է, ուստի անհրաժեշտ է տվյալ էներգիան տեղափոխել ցածր հոսանքով՝ բարձրացնելով լարումը տես (25.1): Ընդ որում, որքան հաղորդման գիծը երկար է (մեծ է գծի դիմադրությունը), այնքան ավելի շահավետ է բարձր լարման օգտագործումը: Էլեկտրակայաններում փոփոխական հոսանքի գեներատորներն արտադրում են մեկ-երկու տասնյակ կՎ (ներկայումս այն չի գերազանցում 24 կՎ) լարումներ, իսկ մեծ հեռավորությունների վրա էլեկտրաէներգիան անկորուստ տեղափոխելու համար անհրաժեշտ է լարումը բարձրացնել մինչև 10^6Վ և ավելի, որը կատարվում է բարձրացնող տրանսֆորմատորների օգնությամբ: Սպառման կետում այդ էլեկտրաէներգիան անհնար է անմիջականորեն օգտագործել: Տարբեր սպառիչներ նախատեսված են տարբեր լարումներով սնման համար (մասնավորապես 110Վ, 127Վ, 220Վ, 380Վ), ուստի սպառիչներին անհրաժեշտ է մատակարարել իջեցված լարմամբ էլեկտրաէներգիա: Լարման ցածրացումը նույնպես կատարվում է տրանսֆորմատորների օգնությամբ: Այս նպատակներին ծառայող տրանսֆորմատորները կոչվում են ուժային տրանսֆորմատորներ:

Տրանսֆորմատորների նոմինալ հզորությունը տարբեր է: Ռադիոէլեկտրոնային սարքավորումներում կան տրանսֆորմատորներ, որոնց հզորությունը կազմում է մի քանի վոլտամպեր: Իսկ բարձրավոլտ հաղորդման գծերում օգտագործվող ուժային տրանսֆորմատորների հզորությունը կարող է հասնել մինչև 10^6կՎ·Ա-ի:

Տրանսֆորմատորների մեծ մասը նախատեսված է աշխատելու 50 Հց արդյունաբերական հաճախությամբ, սակայն միևնույն հզորությամբ սպառիչների սնումը կարելի է իրականացնել էապես փոքր չափերով և զանգվածով տրանսֆորմատորի օգնությամբ՝ մեծացնելով աշխատանքային հաճախությունը (օգտագործվում են ինչպես 400 կամ 500 Հց, այնպես էլ 10÷30 ԿՀց հաճախությամբ լարումներ): Տրանսֆորմատորների միջոցով լուծվում են նաև այլ խնդիրներ: Օրինակ, նրանցով կարելի է ստանալ տրված փոփոխական լարմանը հակափուլ լարում, կատարել բեռի դիմադրության համաձայնեցում փոփոխական լարման աղբյուրի ներքին դիմադրության հետ, լարման կամ հոսանքի փոփոխական բաղադրիչի անջատում հաստատուն բաղադրիչից և այլն:

25.2. Տրանսֆորմատորի աշխատանքի սկզբունքը: Տրանսֆորմացիայի գործակից

Տրանսֆորմատորի աշխատանքի հիմքում ընկած է էլեկտրամագնիսական մակածման երևույթը: Առաջնային փաթույթով անցնող I_1 հոսանքը միջուկի ներսում ստեղծում է փոփոխական մագնիսական հոսք, որի շնորհիվ կոճերի յուրաքանչյուր գալարում մակածվում է $e = -\frac{d\Phi}{dt}$ ԷլՇՈւ:

Եթե առաջնային փաթույթում գալարների թիվը N_1 է, իսկ երկրորդայինում՝ N_2 (Նկ. 25.1), ապա մակածված ԷլՇՈՒ-ները կլինեն՝

$$\varepsilon_1 = -N_1\frac{d\Phi}{dt} \quad \text{և} \quad \varepsilon_2 = -N_2\frac{d\Phi}{dt}:$$

Առաջնային և երկրորդային փաթույթների փակ կոնտուրների համար ըստ Օհմի օրենքի կարող ենք գրել՝

$$U_1 + \varepsilon_1 = I_1R_1, \qquad \varepsilon_2 = I_2R_2: \tag{25.3}$$

1 և 2 նշիչները վերաբերվում են համապատասխան փաթույթներին, R_1-ն առաջնային փաթույթի ակտիվ (օհմական) դիմադրությունն է, R_2-ը՝ երկրորդային փաթույթի և բեռի միացյալ ակտիվ դիմադրությունը՝ $R_2 = R_2' + R_բ$:

Սովորաբար տրանսֆորմատորները պատրաստվում են այնպես, որ նրանց փաթույթների օհմական դիմադրությունները շատ փոքր լինեն բեռի դիմադրությունից, և նրանց վրա լարման անկումը կարելի լինի արհամարել՝ $I_1R_1 \ll U_1$ կամ

$$U_1 = -\varepsilon_1, \quad I_2R_բ = \varepsilon_2: \tag{25.4}$$

Առաջնային փաթույթում I_1 հոսանքն առաջանում է U_1 մուտքային սինուսոիդային լարման շնորհիվ և այդ հոսանքը միջուկում ստեղծում է փոփոխական մագնիսական հոսք՝ $\Phi_1 = \Phi_m \sin\omega t$, որն էլ իր հերթին առաջնային և երկրորդային փաթույթներում, էլեկտրամագնիսական մակածման օրենքի համաձայն, մակածում է (ինդուկտում է) փոփոխական ԷլՇՈւ-ներ՝

$$\varepsilon_1 = -N_1\frac{d\Phi_1}{dt} = -\omega N_1\Phi_m \cos\omega t = \omega N_1\Phi_m \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right), \tag{25.5}$$

$$\varepsilon_2 = -N_2\frac{d\Phi_2}{dt} = -\omega N_2\Phi_m \cos\omega t = \omega N_2\Phi_m \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right): \tag{25.6}$$

Համարվում է, որ երկու փաթույթներում էլ թափանցում է նույն մագնիսական հոսքը, այսինքն հոսքի կորուստ չկա ($\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi$):

Մակածված ԷլՇՈւ-ների լայնութային արժեքներն են՝

$$\varepsilon_{1m} = \omega N_1\Phi_m \quad \text{և} \quad \varepsilon_{2m} = \omega N_2\Phi_m: \tag{25.7}$$

Նրանց հարաբերությունը՝

$$k = \frac{\varepsilon_{1m}}{\varepsilon_{2m}}, \tag{25.8}$$

կոչվում է տրանսֆորմացիայի գործակից:

Միջուկում էներգետիկ փոքր կորուստների և փաթույթների օհմական դիմադրությունների ցածր լինելու պատճառով տրանսֆորմատորի ՕԳԳ-ն գործնականում հասնում է 90-95%-ի: Այդ պատճառով կարելի է մեծ ճշգրտությամբ ընդունել, որ առաջնային և երկրորդային փաթույթներում ծախսված հզորությունները մոտավորապես հավասար են՝

$$P_1 = U_1I_1 \approx P_2 = \varepsilon_2I_2:$$

(25.4) հավասարման $\varepsilon_1 \approx -U_1$ առնչությունը նշանակում է, որ առաջնային փաթույթում մակածված ԷլՇՈւ-ն հակափուլ է մուտքային լարմանը և համարյա կոմպենսացնում է նրան: Հետևապես՝

$$\left|\frac{\varepsilon_2}{U_1}\right| \approx \left|\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right| = \frac{N_2}{N_1} = \frac{1}{k}: \tag{25.9}$$

Պարապ ընթացի ռեժիմում (երկրորդային փաթույթում բեռը միացված չէ) տրանսֆորմատորի միջուկում առկա փոքր կորուստների հետևանքով առաջնային փաթույթում մակածված ε_1 ԷլՇՈւ-ն ամբողջությամբ չի կոմպենսացնում մուտքին տրված U_1 լարմանը, որի հետևանքով նրանով անցնում է շատ ցածր I_{10} հոսանք: Այս հոսանքով է պայմանավորված չբեռնավորված տրանսֆորմատորի հնարավոր թույլ «դզզոցը»:

Բեռնավորված տրանսֆորմատորում երկրորդային փաթույթում մակածված ε_2 ԷլՇՈւ-ն ստեղծում է I_2 հոսանք, որն իր հերթին աշխատում է միջուկի մեջ գրգռել համապատասխան մագնիսական հոսք: Սակայն, ըստ Լենցի կանոնի, այդ հոսքը հակառակ է ուղղված իրեն ստեղծող առաջնային I_1 հոսանքի գրգռած հիմնական հոսքին: Հետևաբար I_2-ն աշխատում է թուլացնել այն մագնիսական հոսքը, որը ստեղծում է իրեն՝ դրանով իսկ մեծացնելով առաջնային փաթույթի I_1 հոսանքն այնքան, որ նա կարողանա չեզոքացնել երկրորդային փաթույթի հոսանքով ստեղծված մագնիսական հոսքի ապամագնիսացնող ազդեցությունը և վերականգնել առաջնային փաթույթում արտաքին լարման և մակածված ԷլՇՈւ-ի միջև առաջացած անհավասարությունը:

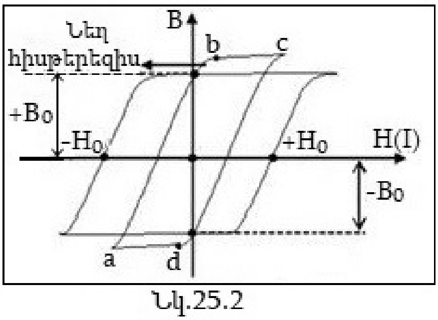
Այսպիսով, երկրորդային փաթույթում հոսանքի ամեն մի փոփոխություն առաջացնում է առաջնային փաթույթի հոսանքի համապատասխան փոփոխություն, այնպես, որ միջուկում մագնիսական հոսքի արժեքը մնում է անփոփոխ: Այսինքն, տրանսֆորմատորի միջուկում գումարային մագնիսական հոսքը կախված չէ բեռով անցնող հոսանքից (բեռի դիմադրությունից): Այդ հանգամանքը տրանսֆորմատորի աշխատանքի հիմնական առանձնահատկություններից մեկն է:

25.3. Էներգետիկ կորուստները տրանսֆորմատորում

Տրանսֆորմատորում էներգիայի կորուստները պայմանավորված են հետևյալ հանգամանքներով.

1. *Հիսթերեզիսային կորուստներ:* Միջուկում փոփոխական հոսանքով մագնիսական հոսք գրգռելիս մագնիսական B ինդուկցիան, կախված մագնիսական դաշտից (հոսանքի ուժից), փոփոխվում է փակ ցիկլիկ կորով (հիսթերեզիսով): Մագնիսական դաշտի լարվածությունը $-H_0$-ից $+H_0$ տիրույթում փոփոխվելիս ինդուկցիան փոփոխվում է $-B_0$-ից $+B_0$ միջակայքում (Նկ. 25.2):

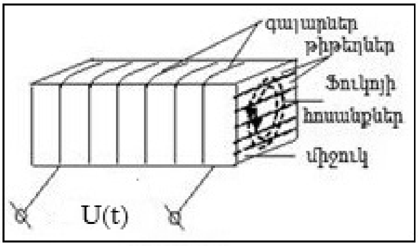
Յուրաքանչյուր պարբերության ընթացքում անհրաժեշտ է հաղթահարել կոէրցիտիվ ուժը, այսինքն ապամագնիսացնել և կրկին մագնիսացնել միջուկը, որի համար անհրաժեշտ է ծախսել որոշակի էներգիա: Հիսթերեզիսի փակ կորի մակերեսն ունի էներգիայի խտության չափողականություն $\left(W = \frac{BH}{2}\right)$ և համեմատական է այն էներգիային, որը մի պարբերության (ցիկլի) ընթացքում ծախսվում է միջուկի միավոր ծավալի վերամագնիսացման վրա: Վերամագնիսացման այդ կորուստները փոքրացնելու նպատակով տրանսֆորմատորի միջուկը պատրաստվում է հնարավորինս նեղ հիսթերեզիս ունեցող ֆերոմագնիսական նյութից:



Նկ.25.2

2. *Մրրկային (Ֆուկոյի) հոսանքներով պայմանավորված կորուստներ:* Հոծ միջուկում փոփոխական մագնիսական հոսքը ինդուկցիայի գծերին ուղղահայաց հարթության մեջ (միջուկի լայնական հատույթում) մակածում է հոսանքներ (Ֆուկոյի հոսանքներ), որոնք փակվում են հենց իր՝ միջուկի ներսում՝ առաջացնելով յուրահատուկ հոսանքի մրրիկներ (Նկ. 25.3): Այդ հոսանքները տաքացնում են միջուկը՝ պատճառ դառնալով էներգիայի կորստի:

Մրրկային հոսանքները փոքրացնելու նպատակով միջուկը պատրաստվում է պողպատե բարակ, անհաղորդիչ նյութով (լաքով) պատված թիթեղների կապոցի տեսքով, կամ որպես ֆերոմագնիսական նյութ՝ միջուկի համար օգտագործվում են մեծ էլեկտրական դիմադրություն ունեցող մագնիսադիէլեկտրիկ նյութեր՝ ֆերիտներ:



Նկ.25.3

3. Ակտիվ կորուստներ: Սրանք առաջնային և երկրորդային փաթույթների հաղորդալարերի ակտիվ դիմադրությունների վրա անջատված ջերմային կորուստներն են: Այդ կորուստները փոքրացնելու նպատակով համապատասխան ձևով ընտրվում է հոսանքի խտությունը հաղորդալարերում (ընտրելով հաղորդալարերի տրամագիծը):

25.4. Փուլային առնչությունները տրանսֆորմատորում

Պարապ ընթացի ռեժիմում (բեռն անջատված է) առաջնային փաթույթի I_{10} հոսանքը, ինչպես նաև նրա առաջացրած մագնիսական հոսքը՝ Φ_{10}-ն, հետ են մնում մուտքային U_1 լարումից համարյա $\pi/2$-ով (առաջնային փաթույթն իրեն պահում է ինչպես առանձին ինդուկտիվություն): Նկ. 25.4-ում բերված վեկտորական դիագրամի վրա քննարկվող U, I, Φ, ε_1, ε_2 մեծությունները դիտարկված են որպես ω հաճախությամբ պտտվող վեկտորներ:

Պարապ ընթացի ռեժիմում առաջնային փաթույթի լարման ու I_{10} հոսանքի փուլերի $\pi/2$ արժեքից $\Delta\varphi_1$ փոքր տարբերությունը պայմանավորված է առաջնային փաթույթում տեղի ունեցող կորուստներով: Առաջնային և երկրորդային փաթույթներում մակածված ԷլՇՈւ-ները՝ ε_1 և ε_2, ըստ (25.5) և (25.6) հավասարումների, հետ են մնում Φ_m մագնիսական հոսքից ևս $\pi/2$-ով. այնպես որ մակածված ε_1 և ε_2 ԷլՇՈւ-ները շեղված են մուտքային լարման նկատմամբ համարյա π փուլով, այսինքն, ինչպես արդեն նշվել է, ε_1-ը, ինչպես նաև ε_2–ը, հակափուլ են U_1–ին (եթե արհամարհենք կորուստներով պայմանավորված $\Delta\varphi_1$ փուլային շեղումը):

Բեռնավորված տրանսֆորմատորում առաջնային փաթույթով անցնում է I_1 հոսանք, և ծախսվում է $P_1 = I_1U_1\cos\varphi_1$ հզորություն, այսինքն I_1 հոսանքը հետ է մնում U_1 լարումից φ_1 փուլով, և քանի որ երկրորդային փաթույթում ծախսվում է նույնպիսի հզորություն, ապա հոսանքը նույնպես հետ է մնում մակածված ε_2

ԷլՇՈւ-ից $\varphi_1 \approx \varphi_2$ փուլով ($\Delta\varphi_2$ փոքր փուլային շեղումը պայմանավորված է երկրորդային փաթույթի գալարների ակտիվ դիմադրության վրա կորուստներով):

Տրանսֆորմատորի համար կարևոր պարամետր է նաև մեկ վոլտ լարմանը բաժին ընկնող գալարների թիվը: Բանն այն է, որ առաջնային փաթույթի հոսանքը մեծացնելիս (հիսթերեզիսի կորի ab և cd տիրույթներին համապատասխան (տես Նկ. 25.2)՝ մագնիսական հոսքը համեմատականորեն մեծանում է: Սակայն, որոշակի արժեքից սկսած *(*da և bc տիրույթ), հոսանքի փոփոխությունը փաթույթում գործնականում չի առաջացնում մագնիսական հոսքի փոփոխություն (տեղի է ունենում միջուկի մագնիսական հագեցում): Հագեցման ռեժիմում մուտքային լարման հետագա մեծացումը բերում է պարապ ընթացքի հոսանքի կտրուկ մեծացման, որովհետև փոքրանում է հոսքի փոփոխման արագությունը, հետևապես նաև՝ մակածված ε_1 ԷլՇՈՒ-ն: Մեծանում է նաև առաջնային փաթույթում ծախսված հզորությունը: Որքան մեծ է 1Վ լարմանը բաժին ընկնող գալարների թիվը (փոքր է 1 գալարի վրա ընկնող լարումը), այնքան փոքր է առաջնային փաթույթի հոսանքը (միջուկի մագնիսական դաշտը), և հետևաբար միջուկի հագեցումը տեղի է ունենում ավելի բարձր մուտքային լարումների դեպքում: Հետևապես, մագնիսացման կորուստների կտրուկ մեծացումը նույնպես կսկսվի ավելի բարձր մուտքային լարումների դեպքում:

Տրանսֆորմատորի կարևոր կիրառություններից մեկը բեռի համաձայնեցումն է մուտքային լարման աղբյուրի հետ՝ բեռի վրա առավելագույն հզորություն ստանալու նպատակով: Քանի որ հոսանքի ուժը երկրորդային փաթույթում՝ $I_2 \approx \frac{\varepsilon_2}{R_2}$, ապա, հաշվի առնելով, որ

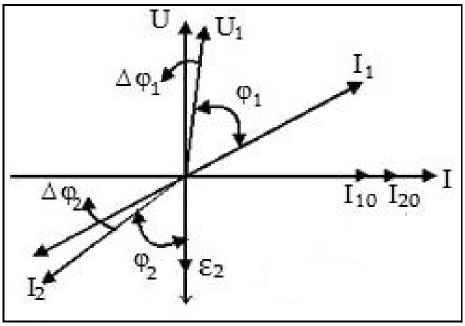
$I_1N_1 = I_2N_2$ և $\frac{\varepsilon_1}{N_1} = \frac{\varepsilon_2}{N_2}$ կստանանք՝ $\frac{N_1}{N_2} I_1 = \frac{N_2}{N_1}\frac{\varepsilon_1}{R_2}$, որտեղից

$$\frac{\varepsilon_1}{I_1} = \frac{U_1}{I_1} = \left(\frac{N_1}{N_2}\right)^2 R_2, \tag{25.10}$$

այսինքն, երկրորդային փաթույթում R_2 դիմադրությամբ բեռ միացնելը համարժեք է այն բանին, որ մուտքային լարման աղբյուրին միացված է

$$R_1' = \frac{U_1}{I_1} = \left(\frac{N_1}{N_2}\right)^2 R_2 = k^2R_2$$

դիմադրությունը: Համաձայնեցման ժամանակ (բեռի վրա անջատվում է առավելագույն հզորություն) պետք է $R_{աղբ} = R_1'$, իսկ տրանսֆորմացիայի գործակիցը պետք է ընտրել $k = \sqrt{\frac{R_{աղբ}}{R_բ}}$ պայմանով, որտեղ $R_բ = R_2$ բեռի դիմադրությունն է, եթե արհամարհվում է երկրորդային փաթույթի R_2' դիմադրությունը, իսկ



Նկ.25.4

$R_{աղբ}$ -ը լարման աղբյուրի ներքին դիմադրությունն է (տվյալ դեպքում առաջնային փաթույթի ակտիվ դիմադրությունը):

25.5. Տրանսֆորմատորի պարզեցված հաշվարկը

Հաշվարկում անհրաժեշտ է որոշել.

1. Առաջնային և երկրորդային փաթույթների գալարների N_1 և N_2 թիվը:
2. Միջուկի կտրվածքի S մակերեսը:
3. Հաղորդալարերի տրամագծերը:

Քանի որ միջուկում ստեղծված մագնիսական հոսքը կախված չէ բեռից, ապա գալարների անհրաժեշտ թիվը պետք է ապահովի համապատասխան հոսք նաև պարապ ընթացքի ռեժիմում: Փաթույթում մակածված լարման գործող արժեքն ըստ (25.5)-ի՝ $U_q = N\Phi_m \frac{2\pi f}{\sqrt{2}} = 4{,}44 Nf\,SB_m$:

Երկաթի համար $B_m = 0{,}8 \div 1{,}2$ Տլ, հետևաբար 1Վ-ին բաժին ընկնող գալարների թիվը կլինի `$n_0 = \frac{1}{4{,}44 fS\,B_m}$:

Եթե $f = 50$ Հց և $B_m = 0{,}8$ Տլ, ապա $Sn_0 \approx 60$ (որտեղ S-ը չափվում է սմ²-ով):

Հաշվարկը կատարվում է հետևյալ կարգով.

1. Որոշվում է երկրորդային փաթույթում ծախսվող հզորությունը (մեկից ավելի երկրորդային փաթույթների դեպքում՝ նրանցում ծախսվող հզորությունների գումարը):
2. Ընտրվում է տրանսֆորմատորի ՕԳԳ-ն. սովորաբար այն 80–95%-ի կարգի է: Օրինակ, $P_2 = 22$Վտ-ի դեպքում, եթե ՕԳԳ=90%-ը բավարար է, ապա առաջնային փաթույթում ծախսված հզորությունը կլինի $P_1 \approx 1{,}1$ Վտ:
3. Միջուկի կտրվածքի մակերեսը հաշվվում է $S = \sqrt{P_1}$ փորձնական բանաձևով, որտեղ S -ը չափվում է սմ² -ով, իսկ P -ն՝ Վտ-երով:
4. Մեկ վոլտ լարմանը համապատասխանող գալարների թիվը որոշվում է $n_0 = \frac{60}{S}$ բանաձևով:
5. Փաթույթների գալարների թիվը որոշվում է՝ $N_1 = n_0 U_1$ և $N_2 = n_0 U_2$ բանաձևերով:
6. Հաղորդալարերի d տրամագիծը, կախված տրանսֆորմատորի հզորությունից, որոշվում է թույլատրելի հոսանքի j խտությամբ՝ $d = b\sqrt{j}$ բանաձևով (մինչև 100Վտ հզորության համար հոսանքի խտությունը վերցվում է $j = 2$Ա/մմ² և $b = 0{,}8$մմ/Ա$^{1/2}$: 100-ից մինչև 300Վտ հզորությունների համար հոսանքի խտությունը վերցվում է $j = 1{,}6$Ա/մմ²-ի և $b = 0{,}8$մմ /Ա$^{1/2}$: 300-ից մինչև 1000Վտ հզորությունների համար՝ $j = 1{,}3$Ա/մմ², $b = 1$մմ/Ա$^{1/2}$:

Ստուգողական հարցեր

1. Ի՞նչ է տրանսֆորմատորը: Ի՞նչ կառուցվածք ունի պարզագույն տրանսֆորմատորը:
2. Ի՞նչ է տրանսֆորմացիայի գործակիցը: Այդ գործակիցն արտահայտել տրանսֆորմատորի կոճերի գալարների թվերով:
3. Ի՞նչ արժեքներ է ունենում բարձրացնող և ցածրացնող տրանսֆորմատորի տրանսֆորմացիայի գործակիցը:
4. Ինչպե՞ս է էներգիան հաղորդվում տրանսֆորմատորի առաջնային փաթույթից երկրորդայինին:
5. Ինչի՞ համար է տրանսֆորմատորի պողպատե միջուկը: Ինչո՞ւ է դա պատրաստվում իրարից մեկուսացված բարակ թիթեղներից:
6. Նկարագրեք տրանսֆորմատորի պարապ ընթացի աշխատանքը:
7. Նկարագրեք տրանսֆորմատորի բեռնավորված աշխատանքը:
8. Ի՞նչ է տրանսֆորմատորի ՕԳԳ-ն:
9. Տրանսֆորմատորը պարապ ընթացի ռեժիմում ծախսում է չնչին էներգիա: Բացատրեք դա:
10. Ինչպե՞ս են փոփոխվում հոսանքի ուժը և լարումը տրանսֆորմատորի առաջնային և երկրորդային փաթույթներում, երբ տրանսֆոր մատորի օգտակար բեռնվածությունը մեծանում է:
11. Ի՞նչ տեղի կունենա տրանսֆորմատորում, եթե դրա փաթույթներից որևէ մեկի երկու հարևան գալարների միջև մեկուսիչ շերտը փչանա, և առաջանա էլեկտրական կոնտակտ:
12. Տրանսֆորմատորի առաջնային փաթույթը միացրել են հաստատուն լարման ցանցին: Արդյո՞ք լամպը կլուսարձակվի, եթե այն միացնեն երկրորդային փաթույթին:
13. Պարապ ընթացի ռեժիմում ի՞նչ տեղի կունենա տրանսֆորմատորի հետ, եթե հեռացվի դրա միջուկը:
14. Ինչպե՞ս կփոխվի տրանսֆորմատորի երկրորդային փաթույթի լարումը, եթե առաջնային փաթույթում հոսանքի ուժը զգալիորեն աճի:
15. Ինչո՞ւ է չբեռնավորված տրանսֆորմատորի հնարավոր «դզզոցը» թույլ, իսկ բեռնավորվածինը՝ բարձր: Որքա՞ն է այդ ձայնի հիմնական հաճախությունը, եթե այն միացած է՝ **ա**) միաֆազ 50 Հց հաճախությամբ ցանցին, **բ**) եռաֆազ 60Հց հաճախությամբ ցանցին:

Հավելված

Չափման միավորները ՄՀ և գաուսյան համակարգերում

Մեծություն	Միավորը		Հարաբերու-թյունը ՄՀ /Գաուսսյան
	ՄՀ	Գաուսյան	
Երկարություն	մ	սմ	10^2
Ժամանակ	վ	վ	1
Արագություն	մ/վ	սմ/վ	10^2
Արագացում	մ/վ^2	սմ/վ^2	10^2
Տատանումների հաճախություն	Հց	Հց	1
Անկյունային արագություն	ռադ/վ	ռադ/վ	1
Անկյունային արագացում	ռադ/վ^2	ռադ/վ^2	1
Զանգված	կգ	գ	10^3
Խտություն	կգ/մ^3	գ/սմ^3	10^{-3}
Ուժ	Ն	դին	10^5
Աշխատանք	Ջ	էրգ	10^7
Հզորություն	Վտ	Էրգ/վ	10^7
Ջերմունակություն	Ջ/Կ	էրգ/Կ	10^7
Ջերմաստիճան	Կ	Կ	1
Լիցքի քանակություն	Կլ	CGSE միավոր	$3 \cdot 10^9$
Պոտենցյալ	Վ	CGSE միավոր	$\frac{1}{300}$
Էլեկտրական դաշտի լարվածություն	Վ/մ	CGSE միավոր	$\frac{1}{3 \cdot 10^4}$
Էլեկտրական դաշտի ինդուկցիա	Կլ/մ^2	CGSE միավոր	$12\pi \cdot 10^5$
Դիպոլի էլեկտրա-կան մոմենտ	Կլ·մ	CGSE միավոր	$3 \cdot 10^{11}$

Բևեռացման վեկտո-րի մոդուլը	Կլ/մ²	CGSE միավոր	$3\cdot 10^5$
Ունակություն	Ֆ	սմ	$3\cdot 10^{11}$
Հոսանքի ուժ	Ա	CGSM	10^{-1}
Դիմադրություն	Օմ	CGSE	$\frac{1}{9\cdot 10^{11}}$
Տեսակարար դիմադրություն	Օմ·մ	CGSE	$\frac{1}{9\cdot 10^{9}}$
Հաղորդականություն	Սմ	CGSE	$9\cdot 10^{11}$
Մագնիսական ինդուկցիա	Տլ	Գս (Գաուս)	10^4
Մագնիսական հոսք	Վբ	Մաքս	10^8
Մագնիսական դաշ-տի լարվածություն	Ա/մ	Է (էրստեդ)	$4\pi\cdot 10^{-3}$
Մագնիսական մոմենտ	Ա·մ²	CGSM միավոր	10^3
Մագնիսացման վեկտորի մոդուլը	Ա/մ	CGSM միավոր	10^{-3}
Ինդուկտիվություն	Հն	սմ	10^9

Էլեկտրադինամիկայի հիմնական բանաձևերը գաուսյան համակարգում

1. Կուլոնի օրենքը՝ $\vec{F}=\frac{q_1q_2}{r^3}\vec{r}$:
2. Կետային լիցքի դաշտի լարվածությունը՝ $\vec{E}=\frac{q}{r^3}\vec{r}$:
3. Կետային լիցքի դաշտի պոտենցյալը՝ $\varphi=\frac{q}{r}$:
4. Կապը $\vec{P}$ -ի և $\vec{E}$-ի միջև՝ $\vec{P}=\chi\vec{E}$:
5. $\vec{D}$ վեկտորի սահմանումը՝ $\vec{D}=\vec{E}+4\pi\vec{P}$:
6. Կապը ε-ի և χ- ի միջև՝ $\varepsilon=1+4\pi\chi$:
7. Կապը $\vec{D}$-ի և $\vec{E}$- ի միջև՝ $\vec{D}=\varepsilon\vec{E}$:
8. Գաուսի թեորեմը $\vec{D}$ վեկտորի համար՝ $\oint_S \vec{D}d\vec{S}=4\pi q$:
9. Էլեկտրական դաշտի էներգիայի խտությունը՝ $w=\frac{\vec{E}\,\vec{D}}{8\pi}$:
10. Հոսանքակիր կոնտուրի մագնիսական մոմենտը՝ $p_m=\frac{1}{c}IS$:
11. Բիո-Սավար-Լապլասի օրենքը՝ $d\vec{B}=\frac{1}{c}\frac{Id\vec{l}\times\vec{r}}{r^3}$:

12. $\vec{H}$ վեկտորի սահմանումը՝ $\vec{H} = \vec{B} - 4\pi\vec{I}_m$:

13. $\vec{H}$ վեկտորի շրջապտույտը (հոսանքը հաստատուն է)

$\oint_l \vec{H}d\vec{l} = \frac{4\pi}{c}I$:

14. Կապը $\vec{I}_m$-ի և $\vec{H}$ - ի միջև՝ $\vec{I}_m = \chi_m\vec{H}$:

15. Կապը μ-ի և χ_m- ի միջև՝ $\mu = 1 + 4\pi\chi_m$:

16. Կապը $\vec{B}$-ի և $\vec{H}$ - ի միջև՝ $\vec{B} = \mu\vec{H}$:

17. Լիցքավորված մասնիկի վրա ազդող ուժը՝ **ա)** ստատիկ մագնիսական դաշտում $\vec{F} = \frac{q}{c}\vec{\mathrm{v}} \times \vec{B}$, **բ)** ստատիկ էլեկտրական և մագնիսական դաշտերում՝ $\vec{F} = q\vec{E} + \frac{q}{c}[\vec{\mathrm{v}} \times \vec{B}]$, **գ)** էլեկտրամագնիսական դաշտում՝
$\vec{F} = q\vec{E} + \frac{q}{c}[\vec{\mathrm{v}} \times \vec{B}]$:

Սակայն В. М.Мыхитарян. ИЗВЕСТИЯ НАН Армении. Физика. Т. 51. № 2. Ереван. 2016г. աշխատանքում տեսական և փորձարարական հիմնավորում է բերվում, որ էլեկտրամագնիսական դաշտի դեպքում առավել ճիշտ է հետևյալ բանաձևը՝

$$\vec{F} = q\vec{E} + \frac{q}{c}[\vec{\mathrm{v}} \times \vec{B}] + \frac{q}{2c}\left[\vec{\rho} \times \frac{\partial\vec{B}}{\partial t}\right],$$

որտեղ $\vec{\rho}$- ն մասնիկի շարժման հետագծի կորության շառավիղ վեկտորն է՝

$\vec{\rho} = \frac{\mathrm{v}^2}{[\vec{\mathrm{v}}\times\vec{a}]^2}[\vec{\mathrm{v}} \times [\vec{\mathrm{v}} \times \vec{a}]]$, $\vec{a}$-ն՝ մասնիկի արագացումը:

18. Ամպերի ուժը՝ $d\vec{F} = \frac{1}{c}Id\vec{l} \times \vec{B}$:

19. Մակածման էլՇՈւ-ն՝ $\varepsilon = -\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt}$:

20. Ինդուկտիվությունը՝ $L = c\frac{\Phi}{I}$:

21. Հոսանքի մագնիսական դաշտի էներգիան՝ $W = \frac{1}{2c^2}LI^2$:

22. Մագնիսական դաշտի էներգիայի խտությունը՝ $w = \frac{\vec{B}\,\vec{H}}{8\pi}$:

23. Մաքսվելի հավասարումներն ինտեգրալ տեսքով՝

I զույգը՝ $\oint_l \vec{E}d\vec{l} = -\frac{1}{c}\int_S \frac{\partial\vec{B}}{\partial t}d\vec{S}$; $\oint_S \vec{B}d\vec{S} = 0$:

II զույգը՝ $\oint_l H\,d\vec{l} = \frac{4\pi}{c}\int_S \left(\vec{j} + \frac{1}{4\pi}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\right)d\vec{S}$;

$\oint_S \vec{D}d\vec{S} = 4\pi\int_V \rho dV$:

24. Կապը E-ի և H-ի միջև (էլեկտրամագնիսական ալիքում)՝ $\sqrt{\varepsilon}E = \sqrt{\mu}H$:

25. Պոյնտինգի վեկտորը՝ $\vec{S} = \frac{c}{4\pi}\vec{E} \times \vec{H}$:

Որոշ մաթեմատիկական առնչություններ

1. Օրթոգոնալ կոորդինատներ

ա) Դեկարտյան կոորդինատներ ($x_1 = x$; $x_2 = y$; $x_3 = z$):

Երկարության տարրի քառակուսին՝ $dl^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$:

Ծավալի տարրը՝ $dV = dxdydz$:

Սկալյար $\varphi(x,y,z)$ ֆունկցիայի գրադիենտի բաղադրիները՝

$$grad_x\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial x}; \quad grad_y\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial y}; \quad grad_z\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial z}:$$

$\vec{A}(x,y,z)$ վեկտորի ռոտորի բաղադրիչները՝

$$rot_x\vec{A} = \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z};\; rot_y\vec{A} = \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x};\; rot_z\vec{A} = \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}:$$

$\vec{A}(x,y,z)$ վեկտորի դիվերգենցիան՝

$$div\vec{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}:$$

Լապլասի օպերատորը՝ $\Delta = \vec{\nabla}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$:

բ) Գլանային կոորդինատներ ($x_1 = r$; $x_2 = \theta$; $x_3 = z$):

Երկարության տարրի քառակուսին՝ $dl^2 = dr^2 + r^2d\theta^2 + dz^2$:

Ծավալի տարրը՝ $dV = rdrd\theta dz$:

Սկալյար $\varphi(r,\theta,z)$ ֆունկցիայի գրադիենտի բաղադրիները՝

$$grad_r\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial r}; \quad grad_\theta\varphi = \frac{\partial\varphi}{r\partial\theta};\; grad_z\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial z}:$$

$\vec{A}(r,\theta,z)$ վեկտորի ռոտորի բաղադրիչները՝

$$rot_r\vec{A} = \frac{\partial A_z}{r\partial\theta} - \frac{\partial A_\theta}{\partial z};\; rot_\theta\vec{A} = \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r};\; rot_z\vec{A} = \frac{1}{r}\frac{\partial(rA_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r}\frac{\partial A_r}{\partial\theta}:$$

$\vec{A}(r,\theta,z)$ վեկտորի դիվերգենցիան՝

$$div\vec{A} = \frac{1}{r}\frac{\partial(rA_r)}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial A_\theta}{\partial\theta} + \frac{\partial A_z}{\partial z}:$$

Լապլասի օպերատորը՝ $\Delta = \vec{\nabla}^2 = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$

գ) Գնդային կոորդինատներ ($x_1 = r$; $x_2 = \theta$; $x_3 = \psi$):

Երկարության տարրի քառակուսին՝

$$dl^2 = dr^2 + r^2d\theta^2 + r^2sin^2d\psi^2:$$

Ծավալի տարրը՝ $dV = r^2drsin\theta d\theta d\psi = r^2drd\Omega$, որտեղ

$\Omega = sin\theta d\theta d\psi$-ն մարմնային անկյան տարրն է:

Սկալյար $\varphi(r,\theta,\psi)$ ֆունկցիայի գրադիենտի բաղադրիները՝

$$grad_r\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial r}; \quad grad_\theta\varphi = \frac{\partial\varphi}{r\partial\theta}; \quad grad_\psi\varphi = \frac{1}{rsin\theta}\frac{\partial\varphi}{\partial\psi}:$$

$\vec{A}(r,\theta,\psi)$ վեկտորի ռոտորի բաղադրիչները՝

$$rot_r\vec{A} = \frac{1}{rsin\theta}\left(\frac{\partial}{\partial\theta}(A_\psi sin\theta) - \frac{\partial A_\theta}{\partial\psi}\right);$$

$$rot_\theta\vec{A} = \frac{1}{r}\left(\frac{1}{sin\theta}\frac{\partial A_r}{\partial\psi} - \frac{\partial}{\partial r}(rA_\psi)\right); \quad rot_\psi\vec{A} = \frac{1}{r}\frac{\partial(rA_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r}\frac{\partial A_r}{\partial\theta}:$$

$\vec{A}(r,\theta,\psi)$ վեկտորի դիվերգենցիան՝

$$div\vec{A} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial(r^2A_r)}{\partial r} + \frac{1}{rsin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(sin\theta A_\theta) + \frac{1}{rsin\theta}\frac{\partial A_\psi}{\partial\psi}:$$

Լապլասի օպերատորը՝

$$\Delta = \vec{\nabla}^2 = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2sin^2\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{r^2sin^2\theta}\frac{\partial^2}{\partial\psi^2}:$$

2. Վեկտորական հանրահաշվի մի քանի բանաձևեր

1. $\vec{A}\left(\vec{B}\times\vec{C}\right)=\vec{C}\cdot\left(\vec{A}\times\vec{B}\right)=\vec{B}\cdot\left(\vec{C}\times\vec{A}\right)$:

2. $\vec{A}\times\left(\vec{B}\times\vec{C}\right)=\vec{B}\left(\vec{A}\cdot\vec{C}\right)-\vec{C}(\vec{A}\cdot\vec{B})$:

3. $rotgrad\varphi\equiv 0;\ \ divrot\vec{A}\equiv 0; ivgrad\varphi\equiv\Delta\varphi$:

4. $grad(\varphi\psi)=\psi grad\varphi+\varphi grad\psi$:

5. $div\left(\varphi\vec{A}\right)=\varphi div\vec{A}+\vec{A}grad\varphi$:

6. $rot\left(\varphi\vec{A}\right)=\varphi rot\vec{A}-\vec{A}\times grad\varphi$:

7. $div\left(\vec{A}\times\vec{B}\right)=\vec{B}\cdot rot\vec{A}-\vec{A}\cdot rot\vec{B}$:

8. $rotrot\vec{A}=graddiv\vec{A}-\vec{\nabla}^2\vec{A}$:

$\vec{r}$ շառավիղ-վեկտորի համար $div\vec{r}=3;\ rot\vec{r}=0;\ div\frac{\vec{r}}{r}=0;\ \ \mathrm{rot}\frac{\vec{r}}{r}=0;$

$grad\frac{1}{r}=-\frac{\vec{r}}{r^3}$; $\ grad\frac{\vec{p}\cdot\vec{r}}{r^3}=\frac{r^2\vec{p}-3(\vec{p}\vec{r})\vec{r}}{r^5}$; $rot\frac{\vec{p}\times\vec{r}}{r^3}=-\frac{r^2\vec{p}-3(\vec{p}\vec{r})\vec{r}}{r^5}$, որտեղ $\vec{p}$ –ն հաստատուն վեկտոր է:

Գաուս-Օստրոգրադսկու թեորեմը՝

$$\int_V div\vec{A}\,dV=\oint_S A_n\,dS=\oint_S \vec{A}\cdot d\vec{S},$$

որտեղ $\vec{n}$ -ը V ծավալը պարփակող S մակերևույթի արտաքին նորմալն է, իսկ S –ը V-ի եզրն է:

Ստոքսի թեորեմը՝

$$\oint_l \vec{A}\cdot d\vec{l}=\int_S \left(rot\vec{A}\right)_n dS=\int_S rot\vec{A}\cdot d\vec{S},$$

որտեղ l –ը S –ի եզրն է, իսկ $\vec{n}$ -ը այդ մակերևույթի այն արտաքին նորմալն է, որը կոնտուրի շրջանցման հետ կապված է աջ պտուտակի կանոնով:

Օգտագործված գրականություն

1. Բաղդասարյան Դ., Սաքիրզյանով Ա., Էլեկտրականության և մագնիսականության դասընթացի խնդիրների և հարցերի ժողովածու, Դար, Եր., 2007:
2. Ղազարյան Է., Կիրակոսյան Ա. և ուրիշներ, Ֆիզիկա 11, Էդիթ Պրինտ, Եր., 2010:
3. Иродов И. Е., Основные законы электромагнетизма, Высшая школа, М., 2006.
4. Калашников С. Г., Электричество, Наука, М., 1977.
5. Матвеев А. Н., Электричество и магнетизм, Высшая школа, М., 1983.
6. Парсель Э., Берклеевский курс физики, Том 2, Электричество и магнетизм, Наука, М., 1975.
7. Савельев И. В., Курс общей физики в пяти книгах, Книга 2, Электричество и магнетизм, Астрель, АСТ, М., 2003.
8. Сивухин Д. В., Общий курс физики, Том 3, Электричество, Наука, М., 1977.
9. Фейнман Р. Ф. и др., Фейнмановские лекции по физике, Том 5, Мир, М., 1978.

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ԴԱՎԻԹ ՀԱԿՈԲԻ ԲԱՂԴԱՍԱՐՅԱՆ

ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ ԵՎ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Ուսումնական ձեռնարկ

ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ДАВИД АКОПОВИЧ БАГДАСАРЯН

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ

Учебное пособие

Համակարգչային ձևավորումը՝ Կ. Չալաբյանի
Կազմի ձևավորումը՝ Ա. Պատվականյանի
Հրատ. սրբագրումը՝ Ա. Գույումջյանի

Տպագրված է «ՎԱՌՄ» ՍՊԸ-ում:
Ք. Երևան, Տիգրան Մեծի 48, բն. 43

Ստորագրված է տպագրության՝ 04.05.2021:
Չափսը՝ 60x84 1/16: Տպ. մամուլը՝ 14.375:
Տպաքանակը՝ 100:

ԵՊՀ հրատարակչություն
ք. Երևան, 0025, Ալեք Մանուկյան 1
www.publishing.am

Դավիթ Հակոբի Բաղդասարյան
ֆ.մ.գ.թ., դոցենտ

Ծնվել է 03.10.1946 թ. Տաշիրի (Կալինինոյի) շրջանի Նորաշեն գյուղում: 1965 թ. ավարտել է տեղի միջնակարգ դպրոցը, իսկ 1970 թ.՝ ԵՊՀ ֆիզիկայի ֆակուլտետը՝ տեսական ֆիզիկայի մասնագիտությամբ:

1976 թ.-ից աշխատում է ԵՊՀ ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետում: Գիտական հետազոտությունների շրջանակը եղել է քվանտային ռադիոֆիզիկան և ճառագայթման տեսությունը: Հզոր իմպուլսային TEA CO2 - լազերի օգնությամբ ստացել է չերենկովյան ճառագայթում՝ ոչ գծային բևեռացման վեկտորի կողմից: 1983 թ. պաշտպանել է թեկնածուական թեզ և 1987-1991 թթ. Ռադիոֆիզիկայի և էլեկտրոնիկայի ամբիոնում զբաղեցրել է դոցենտի պաշտոն:

1991-1998 թթ. և 2006-2008 թթ. աշխատել է ՌԴ-ում: 1998-2006 թթ. և 2008 թ.-ից առ այսօր աշխատում է ԵՊՀ ռադիոֆիզիկայի և էլեկտրոնիկայի ամբիոնում որպես դոցենտ: ԵՊՀ-ում և ԵՊՀ Իջևանի մասնաճյուղում Դ. Հ. Բաղդասարյանի կողմից դասավանդվել են՝ «Մեխանիկա և մոլեկուլային ֆիզիկա», «Էլեկտրականություն և մագնիսականություն», «Վիճակագրական ֆիզիկա և ջերմադինամիկա», «Վիճակագրական ռադիոֆիզիկա», «Դասական էլեկտրադինամիկա», «Ատոմի և միջուկի ֆիզիկա» դասընթացները:

Դ. Հ. Բաղդասարյանը շուրջ 20 գիտական հոդվածների և 10 ուսումնական ձեռնարկների հեղինակ է: Ձեռնարկներից մեկը ֆիզիկայի ընդհանուր դասընթացի տեղեկագիրքն է, որն ազատ օգտագործման տարբերակով տեղակայված է նաև համացանցում, իսկ երկուսը հրատարակվել են ՌԴ-ում, որոնք ՌԴ կրթության և գիտության նախարարության ուսումնամեթոդական միավորման կողմից հաստատվել են որպես ուսումնական ձեռնարկներ ՌԴ մանկավարժական բուհերի ուսանողների համար:

ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆ 2021
publishing.ysu.am