

FİZİKA KURSU

ELEKTRİK VƏ MAQNETİZM

BAKI – 2014

I FƏSİL. ELEKTROSTATİKA.....

§ 1.1. Elektriklənmə, elektrik yükü və elektrik yükünün saxlanması qanunu.....

§ 1.2. Elektrik yüklərinin qarşılıqlı təsiri qanunu (Kulon qanunu)

§ 1.3. Elektrik sahəsi. Elektrik sahəsi intensivliyi vektoru

§ 1.4. Elektrik sahələrinin toplanması

§ 1.5. Elektrik dipolu. Dipol momenti.....

§ 1.6. Ostrogradski-Qauss teoremi və onun bəzi tətbiqləri. Elektrik induksiya vektoru.

§ 1.7. Elektrostatik sahənin potensialı. Potensiallar fərqi. Potensialla sahə intensivliyi arasındakı əlaqə

§ 1.8. Bəzi elektrik sahələrinin potensialı elektrostatik sahənin enerjisi

§ 1.9. Elektrik tutumu. Kondensator

§ 1.10. Dielektriklər elektrik sahəsində. Elektrik induksiyası və polyarlaşma

Birinci fəslə dair yoxlama sualları

II FƏSİL. SABİT ELEKTRİK CƏRƏYANI

§ 2.1. Elektrik cərəyanı. Dövrə hissəsi üçün Om qanunu

§ 2.2. Elektrik keçiriciliyi. Col-Lens qanunu

§ 2.3. Naqillərin müqaviməti. Ardıcıl və paralel qoşulmuş naqillər.

Elektrik keçiriciliyinin temperatur əmsalı

§ 2.4. Cərəyan mənbələri, elektrik hərəkət qüvvəsi və budaqlanmamış qapalı dövrə üçün Om qanunu

§ 2.5. Kirxhof qaydaları və onların bəzi tətbiqləri

İkinci fəslə dair yoxlama sualları

III FƏSİL. MÜXTƏLİF MÜHİTLƏRDƏ ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİNİN TƏBİƏTİ

§ 3.1. Metalların elektrik keçiriciliyi

§ 3.2. Mayelərin elektrik keçiriciliyi

§ 3.3. Qazların elektrik keçiriciliyi. Plazma

| | |
|---|--|
| § 3.4. Vakuumda elektrik cərəyan. Elektron lampaları..... | |
| § 3.5. Yarımkəçiricilər. Yarımkəçiricilərin elektrik keçiriciliyi | |
| Üçüncü fəslə dair yoxlama sualları | |

IV FƏSİL. ELEKTROMAQNƏTİZM.....

| | |
|---|--|
| § 4.1. Amper qanunu. Maqnit sahəsinin induksiyası | |
| § 4.2. Cərəyanlı kontur maqnit sahəsində | |
| § 4.3. Amper qüvvəsinin işi. Maqnit seli. | |
| § 4.4. Maqnit induksiyasının burulğanlı xarakteri. Bio-Savar-Laplas qanunu | |
| § 4.5. Maqnit sahəsinin intensivliyi. Tam cərəyan qanunu..... | |
| § 4.6. Elektrik ölçmə cihazları | |
| § 4.7. Lorens qüvvəsi və onun təzahürləri. | |
| § 4.8. Holl effekti | |
| Dördüncü fəslə dair yoxlama sualları | |

V FƏSİL. MAQNİT SAHƏSİNİN ENERJİSİ. ELEKTROMAQNİTLƏR....

| | |
|---|--|
| § 5.1. Maqnit sahəsi enerjisinin sıxlığı. İnduktivlik | |
| § 5.2. Qarşılıqlı induksiya | |
| § 5.3. Cərəyanlı konturun maqnit enerjisi | |
| § 5.4. Elektromaqnitlər | |
| Beşinci fəslə dair yoxlama sualları | |

VI FƏSİL. ELEKTROMAQNİT İNDUKSİYASI

| | |
|--|--|
| § 6.1. Faradeyin kəşfi | |
| § 6.2. İnduksiya EHQ və induksiya cərəyanı | |
| Altıncı fəslə dair yoxlama sualları | |

VII FƏSİL. MADDƏLƏRİN MAQNİT XASSƏLƏRİ

| | |
|---|--|
| § 7.1. Maddədə maqnit sahəsi. Maqnit nüfuzluğu və qavrayıcılığı | |
| § 7.2. Maqnitlənmənin növləri (şəkilləri) | |
| § 7.3. Diamagnetizmin elementar nəzəriyyəsi | |
| § 7.4. Paramagnetizmin elementar nəzəriyyəsi. | |
| § 7.5. Ferromaqnetikin təbiəti | |

§ 7.6. Maddənin quruluşunun öyrənilməsinin maqnit üsulları

Yeddinci fəslə dair yoxlama sualları

VIII FƏSİL. MAKSVELL NƏZƏRİYYƏSİ.....

§ 8.1. Dəyişmə cərəyanı

§ 8.2. Maksvell tənlikləri

Səkkizinci fəslə dair yoxlama sualları

IX FƏSİL. KVAZİSTASİONAR ELEKTRİK SİSTEMLƏRİ

DƏYİŞƏN CƏRƏYAN DÖVRƏLƏRİ).....

§ 9.1. Dəyişən cərəyan dövrəsində müqavimət

§ 9.2. Dəyişən cərəyan dövrəsində induktivlik

§ 9.3. Dəyişən cərəyan dövrəsində elektrik tutumu

§ 9.4. Ardıcıl kontur

§ 9.5. Paralel kontur

§ 9.6. Elektrik enerjisinin ötürülməsi. Transformatorlar

§ 9.7. Elektromexaniki analogiyalar

Doqquzuncu fəslə dair yoxlama sualları

X FƏSİL. ELEKTROMAQNİT RƏQSLƏRİ VƏ DALĞALARI

§ 10.1. Məxsusi rəqslər

§ 10.2 Avtorəqslər. Sönməyən rəqslərin lampalı generatoru

§ 10.3. Radiorabitənin prinsipləri

§ 10.4. Dalğa tənliyi. Elektromaqnit dalğaları

Onuncu fəslə dair yoxlama sualları

Bəzi fiziki kəmiyyətlərin təqribi qiymətləri.....

İstifadə olunmuş ədəbiyyatın siyahısı

Ədəbiyyat siyahısı

1. S.Q.Kalaşnikov. Elektrik bəhsi, Bakı, maarif,
2. B.D.Əliyev, Q.T.Həsənov. Ümumi fizika kursu, Bakı, Çarşıoğlu, 2004, -660 s.
3. N.M.Mehdiyev Fizika kursu, Bakı, AzDNA, 2010, -600 s.
4. Ə.Ş.Abdinov, V.H.Səfərov, T.X.Hüseynov. Elektrik cihazları və emissiya elektronikasının əsasları. Bakı, Təhsil, 2011, -358 s.
5. B.B.Davudov, K.M.Daşdəmirov. Radiofizika. Bakı, BU, 2008, -391 s.
6. Т.И.Тирофимова. Курс физики. М. Высшая школа, 2004, -544 с.
7. И.В.Савельев. Курс общей физики, т.2. М., Наука, 1988, -496 с.

Elektrik və maqnit kəmiyyətlərinin cədvəli

| Kəmiyyət | | Vahidi | |
|---|-----------------|-----------------------------|-------------------|
| Adı (v –vektor, s – skalyar) | İşarəsi | Adı | İşarəsi |
| Elektrik cərəyanının şiddəti (s) | i | Amper (BS-də əsas vahid) | A |
| Elektrik yük (s) | q | Kulon | Cl |
| Cərəyan sıxlığı (v) | i | Amper bölünsün metr kvadrat | A/m ² |
| Elektrik yükünün səth sıxlığı (s) | σ | Kulon bölünsün metr kvadrat | Cl/m ² |
| Polyarlaşma (v) | P | Kulon bölünsün metr kvadrat | Cl/m ² |
| Dipolun elektrik momenti (v) | | Kulon·metr | Cl·m |
| Elektrik sahəsinin induktivlik seli (s) | Φ_e | Kulon | Cl |
| Elektrik induksiyası (v) | D | Kulon bölünsün metr kvadrat | Cl/m ² |
| Elektrik potensialı (s) | φ | Volt | V |
| Elektrik potensiallar fərqi (gərginlik) (s) | U, u | Volt | V |
| Elektrik hərəkət qüvvəsi (s) | ε | Volt | V |
| Elektrik sahəsi intensivliyi (v) | E | Volt bölünsün metr | V/m |
| Elektrik tutumu (s) | C | Farad | F |
| Elektrik sabiti (s) | ε_0 | Farad bölünsün metr | F/m |
| Dielektrik nüfuzluğu (s) | ε | - | - |
| Elektrik müqaviməti (s) | R, r | Om | Om |
| Elektrik keçiriciliyi (s) | e | Simens | Sm |
| Xüsusi elektrik müqaviməti (s) | | | |
| Xüsusi elektrik keçiriciliyi (s) | | Om · metr | Om·m |
| Maqnit seli (s) | | Simens bölünsün metr | Sm/m |
| Maqnit sahəsinin intensivliyi (v) | γ | Veber | Vb |
| Maqnit induksiyası (v) | B | Tesla | Tl |
| Elektrik cərəyanının maqnit momenti (v) | P_m | Amper · metr kvadrat | A·m ² |
| İnduktivlik (s) | L | Henri | Hn |
| Qarşılıqlı induksiya (s) | M | Henri | Hn |
| Maqnit sabiti (s) | μ_0 | Henri bölünsün metr | Hn/m |
| Maqnit nüfuzluluğu (s) | μ | - | - |
| Maqnitlənmə (v) | J | Amper bölünsün metr | A/m |
| Umov-Poyntik vektoru (v) | S | Vatt bölünsün metr kvadrat | Vt/m ² |

I FƏSİL

ELEKTROSTATİKA

§ 1.1. Elektriklənmə, elektrik yükü və elektrik yükünün saxlanması qanunu

Hələ çox qədim zamanlardan insanlar müşahidə etmişlər ki, qravitasiya qarşılıqlı təsirinin hiss olunmadığı kiçik kütləli makroskopik cisimlər müəyyən təsirlərə məruz şaldıqda bir-birinə nəzərəcarpacaq qarşılıqlı cəzətmə və ya itələmə təsiri göstərir. Belə ki, bəzi cisimlər bir-birinə sürtüldükdə, daha dəqiq desək, bir-birinə çox sıx toxundurulduqda, çünki qarşılıqlı sürtünmə toxunma səthlərinin temperaturunu yüksəltməklə yanaşı, həm də həmin səthlərin bir-birinə toxunan elementlərinin (hissələrinin) sayını artırır, bir-birini cəzə və ya dəf etməyə (itələməyə) başlayıo. Məsələn, şüşə ilə dəri bir-birinə sürtüldükdə bir-birini cəzə etməyə, ebonitlə drini bir-birinə sürtdükdə isə onların arasında itələmə müşahidə olunur. Cisimlərin bu xassəsi onların elektriklənməsi, yaxud elektrik yükü ilə yüklənməsi adlanır. Təbiətdə cisimlərin (maddələrin) həddənq atıq çox olmasına baxmayaraq, iki növ elektriklənmə varö şərti olaraq bunları «müsbət» və «mənfi» elektriklənmə və ya elektrik yükləri adlandırmaq qəbul olunub. Baxılan hhalda şüşə müsbət, dəri mənfi, ebonit mənfi, yun isə müsoət elektriklənir.

Aparılan çoxsaylı müşahidə və təcrübələr nəticəsində müəyyənələqdirilmişdir ki, müxtəlif adlı yüklərlə yüklənmiş (müxtəlif işarəli elektriklənməmiş) cisimlər bir-birin cəzə edir, eyni adlı yüklərlə yüklənməmiş (eyni işarəli elektriklənməmiş) cisimlər isə bir-birini dəf edir. Fizikanın elektrik hadisələrini öyrənən bölməsində əsas obyekt elektriklənməmiş cisimlər deyil, onlardan elektrik yükləri olduğundan həmişə uyğun olaraq elektrik yükü anlayışından istifadə olunur. Bu səbəbdən də deyilir ki, əks adlı elektrik yükləri bir-birini cəzə edir, eyni adlı elektrik ükləri isə bir-birini dəf edir (itələyir).

Elektrik yükünü, yaxud elektrik (ənənəni yalnız sürtünən hissələrdə saxlayan cisimlər izolyator (dielektrik), elektrik yüklərini (elektriklənməni) bütün səthi boyunca yayan cisimlər isə naqillər (keçiricilər) adlanır. Metallar və onların ərintilərinin əksəriyyəti naqildir. Dielektriklər isə kəhrəba, saxsı,

plastmass, rezin, taxma və s. kimi bərk cisimlər, o cümlədən, bəzi mayələr, qazlardır.

Müxtəlif amillərin təsiri altında cismin elektrik xassələri əsaslı şəkildə dəyişə bilər. Məsələn, adi halda izolyator (dielektrik) olan qaz, o cümlədən, hava, müəyyən dalğa uzunluqlu işıqla işıqlandırıldıqda, yəqin kifayət nədərsə yüksək temperatura qədər qızdırıldıqda xarici keçirici xassəsi əldə edir (qazanır). Elə maddələr də var ki, xarici faktorların (temperaturun, işığın və s.) eləcə də tərkibinə daxil edilmiş kənar maddə (element) atomlarının (aşqarların) təsiri ilə elektrik xassələrini çox kəskin, daha doğrusu, praktiki olaraq dielektrikdən keçiriciyə qədər dəyişir. Belə maddələr yarımkeçiricilər adlanır.

Əgər keçiricidə elektrik yüklərinin aşınması zamanı heç bir kimyəvi proses baş vermirsə, belə keçirici birinci növ keçirici adlanır. Belə keçiricilərə istinad olaraq bütün metallar aiddir. Elektrik yüklərinin daşınması kimyəvi proseslərin baş verməsi ilə müşayiət olunan keçiricilər isə ikinci növ keçiricilər adlanır. Şüa maddələrə misal olaraq ərimiş duzları, turşu məhlullarını göstərmək olar.

Elektrikləşmiş cisimlərin bir-birini cəzə və ya dəf etməsi elektrik yükünün və həmin yüklərlə eyni zamanda meydana olub, onların yox olması ilə də aradan qalxan elektrik sahəsinin mövcudluğu ilə izah olunur.

Elektrikləşmə və elektrik yükləri ilə bağlı olan hadisələri iki qrupa bölmək olar: elektrik yüklərinin sükunətdə olduğu və onların yvratdığı elektrik sahəsinin zamandan asılı olaraq dəyişmədiyini, tarazlıqda olduğu halda uyğun elektrostatika; elektrik yüklərinin skünətlə, yəni tarazlıqda olmadığı halda uyğun – elektrodinamika.

Təcrübələr göstərir ki, elektrikləşmə zamanı elektrik yükü yaranmır, yalnız ayrılır və fiziki cisimlər arasında paylaşılır. Təsdiq olunmuşdur ki, müxtəlif işarəli elektrikləşmiş iki naqilin toxunması zamanı elektrik yüklərinin xarici təzahürünün tamamilə, yəqin qismən aradan qalxması da elektrik yüklərinin yox olması ilə deyil, onların eolə bir yenidən paylaşılması ilə əlaqədardır. Belə paylaşmada həmin yüklər nəzərəcərpə bilən cari effekt yaratmır.

Beləliklə, qəti olaraq demək mümkündür ki, elektrik yükləri yaranmır, yalnız yenidən paylaşılır və bu zaman qapalı sistemlərdə (xaricdən elektrik yükü

dazid olmayan və xaricə elektrk yükü çıxmayan sistemlərdə) elektrik yüklərinin saxlanması qanunu ödəyir. Bu qanuna görə: qapalı sistemdə elektrik yüklərinin cəbri cəmi sabitdir.

Xüsusi hallarda, daha doğrusu, qeyri-elektrostatik şəraitləri işığın təsiri ilə qapalı sistemlə elektrik yükləri əmələ gəlir və işığın təsiri kəsildikdən sonra yol olaraq işıq yaradır. Lakin bu halda eyni zamanda bərabər miqdarda hər iki növ elektrik yükü yaranır və yox olur, yəni təbiətin əsas qanunlarından biri olan elektrik yükünün saxlanması qanunu ödəyir.

İlk dəfə hələ XX əsrin əvvəllərində (1910-1914-cü illərdə) amerikan fiziki R.Milliken təcrübi yolla göstərib ki, elektrik yükü diskretdir, yəni istənilən cismin elektrik yükü elementar elektrik yükünün $e = \pm 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$ tam misillərindən təşkil olunub,

Elektrik yüklərinin qarşılıqlı təsirini kəmiyyətcə müəyyənləşdirən ilk qanun XVIII əsrin sonlarında Ş.Kulon tərəfindən müəyyənləşdirilib. Kulon yüklənmiş cisimlər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsini ölçmək üçün burulğanlı tərəzidən istifadə etməklə, həm də çox sadə, lakin dahiyənə bir übarizəyə əsaslanmışdır. Daha doğrusu, belə bir fikri əsas götürmüşdür ki, əgər yüksəlmiş bir keçirici kürə, onunla eyni olan, lakin yüklənməmiş digər bir küyə toxundurularsa, birinci kürənin elektrik yükü bu iki kürə arasında bərabər paylanır. Məhz bu yolla yüklənmiş cisimlərin yükünü 2,4,8 və daha çox misillərdə ardıcılıqla dəyişmək olar. Bundan əlavə, Kulon həm də fərz etmidir ki, kürələrin qarşılıqlı təsiri elektrik yükünün onların həndəsi mərkəzində yerləşdiyi haldakı kimi olar. Bu fərziyə isə öz növbəsində ona imkan vermişdir ki, nöqtəvi elektrik yüklərinin qarşılıqlı təsirini ifadə etsin. Qeyd etmək lazımdır ki, Nyuton cisimlərin qravitasiya qarşılıqlı cazibəsini öyrənərkən də belə bir ideallaşdırılmadan istifadə olunmuşdu.

Kulon tərəfindən təcrübi yolla müəyyənləşdirilmiş qanun təsdiq edir ki, praktiki olaraq qeyri-məhdud bircins dielektrik mühitdə bir-birindən R məsafədə yerləşən iki Q_1 və nöqtəvi yük (şəkil 1.1)

$$\vec{F}_1 = KQ_1Q_2 \frac{\vec{R}}{R^3} = -\vec{F}_2 \quad (1.1)$$

qüvvəsi ilə qarşılıqlı təsirdə olur.

(1.1) ifadəsindən görünür ki, hər bir yüklə göstərilən təsir qüvvəsi yüklərin miqdarı ilə düz, onların arasındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasib, qiymətcə bərabər, istiqamətcə isə əksinə yönəlmiş olur. Əks adlı yüklər halında qarşılıqlı təsir qüvvəsi yüklərə doğru (şəkil 1.1, a), eyni adlı yüklər halında isə yüklərdən kənara doğru (şəkil 1.1 b) yönəlmiş olur. Hər iki halda bu qüvvələr yükləri birləşdirən düz xətt boyunca yönəlir. Elektrik yükləri arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi Kulon qüvvəsi adlandırılır. Beynəlxalq vahidlər sistemində elektrik yükləri arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsinin ifadəsindəki mütənasiblik əmsalı $K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$. Buradan $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Farad/metr}$ vakuunun elektrik sabitidirlər. Əgər yüklər vakuuma yox, hər hansı bir mühitdə yerləşərsə, $K = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0}$ şəklində olar. Sonuncu ifadədəki ϵ - ölçüsüz (adsız) kəmiyyət olub, yüklərin yerləşdiyi mühitin nisbi dielektrik nüyuzluğu adlanır. Bütün dielektriklər üçün $\epsilon > 1$, yəni sərhədsiz dielektrik həmişə elektrik yüklərinin qarşılıqlı təsir qüvvəsini vakuumdakına nəzərən zəiflədir. Vakuuma üçün $\epsilon = 1$.

Formal təsvirlərdə heç də həmişə yada salınmayan bir məqamı hökmən nəzərə almaq lazımdır: makroskopik cisimlərin elektrikliyi elektronların cisimlər arasında paylanması (bölüşdürülməsi) hesabına baş verir.

Müəyyən edilmişdir ki, yüklər arasındakı məsafənin çox geniş, daha doğrusu, $(10^{-17} \text{ m} - 10^7 \text{ m})$ Kulon qanunu çox böyük intervalında dəqiqliklə ödənilir.

1.3. Elektrik sahəsi. Elektrik sahəsi intensivlii vektoru

Hər bir elektrik yükünün ayrılmaz xassəsi, həmin yükün yaratdığı elektrik sahəsidir. Yük mövcuddursa, onun sahəsi də mövcuddur və həmin yük aradan çıxan ana qədər bu sahə mövcud olacaq. Yükün elektrik sahəsi, həmin yükün başqa yüklərə təsirini xarakterizə edir və elektrik yüklərini aşkar etmək, onların qiyməti, yeri, qarşılıqlı vəziyyəti fikr yürütmək üçün ən başlıca amildir. Elektrik sahəsi də materiyanın bir formasıdır, lakin cismi materiyadan

fərqli olaraq, elektrik sahəsi cisimlərin həcmi dəyişdirmədən onların dazilinə nüfuz edir.

Elektrik sahəsi, onu yaradan yükü əhatə edir və bu yükün qiymətindən, yükə olan məsafədən asılıdır. Yükün ətrafındakı hər hansı nöqtə onun yaratdığı elektrik sahəsi sahə intensivliyi adlanan kəmiyyətlə xarakterizə olunur.

Verilmiş iüəyyən Q yükündən hər hansı R məsafədəki A nöqtəsində yaratdığı sahənin intensivliyi (E), həmin nöqtəyə gətirilmiş Q_c - sınaq yükünə Q - yükü tərəfindən göstərilən F təsir qüvvəsinin, sınaq yükünə olan nisbətə təyin olunur:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{Q_c} \quad (1.2)$$

Sahə intensivliyi vektorial kəmiyyətdir və onun hər hansı nöqğədəki istiqaməti, öü nöqtədəki müsbət sınaq yükünə sahəni yaradan elektrik yükü tərəfindən göstərilən təsir qüvvəsinin istiqaməti götürülür (şəkil 1.2). əgər sınaq yükü olaraq müsbət vahid yük götürülsə, onda (1.2) ifadəsinə görə

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

olar. Yəni demək olar ki, yükün elektrik sahəsinin hər hansı bir nöqtədəki intensivliyi ədədi qiyməti və istiqaməti ilə həmin nöqtədə yerləşdirilmiş müsbət vahid sınaq yük və (sahəni yaradan) yük tərəfindən göstərilən qüvvəyə bərabərdir.

Elektrik sahəsinin intensivliyi, onun qüvvə xarakteristikasıdır. Belə ki, elektrik sahəsinin hər hansı nöqtəsində sahə intensivliyi (\vec{E}) məlum olarsa, həmin nöqtəyə gətirilmiş istənilən sınaq yükünə (Q_s) bu sahəni yaradan yük tərəfindən göstərilən təsir qüvvəsini

$$\vec{F}_s = Q_s \cdot \vec{E} \quad (1.3)$$

təyin etmək olar.

Əgər nəzərə alsaq ki, sahəni yaradan yüklə (Q), ondan R - məsafədə olan sınaq yükü arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi dielektrik nüyuzuluğu ϵ - olan mühidə

$$\vec{F}_s = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{Q}{R^3} \vec{R} \quad (1.4)$$

qədərdir, onda həmin nöqtədə bu yükün yaratdığı sahənin intensivliyi:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{Q}{R^3} \vec{R} \quad (1.5)$$

sonuncu ifadədən görünür ki, eyni bir məsafədə müxtəlif elektrik yüklərinin hər birini ayrı-ayrılıqda yaratdığı elektrik sahəsinin intensivliyi ədədi qiymətə yükün miqdarı ilə düz mütənəsbdir ($E \sim Q$). Eyni bir yükün müxtəlif məsafələrdə yaratdığı sahənin intensivliyi isə məsafədən asılı olaraq kvadratik qanunla azalır ($E \sim \frac{1}{R^2}$).

Qrafiki olaraq elektrik sahəsini qrafiki olaraq elektrik qüvvə xətləri vasitəsilə təsvir etmək olar. Elektrik qüvvə xətləri elə xətlərdir ki, onların istənilən nöqtəsinə çəkilmiş toxunan həmin nöqtədə sahə intensivliyinin istiqaməti ilə üst-üstə düşsün. Bu baxımdan təklənmiş müsbət yükün qüvvə xətləri həmin yükədən çıxan, təklənmiş mənfi yükün qüvvə xətləri isə bu yükə daxil olan radius vektorlardır və hər iki halda bu xətlər elə sahənin intensivlik vektorları ilə üst-üstə düşür (şəkil 1.3). elektrik sahəsinin qüvvə xətlərinin həmin yükədən istənilən məsafədəki sıxlığı (qüvvə xətlərinə perpendikulyar olan vahid səthdən keçən qüvvə xətlərinin sayı) ədədi qiymətə həmin məsafədə sahə intensivliyinin qiymətinə bərabər olur.

1.4. Elektrik sahələrinin toplanması

Əksər hallarda müəyyən bir nöqtədə bir deyil, həmin nöqtəyə nəzərən müxtəlif vəziyyətlərlə yerləşmiş eyni və ya müxtəlif işarəli yüklərin yaratdığı yekun elektrik sahəsinin intensivliyini təyin etmək, onun qiymət və istiqamətini tapmaq tələb olunur. Təcrübələr göstərir ki, bir neçə müxtəlif qiymətəli elektrik yükünün hər hansı bir sınaq yükünə təsir etdiyi yekun Kulon qüvvəsi, bu yüklərdən hər birinin ayrılıqda həmin yükə təsir etdiyi Kulon qüvvələrinin cəbri yox, həndəsi cəminə bərabərdir. Daha doğrusu, müəyyən nöqtədəki sınaq yükünə ayrı-ayrı yüklər tərəfindən təsirin göstərilməsi bir-birindən asılı olmayaraq baş verir və yekun qüvvə, vektoru, qiymət və

istişamətı ayrı-ayrı yüklər tərfınden göstərilən təsir qüvvələrinin vektorik cəmi olan nvv ilə üst-üstə dşr (şəkil 1.3).

$$\vec{E}_g = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \quad (1.6)$$

Bu ifadə elektrostatik sahə intensivliklərinin superpozisiya (və ya toplanması) prinsipini ifadə edir. Bu prinsip istənilən tərpənməz yüklər oxluęunu onların sayından, mütləq niymtlrindən, yerləşmə vəziyyətindən, iharsindən asılı olmayaraq hər hansı nöqtədə yerləşən yk birlikdə göstərdikləri kimi qarşılıqlı təsir qüvvəsinin və ya həmin nöqtədə yaratdıqları yekun elektrik sahəsinin mütləq qiymətini v istiqamətini təyin etməyə imkan verir.

1.5. Elektrik dipolu. Dipol momenti

Təbiətdə tez-tez yalnız tklnmış və bir-biri ilə baęlı olmayan deyil, həm də bir-biri ilə sərt baęlı olan nöqtəvi elektrik yükləri sistemi i qarşılaşmaq, daha doęrusu, belə yüklər sisteminin elektrik xassələrini tdqi etmək, onların təsirlərini, mvcudluęunu nəzərə almaq zərurəti yaranır. Məsələn, mürəkkəb tərkibli maddələrin materialları, kristal qəfəsin zklri, nanozissciklr, nanostrukturların tərkib hissələri və s. belə elektrik yükləri sisteminin nümunələridir. Belə yüklər sisteminin n sadə və daha çox yayılmış bir qrupu elektrik dipoludur. Elektrik dipolu – bir-biri ilə sərt baęlı, aralarındakı məsafə (l), müşahidə nöqtələrinə qədər olan _____ ilə müqayisədə çox-çox kiçik mütləq qiymətcə bərabər, lakin əks işrli ($+q$ və $-q$) olan iki nöqtəvi elektrik yükü sistemidir (şəkil 1.4). Həmin iki nöqtəvi yk birləşdirən dz xətt boyunca mnf yükdən müsbət yk doęru yönəlmış \vec{l} vektoril kəmiyyəti – dipolun qolu, dipolun yükünün mütləq qiyməti ilə dipolun qolunun hasilinə bərabər olan

$$\vec{P} = |q| \cdot \vec{l} \quad (1.7)$$

vektoral kəmiyyəti isə – dipolun elektrik momenti, yaxud da sadəcə olaraq dipol momenti adlanır.

Elektrik sahəsi intensivliyinin seperpozisiya prinsipindən istifadə etməklə elektrik dipolunun mərkəzindən hər zansı istiqamətdə r - məsafədə olan bir A - nöqtədə onun, yəni dipolun elektrik momentini hesablamaq olar.

Bu məqsədlə ən sadə iki hala baxaq. Birinci halda fərz edək ki, A - nöqtəvi dipolun oxu boyunca yönəlmiş düz xətt üzərindədir (şəkil 1.4 a). Bu halda

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{q}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2} - \frac{q}{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2} \right) \approx \frac{1}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{q\vec{l}}{r^3}$$

olar.

İkinci, yəni dipolun oxuna perpendikulyar istiqamətdə onun mərkəzindən r - məsafədəki A - nöqtəsində isə (şəkil 1.4, b).

$$\vec{E} = 2\vec{E}_1 \sin\alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{2q\vec{l}}{r_1^2 \cdot 2r_1} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{q\vec{l}}{r^3}$$

olar.

Göründüyü kimi, hər iki halda $E \sim \frac{1}{r^3}$. Qeyd etmək lazımdır ki, aparılan hesablamaların nəticələrinə görə $r \gg l$ olan bütün hallarda bu nəticə doğudur, yəni elektrik dipolunun sahə intensivliyi məsafənin kubu ilə azalır.

Eyni bir düz xətt boyunca yönəlmiş iki elektrik dipolunun kifayət qədər böyük (r) məsafədəki Kulon qarşılıqlı təsir qüvvəsi həmin məsafənin dördüncü dərəcəsi ilə tərs mütənasibdir ($F \sim \frac{1}{r^4}$).

1.6. Ostrogradski-Qauss teoremi və onun bəzi tətbiqləri. Elektrik induksiya vektoru.

Kulon qanunu prinsipcə ixtiyari yük və ya yüklər sisteminin istənilən nöqtədəki sahəsini, yəni onun intensivliyini hesablamağa imkan verir. Bununla belə, praktikada ixtiyari qapalı səthdən keçən intensivlik xətləri seli (Φ) haqqında Ostroşrafdskiy-Qauss teoremindən istifadə olunması əksər halarda xeyli sadələşdirir.

Bu teorem yalnız bircins mühtidə elektrostatik sahə üçün doğrudur və

$$\Phi_E = \int_S \vec{E} ds = \int E_n ds = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \sum Q_i \quad (1.7)$$

şəklində ifadə olunur. Burada $d\vec{S}$ - xarici normal üzrə yönəlmiş vektor, E_n - sahə intensivliyi vektorunun (\vec{E} -nin) xarici normal istiqamətində proyeksiyası, Q_i - baxılan qapalı səthin daxilindəki elektrik yükləridir.

(1.7) analitik ifadəsinə uyğun olaraq, teorem aşağıdakı şəkildə ifadə olunur: Qapalı səthdən keçən elektrik sahəsinin qüvvə xətləri seli, həmin səthin daxilindəki elektrik yüklərinin cəbri cəmi ilə təyin olunur.

Səthdən keçən intensivlik vektoru seli aşağıdakı üç halda sıfıra bərabər ola bilər:

- a) qapalı səthin daxilindəki yüklərin cəbri cəmi sıfıra bərabər, lakin $\vec{E} \neq 0$ olduqda;
- b) qapalı səthin daxilində elektrik yükü olmadıqda, lakin həmin səthdən xaricdə yerləşmiş elektrik yükləri hesabına $\vec{E} \neq 0$;
- c) həm $\vec{E} = 0$, həm də qapalı səthin daxilində yük olmadıqda.

Əgər elektrik yükləri dielektrikin həcmində ρ - həcmi yük sıxlığı ilə paylanmış olarsa, onda Ostroqrafskiy-Qauss teoremi

$$\int_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \int_V \rho dV \quad (1.8)$$

şəklində yazılır. Burada dV - baxılan qapalı səthin daxilində həcm elementidir.

Kulon qanunundan yan keçməklə simmetrik paylanmış elektrik yüklərinin sahə intensivliyini hesablamağa imkan verən bu teorem elektrik sahələrinin toplanması prinsipinin nəticəsidir.

Fərz edək ki, Q_i - yüklərinin hamısı qapalı S - səthinin daxilində yerləşməklə, dS - səth elementində həmin yüklər \vec{E}_i - sahə intensivliyi yaradır və yekun (tam) sahə intensivliyi

$$\vec{E} = \sum \vec{E}_i \quad (1.9)$$

Buradan həmin qapalı S - səthindən keçən intensivlik vektoru seli

$$\Phi_E = \int_S \vec{E} ds = \sum \int_S \vec{E}_i d\vec{S} = \sum \Phi_{E_i} \quad (1.10)$$

Beləliklə, sahə intensivliklərinin həndəsi toplanışı prinsipinə görə, uyğun intensivlik vektorları seli cəbri toplanır.

Ostrogradskiy-Qauss teoremindən istifadə etməklə təklənmiş müsbət nöqtəvi Q - elektrik yükünün elektrik sahəsinin intensivliyi (şəkil 1.5) bu nöqtədən çıxan radius-vektorlar boyunca yönəlir və R - məsafədə

$$\vec{E} = \frac{Q}{4\pi\epsilon} \frac{\vec{R}}{R^3} \quad (1.11)$$

şəklində təyin olunur, yəni kulon qanununa tabe olur. Belə də olmalıdır.

Mənfi elektrik yükünün elektrik sahəsinin intensivliyi üçün isə yeganə fərqə ondan ibarət olar ki, sahə intensivliyi vektoru radiuslar boyunca yükə doğru yönəlir.

Yüklənmiş metal kürənin xarici fəzada yaratdığı elektrik sahəsinin intensivliyi də belə qanunauyğunluğa tabe olar. Ona görə ki, yüklənmiş metal kürədə elektrik yükləri səth boyunca σ - sıxlıqla bircins paylanır (şəkil 1.6). Yüklənmiş R_0 - radiuslu metal kürənin səthində elektrik sahəsinin intensivliyi

$$E_{\text{səth}} = \frac{Q}{4\pi R_0^2} \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \quad (1.12)$$

Lakin $\frac{Q}{4\pi R_0^2} = \sigma$ olduğundan,

$$E_{\text{səth}} = \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0} \quad (1.13)$$

Keçirici cismin daxilində elektrik sahəsinin intensivliyi sıfır olur. Əks təqdirdə elektrik yükləri hərəkət edərdi və elektrostatik hal hələ təmin olunmazdı. İçərisi boş olan istənilən keçirici cismin boşluq hissəsində də yük olmadıqda sahə mövcud olmur.

Bircins yüklənmiş R_0 - radiuslu (şəkil 1.7) məftilin (silindrin) yaratdığı elektrik sahəsi də praktiki maraq kəsb edir. Bu naqili R -radiuslu və şüdürlüyü h olan _____ simmetrik qapalı səthlə əhatə etsək və

$$\lambda = \frac{Q}{h} \quad (1.14)$$

şəklində təyin olunub, elektrik yüklərinin xətti sıxlığı adlanan kəmiyyət daxil etsək, əmin ola bilərik ki, bürüyən silindrin yan səthində simmetriklik

prinsipinə görə sahə intensivliyi mütləq qiymətcə hər yerdə eynidir və radius boyunca yönəlib, oturacaq səthlərindən isə intensivlik vektoru seli sıfıra bərabərdir. Bu səbəbdən də

$$E = 2\pi R h = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} h \lambda.$$

Sonuncu ifadədən isə:

$$E = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon\epsilon_0 R} \quad (1.15)$$

Beləliklə, bircins yüklənmiş silindrik məftilin yaratdığı elektrik sahəsinin intensivliyi məsafənin birinci dərəcəsi ilə dəyişir. Məftilin səthində isə

$$E = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon\epsilon_0 R} = \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0} \quad (1.16)$$

İndi də XY koordinat müstəvisində yerləşmiş yüklənmiş hüdudsuz müstəvi metal lövhənin (şəkil 1.8) sahə intensivliyini hesablayaq. Qəbul edək ki, lövhə bircins yüklənib və

$$\sigma = \frac{Q}{2S} \quad (1.17)$$

şəklində təyin olunan yüklərin səth sıxlığı parametri daxil edək. Burada nəzərə alırıq ki, lövhə iki ühlüdür və onun Q - elektrik yükü hər iki üzündə paylanıb. Bu halda bürüyüxcü qapaq (inteqrallıyıcı) səth olaraq S - sahəli iki yan üzünün yüklənmiş keçirici lövhəyə paralel olan paralelopipedin səthini götürək (şəkil 1.8).

İntensivlik vektorları selenin simmetriyası prinsipinə uyğun olaraq intensivlik vektorunun yalnız şəkil 1.8-dəki 1 və 2 üzvlərindən seli sıfırdan fərqliolar. Buna görə də yazı bilərik ki,

$$2ES = \frac{Q}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{2\sigma S}{\epsilon\epsilon_0}$$

və buradan da

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0} \quad (1.18)$$

Əgər modulca bərabər, lakin işarəcə əks olan elektrik yükləri ilə yüklənmiş, paralel qoyulmuş iki müstəvi naqıl lövhə sistemi götürsək (şəkil 1.9), onda superpozisiya prinsipindən istifadə etməklə alarıq ki,

a) lövhələr arasındakı sahənin intensivliyi:

$$E = \frac{2\sigma}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{\sigma_1}{\epsilon\epsilon_0}; \quad \sigma_1 = 2\sigma \quad (1.19)$$

b) lövhələrdən xaricdə sahənin intensivliyi

$$\vec{E} = 0.$$

Bu deyilənləri elektrik yüklərinin paylanması nəticəsi kimi də izah etmək olar. Onlar

$$\sigma_1 = 2\sigma$$

sıxlığı ilə lövhələrin bir-biri ilə qarşı-qarşıya duran üzlərində toplanmış olurlar.

Göründüyü kimi (1.18) və (1.19) ifadələri ilə təyin olunan sahə intensivlikləri məsafədən asılı deyil və bütün nöqtələrdə eynidir. Belə elektrik sahələri bircins adlanır.

Sözsüz ki, real hallarda sonsuz uzun keçirici məftil və sonsuz böyük səthə malik keçirici müstəvi lövhə düzəltmək mümkün deyil. Bu səbəbdən də hər iki hal üçün sahə intensivliyinin ifadəsi yüklənmiş cismə kifayət qədər yaxın olan məsafələr üçün öz gücündə gedir. Bu halda baxılan nöqtəyə qədər olan məsafə yüklənmiş cismin xətti ölçülərinə nəxərən çox kiçik olmalıdır.

Təcrübədə elektrik sahəsinin qüvvə xətlərinin paylanma mənzərəsini müşahidə etmək üçün, ən sadə halda hər hansı formalı yüklənmiş cismi maye dielektrik (məsələn, vazelin yağı) içərisində yerləşdirir və bu mayenin səthinə narın dielektrik tozu (məsələn, xinin) tökürlər. Bu zaman həmin dielektrik tozcuğun hissəcikləri maye dielektrikin səthində yüklənmiş cismin yaratdığı elektrik sahəsinin qüvvə xətləri boyunca düzülür.

Əgər yüklənmiş cismi əhatə edən fəza müxtəlif dielektrlərdən ibarət olarsa, onda ostroqradskiy-Qauss teoremi öz gücünü itirər. Ona görə ki, iki müxtəlif dielektrikin (müxtəlif dielektrik nüfuzluğuna malik iki dielektrik mühitinin) sərhəddində 91.7) ifadəsinə daxil olan intensivlik vektorunun normal toplananı kəsilməyə məruz qalar.

Doğrudan da, Kulon qanunundan görüldüyü kimi,

$$E_{n1} : E_{n2} = \varepsilon_2 : \varepsilon_1.$$

Burada 1 və 2 indeksləri təmasda olan iki mühitə mənsubdur. Bu halda, intensivliklə yanaşı, elektrik sahəsini xarakterizə edən daha bir xarakterik parametrdən – elektrik sahəsinin induksiya vektorundan (\vec{D}) və istifadə olunur. Elektrik sahəsinin hər hansı bir nöqtədəki induksiya vektoru, həmin nöqtədə bu sahənin intensivliyi (\vec{E}) ilə

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E} \quad (1.20)$$

şəklində əlaqədardır.

Bircins izotrop mühitlərdə hər iki vektor bir-birinə paraleldir. Buna görə də belə iki dielektrikin sərhəddindən induksiya vektorunun normal topalanını (\vec{D}_n) kəsilməyə məruz qalmır:

$$\vec{D}_{n1} = \vec{D}_{n2}$$

Elektrik sahəsinin induksiya vektorunun seli üçün Ostrogradskiy-Qauss teoremi:

$$\Phi_D = \int_S \vec{D}d\vec{S} = \sum Q_{dax} \quad (1.21)$$

şəklində yazılır. Qeyd etmək lazımdır ki, bu ifadə yüklənmiş cismi əhatə edən fəza müxtəlif dielektriklərlə doldurulduğu halda da tətbiq olunur. Burada bərabərliyin sağ tərəfində S - səthi ilə əhatə olunmuş qapalı həcmdəki yüklərin cəmi dayanır (Q_{dax}). Bu yüklər həm də sərbəst adlanır, çünki onları baxılan qapaqlı həcmə daxil etmək və oradan kənara çıxarmaq olar.

(1.21) ifadəsindən istifadə etməklə bizi maraqlandıran istənilən nöqtədə induksiya vektorunun modulunu tapmaq, bu qiymətdən isə həmin nöqtədə elektrik sahəsinin intensivliyinə keçmək olar.

(1.20) ifadəsindən görünür ki, elektrik sahəsinin induksiyası elektrik yüklərinin səth sıxlığının ölçüldüyü vahidlərlə, yəni Kulon bölücünün metr kvadratı ilə (Kl/m^2) ilə ölçülür. Elektrik sahəsinin induksiyası (D) kəmiyyətinin daha dərin fiziki mənası dielektriklərin fizikasının, xüsusilə də Maksvell tənliklərinin öyrənilməsində üzə çıxır.

1.7. Elektrostatik sahənin potensialı. Potensiallar fərqi. Potensialla sahə intensivliyi arasındakı əlaqə

Elektrostatik sahənin xassələrinin öyrənilməsində ən maraqlı və vacib bir istiqamət də onun enerji xarakteristikalarının öyrənilməsidir. Bu məqsədlə araşdırmaları davam etdirmək üçün tq yükünü ixtiyari bir $1A2$ yolu ilə mövcud elektrostatik sahənin bir nöqtəsindən digərinə (şəkil 1.10) hərəkət etdirərkən elektrostatik qüvvələrin gördüyü işi hesablayaq:

$$A = Q \int_1^2 \vec{E} d\vec{l} = Q \int_1^2 E_t dl.$$

Burada E_t - sahə intensivliyi vektoru \vec{E} -nin $d\vec{l}$ istiqamətindəki proyeksiyasıdır.

Qravitasiya sahəsində olduğu kimi, baxılan halda da görülən iş yalnız yerdəyişmənin (yolun) başlanğıc və son nöqtələrinin vəziyyətindən asılıdır, onun (yolun) formasından isə asılı deyil. Yəni bu halda da qravitasiya sahəsində olduğu kimi, sahə potensial sahədir:

$$A_1 = \int_{1A2} \vec{E} d\vec{l} = \int_{1B2} E_t dl = -\Delta W = \varphi_1 - \varphi_2. \quad (1.22)$$

Burada $-\Delta W$ - sahədə yeri dəyişdirilən vahid müsbət yükün enerjisinin azalması, φ_1, φ_2 - isə onun hərəkət trayektoriyasının başlanğıc və son nöqtələrinin potensiallarıdır.

Buna görə də yazmaq olar ki,

$$A = Q(\varphi_1 - \varphi_2) = QU_{12}. \quad (1.23)$$

Beləliklə, elektrostatik sahədə elektrostatik qüvvələrin gördüyü iş yolun (yerdəyişmənin) başlanğıc və son nöqtələrinin potensialları fərqi U_{12} ilə asılıdır. Potensialın və potensiallar fərqi vahidi voltdur (V) və

$$1V = \frac{1C}{1Kl}$$

İstənilən qapalı yol boyunca elektrostatik qüvvələrin işi sıfıra bərabərdir:

$$A = Q \oint \vec{E} d\vec{l} = 0 \quad (1.24)$$

Bu inteqral intensivlik vektorunun sirkulyasiyası adlanır. Vektorun

sirkulyasiyanın sıfır bərabər olması göstərir ki, elektrostatik sahədə qapalı intensivlik xətləri yoxdur: onlar yüklərdə (uyğun olaraq müsbət və mənfi) başlayır və yüklərdə qurtarır, yaxud da sonsuzluğa gedir. Beləliklə, elektrostatik sahə burulğanlı sahə deyil. Elektrostatik sahədə potensialları bərabər olan səthlər qurmaq olar (şəkil 1.10). belə səthlər ekvipotensial səthlər adlanır. Şəkil 1.10-da belə səthlərin şəkil müstəvisi ilə kəsişməsi punktir xətlərlə göstərilib. Sahənin intensivlik xətləri bu səthlərə perpendikulyardır.

Sonsuz uzaqdakı nöqtənin potensialının sıfır olduğu qəbul edilmişdir.

Qravitasiya sahəsində olduğu kimi, elektrostatik sahədə də sahə intensivliyi potensialla

$$\vec{E} = -grad\varphi = -\frac{d\varphi}{dn} \vec{n} \quad (1.25)$$

şəklində əlaqədardır. Burada törəmə ekvipotensial səthlərin normalı üzrə, yəni potensialın daha sürətlə dəyişdiyi istiqamətdə götürülür. Bu zaman müsbət normal potensialın artması, intensivlik vektoru isə – azalması istiqamətində yönəlib (şəkil 1.10).

(1.25) ifadəsindən görünür ki, elektrik sahəsinin intensivliyini volt bölünsün metr (V/m) vahidləri ilə ölçmək olar.

Əlbəttə, potensiallar da süperpozisiya prinsipinə tabedirlər: hər zansı bmr nöqtədə müxtəlif elektrik yüklərinin yaratdığı sahənin potensialı cəbri toplanır.

1.8. Bəzi elektrik sahələrinin potensialı elektrostatik sahənin enerjisi

Elektrostatik sahədə yükün hərəkət etdirilməsi zamanı görülən işin ifadəsindən (1.22) istifadə etməklə müxtəlif elektrostatik sahələr xarakterizə edən potensialları hesablamaq olar.

1. Nöqtəvi elektrik yükünün və ya xaricdən yüklənmiş kürənin yaratdığı elektrik sahəsindəki yükdən R_1 və R_2 məsafədəki nöqtələr arasında potensiallar fərqi

$$\varphi = \int_1^2 \vec{E} d\vec{l} = \int_1^2 \frac{Q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{dR}{R^2} = \frac{Q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) = \varphi_1 - \varphi_2$$

Əgər sonsuzluqda potensialın sıfır olduğunu qəbul etsək, alarıq ki,

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{1}{R_1}. \quad (1.26)$$

2. Yüklənmiş məftilin özündən R - məsafədəki nöqtədə yaratdığı elektrik sahəsinin (1.15) potensialı:

$$\varphi = \int \frac{\lambda}{2\pi\epsilon\epsilon_0 K} dR = -\frac{\lambda}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \ln R \quad (1.27)$$

3. Modulca bərabər, lakin əks işarəli yüklərlə yüklənmiş iki paralel müstəvi naqilin elektrik sahəsinin potensialını hesablayarkən mənfi yüklənmiş naqilin potensialını sıfır qəbul etmək və X -məsafəsini bu müstəviyə çəkilmiş normal boyunca hesablamaq əlverişlidir. Bəzə şərtlər dailində həmin lövhələr arasındakı hər zansı nöqtədə potensialın qiyməti

$$\varphi = \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0} x \quad (1.28)$$

olar.

Qeyd etmək lazımdır ki, praktiki məsələlərin həllində adətən (əksər hallarda) sıfır potensial olaraq yerin potensialı götürülür.

Elektrostatikada potensiallar fərqi ölçmək üçün müxtəlif elektrometrlərdən istifadə olunur.

Elektrik yüklərini bir-birindən ayırmaq üçün müəyyən iş görmək lazım gəldiyindən, elektrostatik sahə və ya yüklənmiş cisimlər sistemi müəyyən enerjiyə – elektrostatik enerjiyə malik olmalıdır. Bu enerjinin qiymətini hesablamaq üçün bir-birinə sonsuz yaxın yerləşdirilmiş yüklənmiş iki müstəvi naqil götürək. Bu müstəvi naqillərdə elektrik yüklərinin sətz sıxlığı $\pm\sigma$ olduqda, həmin naqillər arasındakı sahənin intensivliyi

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0}$$

olar. Həmin lövhələri h - məsafəsinə qədər bir-birindən aralasaq, bu müstəvilərdən birinin üzərindəki yükə, digər müstəvi üzərindəki yük tərəfindən

$$E_1 = \frac{E}{2} = \frac{\sigma}{2\epsilon\epsilon_0}$$

elektrik sahəsi təsir edər, çünki yük özü-özünə təsir etmir. Buna görə də S - səthi üzərində toplanmış yükün yerdəyişməsi üçün görülən iş

$$A = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} sh = \frac{Q^2 h}{2\varepsilon\varepsilon_0 S} = \frac{1}{2} QU \quad (1.29)$$

olar və məhz bu iş elektrostatik sahənin enerjisini ($A=n$) göstərir.

Enerjini aşağıdakı kimi də ifadə etmək olar:

$$W_e = \frac{1}{2} \varepsilon\varepsilon_0 E^2 \cdot Sh, \quad (1.30)$$

Burada $S \cdot h$ -fəzanın elektrik sahəsi tərəfindən tutulmuş hissəsinin həcmidir.

Birinci halda biz əsas diqqəti elektrik yükünə yönəlddik və onun elektrik sahəsində yerdəyişməsi üçün lazım olan işi hesabladıq. İkinci halda isə – əsas diqqəti elektrik sahəsinə yönəlddik və onun hər elementinə düşən enerjini qiymətləndirdik. Bu halda elektrik sahəsinin enerjisinin sıxlığı

$$\omega = \frac{1}{2} \varepsilon\varepsilon_0 E^2 \quad (1.31)$$

Elektrostatikada hər iki ifadədən, yəni (1.29) və (1.30)-dan istifadə olunsa da, ikinci daha əlverişli və məhsuldardır.

Elektrostatik sahənin enerjisinin sıxlığı üçün alınmış (1.31) ifadəsi bircins olmayan sahələr üçün də doğrudur.

1.9. Elektrik tutumu. Kondensator

Kondensatorların növləri və birləşdirilmə qaydaları yüklənmiş və yüklənməmiş naqillərdən ibarət sistem götürək. Belə sistem mürəkkəb bir elektrik sahəsi yaradar. Bununla belə, hər naqilin bütün nöqtələrdəki potensialı sabit olar. Əgər yüklərin hamısını bir neçə dəfə dəyişək, potensiallar da həmin dəfə dəyişər. Belə ki, bu zaman sahənin konfigurasiyası dəyişmir. Belə bir sistemin sahəsinin hesablanması ümumi halda çətin məsələdir. Buna görə də, biz xüsusi bir sadə hala baxaq. Daha doğrusu təklənmiş naqillər götürək. Əgər bu naqillərin hamısını eyni bir q - yükü ilə yükləsək, baxılan nöqtədə onların yaratdığı sahənin potensialı müxtəlif olacaq. Bu səbəbdən də təklənmiş naqillərin hər birinin baxılan nöqtədəki potensialı (φ_i) ilə onların q - yükü arasında

$$q = C_i \cdot \varphi_i \quad (1.32)$$

Münasibətini yazmaq olar. Müxtəlif naqillər üçün q - eyni qaldığından və potensialın qiyməti (φ_i) fərqləndiyindən C_i - kəmiyyəti yalnız bu naqilə məxsus bir qiymət alır. Naqilin yükü q , onun sonsuzluğa (yerə) nəzərən potensialı φ olduqda

$$C = \frac{q}{\varphi} \quad (1.33)$$

Şəklində təyin olunan kəmiyyət, bu naqilin elektron tutumu adlanır. Əgər bir-birindən izolə olunmuş iki naqil sistemi götürsək və onların yükləri modulca bərabər, məsarəcə əks olsa, onda bu iki naqilin potensialları fərqi $U = \varphi_1 - \varphi_2$, belə bir cütlüyün elektrik tutumu isə

$$C = \frac{q}{U} \quad (1.34)$$

olar. Sonuncu ifadədən görünür ki, $U=1$ olduqda $C=q$. Daha doğrusu, naqilin elektrik tutumu onun potensialını, yaxud onunla cütlük təşkil edən naqil arasındakı potensiallar fərqi vahid qədər dəyişmək üçün lazım olan elektrik yükü ilə təyin olunur.

Naqilin elektrik tutumu onun formasından və ölçülərindən asılıdır, lakin həmin naqilin materialından, aqreqat və fiziki halından, məsaməli və ya səlt olmağından, eləcə də, məsaməli naqildəki məsamələrlə bağlıdır ki, elektrik yükləri adətən naqilin həcmində deyil, xarici səthində paylanır. Naqilin elektrik tutumu onun yükünün miqdarından və potensialının qiymətində də asılı deyil. Beynəlxalq Vahidlər Sistemində (BS-də) elektrik tutumunun vahidi faraddır (F): $1F$ - elə naqilin elektrik tutumudur ki, həmin naqilin yükünü 1 Kl dəyişdikdə potensialı $1V$ dəyişsin.

Naqilin elektrik tutumu onun sahəsinin əhatə etdiyi fzanı dolduran mühitin dielektrik nüyuzluğundan da asılıdır.

Nümunə üçün q - yükü ilə yüklənmiş R -radiuslu naqil kürənin elektrik tutumuna baxaq. Dielektrik nüfuzluğu ε olan bircins dielektrik mühidə yerləşən belə kürənin potensialı

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon R}$$

olduğundan onun elektrik tutumu

$$C = \frac{q}{Q} = 4\pi\epsilon_0 \cdot \epsilon R \quad (1.35)$$

olar. Sonuncu ifadədən görünür ki, BS-də ϵ_0 kəmiyyətinin ölçü vahidi F/m -dir. Qeyd etmək lazımdır ki, farad (F) çox böyük kəmiyyətdir. Buna inanmaq üçün (1.35) ifadəsindən $C=1F$ olan təklənmiş naqilin radiusunu hesablasaq, $R \approx 9 \cdot 10^9 m$ alınır. Belə bir naqil kürə yer krəsindən də böyük olar. Yer kürəsinin elektrik tutumu isə $\sim 0.7mF$ -dir. bu səbəbdən də, adətən praktikada müxtəlif cisimlərin sistemlərin, passiv tutum elementlərinin elektrik tutumlarını qiymətləndirmək üçün daha kiçik ölçü vahidlərindən 1 Faraddan 10^3 dəfə kiçik millifarad (mF), 10^6 dəfə kiçik pikofarad (pF), 10^9 dəfə kiçik olan nanofarad (nF) vahidlərindən istifadə olunur.

Naqillərin səthinin sahəsi artdıqca və onların arasındakı məsafə kiçildikcə elektrik tutumları böyüyür.

Elektrik tutumunun ən sadə tədqiqi və praktiki tətbiqləri üçün bir-birindən izolə edilmiş, aralarındakı məsafə eninə ölçülərindən çox-çox kiçik olan, ikincisi öirincinin ekvipotensial səthlərindən birində yerləşdirilən iki naqil sistemindən istifadə olunur.

Belə naqillər sistemi kondensator adlanır. Kondensatoru təşkil edən naqillərə onun köynəkləri deyilir. Kondensatorun köynəklərinin arasındakı fəza müxtəlif dielektrik mühitlərlə doldurula bilər (maye, hava, keramik, kağız, şüşə və s.), kondensatorun köynəklərinin forması da müxtəlif ola bilər (müstəvi, silindrik, kürəvi).

Köynəklər arasındakı dielektrikin maddəsindən asılı olaraq kondensatorlar – havalı, saxsılı, kağız, slyuda, şüşə, mayeli və s. kondensatorlar qrupuna ayrılır.

Köynəklərinin həndəsi formasına görə isə müstəvi, silindrik, kürəvi kondensatorlar var.

Ümumi halda kondensatorun tutumu köynəklərinin bir-birini öürümə dərəcəsiindən və bir-birinə nəzərən yerləşdiyi məsafədən asılı olduğundan istifadə rejimində bu parametrləri dəyişməklə kondensatoru tutumunu da dəyişmək olar. Bu baxımdan da kondensatorlar iki qrupa ayrılır – sabit tutumlu və dəyşən tutumlu kondensatorlar.

Ən sadə kondensatorlar müstəvi, kürəvi və silindrik kondensatorlardır.

1. Müstəvi kondensator köynəkləri müstəvi naqillərdən ibarət olan kondensatordur. Əgər belə kondensatorun köynəklərinin sahəsi S , köynəkləri arasındakı məsafə d , köynəkləri arasındakı fəzanı dolduran dielektrikin dielektrik nüfuzluğu ϵ olarsa, onda köynəkləri arasındakı potensiallar fərqi

$$U = \frac{qd}{\epsilon\epsilon_0 S},$$

elektrik tutumu isə

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

olar.

2. Kürəvi kondensator köynəkləri konsentrik kürələr olan kondensatordur. Belə kondensatorun köynəklərinin radiusu R_1 və R_2 , köynəkləri arasındakı fəzanı dolduran dielektrikin dielektrik nüfuzluğu ϵ olduqda, köynəkləri arasındakı potensiallar fərqi

$$U = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 S} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right),$$

elektrik tutumu isə

$$C = \frac{q}{U} = \frac{4\pi\epsilon\epsilon_0}{R_2 - R_1} R_1 \cdot R_2 \quad (1.37)$$

olar.

3. Silindrik kondensator yaratmaq üçün hər hansı R_0 radiuslu naqili (məftili) R - radiuslu içərisi boş koaksial silindrlə əhatə etmək lazımdır. Silindrik hündürlüyü (h) kifayət qədər böyük olmalıdır (məftillə bürüyücü silindrin divarı arasındakı $P = R - R_0$ məsafəsinə nəzərən). Bu halda yüklənmiş həmin sistemdə məftillə silindr arasındakı potensiallar fərqi:

$$U = \frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0 h} \ln \frac{R}{R_0},$$

elektrik tutumu isə

$$C = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0 h}{\ln \frac{R}{R_0}} \quad (1.38)$$

olar.

Əgər elektrostatik sahənin enerjisi üçün

$$W = \frac{1}{2} \epsilon\epsilon_0 E^2 \cdot V$$

ifadəsini və müstəvi kondensatorun elektrik tutumunun

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

və onun köynəkləri arasındakı fəzanın həcmninə

$$V = S \cdot d$$

olduğunu nəzərə alsaq, onda belə kondensatorun yüklənməmiş halda malik olduğu potensial enerjinin (W_c) qiymətini hesablaya bilərik:

$$W = \frac{1}{2} \epsilon\epsilon_0 E^2 \cdot V = \frac{1}{2} \epsilon\epsilon_0 \frac{U^2}{d^2} \cdot S \cdot d = \frac{1}{2} \epsilon\epsilon_0 \frac{S}{d} \cdot U^2 = \frac{1}{2} C U^2.$$

$$W = \frac{1}{2} C U^2. \quad (1.39)$$

Elektrik tutumunun

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

ümumi ifadəsindən istifadə etməklə, yüklü kondensatorun potensial enerjisinin ifadəsini

$$W_c = \frac{1}{2} q U \quad (1.40)$$

və

$$W_c = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} \quad (1.41)$$

şəklində də yazmaq olar. Bu ifadələr (1.39-1.41) köynəkləri arasındakı fəzanı dolduran dielektrikin kimyəvi təbiətindən asılı olmayaraq kondensatorların hamısı üçün doğrudur.

Müstəvi olmayan, yəni kürəvi və silindrik kondensatorlar halında köynəklər arasındakı elektrik sahəsi bircins olmadığından (bir köynəkdən digərinə getdikcə sahə intensivliyinin qiyməti, köynəklər boyunca isə sahənin istiqaməti dəyişdiyindən) belə kondensatorların tam enerjisi

$$W_c = \int \omega \cdot dV \quad (1.42)$$

şəklində təyin olunur. Burada inteqrallanma kondensatorun köynəkləri arasında elektrik sahəsinin əhatə etdiyi bütün həcm üzrə aparılır.

Praktiki sxemlərdə əksər hallarda kondensatorlar təklənmiş halda deyil, öz aralarında müxtəlif qaydada birləşdirilmiş bir neçə kondensatordan ibarət sistem şəklində tətbiq olunur. Bununla belə, bütün hallarda həmin sistemləri öz aralarında ardıcıl və ya paralel birləşdirilmiş kondensatorlar şəklində təsvir etmək olar. Bu səbəbdən də kondensatorların öz aralarında ardıcıl və paralel birləşdirildiyi halda ümumi tutumun necə təyin olunacağını bilmək lazımdır.

1. Paralel birləşdirilmiş C_1, C_2, \dots, C_n tutumlu müxtəlif kondensatorlardan ibarət kondensatorların ümumi tutumunu hesablamaq üçün, şəkil 1.11-dən istifadə edək. Belə kondensatorlar sistemi _____ gərginlik U olan bir mənbəyə qoşularsa, onda hər bir kondensatorun köynəkləri arasındakı potensiallar fərqi U olar. Bu səbəbdən də istənilən kondensator üçün

$$Q_i = C_i \cdot U$$

yaza bilərik. Kondensatorların hamısındakı elektrik yükünün ümumi miqdarını Q , sistemin ümumi tutumu C ilə işarə edək.

$$Q = C \cdot U = Q_1 + Q_2 + \dots + Q_n = \sum_{i=1}^n Q_i$$

$$\sum_{i=1}^n Q_i = C_1 U + C_2 U + \dots + C_n U = U \sum_{i=1}^n C_i$$

$$CU = U \cdot \sum_{i=1}^n C_i$$

və

$$C = \sum_{i=1}^n C_i \quad (1.43)$$

olar.

Deməli, paralel birləşdirilmiş kondensatorlardan ibarət sistemin ümumi elektrik tutumu (C), ayrı-ayrı kondensatorların elektrik tutumlarının (C_1) cəbri cəminə bərabərdir və sistemin ümumi elektrik tutumu (C), hər bir kondensatorun tutumundan (C_i) böyükdür.

2. Ardıcıl birləşdirilmiş $C_1, C_2, C_3, \dots, C_n$ tutumlu kondensatorlar sisteminin ümumi tutumunun (C) qiymətini təyin etmək üçün isə şəkil 1.12-yə müraciət edək. Şəkildən görüldüyü kimi, sistemə cərəyan mənbəyindən tətbiq olunmuş ümumi gərginlik (U):

$$U = U_1 + U_2 + U_3 + U_4 + \dots + U_n = \sum_{i=1}^n U_i$$

Kondensatorların hamısındakı elektrik yükünün miqdarı isə eynidir.

$$q_1 = q_2 = q_3 = q_4 = \dots = q_n = q$$

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

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

$$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i} \quad (1.44)$$

Deməli, öz aralarında ardıcıl birləşdirilmiş kondensatorlardan ibarət sistemin ümumi tutumunun tərs qiyməti ($\frac{1}{C}$), həmin kondensatorların hər birinin tutumlarının ($\frac{1}{C_i}$) tərs qiymətlərinin cəbri cəminə bərabərdir və bu sistemin yekun elektrik tutumu, onun tərkibinə daxil olan kondensatorların ən kiçik tutumusunun tutumundan da kiçikdir.

Xüsusi halda öz aralarında birləşdirilən kondensatorların tutumları bərabər olarsa C_0 , onda belə kondensatorlar paralel birləşdirildikdə ümumi tutum (C)

$$C = n \cdot C_0, \quad (1.45)$$

ardıcıl birləşdirildikdə isə

$$C = \frac{1}{n} C_0 \quad (1.46)$$

olar.

Belə,yəni özaralarında müxtəlif qaydada birləşdirilmiş kondensatorlardan ibarət sistemə – kondensatorlar batareyası deyilir.

Kondensatorlar batareyasının tərkibindəki kondensatorların elektriktutumları fərqli olduqda onların ardıcıl birləşdirilməsi zamanı ən böyük gərginlik düşgüsü ən kiçik elektrik tutumlu kondensatorda olar. Nəzərə almaq lazımdır ki, hər bir kondensatorun özünün «işçi» gərginliyi (potensiallar fərqi) var; kondensatora tətbiq olunan gərginliyin bundan böyük olmasına yol vermək olmaz. Əks təqdirdə kondensatorun köynəkləri arasındakı fəzanı dolduran dielektrikin deşilməsi baş verər və kondensator istifadəyə yararlı olmaz. Bu baxımdan kondensatorları öz aralarında ardıcıl ehtiyatlılığa riayət etmək lazımdır.

Adətən müxtəlif sxemlərdə, qurğu və cihazlarda istifadə üçün kütləv şəuildə istehsal olunmuş kondensatorların üzərində onların dielektrikin kimyəvi təbiəti (kağız, karton, şüşə, saxsı, slyuda və s. olması), eləxə də tutumunun və işçi gərginliyinin, daha doğrusu, tətbiqinə yol verilən maksimal gərginliyin qiyməti göstərilir.

1.10. Dielektriklər elektrik sahəsində. Elektrik induksiyası və polyarlaşma

Cisimlərin elektriclənməsindən danışarkən qeyd etmişdik ki, elektrik xassələrinə görə maddələr iki əsas qrupa – naqillərə (keçiricilərə) və dielektriklərə (izolyatorlara) ayrılır. Birincilərdə sərbəst elektronlar var və onların elektrik xassələri bu sərbəst elektronların xüsusiyyətləri ilə təyin olunur. İkincilərdə isə sərbəst elektronlar yoxdur və elektrik yükləri həmin maddələri (dielektrikləri) təşkil edən atom və ya molekulların hüdudları daxilində bir-biri ilə möhkəm bağlı şəkildə mövcuddur. Bununla yanaşı, dielektriklərin növlərindən (kimyəvi təbiətindən), onların təşkil olunduğu molekulların quruluşunla əsli olaraq, müxtəlif dielektrik maddələr elektrostatik sahədə özlərini müxtəlif cür aparır.

Sadə halda iki cür dielektrikə baxaq: «sərt» bağlı dipollu və yumşaq (elastiki) bağlı dipollu dielektriklər.

1. «Sərt» bağlı dipollu dielektriklərin xarici elektrostatik sahədə xüsusiyyətlərini təhlil edərkən, ilk növbədə

$$\vec{P} = q\vec{l}$$

elektrik momentli sərbəst dipolun xüsusiyyətlərinə baxaq. Əgər baxılan dipolun yerləşdiyi xarici elektrik sahəsi bircinslidirsə (şəkil 1.3), onda belə sahədə dipola

$$\vec{M} = [\vec{P}\vec{E}]$$

fırladıcı moment təsir edər. Burada n

$$M = qEl \sin\alpha$$

Sərbəst dipol bircins elektrik sahəsində elə yönəlir ki, onun elektrik momenti (\vec{P}) elektrik sahəsinin intensivliyinə paralel olsun.

Əgər xarici qüvvələrin momentinin təsiri altında dipol bu vəziyyətdən hər hansı bir α - bucağı qədər dönərsə, onun potensial enerjisi

$$\Delta W_p = \int_0^\alpha M \cos\alpha = -PE \cos\alpha \Big|_0^\alpha = PE(1 - \cos\alpha)$$

qədər böyüyür.

Dipol 90° fırlatdıqda potensial enerjinin artımı

$$\Delta W_p = PE$$

təşkil edər.

Nizamsız yönəlmiş çoxlu sayda dipollar halında bu kəmiyyət dipolun bircins elektrik sahəsindəki orta enerjisini xarakterizə edir; bu zaman tarazlıq halında ($\alpha=0$) dipolun enerjisi sıfıra bərabər götürülür.

Dipolun yerləşdiyi xarici elektrik sahəsi bircins olmadıqda isə (şəkil 1.14), onun təsiri ilə dipol fırlanma ilə yanaşı, həm də sahənin daha güclü (intensivliyinin qiyməti böyük olan) yerinə doğru dartılır. Bununla belə, həmin dartıcı nüvvələrin qiyməti:

$$\vec{F}_1 = q\vec{E}(x+l) - q\vec{E}(x) = ql \frac{d\vec{E}}{dx} = P \frac{d\vec{E}}{dx}$$

olar. Burada $\vec{E}(x+l)$ və $\vec{E}(x)$ uyğun olaraq dipolu təşkil edən $+q$ və $-q$ yüklərinin yerləşdiyi yerdir.

Bu nəticəni təcrübədə nazik sapdan asılmış dielektrik çubuğu qeyri-bircins elektrik sahəsində yerləşdirməklə asanlıqla yoxlamaq olar. Bu zaman həmin dielektrik çubuq sahənin intensivliyi istiqamətində yönəlməklə yanaşı, həm də intensivliyin böyük olduğu yerə doğru dartılır.

Bərk dielektrikin molekulları dipol momentinə malik olduğundan, həmin dielektrik elektrik sahəsinə salındıqda dielektrik cismin daxilində fırlanırlar. Sahə qeyri-bircins olduqda isə həm də onların intensivliyinin böyük olduğu yerə dartılması, belə sahədə yerləşmiş dielektrik cismin bütövlükdə hərəkətinə səbəb olur. Məhz bu səbəbdən də, əvvəlki paraqraflarda qeyd etdiyimiz kimi, xarici elektrik sahəsində yerləşən dielektrik yağın (mayenin) içərisinə səpilmiş xinin kristalcıqları intensivlik xətləri boyunca yönəlib, həmən elektrik sahəsinin paylanması əyani mənzərəsini verir.

Qeyd etmək lazımdır ki, sərt bağlı dipol dedikdə, dipol momenti heç bir amildən asılı olaraq dəyişməyən dipol nəzərdə tutulur. Belə dipollu dielektriklər polyar dielektriklər adlanır. Onlar mürəkkəb tərkibli (kation və aniondan ibarət) molekullardan təşkil olunur. Burada hər bir molekul adi halda da, yəni xarici elektrik sahəsi olmadıqda da sıfırdan fərqli dipol momentinə malik olsa da, xaotik istilik hərəkəti nəticəsində həmin dipolların yönəlməsi də xaotik olur və xarici elektrik sahəsində olmayan belə dielektrik cismin yekun dielektrik momenti sıfıra bərabər olur (şəkil 1.15, a). Xarici elektrik sahəsi təsir etdikdə isə ayrı-ayrı molekulların (elektrik dipollarının) sahəsinin intensivliyi istiqamətində nizamlı düzülməsi nəticəsində baxılan dielektrik cismin elektrik sahəsinin intensivliyi boyunca əks üzvləri (səthləri) əks adlı yüklənmiş olur (şəkil 1.15, b). Sanki bu cisim özü bütövlükdə bir makro elektrik dipoluna çevrilir. Keçirici cisimdən fərqli olaraq heç vaxt da bu əks adlı yükəri birbirindən ayırmaq mümkün olmur, çünki onlar eyni bir molekulun tərkibindəki hissəciklərə (ionlara) məxsusdur. Həmin cismi xarici elektrik sahəsindən çıxaran kimi, onun molekullarının xaotik istilik hərəkətinin nəticəsində mikro

elektrik dipollarının yönəlməsi də xaotikləşir və cismin elektrik sahəsinə nəzərən əks səthlərinin əks adlı yüklənməsi də aradan qalxır.

Bu zaman təcrübədə sınaq cismi olan dielektrikin xarici elektrik sahəsinin inetsivliyinin istiqamətinə nəzərən əks səthlərinin əks işarəli; lakin bərabər miqdarda elektrik yükünə malik olması özünü göstərir – xarici elektrik sahəsinə salınmış dielektrik cisim qütblənir (polyarlaşır). Məhz bu səbəbdən də xarici elektrik sahəsinə gətirilmiş dielektrikin elektriclənməsindən yox, polyarlaşmasından danışılır.

2. Yumşaq (elastiki) bağlı dipollardan ibarət dielektrlərdə isə xarici elektrik sahəsi olmadıqda bu dielektriki təşkil edən molekullar dipol momentinə malik olmur. Belə dielektriki xarici elektrik sahəsinə saldıqda, həmin elektrik sahəsinin təsiri altında dielektriki təşkil edən molekullar deformasiya olunur və bu deformasiya onların dipol momentinin əmələ gəlməsinə səbəb olur. Xarici elektrik sahəsi güclü olduqca (sahə intensivliyinin qiyməti böyük olduqca) onun yaratdığı deformasiyanın və uyğun olaraq dipol momentinin qiyməti də böyükdür. Bu halda da dielektrik cisim (maddə) dipol momenti qazanır, lakin bu dipol momenti temperaturdan asılı olmur. Çünki elektrik sahəsi mütəmadi olaraq (həmişə) maddənin dipol momentini saxlayır. Belə dipollar elastiki dipollar adlanır. Molekulların dipol momentinin (P) qiyməti tərtibcə 10^{-29} – 10^{-28} Kl·m-dir. Əgər $q = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Kl olduğunu qəbul etsək, həmin dipolların qolunun uzunluğu $l = \frac{P}{q} = 10^{-10}$ – 10^{-9} m olar. Bu qiymət molekulların ölçülərinə tam uyğun gəlir.

Dielektrlərin polyarlaşmasının elementar nəzəriyyəsini sərf etmək üçün, dəyişməyən $q_0 = \sigma_0 S$ sərbəst elektrik yükünə malik müstəvi kondensatora baxaq (şəkil 1.16). əgər kondensatorun köynəkləri vakuumdə yerləşmiş olarsa (şəkil 1.16,a), onların arasındakı elektrik sahəsinin intensivliyi (E_0)

$$E_0 = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0}$$

olar. Bu kondensatorun köynəkləri arasındakı fəzanı dielektrik nüfuzluğu ε olan bircins izotrop dielektriklə doldurduqda, molekulyar dipolların yönəlməsi

hesabına həmin dielektrikin hər vahid həcmində buradakı molekul dipolların momentlərinin (P_i) cəminə bərabər olan

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

dipol momenti yaranır. Əgər xəyalən iki qarşı üzü elektrik sahəsinin intensivliyinə perpendikulyar olan kub şəklində vahid həcmli bir dielektrik götürsək, həmin bu üzlərdə səth yükləri təzahür edər. Bu yüklər sərbəst deyil – onları dielektrikdən ayırmaq olmaz. Çünki molekulu bölmək mümkün deyil. Həmin yükləri bağlı yüklər adlandırmaq qəbul olunub. Onların sıxlığını σ ilə işarə edək. Baxmayaraq ki, σ -nın qiyməti σ_0 -la təyin olunur, lakin ona bərabər $h=1m$, üzlərinin sahəsi isə $S=1m^2$ olduğundan, vahid həcmə elektrik momentinin modulu yükün səth sıxlığına bərabər olar:

$$|\vec{P}| = \sigma.$$

Dielektrikin kondensator köynəklərinə söykənən üzlərində də σ sıxlıqlı səth yükləri, dielektriklərdə isə əks istiqamətdə elektrik sahəsi yaranar. Buna görə də dielektrikdə elektrik sahəsinin qiyməti E_0 -dan kiçik olar. Dielektrikdə sahənin qərarlaşmış qiymətini \vec{E}_d ilə işarə edək. Dielektriklərin geniş sinifləri üçün (hər iki dipol halında) dielektrikdəki sahə ilə bağlı yüklərin səth sıxlığı ilə dielektrikdəki sahənin intensivliyi arasında

$$\sigma = \epsilon_0 \chi E_a \quad (1.47)$$

əlaqəsi var. Bu ifadəyə daxil olan ölçü vahidsiz χ - kəmiyyəti maddənin dielektrik qavrayıcılığı adlanır.

Yuxarıda deyilənlərə əsasən yazıla bilər ki,

$$E_d = E_0 - \frac{\sigma}{\epsilon_0} = E_0 - \chi_1 E_a \quad (1.48)$$

yəni dielektrikdəki elektrik sahəsi _____ (E_a) ilkin sahənin intensivliyi (E_0) ilə bağlı yüklərin yaratdığı sahənin intensivliyinin fərqinə bərabərdir. Sonuncu ifadədən alınır ki,

$$E_0 = \epsilon_a (1 + \chi)$$

Lakin kulon qanununa görə $E_0 = \epsilon E_a$ olduğundan

$$\varepsilon = 1 + \chi \quad (1.49)$$

Dielektrikin polyarlaşması prosesini xarakterizə etmək üçün dielektrikin polyarlaşması adlanan

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}_a$$

Vektorial kəmiyyətdən istifadə olunur. Bu kəmiyyətin modulu bağlı yüklərin səth sıxlığına bərabərdir:

$$|\vec{P}| = \varepsilon_0 \chi |\vec{E}_a| = \sigma$$

Əgər (1.47) ifadəsini nəzərə almaqla (1.48) ifadəsini ε_0 -a vursaq, alarıq ki,

$$E_0 \varepsilon_0 = \varepsilon_0 E_a + P = \varepsilon_0 \varepsilon E_a = \sigma_0.$$

\vec{E}_a - vektoru \vec{E}_0 vektoruna paralel olduğundan, sonuncu ifadəni vektor şəklində yazmaq olar:

$$\varepsilon_0 \vec{E}_0 = \varepsilon_0 \vec{E}_a + \vec{P} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}_a = \vec{D}$$

$$|\vec{D}| = \sigma_0.$$

Burada artıq bizə məlum olan elektrik induksiya vektorudur. $|\vec{D}| = \sigma_0$ bərabərliyi göstərir ki, elektrik induksiya vektoru bağlı yüklərlə deyil, səröast yüklərlə təyin olunur.

Elastiki dipollu dielektrlərdə dielektrik qavrayıcılığı temperaturdan asılı deyil, sərt bağlı dipollu dielektrlərdə isə bu asılılıq özünü göstərir (şəkil 1.17, 2 əyrisi).

Əksər dielektrlər üçün dielektrik qavrayıcılığı elektrik sahəsinin intensivliyindən asılı deyil. Buna görə də həmin dielektrlərdə elektrik induksiya vektoru (D) elektrik sahəsinin intensivliyi (E) ilə düz mütənasibdir (şəkil 1.18, 1 əyrisi) və dielektrik qavrayıcılığının qiyməti bir neçə vahiddən böyük olmur (elastiki dipollu dielektrlər üçün). «Sərt» bağlı dipollu dielektrlər üçün bu kəmiyyətin qiyməti bir qədər böyük olub, bəzi hallarda bir neçə onluq qiymətlərə (məsələn su üçün $\chi = 80$) çatır. Elə dielektrlər də var ki, onların dielektrik nüfuzluğunun qiyməti çox böyük olmaqla yanaşı, həm də elektrik sahəsinin intensivliyindən və nümunənin mənşəyindən asılıdır. Belə dielektrləri periodik olaraq yükləyib, yüksüzləşdirsək (onların salındığı

elektrik sahəsinin intensivliyinin qiymətini artırıb azaltmaqla yanaşı, həm də istiqamətini dəyişsək), onda D ilə E arasında çox mürəkkəb xarakterli bir asılılıq müşahidə olunur (şəkil 1.18, 2 əyrisi). Bu zaman elektrik sahəsi intensivliyinin eyni qiymətində tədqiq olunan dielektrikdə D - elektrik induksiyasının qiyməti, adi dielektrlərdəkindən yüz, hətta min dəfələrlə böyük olur (Qeyd etmək lazımdır ki, şəkil 1.18-dəki 1 və 2 əyrilərini eyni qrafikdə yerləşdirə bilmək üçün onların miqyasları dəyişdirilmişdir). Belə böyük dielektrik nüfuzluğuna malik və D -nin E -dən asılı olduğu dielektrlər seqnetoelektrlər adlanır. Seqnetoelektrlərin $D(E)$ asılılığında elektrik induksiyasının dəyişməsinin elektrik sahəsinin intensivliyinin dəyişməsinə nəzərən gecikməsini xarakterizə edən əyri, qeyri-elastiki deformasiya halında olduğu kimi, histerezis ilgəyi adlanır. Diqqəti cəlb edən haldır ki, seqnetoelektrlərə tətbiq olunan xarici elektrik sahəsinin təsirini kəsdikdən sonra da onlar polyarlaşmış vəziyyətdə qalırlar. Bu xüsusiyyət seqnetoelektrlərin geniş praktiki tətbiqlərinə imkan yaradır. Seqnetoelektrlərin baş verən elektrik proseslərinin izahı, daha doğrusu, fiziki mənzərəsi mürəkkəb məsələdir. Hadisənin əsas mahiyyəti ondan ibarətdir ki, seqnetoelektrik olur (Bu oblastlar elektrik domenləri adlanır). Lakin böyük ölçülü nümunələrdə ayrı-ayrı oblastların dipol momentləri nizamsız yönəldiyindən bütövlükdə belə nümunələr elektriclənməmiş olur. Bu nümunəyə xarici elektrik sahəsi təsir etdikdə _____ təsiri altında onun intensivlik xətləri boyunca tək-cə maddəni təşkil edən ayrı-ayrı molekulların dipolları deyil, bu makroskopik oblastların dipol momentləri nizamlı düzülür (yönəlir). Nəticədə seqnetoelektrik çox güclü polyarlaşır. Xarici elektrik sahəsinin təsiri kəsildikdən sonra seqnetoelektrikin ilkin halı dərhal bərpa olunmur – cisim qismən polyarlaşmış qalır.

Elə dielektrlər var ki, onlarda qalıq polyarizasiyanı aradan qaldırmaq üçün böyük intensivlikli elektrik sahəsi tələb olunur. Belə dielektrlər elektrod adlanır.

_____ temperaturu adlanan (T_k) temperaturdan yüksək temperaturlarda domenlərin dağılması nəticəsində dielektrlərin

seqnetoelektrik xassəsi aradan qalxır, lakin temperaturun yenidən T_k -dən aşağıda salınması zamanı seqnetoelektrik xassəsi də yenidən bərpa olunur.

Ümumiyyətlə, polyarlaşmış (xarici elektrik sahəsinə salınmış) dielektriklərdə dipolların qarşılıqlı təsiri həmin dielektrikdə mexaniki qüvvələrin yaranmasına və dielektrikin deformasiyasına səbəb olur. Bu hadisə elektrostriksiya adlanır. Bununla belə, həmin deformasiya çox zəif təzahür edir və bu zamankı deformasiyanın dərəcəsi elektrik sahəsinin intensivliyinin kvadratı ilə mütənasib olur, yəni onun istiqamətindən asılı olmur.

Az sayda olsa da, lakin praktiki baxımdan çox vacib bir qrup dielektriklər də var ki, pyezoelektrik xassəsinə malikdirlər. Pyezoelektrik adlanan belə dielektriklərin kristallarından müəyyən şəkildə kəsilmiş lövhənin mexaniki deformasiyası zamanı, həmin deformasiyanı yaradan qüvvənin istiqamətinə perpendikulyar olan üzləri arasında potensiallar fərqi yaranır. Bu zaman yaranan potensiallar fərqi qüvvənin intensivliyinə mütənasib olur.

Pyezoelektrik materiallarda əks pyezoelektrik effekt də müşahidə olunur, yəni bu kristallara xarici potensiallar fərqi təsir etdikdə, onlar sahə intensivliyi istiqamətində deformasiya olunurlar.

Pyezoelektrik və əks pyezoelektrik effektləri pyezoelektrik materialların mayelərdə yüksək intensivlikli səs və ultrasəs elastiki dalğaların alınmasında, rabitə məqsədləri üçün çox əhəmiyyətli olan dalğa uzunluğu şüalandırıcının ölçülərindən çox kiçik olan kiçik yayılma bucağına malik şüalanmaların əldə edilməsində, belə dalğaların qəbuledicilərinin və gücləndiricilərinin hazırlanmasında, müasir elektroakustik cihazlarda, pyezotelefonlarda, sürətlə dəyişən təzyiqlərin qeydə alınmasında, optoelektronikada geniş praktiki tətbiqlərinə imkan yaradır.

II FƏSİL

SABİT ELEKTRİK CƏRƏYANI

§ 2.1. Elektrik cərəyanı. Dövrə hissəsi üçün Om qanunu

Əgər aralarında potensiallar fərqi mövcud olan iki naqili keçirici məftillə birləşdirsək, onların potensialları bərabərləşər. Bu zaman həmin naqillərdəki elektrik yükləri onların arasında yenidən paylanır. Bu naqilləri birləşdirən məftildə isə elektrik yüklərinin yerdəyişməsi baş verir ki, buna da elektrik cərəyanı deyilir. Buna təcrübədə əvvəlcədən elektrometrə qoşulmuş kondensatorun köynklərini bir-biri ilə məftillə birləşdirməklə asanlıqla əmin olmaq olar. Bu zaman elektrometrin göstərişi azdır.

Ümumiyyətlə, elektrik yüklərinin hərəkəti cərəyan adlanır. Xarici gərginlik (potensiallar fərqi) təsir etdiyi hallarda bu proses xaotik xarakter daşdığından yekun cərəyan sıfır olur.

Sərbəst elektrik yükdaşıyıcıları olan istənilən mühitdə tətbiş olunan potensialların fərninin təsiri altında elektrik cərəyanı yaranır. Elektrik cərəyanının özünün istilik, kimyəvi, ionlaşdırıcı, maqnit təsirləri kimi, xarici təsirlərə malikdir və məhz bu xarici təsirlər vasitəsilə özünü təzahür etdirir, onun qiymət və istiqaməti haqqında fikir söyləmək olar.

Elektrik cərəyanının istilik təsiri ondan ibarətdir ki, hər hansı naqildən cərəyan keçdikdə həmin naqil isinir. Keçən cərəyanın qiymətindən, naqilin elektrik xassələrindən asılı olaraq, bu isinmə hesabına naqil işıq saçma dərəcəsinə qədər közəoə bilər (məsələn, elektrik sobalarında, közərmə elektrik lampalarında və s. olduğu kimi).

Elektrik cərəyanı müxtəlif məhlullardan keçdikdə bu məhsulların tərkib hissələrinə ayrılması kimi hadisələr, cərəyanın kiməvi təsirinə aid hadisədir.

Qazlardan elektrik cərəyanı keçdikdə baş verən işıqsalma (ışıldama) da cərəyanın təsirlərindən biridir.

Elektrik cərəyanının maqnit təsiri is cərəyan axan (cərəyanlı) iki naqilin bir-biri ilə yaxud da cərəyanlı naqillə sabit maqnitin bir-biri ilə qarşılıqlı təsiri şəklində təzahür edir.

Elektrik yüklərinin yerdəyişməsi mexanikinin detallarını (incəliklərini) biomədən də demək olar ki, elektrik cərəyanı axan zaman naqilin istənilən en kəsiyindən müəyyən elektrik yükü keçir. Bu zaman istənilən keçən dQ – elektrik yükünün miqdarı baxılan zaman müddəti (dt) ilə mütənasibdir:

$$dQ = i \cdot dt. \quad (2.1)$$

Buradakı i - mütənasiblik əmsalı cərəyan şiddəti adlanır.

$$i = \frac{dQ}{dt}, \quad (2.2)$$

yəni i - cərəyan şiddəti naqilin en kəsiyindən keçən yükün zamana görə törəməsidir.

Elektrik yükü skalyar kəmiyyət olduğundan, cərəyan şiddəti də skalyar kəmiyyətdir. Cərəyan şiddətinin vahidi amperdir (A). Bu kəmiyyət BS vahidlər sisteminin əsas vahidlərindəndir. Onun fiziki mahiyyəti elektrik cərəyanının maqnit təsiri ilə bağlıdır və elektromaqnetizm hadisələrini öyrənərkən aydınlaşdırılacaq.

Naqildən axan cərəyanın qiyməti və istiqaməti zamandan asılı olaraq dəyişə bilər. Əksər hallarda bu belə olsa da, müəyyən şəraitlərdə qiymətini uzun müddət müddəti ərzində dəyişməyən cərəyan almaq olar. Belə cərəyan sabit cərəyan adlanır. Bu halda (2.2) ifadəsini

$$i = \frac{Q}{t} \quad (2.3)$$

ifadəsi ilə əvəz etmək olar.

Elektrik yükünün elektrostatikada qəbul etdiyimiz vahidi Kulon, cərəyan hiddətinin vahidi amperlə sadə

$$1 \text{ Kl} = 1 \text{ A} \cdot 1 \text{ s} \quad (2.4)$$

ifadəsi ilə bağlıdır.

Elektrik cərəyanı zamanı elektrik yükləri zərəkət etdiyindən, fərz etmək olar ki, naqilin daxilində \vec{E} intensivliyi ilə xarakterizə olunan, elektrik yüklərinin nihamlı hərəkətini yaradan və onları dəstəkləyən elektrik sahəsi mövcuddur. Buna görə də cərəyan axan naqilin ucları arasında U -

potensiallar fərqi mövcud olmalıdır. Bu potensiallar fərfini çox vaxt naqilin verilmiş (baxılan) hissəsindəki gərginlik və ya gərginlik düşgusu də adlandırılır. Naqildən axan cərəyanın şiddəti (i) bu potensiallar fərfinin (_____) funksiyasıdır:

$$i = f(U)$$

Müxtəlif mühitlərdə, məsələn, qaz boşalmasında, bu funksiyanın şəkli kifayət qədər mürəkkəb ola bilər. Bununla belə metallarda və mayelərdə elektrik cərəyanı hallarında kimi, sadə, lakin praktik cəhətdən çox vacib xüsusi hallar da var ki, bu hallarda verilmiş xarici şəraitdə (məsələn, verilmiş temperaturda), U - potensiallar fərfinin i - cərəyan şiddətinə nisbəti U -dan asılı olmayan sabit kəmiyyətdir:

$$\frac{U}{i} = R = const, \quad (2.5)$$

Yaxud da, belə naqillərdən axan elektrik cərəyanının şiddəti (i), həmin cərəyanı yaradan (naqilin ucları arasındakı) potensiallar fərfindən (U) xətti asılıdır:

$$i = \frac{1}{R}U, \quad (2.6)$$

Sonuncu nəticə Omun müəyyənləşdirdiyi məşhur qanundur (Om qanunu). Buraya daxil olan $\frac{1}{R}$ kəmiyyəti naqilin keçiriciliyi, R - isə, naqilin elektrik müqavimətidir. Naqilin elektrik müqaviməti omlarla (Om) ölçülür:

$$1Om = \frac{1V}{1A}.$$

Naqildən axan elektrik cərəyanının şiddətinin (i), naqilin ucları arasındakı potensiallar fərfindən (U) asılılığını təsvir edən qrafikə, həmin naqilin volt-amper xarakteristikası deyilir (şəkil 21). Bu qrafikin meyli naqilin münəvimətini təyin edir:

$$ctg \alpha = R$$

Müqavimətin tərs qiyməti olan fiziki kəmiyyət, yəni naqilin elektrik keçiriciliyi (G) isə simenslə (Sm) ölçülür:

$$1Sm = 1Om^{-1}$$

Cərəyan şiddəti də gərginlik kimi, skalyar kəmiyyətdir. Bu səbəbdən də cərəyanlar şərti olaraq onlara aid olan işarələri ilə fərqlənə bilərlər, ancaq istiqamətləri ilə yox. İstiqaməti skalyar kəmiyyət olan cərəyan şiddətinə deyil, onunla bağlı olan vektorial kəmiyyətə - \vec{j} cərəyan şiddətinə aid etmək olar.

Əgər naqilin daxilində $d\vec{S}$ normalı ilə xarakterizə olunan bir temperatur $d\vec{S}$ sahəsi götürsək və bu sahədən axan cərəyanın şiddəti di olsa, onda vahid səthdən keçən cərəyanın qiymətinə bərabər olan i - cərəyan sıxlığını nəzərə almaqla

$$di = \vec{j} \cdot d\vec{S}$$

BS vazidlər sistemində j - cərəyan sıxlığı ampere bölünsün kvadrat metr (A/m^2) vahidləri ilə ölçülür. Praktikada isə əksər hallarda cərəyan sıxlığı A/sm^2 , A/mm^2 , mA/sm^2 vahidləri ilə ölçülür.

Adətən $d\vec{S}$ vektorunun istiqaməti ilə seçilir ki, onunla \vec{E} - intensivlik vektoru arasındakı bucaq ya iti bucaq olsun, ya da sıfırbərabər olsun. Bu halda cərəyan

$$i = G \int_s \vec{E} \cdot d\vec{S}$$

müsbətdir.

Təcrübələr göstərir ki, bircins naqildə sabit cərəyanın sıxlığı naqilin en kəsiyinin bütün nöqtələrində eynidir.

Om qanununu uzunluğu l və en kəsiyinin sahəsi S , uxları arasındakı potensiallar fərqi U , cərəyan şiddəti i olan naqilə tətbiq edək. Naqilin forması simmetrik olduğundan ondakı elektrik sahəsinin intensivliyinin qiyməti

$$E = \frac{U}{l},$$

cərəyanın sıxlığı isə

$$j = \frac{i}{S}$$

olar. Bu ifadələri (2.5) düsturunda nəzərə alsaq:

$$\frac{E \cdot l}{jS} = R$$

və buradan da:

$$j = \frac{l}{R \cdot S} E = \frac{E}{\rho} = \sigma E \quad (2.6)$$

olar. Burada ρ və σ - uyğun olaraq naqilin (daha doğrusu baxılan maddənin) xüsusi elektrik müqaviməti və xüsusi elektrik keçiriciliyidir.

Xüsusi elektrik müqaviməti

$$\rho = R \cdot \frac{S}{l}, \quad (2.7)$$

ədədi qiymətcə baxılan maddədən hazırlanmış _____ uzunluğu 1 m olan kub şəkilli naqilin müqavimətinə bərabərdir. BS-də xüsusi elektrik müqavimətinin vahidi $Om \cdot metr$ -dir. Elektrotexniki ədəbiyyatda ρ -nun praktiki baxımdan daha əlverişli olan cədvəl qiymətlərindən (ρ_{ced}) istifadə olunur. Bu qiymətlər uzunluğu 1 m, en kəsiyinin sahəsi isə 1 mm^2 olan naqilin müqavimətinə bərabərdir və ρ -nun qiymətindən 10^6 dəfə böyükdür.

Maddənin xüsusi elektrik keçiriciliyi $\sigma = \frac{1}{\rho}$ naqilin keçiriciliyi (G) ilə

$$\sigma = G \cdot \frac{l}{S}$$

ifadəsi ilə əlaqədardır.

Cərəyan sıxlığı vektorunun müsbət istiqaməti olaraq, yəni müsbət elektrik yüklərinin nizamlı hərəkət sürətinin, yəni intensivlik vektorunun istiqaməti götürülür. Bu səbəbdən də (2.6) ifadəsi vektor şəklində

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (2.8)$$

kimi yazılır. Burada $\sigma = const$.

Sonuncu ifadə naqilin daxilində hər bir nöqtə üçün tətbiq oluna bilən differensial şəkildə Om qanunu adlanır.

§ 2.2. Elektrik keçiriciliyi. Col-Lens qanunu

Elektrik keçiriciliyinin mahiyyətini daha dərindən dərk edə bilmək üçün, fərz edək ki, naqildə yükləri $\pm e$ olan hər iki işarəli sərbəst yükdaşıyıcıları var və onların konsentrasiyası uyğun olaraq n_+ və n_- -dir. Sabit cərəyan halında bu

hissəciklərin \vec{v}_+ və \vec{v}_- sürətləri sabitdir. Bu naqilin daxilində sahə intensivliyinin (\vec{E}) istiqamətinə normal yönəlmiş bir dS elementar kəsiyi ayıraq və onun üzərində hündürlükləri v_+d və v_-d olan iki silindr quraq (şəkil 2.2).

dt zaman müddəti ərzində həmin bu seçilmiş kəsikdən sağ tərəfdəki silindrdəki bütün müsbət yüklü və sol tərəfdəki silindrdəki bütün mənfi yüklü hissəciklər keçər; onlardan başqa bu kəsikdən heç bir yüklü hissəcik keçməz. Buna görə də həmin kəsikdən dt zaman müddəti ərzində keçən tam elektrik yükünün miqdarı

$$dQ = [n_+e_+\vec{v}_+ + n_-e_-\vec{v}_-] \cdot d\vec{s} = \vec{j} \cdot d\vec{s},$$

cərəyan sıxlığı isə

$$\vec{j} = n_+e_+\vec{v}_+ + n_-e_-\vec{v}_-. \quad (2.9)$$

Bu ifadələrdəki $e_+\vec{v}_+$ və $e_-\vec{v}_-$ hasilləri eyni işarəyə malikdirlər. Uyğun olaraq, hər zansı istiqamətdə müsbət yükün yerdəyişməsi, mənfi yükün əks istiqamətdəki müsbət yükün eyni güclü olar.

Sabit cərəyan halında sərbəst yükdaşıyıcıların (elektron sahəsinin istiqamətlənmiş təsiri altında _____ hərəkət sürəti (bu sürət dreyf sürəti adlanır) elektrik sahəsinin intensivliyinin qiyməti ilə mütənasibdir:

$$\vec{v}_+ = \mu_+\vec{E}; \quad \vec{v}_- = \mu_-\vec{E}.$$

Bu bərabərliklərdən μ_+ və μ_- sabit əmsalları uyğun olaraq müsbət və mənfi yüklü hissəciklərin yüyürüklüyü adlanır. Göründüyü kimi, hər iki halda hissəciyin yüyürüklüyü (μ) ədədi qiymətcə yüklü hissəciyin vazid intensivlikli elektrik sahəsində aldığı istiqamətlənmiş sürətə bərabərdir. BS sistemində yüyürüklüyün vahidi $m^2 \cdot V^{-1} \cdot S^{-1}$ -dir.

Beləliklə (2.9) ifadəsi

$$\vec{j} = (n_+e_+\mu_+ + n_-e_-\mu_-)\vec{E} = \sigma E.$$

Buradan isə naqilin xüsusi elektrik keçiriciliyi üçün:

$$\sigma = n_+e_+\mu_+ + n_-e_-\mu_-.$$

ifadəsi alınır.

Əgər naqilin elektrik keçiriciliyi (σ) elektrik sahəsindən (E) asılı deyilsə, belə naqil Om qanununa tabedir. Qeyd etmək lazımdır ki, bu şərt ($\sigma \neq f(E)$)

elektrik sahəsinin intensivliyinin çox geniş diapazondakı qiymətləri də metallar üçün özünü doğruldur, mayelər üçün məhdudlanır, qaz və yarımkeçiricilər üçün isə çox məhdudlanır.

Əgər sərbəst yükdaşıyıcıların yüyürüklüyü (μ), yaxud koensentrasiyası (n), yaxud da onların hər ikisi elektrik sahəsindən (E) asılı olarsa, onda maddənin elektrik keçiriciliyi ($\sigma = e\mu$) elektrik sahəsindən asılı olar və belə maddə üçün Om qanunu ödənməz (tətbiq oluna bilməz). Sabit cərəyan halında xarici elektrik sahəsi tərəfindən $\vec{F} = e\vec{E}$ qüvvə təsir edən yüklü hissəciklərin nizamlı (istiqamətlənmiş) hərəkətinin orta sürəti sabit qaldığından belə bir nəticəyə gəlmək olar ki, bu hissəciklərin hərəkəti müəyyən bir «maye sürtünmə» mühitində baş verir və həmin sürtünmənin yaratdığı sürtünmə qüvvəsi hissəciklərin sürəti ilə mütənasib olmaqla, elektrik sahəsinin yaratdığı qüvvə hesabına dəf olunur. Bu halda mühitdə nizamlı hərəkət edən yüklü zərrəciklərlə (hissəciklərlə) maye və qazlarda nizamsız hərəkət edən ionlar, neytral hissəciklər (mayelərdə həlledicinin molekulları, qaz molekulları), yaxud bərk cisimlərdə (metallarda və yarımkeçiricilərdə) öz tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəns edən qəfəs ionları arasında enerji alıb, bu enerjinin bir qismini nizamlı hərəkətini davam etdirmək üçün ona göstərilən əngəllərə sərf edər və mühitə verir. Nəticədə cərəyan axan naqıl qızır. Doğrudan da təcrübədə bu müşahidə olunur. Maye və qazlarda temperatur artdıqca cərəyana göstəridən əngəllər azaldığından, eləcə də müxtəlif səbəblərlən sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası artdığından cərəyana göstərilən müqavimət azalır – mühitin keçiriciliyi böyüyür. Metallarda isə vəziyyət başqadır. Burada temperaturun dəyişməsi ilə sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası dəyişmir, lakin qəfəs ionlarının rəqsinin amplitudu böyüyür. Sonuncu isə öz növbəsində sərbəst yükdaşıyıcıların nizamlı hərəkətinə göstərilən əngəllərin və uyğun olaraq naqilin müqavimətinin artmasına səbəb olur (şəkil 2.3). Doğrudan da, təcrübi araşdırmalar göstərir ki, metalların temperaturu artdıqca xüsusi elektrik müqaviməti (ρ_t)

$$\rho_t = \rho_0(1 + dt) \quad (2.10)$$

xətti qanunu ilə artır. Burada ρ_0 - sıfır xüsusi müqavimətin başlanğıc qiyməti, t - temperatur, α - isə:

$$\alpha = \frac{\rho_t - \rho_0}{\rho_0 t} = \frac{\Delta\rho}{\rho_0 t} = \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \cdot \frac{1}{t}$$

şəklində təyin olunan və $\text{Om}\cdot\text{sm}$ dər^{-1} vahidi ilə ölçülən müqavimətin temperatur əmsalı olub, temperaturun 1°C dəyişməsi zamanı baş verən xüsusi müqavimətin nisbi dəyişməsini göstərir.

Elə metallar (keçiricilər) var ki, onların temperaturu aşağı salmaqla davam etdirdikdə, temperaturun müəyyən qiymətində xüsusi müqavimət sıçrayışla sıfıra qədər azalır və həmin temperaturdan aşağı temperaturlarda bu material mütləq keçirici olur (şəkil 2.3). Belə keçiricilik halına ifrat keçiricilik halı, ifrat keçiricilik xassəsinə malik materiallara isə ifrat keçiricilər deyilir.

İfrat keçiricilik halının müşahidə olunduğu ən yüksək temperatur ifrat keçiricilik temperaturu adlanır.

İfrat keçiricilik hadisəsi çox böyük praktiki tətbiq imkanlarına malik olan hadisələri və bu səbəbdən də həmişə tədqiqatçıların diqqət mərkəzindədir. Lakin bu hadisənin adətən çox aşağı – təqribən $0.5\text{-}2\text{ K}$ temperaturlarda müşahidə olunması onun praktiki tətbiq imkanlarını məhdudlaşdırır. Son illər yüksək temperaturlu ifrat keçiriciliyə malik materiallar da meydana gəlmişdir.

Cərəyanla qarşılıqlı təsirlərinə görə naqillər iki qrupa – birinci və ikinci cins naqillərə verilmir. Birinci cins naqillərdən cərəyan keçdikdə heç bir kimyəvi proses baş vermir. Metallar birinci cins naqildə

Əgər tərpməz birinci cins naqildən cərəyan keçirsə, onun bütün enerjisi həmin naqilin isinməsinə sərf olunur. Bu zaman vazid həcmdə güc, sərbəst yükdaşıyıcısına təsir edən qüvvənin ($F = eE$) həmin hissəciyin sürəti (v) ilə, konsentrasiyasının (n) hasilinə bərabər olar:

$$P = eE \cdot v \cdot n = \sigma E^2 = j^2 \rho \quad (2.11)$$

Bütövlükdə baxılan l uzunluqlu və en kəsiyinin sahəsi S olan naqildə ayrılan güc isə:

$$P = P_0 \cdot S \cdot l = j^2 S^2 \rho \frac{l}{S} = I^2 R \quad (2.12)$$

Olar.

Naqildən cərəyan keçərkən ayrılan istiliyin miqdarının müəyyən edən (2.11) və (2.12) ifadələri Coul-Lens qanunu adlanır. $P_0 = j^2 R$ isə – integral (bütövlükdə baxılan naqil üçün) şəkildə Coul-Lens qanununun ifadəsidir.

Əgər naqilin isinməsi ondan keçən cərəyanın yeganə nəticədirsə, onda Om qanunundan istifadə edərək sabit cərəyanın gücü və işi üçün:

$$P = i^2 R = \frac{U^2}{R} = i \cdot U; \quad A = i^2 R t = \frac{U^2}{R} t = U i t = U q \quad (2.13)$$

ifadələrini almaq olar. Burada i - cərəyanın şiddəti, R - naqilin elektrik müqaviməti, U - onun ucları arasındakı potensiallar fərqi, t - cərəyanın dəyişməz qiymətində onun naqildən axdığı zaman müddəti, q - isə həmin müddət ərzində naqildən keçən elektrik yükünün miqdarıdır.

Uq - kəmiyyəti naqildə yükün yerdəyişməsi zamanı görülməli işdir və o, son nəticədə tamamilə naqilin qızmasına sərf olunur.

Əgər naqildən cərəyanın keçməsi zəncisi başqa bir effektin baş verməsi ilə də müşahidə olunursa, onda ayrılan istiliyin miqdarını hesablamaq üçün yalnız (2.13) ifadəsindən istifadə etmək olar. Doğrudan da, əgər dövredə, məsələn, cərəyan mənbəyinin işi hesabına müəyyən bir N - mexaniki güc yaradan mühərrik mövcuddursa, onda cərəyan mənbəyi tərəfindən sərf olunan

$$P = i \cdot U = i^2 R + N_{mex} \quad (2.14)$$

Gücü, Coul-Lens qanunu ilə təyin olunan gücdən böyük olur.

Qeyd etmək lazımdır ki, bərk cisimlərdə və mayelərdə sərbəst yükdaşıyıcıların nizamlı hərəkətinin xüsusi elektrik keçiriciliyi $\sigma = 5 \cdot 10^7 \text{ Sm/m}$ olduqda, belə cərəyan sıxlığına $E = 0.1 \text{ V/m}$ intensivlikli sahə uyğun gəlir. Məlumdur ki, metalarda cərəyan sərbəst elektronlar hesabına yaranır və bu elektronların konsentrasiyası təqribən atomlarınkı qədərdir:

$$n \approx 10^{29} \text{ m}^{-3}$$

Buradan elektronların nizamlı hərəkətinin orta sürəti üçün

$$v = j/n \cdot e \approx 3 \cdot 10^{-4} / s$$

qiyməti alınır. Mayelərdə sərbəst yükdaşıyıcıların sürətliliyi və dreyf sürəti

üçün daha kiçik qiymət alınır. Qazlarda bu kəmiyyətlərin qiyməti əhəmiyyətli dərəcədə artır.

§ 2.3. Naqillərin müqaviməti. Ardıcıl və paralel qoşulmuş naqillər. Elektrik keçiriciliyinin temperatur əmsalı

Naqillərin müqaviməti onların materiallarından, ölçülərindən, temperaturundan asılıdır. Silindrik və ya düzbuxaqlı paralelipiped formalı naqilin müqavimətinin onun materialı və ölçülərindən asılılığı

$$R = \rho \cdot \frac{l}{S} \quad (2.15)$$

Şəklində ifadə olunur. Burada l - naqilin uzunluğu, S - onun en kəsiyinin sahəsi, ρ - isə materialından asılı olan xüsusi müqavimətdir. Xüsusi müqavimətin tərsi qiymətinə bərabər olan kəmiyyət

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \quad (2.16)$$

naqilin (materialın) xüsusi elektrik keçiriciliyi adlanır.

Materialın xüsusi müqaviməti adətən $\text{Om} \cdot \text{sm}$ -lə, xüsusi elektrik keçiriciliyi isə $\text{Om}^{-1} \text{sm}^{-1}$ və ya sm/sm -lə ölçülür (simens/santimetr).

Müxtəlif dövrə və sxemlərdə əksər hallarda müxtəlif müqavimətli naqillər öz aralarında qoşulmuş olur. Naqillərin ən mürəkkəbşəkildəki qoşulmalarını da ayrı-ayrı naqillərin öz aralarında ardıcıl və ya paralel qoşulması şəklində təsvir etmək olar. Naqillərin öz aralarında belə sadə qoşulmasından istifadə edərək, çox mürəkkəb tərkibli elektrik dövrlərini hesablamaq olar.

R_1 və R_2 müqavimətli iki naqilin öz arasında ardıcıl qoşulması o deməkdir ki, həmin naqillərdən birincisinin sonu ikincisinin əvvəlinə qoşulub (şəkil 2.4), onların hər ikisindən axan cərəyanın qiyməti eynidir, ($I_1 = I_2$) ümumi müqavimətləri isə – müqavimətlərinin cəminə bərabərdir ($R = R_1 + R_2$). Bu naqillərin hər birindəki gərginlik düşgüsü uyğun olaraq $U_1 = i_1 R_1 = i R_1$ və $U_2 = i_2 R_2 = i R_2$ olduqda onlardan yekun gərginlik düşgüsünün qiyməti:

$$U = U_1 + U_2 = i(R_1 + R_2)$$

olar.

Bu naqillərin hər ikisinin başlanğıcı bir-biri, sonu da ęir-biri ilə birləşdirsə, naqillərin belə birləşdirilməsi – paralel birləşdirilmə adlanır (şəkil 2.5).

R_1 və R_2 müqavimətli paralel birləşmiş naqillərdən yekun müqaviməti

$$R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2},$$

onlardan axan ümumi cərəyan

$$i = i_1 + i_2,$$

Bu naqillərin uclrındakı gərginlik isə eyni olar ($U_1 = U_2 = U$). Naqillər ardıcıl birləşdirildikdə onların müqavimətləri toplandıęı kimi, paralel birləşdirildikdə də keçiricilikləri toplanır:

Ardıcıl qoşulmuş naqillərdəki gərginlik düşgölərinin nisbəti onların müqavimətlərinin nisbəti kimidir:

$$U_1 : U_2 = R_1 : R_2.$$

Paralel qoşulmuş naqillərdən axan cərəyan şiddəti isə həmin naqillərin müqavimətlərinin nisğəti ilə tərs mütənasibdir:

Bu deyilənlərdən görünür ki, hər hansı dövrdə cərəyan şiddətini ölçən cihaz (ampermetr) bu dövrəyə ardıcıl qoşulmalıdır və onun müqaviməti dövrənin müqaviməti ilə müqayisədə mümkün qədər kiçik olmalıdır. Bundan fərqli olaraq, dövrənin hər hansı hissəsindəki gərginlik düşgüsünü ölçən cihaz (voltmetr) isə – dövrənin həmin hissəsinə paralel qoşulmalıdır və onun müqaviməti dövrə hissəsinin müqaviməti ilə müqayisədə çox böyük olmalıdır.

Müxtəlif naqillərin (maddələrin) eyni bir temperaturda xüsusi müqavimətləri fərqləndiyi kimi, eyni maddənin də müxtəlif temperaturlardakı xüsusi müqaviməti fərqlənir.

Ən böyük xüsusi keçiriciliyə, ən kiçik xüsusi müqavimətə metallar malikdir. Onların xüsusi müqaviməti temperaturun çox da böyük olmayan dəyişmələrində (intervalında)

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \alpha t} \quad (2.15)$$

İfadəsinə uyğun dəyişir. Burada ρ_0 - maddənin 0°C -dəki xüsusi

müqaviməti, t - temperatur, α - isə müqavimətin temperatur əmsalıdır. Bu kəmiyyət təqribən $3 \cdot 10^3 / \text{dər}$ -yə bərabər olur və müsbət qiymətə malikdir. O, temperaturun 1°C dəyişməsi zamanı maddənin xüsusi müqavimətinin nisbi dəyişməsini göstərir.

Çox aşağı temperaturlarda naqillərin, xüsusi elektrik keçiriciliyi sabit böyük qiymət alır, (məsələn, təmiz misdə olduğu kimi) yaxud da həddən artıq, ölçülə bilməyəcək dərəcədə böyük qiymət alır, yəni ifrat keçiricilik halına keçir (məsələn, qurğuşunun 7 K -də keçdiyi kimi).

Sulu məhlullar (ion keçiriciliyinə malik elektrolitlər) olduqca kiçik xüsusi elektrik keçiriciliyinə malikdirlər və onların keçiriciliyi temperatur aşağı düşdükcə kiçilir. Elektrolitlərin elektrik keçiriciliyinin temperatur əmsalı təqribən mənfi $0.02/\text{dər}$ -dir. Məhlul bərkidikdə onun elektrik keçiriciliyi çox kəskin azalır (təqribən bir neçə tərtib).

Qazların elektrik keçiriciliyi isə onların ionlaşma dərəcəsindən və temperaturundan çox mürəkkəb şəkildə asılıdır. Bu asılılığı ümumi şəkildə təsvir (ifadə) etmək mümkün olmasa da, qeyd etmək olar ki, qazları qızdırdıqda onların keçiriciliyi artır.

Metalların ərintiləri çox müxtəlif temperatur əmsallarına malikdir. Kiçik əmsallı ($\alpha \approx 10^{-6}/\text{dər}$) ərintilərdən adətən etalon müqavimətlərin hazırlanmasında (düzəldilməsində) istifadə edilir.

Yarımkəçiricilər (selen, silisium, germanium və s.) metallarla müqayisədə kiçik, lakin temperaturun yüksəlməsi ilə çox kəskin (sürətlə) böyüyən xüsusi elektrik keçiriciliyinə malikdir.

Qeyri-təkmil dielektriklər (məsələn, natrium xlor bərk halda, şüşə) otaq temperaturunda kifayət qədər kiçik olub, temperaturun yüksəlməsi ilə (qızdırıldıqda) kəskin artan xüsusi elektrik keçiriciliyinə malikdir. Daha təkmil dielektriklərin (kvarsın, kəhrəbanın) çox da yüksək olmayan temperaturlarda xüsusi elektrik keçiriciliyi çox kiçikdir (10^{-18} Sm/m), ancaq o da güclü qızdırılma zamanı artır.

Yalnız vakuum sıfır elektrik keçiriciliyinə malikdir.

Təbiətdə mövcud olan və süni yaradılmış müxtəlif maddələrin xüsusi

elektrik müqavimətinin və ya xüsusi elektrik keçiriciliyinin qiyməti, bu kəmiyyətlərin müxtəlif amillərin təsirindən asılılığını bilmək çox gərəklidir. Yalnız belə məlumatlara malik olduqda ayrı-ayrı maddələrin sənayedə, texnikada, məişətdə cihazqayırmada necə istifadə etməyin, nə qədər yararlı olduğunu söyləmək mümkündür.

§ 2.4. Cərəyan mənbələri, elektrik hərəkət qüvvəsi və budaqlanmamış qapalı dövrə üçün Om qanunu

Əgər yüklənmiş kondensatorun köynəklərini hər hansı bir közərmə lampası və ya cərəyan ölçən cihazla bir-biri ilə birləşdirsək, közərmə lampası və ya gərəyan ölçən cihazdan qısa müddətli və tədriclə sıfır qədər azalan cərəyan axdığını müşahidə edirik. Bu halda elektrik sahəsikondensatorun köynəklərindəki elektrik yükü ilə yaradılır. Zaman keçdikcə kondensatorun köynəklərindəki yük azaldığından axan cərəyan da qiymətlə dəyişən (azalan) olar. Aparılan təcrübədə əsas diqqət yetirilməsi _____ dövrənin qapalı olmamasıdır, çünki kondensatorun köynəkləri arasındakı mühit keçirici deyil.

Sabit, daha doğrusu kəsilməz (müntəzəm) cərəyan ala bilmək üçün dövrə qapalı, yəni keçirici hissələrdən təşkil olunmuşdur. Yalnız bu halda elektrik yükü dövrənin hər hansı bir hissəsində toplanmayacaq (yaxud azalmayacaq) və cərəyan zamana görə sabit qalacaq. Lakin dövrənin qapalı olması burada cərəyanın yaranması üçün zərurişərt olsa da, kifayətedici deyil.

Əsl həqiqətdə isə cərəyanın axdığı hər bir hissədə elektrik sahəsinin mövcudluğu tələb olunduğundan bu sahənin bütün qapalı dövrə boyunca götürülmüş \vec{E} intensivliyinin sirkulyasiyası sıfırdan fərqli olmalıdır:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} \neq 0.$$

Məlum olduğu kimi, elektrostatik (Kulon) sahəsi potensial sahədir və buna görə də bu sahənin intensivliyinin sirkulyasiyası sıfıra bərabərdir

$$\oint \vec{E}_{kul} \cdot d\vec{l} \equiv 0.$$

Buna görə də dövrədə sabit (kəsilməz) cərəyanın mövcud olması üçün ikinci əsas şərt, həmin qapalı dövrədə elektrostatik təbiətli olmayan hər hansı qüvvələrin gördüyü iş hesabına potensial fərqi yarada və onu saxlaya bilən

(ona dəstək olan) qurğuların olması zəruridir. Cərəyan mənbəyi adlanan, əslində isə potensiallar fərqi mənbəyi olan, belə qurğular mövcuddur. Bunlar qalvanik elementlər, maqnitoelektrik generatorlar və sairələrdir. Qalvanik elementlərdə elektrod içərisinə salınmış iki müxtəlif mənşəli elektrodlardan ibarət olub, burada baş verən kimyəvi proseslər hesabına həmin elektrodların arasında potensiallar fərqi qalmasını təmin edir. Maqnitoelektrik generatorlarda isə potensiallar fərqi – maqnit sahəsində fırlanan keçirici sarğının (dolağın) ucları arasında yaranır və iş görən, daha doğrusu, dolağın mənşəi ocaqlar – axan suyun, havanın (küləyin), buxarın göstərdiyi təsir qüvvəsi.

Bütün bu hallarda qurğunun sığacları arasında potensiallar fərqi yaradan və onun saxlanmasını təmin edən qüvvələri «kənar qüvvələr» adlandırmaq qəbul olunub. Bu halda kənar qüvvələrin əsas xüsusiyyəti onların yaratdığı sahə intensivliyinin sirkulyasiyasının sıfır olmamasıdır:

$$\oint \vec{E}_{kul} \cdot d\vec{l} \neq 0.$$

Bir qayda olaraq, inteqrallı funksiya heç də bütün cərəyan konturu (inteqrallama konturu) boyunca deyil, yalnız onun ayrı-ayrı hissələrində sıfırdan fərqlidir. Çünki qalvanik elementlərdə yalnız elektrodla bitişik olan çox kiçik bir hissədə sıfırdan fərqlidir.

Mənbə tərəfindən yaradılan maksimal potensial fərqi, onun elektrik hərəkət qüvvəsi (EHQ) adlanır və (ε) və voltlarla ölçülür.

Mənbəyi dövrəyə qoşduqda bu potensiallar fərqi uzun müddət sabit qalır və dövrədə sabit cərəyan yaranır. Ciddi şəkildə demək lazımdır ki, EHQ mənbəyi öz quruluşundan asılı olaraq müəyyən bir daxili müqavimətə (r) malikdir və həmin daxili müqavimət ümumi elektrik dövrəsinə qoşulmuş olur. Buna görə də dövrədən cərəyan axarkən mənbəyin sığaclarındakı potensiallar fərqi ir - qədər azala bilər. Burada i - dövrədən axan cərəyandır.

Dövrədə eyni zamanda bir neçə EHQ mənbəyi təsir göstərə bilər (şəkil 2.16).

Tərkibində bir neçə R_1 müqavimətli rezistor, ε_k EHQ-nə r_k - daxili müqavimətə malik cərəyan mənbəyi olan budaqlanmamış dövrə üçün:

$$\sum \varepsilon_k = i(\sum R_k + \sum r_k). \quad (2.16)$$

Bu ifadə «aktiv» (EHQ-nə malik) və «passiv» (EHQ-yə malik olmayan) zissələrdən ibarət budaqlanmamış dövrə üçün ümumiləşdirilmiş Om qanunu adlanır. Şəkil 2.16də təsvir olunan belə bir sadə elektrik dövrəsi üçün potensial diaqramı, yeni potensialın dövrə boyunca paylanması şəkil 2.17-də təsvir olunub.

Mənbəyin daxili müqaviməyə malik olmasının çox sadə təcrübə ilə nümayiş etdirmək olar. Bunun üçün mənbəyin sxaclarını voltmetrə qoşmaq və onun qidalandırdığı dövrədə müqaviməti azaltmaq lazımdır. Bu zaman dövrədə cərəyanın artması ilə voltmetrlə ölçülən gərginlik düşgüsünün azaldığı müşahidə olunur.

Bir daha qeydetmək lazımdır ki, dövrədə sabit (kəsilməz) cərəyan ala bilmək üçün həmin dövrənin qapalı olması (bütün dövrənin keçiricilərdən təşkil olunması) və bu dövrədə EHQ mənbəyinin təsir göstərməsi zəruridir.

Budaqlanmamış dövrədə bütün rezistorlar EHQ mənbəyi kimi ardıcıl qoşulduğundan, belə dövrə şəkil 2.8-dəki ekvivalent dövrə kimi təsvir oluna bilər. Burada

$$i = \frac{\varepsilon}{R+r}, \quad \varepsilon = \sum \varepsilon_k; \quad R = \sum R_i; \quad r = \sum r_k \quad (2.18)$$

və EHQ-i cəbri toplanır.

Adətən cərəyanın «müsbətdən» mənfiyə doğru axdığı qəbul olunur. Bu fikir yalnız dövrənin passiv hissələri üçün doğrudur. Əgər dövrənin aktiv hissəsində $\varepsilon > iR$ şərti təmin olunarsa (bunu həyata keçirmək heç də çətin deyil, onda həmin hissədə cərəyan mənfidən müsbətə doğru axar. Dövrəni qidalandıran mənbəyin sxacları arasında mənbənin daxilində də cərəyan belə axar.

Mənbə tərfindən sərf olunan enerjinin bir qismi (faydalı hissəsi) xarici dövrədə, digər bir qismi (güc itkisi) isə – daxili müqavimətdə ayrılır. Mənbəyin faydalı iş əmsalı (f.i.ə.):

$$\eta = \frac{P_{faydalı}}{P_{tam}} = \frac{i^2 R}{i^2 (R+r)} = \frac{R}{R+r} < 1 \quad (2.19)$$

Dövrənin iş redimi düzgün seçmək (uyğunlaşdırmaq) üçün R və r müqavimətləri arasındakı eisdəti uyğun şəkildə seçmək lazımdır. Həm də bu zaman mənbəyin (onun daxili müqavimətinin) verilən olduğunu nəzərə almaq lazımdır. Bu zaman cərəyan şiddətinin, güclərin və f.i.ə.-nin $\beta = \frac{R}{r}$ nisbətindən asılılığını tədqiq edərək, alarıq ki:

$$i = \frac{\varepsilon}{r} \cdot \frac{1}{1+\beta}; \quad P_{\text{fayd.}} = \frac{\varepsilon^2}{r} \cdot \frac{\beta}{(\beta+1)^2}; \quad P_{\text{tam}} = \frac{\varepsilon^2}{r} \cdot \frac{1}{1+\beta}; \quad \eta = \frac{\beta}{\beta+1}.$$

Bu kəmiyyətlərin maksimal qiymətləri isə uyğun olaraq:

$$(P_{\text{fayd.}})_{\text{max}} = \frac{\varepsilon^2}{4r}; \quad (P_{\text{tam}})_{\text{max}} = \frac{\varepsilon^2}{r}; \quad I_{\text{max}} = \frac{\varepsilon}{r}$$

Həmin kəmiyyətlərin nisbi qiymətlərinin və η -nin $\beta = \frac{R}{r}$ nisbətindən asılılığının qrafiki şəkil 2.9-da təsvir edildiyi kimi olar.

Elektrik dövrəsinin ən mühüm (vacib) xassələrini aşağıdakılardır:

- 1) $R = r$ olduqda faydalı güc maksimaldır;
- 2) tam güc, eləcə də cərəyan şiddəti $R = 0$ olduqda maksimaldır, $R = r$ olduqda iki dəfə azalar, $R \rightarrow \infty$ olduqda sıfıra yaxınlaşır;
- 3) f.i.ə.-nin qiyməti $R = 0$ olduqda sıfıra bərabərdir, $R = r$ olduqda 0.5-ə bərabərdir, R - qeyri-məhdud böyükdə isə vahidə yaxınlaşır.

Beləliklə, eyni zamanda ən böyük güc və ən böyük f.i.ə. əldə etmək mümkün deyil. Bu və ya digər qiymətin (kəmiyyətin) seçilməsi mənbəyin konkret istismar şəraitindən asılıdır.

EHQ mənbələrini iki tamamilə fərqlənən sinfə bölmək olar:

a) $r \ll R$ olduqda xarici dövredə praktiki olaraq EHQ-yə bərabər olan sabit potensiallar fərqi mövcud olur – belə mənbələri «gərginlik mənbələri» («gərginlik generatoru») adlandırırlar və burada cərəyan şiddəti R -lə mütənasib olur.

b) $r \ll R$ olduqda dövredə praktiki olaraq sabit cərəyan alınır, gərginlik isə R - yük müqaviməti ilə mütənasib dəyişir. Belə mənbələri «cərəyan mənbələri» («cərəyan generatorları») adlandırırlar.

Cərəyanlı naqilin daxilində elektrik sahəsinin əmələ gəlməsi, həmin

naqildə səth yüklərinin yaranması ilə müşayiət olunur.

Doğrudan da, mənbəyin sıxacları müxtəlif potensiallara malikdir və uyğun olaraq onlarda bu və ya digər işarəli artıq (əlavə) yüklər əmələ gəlir. Onların arasında (həmin sıxacları bürüyən dielektrikdə) elektrik sahəsi yaranır. Sıxaclara naqıl qoşulduqda, daha doğrusu, onlar naqillə qapandıqda, həmin naqilin daxilində sahə naqilin oxu ilə bucaq altında yönəlir. Bu zaman sahənin naqilin oxu istiqamətindəki toplananının təsiri altında sərbəst yükdaşıyıcılar nizamlı hərəkət elərək cərəyan əmələ gətirəcək. Sahənin eninə _____ təsir; altında isə sərbəst yükdaşıyıcılar naqilin səthinə doğru hərəkət edəcək və bu hərəkət, yəni sərbəst yükdaşıyıcıların naqilin səthinə axını prosesi elektrik sahəsinin eninə komponenti səthlərdə toplanmış yüklər tərəfindən kompensə olunanaqədək davam edəcək. Bu zaman naqilin səthində səth sıxlığı σ olan elektrik yükləri meydana gəlir və elektrik sahəsi intensivliyinin naqildən kənarında onun səthinə normal olan toplananı əmələ gəlir. Bununla belə

$$|\vec{E}_n| = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (2.20)$$

harada ki, ϵ - naqili əhatə edən mühitin dielektrik nüfuzluğudur.

§ 2.5. Kirxhof qaydaları və onların bəzi tətbiqləri

Budaqlanmış dövrləri (xüsusilə də onlarda aktiv oblastlar olduqda) hesablamaq mürəkkəb məsələdir. Praktiki olaraq bu məsələ dövrənin ayrı-ayrı hissələrinin (oblastlarının) hesablanması məsələsinə gətirilir. Belə bir məsələni həll etmək üçün məsul olaraq fərz edək ki, sxemi şəkil 2.10-də göstərilən kimi bir elektrik dövrəsi var. Bir neçə naqilin birləşdiyi nöqtədə yükün saxlanması qanunu ödənməlidir, yəni bu nöqtəyə gələn cərəyanların cəmi, həmin nöqtədən çıxan cərəyanların cəminə bərabər olmalıdır. Əgər həmin nöqtəyə gələn cərəyanların müsbət işarəli, oradan sıxacları isə mənfi işarəli qəbul etsək, onda bu cərəyanların həmin nöqtədəki cəbri cəmi sıfır olar:

$$\sum i_i = 0 \quad (2.21)$$

Əgər bu dövrdə ixtiyari bir qapalı kontur seçib, xəyalən müəyyən istiqamətdə, məsələn, saat əqrəbi hərəkətinin əksinə yönəlmiş istiqamətdə onu

fırlatsaq, onda bu kontur boyunca potensiallar fərqinin qiymətləri cəmi sıfıra bərabər olar və alarıq ki:

$$\sum \varepsilon_k = \sum R_i i_j + \sum r_k i_j \quad (2.22)$$

Bu ifadənin

$$\sum \varepsilon_k = i(\sum R_i + \sum r_k)$$

Om qanunundan fərqi onlan ibarət olar ki, burada cərəyanlar müxtəlif ola bilər.

(2.21) və (2.22) ifadələrini Kirxhof qaydaları adlandırırlar.

Əgər bu ifadələrdən naməlum kəmiyyətlərin sayı qədər tənliklər yazsaq, onları həll etməklə cərəyan və gərginliklərin hamısı haqqında məlumatlar (qiymətlər) almaq olar.

Kirxhof qaydalarının tətbiqinə aid bir neçə misallar göstərək.

1. EHQ-ni dəqiq ölçmək üçün tətbiq olunan kompensasiya üsulu. Fərz edək ki, məlum ε_1 EHQ-nin qiyməti, naməlum ε_2 EHQ-nin qiymətindən böyükdür (şəkil 2.11). Burada R_1 müqavimətini dəyişməklə i_3 cərəyanının şiddətinin sıfır olmasına nail olurlar. Məsələ burasındadır ki, R_1 müqaviməti dəyişdikcə R_2 də dəyişir, çünki onların hər ikisi uzun bir müqavimətlə yaradılıb və onların cəmi $R = R_1 + R_2$ sabitdir. Bu halda yazmaq olar ki, ABCDA konturu üçün ($i_1 = i_2$ olduğundan):

$$\varepsilon_1 = i_1 R + i_1 r;$$

DCKD konturu üçün:

$$\varepsilon_2 = i_1 R_1.$$

Bu iki ifadəni ğir-birinə bölməklə alarıq ki:

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{R_1}{R_1 + r_1}$$

Praktikada r_1 naməlum olduğundan, ölçmələri iki mənbə ilə aparırlar: əvvəlcə naməlumla, sonra isə EHQ-si ε_0 olan etalon mənbə ilə. İkinci ölçmə üçün:

$$\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} = \frac{R_1}{R + r_1}$$

Alınmış nəticələrin müqayisəsindən:

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_0 \frac{R_1}{R_1}$$

2. Üitson körpüsü. Laboratoriya şəraitində müqaviməti ölçmək üçün əksər hallarda Uitson körpüsündən istifadə edirlər. Onun sxemi (şəkil 2.12) üç məlum və bir naməlum müqavimətdən ibarətdir. A və B nöqtələri arasında birləşdirilmiş körpünün tərkibində ölçü cihazı var. Körpüdəki cərəyan yox olanadək müqavimətləri tənzimləyirlər. Bu halda

$$i_1 R_1 = i_2 R_2; \quad i_1 R_x = i_3 R_4$$

Sonuncu bərabərlikləri tərəf-tərəfə bölməklə alarıq ki:

$$\frac{R_1}{R_x} = \frac{R_2}{R_4}.$$

Daha asan yadda saxlaya bilmək üçün yazmaq olar ki:

$$R_2 R_x = R_1 R_4, \quad (2.23)$$

Yəni çəpinə yerləşmiş münavimətlərin hasili bərabərdir.

3. Potensiaometr. Bu sxem (şəkil 2.13) R - yük müqavimətindəki sabit gərginliyi kəsilməz (müntəzəm) tənzimləməyə imkan verir. Əgər

$$R \gg r_1 + r_2 = r$$

şerti ödənilsə, sxem daha əlverişli olar.

Doğrudan da, əgər $R \gg r$ isə, onda yük müqavimətindəki cərəyanı nəzərə almamaq və mənbəyin daxili müqavimətini atmaqla yazmaq olar ki:

$$\frac{U}{\varepsilon} = \frac{r_1}{r_1 + r_2}$$

Beləliklə, yük müqavimətindəki gərginlik potensiometrədə ayrılan oblastın (hissənin) müqaviməti ilə mürəkkəb olar.

4. Ardıcıl qoşulmuş mənbələr.

Bir neçə mənbə ardıcıl qoşulduqda

$$\varepsilon = \sum \varepsilon_i; \quad r = \sum r_i$$

Burada EHQ cəbri, müqavimətlər isə hesabı toplanır.

Aydındır ki, belə qoşulma yalnız $R \gg r$ olmaqla daha ağlabatandır.

5. Eyni mənbələrin paralel qurulması.

Eyni mənbələr paralel qoşulduqda (şəkil 2.14) yekun EHQ bir mənbəyin EHQ-nə bərabər olar, daxili müqavimət isə həmin mənbələrin sayı (n) dəfə kiçilər. Belə birləşmənin tətbiq edilməsi dövrünün müqaviməti mənbələrin müqavimətinə bərabər olduqda ağlabatan (əlverişli) olar. Əgər mənbələr eyni deyilsə, onları paralel birləşdirmək əlverişli olmaz, çünki belə halda onlar birbirini izləyir.

III FƏSİL

MÜXTƏLİF MÜHİTLƏRDƏ ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİNİN TƏBİƏTİ

§ 3.1. Metalların elektrik keçiriciliyi

Metallar elektron keçiriciliyinə malikdir, yəni onlarda elektrik cərəyanı sərbəst elektronların istiqamətlənmiş hərəkəti hesabına yaranır. Bu, birbaşa təcrübələrlə sübut olunur. Belə ki, bir-biri ilə ardıcıl qoşulmuş müxtəlif metallardan ibarət naqillərdən uzun müddət (yüz saatlar ərzində) cərəyan axdıqda heç bir maddə daşınması (köçməsi) hadisəsi aşkar olunmayıb.

Digər bir birbaşa və kəmiyyət xarakterli təcrübə isə Tolmenlə Styuart tərəfindən hələ XX əsrin lap əvvəllərində (1916-cı ildə) qoyulub. Qeyd etmək lazımdır ki, bu təcrübənin ideyası əvvəlcədən Mandelştam və Papaleksi tərəfindən irəli sürülüb. Həmin təcrübədə çoxlu sayda sarğılardan ibarət olan və _____ bir naqıl dolaq (şəkil 3.1) öz oxu ətrafında böyük sürətlə fırladılaraq, qəfəsdən dayandırılıb. Dolağın fırlanmasının dayandırıldığı anda qalvanometr çox qısa müddətli bir cərəyan göstərib. Bu hadisə onunla izah edilib ki, dolaq fırlandıqda onunla birlikdə fırlanma hərəkətində olan sərbəst elektronlaar dolaq dayandıqda ətalət hesabına öz fırlanma hərəkətlərinin bir müddət davam etdirilər və onların bu qısa müddətli nizamlı hərəkəti dolağın sarğılarında qısa müddətli cərəyan yaradır. Dolağın fırlanma hərəkətinin və qalvanometrin göstərişinin istiqaməti elə ilk yavaşmadan deməyə imkan verir ki, bu cərəyanı yaradan yükdaşıyıcılar mənfi işarəlidir.

Əgər naqıldəki yükdaşıyıcıların konsentrasiyası n , dolağın naqıl sarğısının ümumi uzunluğu h , naqilin en kəsiyinin sahəsi S , dolaq-qalvanometr dövrəsinin müqaviməti R , yükdaşıyıcının yükü e , kütləsi m , azalan sürəti isə \bar{v} olarsa, onda enerjinin saxlanması qanununa görə yükdaşıyıcıların istiqamətlənmiş hərəkətinin kinetik enerjisinin azalmasını metalın qəfəsinin enerji artımına (Coul-Lens qanununa görə) bərabər götürmək olar:

$$-\frac{d}{dt}\left[\frac{mv^2}{2}nhS\right]=i^2R.$$

Yükdaşıyıcıların yavaşlayan hərəkəti zamanı cərəyan şiddətinin ani qiyməti

$$i = neSv$$

olduğundan,

$$-mhdv = eiedt = eRdQ$$

olar. Burada dQ - elementar yüküdür. Bütün proses müddəti üzrə inteqrallama aparsaq, alarıq ki:

$$-mh \int_{v_0}^0 dv = Re \int_0^Q dQ.$$

Buradan

$$\frac{e}{m} = \frac{v_0 h}{RQ}.$$

Sonuncu ifadənin sağ tərəfindəki kəmiyyətlər təcrübə prosesində təyin olunur. Həmin qiymətləri nəzərə alıb hesablama apardıqda məlum olur ki, $\frac{e}{m}$ nisbətinin qiyməti digər təcrübələr vasitəsi ilə elektronun yükünün kütləsinə nisbəti üçün alınmış qiymətlə üst-üstə düşür. Beləliklə, aparılan təcrübə birbaşa və həm də ciddi kəmiyyət hesablamaları ilə sübut edir ki, metallarda elektrik cərəyanını yaradan məhz sərbəst, yəni öz atomları ilə əlaqəsini qırmış və metal daxilində sərbəst hərəkət edə bilən elektronların nizamlı hərəkəti hesabına yaranır.

Bu nəticə əsasında metalların elektrik keçiriciliyinin, klassik nəzəriyyəsi formalaşdırılıb. Müəllifi Drde olan həmin nəzəriyyə aşağıdakı fərziyyələrə (müəddəalar) əsaslanır:

1. Keçiricilik elektronlarının (cərəyanın yaranmasında iştirak edən elektronların) nizamsız hərəkətinin kinetik enerjisi ideal qazın molekularına oxşar (uyğun) şəkildə metalın temperaturu ilə təyin olunur:

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}kT.$$

Burada $k = 1,38 \cdot 10^{23} \text{ c/k}$ - Bolsman sabitidir.

Otaq temperaturunda (~ 300 K və ya 20°C -də), elektronların nizamsız hərəkətinin orta sürəti $v \approx 10^5 \text{ m/s}$ təşkil edir ki, bu da elektronların elektrik sahəsindəki dreyf sürətindən ($\sim 3 \cdot 10^4 \text{ m/s}$) qat-qat böyükdür (Bax II fəslə).

2. Elektronlar «sərbəst uçuş müddəti» adlanan müəyyən τ - zaman müddəti ərzində elektrik sahəsinin təsiri altında olurlar. Sonra onlar metalın atomları ilə toqquşaraq nizamlı hərəkət hesabına əldə etdikləri kinetik enerjini tamamilə onlara verirlər. Bunun nəticəsində metal qızır. Qeyd etmək lazımdır ki, əgər elektronlar toqquşma zamanı nizamlı hərəkət hesabına topladıqları enerjini tamamilə deyil, qismən metal atomlarına versəydilər, onda sabit gərginlik altında metaldan axan cərəyanın şiddəti zamandan asılı olaraq tədricən artardı.

Qəfəs atomu ilə toqquşduqdan dərhal sonra elektron nizamlı sürətə malik olmur. Həmin elektrona elektrik sahəsi tərəfindən ona $\bar{a} = \frac{e\bar{E}}{m}$ qədər _____ verən bir $\bar{F} = e\bar{E}$ qüvvəsi təsir edir.

Əgər elektronun sərbəst uçuş məsafəsinin orta qiyməti τ olarsa, o,

$$\bar{v} = \frac{e\bar{E}}{m} \tau = \mu\bar{E}$$

orta dreyf sürətinə malik olar. Burada $\mu = \frac{e\tau}{m}$ yüyürüklük olduğundan

$$\bar{j} = ne\mu\bar{E} = n \frac{e^2}{m} \tau E = \gamma E \quad (3.1)$$

Olar ki, bu da Om qanunudur. Belə ki, əgər τ və n - sahə intensivliyindən (\bar{E} -dən) asılı deyilsə $\gamma = \text{const}$. Dreyf sürəti nizamsız hərəkətin orta sürətindən (v_T) çox kiçik olduğundan, bu şərt ödənilir.

(3.1) ifadəsindən görünür ki, elektrik keçiriciliyi elektrik yükünün işarəsindən asılı deyil ($\gamma \sim e^2$). Bu nəticə elektrik keçiriciliyi, elektrik cərəyanı haqda təsəvvürlərə tam uyğun gəlir.

Metalların elektrik keçiriciliyi $10^7 \div 10^8 \text{ Om}^{-1} \text{ sm}^{-1}$ tərtibində olub, digər maddələrinkindən böyükdür. Bu ilk növbədə metallarda sərbəst yükdaşıyıcıların (sərbəst _____) konsentrasiyasının digər

materiillardan yüksək olması ilə bağlıdır. Metallarda belə elektronların konsentrasiyası (n) təqribən hər atoma təqribən 1 sərbəst elektron olmasına, yəni $\sim 10^{28} \div 10^{29} \text{s}^{-3}$ uyğun gəlir. Bu ona uyğun gəlir ki, metal yarananda onu təşkil edən hər atom bir elektron itirir və metalın kristal qəfəsi müsbət yüklü ionlardan ibarət olur. Temperatur dəyişdikdə metaldakı sərbəst elektronların konsentrasiyası praktiki olaraq dəyişmir və müqavimətin temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi (tamamilə) yalnız sərbəst yükdaşıyıcıların (elektronların) yüyürüklüyünün (μ) və ya sərbəst uçuş müddətinin (τ) temperaturdan asılılığı hesabına baş verir.

Metali qızdırdıqda onun keçiriciliyinin azalması göstərir ki, bu zaman τ - kiçilir. Bu tamamilə ağılabatandır. Çünki temperaturun yüksəlməsi ilə qəfəs ionlarının istilik rəqsinin amplitudu böyüyür və nəticədə elektronların onlarla toqquşması intensivləşər. Buna uyğun olaraq sərbəst qaçış müddəti kiçilir. Bununla belə, klassik nəzəriyyə τ -nün qiymətini korrekt (dəqiq) hesablamağa imkan vermir. Təcrübə göstərir ki, əksər metallar üçün otaq temperaturunda τ -nün qiyməti təqribən $\sim 10^{-12} \div 10^{-9}$ saniyə olur.

Elektronun elektrik sahəsində τ zaman müddəti ərzində v sürəti ilə nizamlı hərəkəti zamanı sahə onun üzərində

$$A = F v \tau$$

qədər iş görür. Ancaq 1 saniyə ərzində hər bir elektron qəfəslə $\frac{1}{\tau}$ sayda toqquşur. Elektronların konsentrasiyası n olduqda, metalın vahid həcmində ayrılan güc

$$P_0 = A \cdot \frac{1}{\tau} n = n e \mu E^2 = \gamma E^2 \quad (3.2)$$

olur. Sonuncu ifadə Coul-Lens qanununu təsvir edir.

Deməli, metalların klassik elektron nəzəriyyəsi Coul-Lens qanununu da izah edir. Bu nəzəriyyənin uğurları sırasını həmin nəzəriyyədən elektrik keçiriciliyi ilə istilik keçiriciliyi arasında düz mütənasib asılılıq olduğundan alınmasını da göstərmək olar. Bu asılılıq da əvvəllər eksperimental olaraq Videman və Frans tərəfindən müəyyənləşdirilib və elə fizikada da məhz

Videman-Frans qanunu adı ilə məşhurdur.

Bütün bu uğurlara baxmayaraq, metalların klassik elektron nəzəriyyəsinin qaranlıq cəhətləri də var. Belə ki, o, metalların istilik tutumu üçün tamamilə səhv qiymət verir. Bu nəzəriyyə çərçivəsində elektronun öz istiqamətlənmiş (nizamlı) hərəkəti enerjisini qəfəsə hansı yollaverdiyini izah etmək də çətindir. Digər tərəfdən τ üçün tapılmış qiymətə uyğun zaman müddəti ərzində v_T sürəti ilə hərəkət edən elektronun qət etdiyi yol (bəzən $\sim 10^{-7}$ m) atomlar arasındakı məsafədən ($\sim 10^{-10}$ m-dən) çox-çox böyük olur. Bu nəticə də heç də asan təsəvvür olunmur.

Metalların klassik elektron nəzəriyyəsi termoelektrik hərəkət qüvvəsinin yaranmasını da asanlıqla izah edir. Təcrübədə müşahidə olunur ki, iki müxtəlif kimyəvi tərkibli metalı kontakta gətirməklə dövrə düzəltmək və həmin dövrənin kontakt yerləri arasında temperatur fərqi yaratsaq, onda bu dövrdə cərəyan və ya onun açıq ucları arasında potensial fərqi yaranar (şəkil 3.2). Bu zaman yaranmış EHQ-nin qiyməti (ε_T) çox böyük olmayan temperatur qradientlərində (ΔT) temperatur fərqi ilə mütənasib olar:

$$\varepsilon = \alpha \Delta T$$

Bu hadisə keyfiyyətcə belə izah olunur ki, temperatur fərqi hesabına isti və soyuq kontaktdakı sərbəst elektronların enerjiləri də fərqlənir. Buna görə də onların isti kontaktdan soyuq kontakta nizamlı diffuziya axını baş verir. Sonuncu isə isti və soyuq kontaktların əks adlı yüklənməsinə və onların arasında potensial fərqi yaranmasına səbəb olur. Bununla belə, sadələşdirilmiş nəzəriyyə və termoelektrik effekti üçün, nə də digər kontakt hadisələri üçün kəmiyyətcə nəticələr imkan vermir.

Metalların klassik elektron nəzəriyyəsi _____ keçiricilik effektinin yəni – aşağı temperaturlarda bəzi təmiz metallarda (qurğuşun, qalay, niobium), eləcə də ərintilərdə də (_____) baş verən və müəyyən kritik temperaturdan (T_k) kiçik temperaturlarda müqavimətin sıfıra bərabər olması kimi təzahür edən hadisəni də izah edə bilmir. Bütün bu məsələlər yalnız kvant mexanikası nöqtəyi-nəzərindən öz izahını tapa bilər.

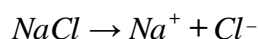
§ 3.2. Mayelərin elektrik keçiriciliyi

Çivənin də aid olduğu ərimiş metallardan başqa, digər mayelərin heç birinin keçiriciliyi elektron təbiətli deyil. Təmiz mayələr, o cümlədən, üzvi birləşmələrin sulu məhlulları demək olar ki, elektrik keçiriciliyinə malik deyil. Ancaq qeyri-üzvi maddələr suda həll olduqda alınan məhlullar (elektrolitlər) nəzərəcarpacaq dərəcədə elektrik keçiriciliyi əldə edirlər. Bu hadisəni tədqiq etmək üçün ən sadə halda məhlul doldurulmuş şüşə (və ya başqa dielektrik) qabın içərisinə xarici EQ mənbəyi vasitəsi ilə aralarında potensial fərqi yaradılmış iki elektrod salırlar. Bu zaman elektrolitdə elektrik sahəsi yaranır, dövrdə isə cərəyan müşahidə olunur. Elektrodlar üzərində elektrolitin tərkibindəki maddələrdən birinin ayrılması (çökməsi) baş verir ki, bu da elektrolitlərdə cərəyanın elektronlar hesabına deyil, yüklənmiş atomların və ya molekul hissələrinin (ionların) hesabına yarandığını təsdiq edir. Məhlulda yükdaşıyıcılar, yəni ionlar həll olan maddənin molekullarının həlledicinin molekullarının təsiri ilə tərkib hissələrinə parçalanması hesabına yaranır. Çünki suyun dielektrik nüfuzluğu böyük olduğundan onun içərisində həll olan maddənin atomları (ionları) arasındakı Kulon qanunu təsir əlaqəsi xeyli zəifləyir. Molekulların iki atoma parçalanması zamanı onlardan hər biri yüklənir: digərindən elektron zəbt edən mənfi (mənfi ion), digərinə elektron verən isə müsbət (müsbət ion). Bu artıq yüklər uyğun atomlarla müqayisədə ionların kimyəvi xassələrini dəyişir və onları su molekullarına nisbətən kimyəvi qeyri-aktiv edir.

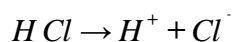
Elektrik sahəsinin təsiri aotında ionlar nizamlı hərəkətə keçir və elektrodlara çatdıqda əlavə yükləri verib, atomlara çevrilir. Bu atomlar ya elektrodlar üzərində çökür, yaxud da elektrodlar üzərində məhsulları ayrılan ikinci reaksiyaya girirlər. Sonuncu zadisə yuxarıda təsvir olunan elektroliz effektini mürəkkəbləşdirir.

Molekulların ionlara parçalanması aşağıdakı qanunauyğunluqlarda baş verir.

Duzlar və qələvilər parçalandıqda metal ionları müsbət olar. Məsələn



Turşular parçalandıqda isə hidrogen ionu müsbət olur. Məsələn,



Faradey təcrübi yolla göstərmişdir ki, məhluldan cərəyan keçərkən elektrodlar üzərində ayrılan (çökən) maddənin kütləsi (m) həmin məhluldan keçən cərəyanın şiddəti (i) və onun axma müddəti (t) ilə

$$m = \frac{1}{F} \cdot \frac{M}{n} i \cdot t = \frac{1}{F} \cdot \frac{M}{n} Q \quad (3.3)$$

Şəklində əlaqədardır. Bu ifadə və ya nəticə elektroliz hadisəsi üçün Faradey qanunu adlanır. (3.3)-də Q - məhluldan keçən yük, M - maddənin molyar kütləsi, n - atomun valentliyidir. Bu ifadədəki F - Faradey ədədi adlanır və

$$F = 96500 \text{ Cl/mol}$$

Faradey ədədi elektrod üzərində ədədi qiymətcə $\frac{M}{n}$ -ə bərabər olan miqdarda maddə kütləsi ayırmaq üçün elektrolit məhlulundan keçməsi lazım olan elektrik yükünə bərabərdir.

Sonralar (1881-ci ildə) Helmhols göstərmişdir ki, Faradey ədədinə görə ionun orta yükünü tapmaq olar. Bu, Avaqadro ədədinə (1 mol maddədəki atomların sayını) ölçdükdən sonra həyata keçirilmişdir, çünki, ionun yükü Avaqadro ədədi (N_A) və atomun valentliyi ilə bağlıdır:

$$e = \frac{F}{N_A} n \quad (N_A = 6,02 \cdot 10^{22} \text{ mol}^{-1})$$

Buradan birvalentli ionun orta yükü

$$q_0 = \frac{F}{N_A} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Cl}$$

Bu qiymət elə təqribən həmin illərdə (XX əsrin əvvəllərində) elektronun yükünün ölçülmüş qiyməti ilə üst-üstə düşmüşdür. Beləliklə, elektrik yükünün atomar quruluşu maklik olması fikri öz əsaslı təsdiqini tapmışdır.

Elektrolitlərdə ionlar həlledicinin (suyun) əhəmiyyətli qədər böyük dipol momentinə malik molekulları ilə əhatə olunur. İonla qarşılıqlı təsirdə olan _____ molekullar öz sonları ilə ona tərəf çevrilirlər (şəkil 3.3). Bunun da nəticəsində ionların elektrolitdə elektrik sahəsində nizamlı (istiqaşmätlənmiş) hərəkəti çətinləşir və onların yüyürüklüyü $3 \cdot 10^{-7} \frac{m^2}{V \cdot s}$ -dən çox olmur, yəni öz qiymətinə görə metallardakı sərbəst elektronların qiymətinə güzəştə gedir. Elektrolitlərdə ionların konsentrasiyası da metaldakı sərbəst elektronların konsentrasiyasından kiçik olduğundan, elektrolitlərin elektrik keçiriciliyi (γ_e) həmişə metalların elektrik keçiriciliyindən kiçik olar və $\sim 10^2 \div 10^3$ Cm/m qiymətini aşmır.

Cərəyan keçərkən elektrolitlər güclü qızdığından elektrolitlərdə cəoəyan sıxlığının yalnız çox da böyük olmayan qiyməti əldə oluna bilir. Belə kiçik intensivliklərdə _____ yüyürüklüyü sahədən asılı olmur və elektrolitlər üçün Om qanunu _____.

Elektrolitin temperaturu yüksəldikdə molekulların nizkmsız hərəkətinin güclənməsi nəticəsində həllediciin dipollarının nizamlı oriyentasiyası (düzülüşü) pisləşir. Bunun nəticəsində onun «dipol örtüyü» qismən dağılır, ionoarin yüyürüklüyü və məhlulun keçiriciliyi böyüyür. Sabit (dəyişməz) temperaturda məhlulun xüsusi elektrik keçiriciliyinin ionların konsentrasiyasından asılılığı mürəkkəb xarakterlidir. Əgər həllolma bütün nisbətlərdə mümkündürsə (məsələn, sulfat turşusuna malik olar (şəkil 3.4). Bunun səbəbi aşağıdakı kimidir: molekulun ionlara parçalanma ehtimalı həlledicinin və həllolan maddənin vahid həcmdəki molekullarının sayı ilə mütənasibdir. Əksinə olan (baş verən), yəni başvermə ehtimalı ion cütləri sayının kvadratı ilə _____ olan bir prosesdə – ionların rekombinasiya edərək molekula çevrilməsi də mümkündür. Nəhayət, məhlulun xüsusi elektrik keçiriciliyi vahid həcmdəki ionların sayı ilə mütənasibdir.

Buna görə də kiçik konsentrasiyalarda dissosiasiya tamdır, lakin ionların sayı azdır. Çox böyük konsentrasiyalarda isə dissosiasiya zəifdir və onların sayı da böyük deyil.

Əgər maddənin həlledicidə həllolması məhduddursa, onda adətən (bir qayda olaraq) elektrik keçiriciliyinin maksimumu müşahidə olunmur.

Donma zamanı sulu məhlulların özlülüyü kəskin artır, ionların yüyürüklüyü kəskin azalır və xüsusi elektrik keçiriciliyinin qiyməti min dəfələrlə kiçilir. Maye metallar bərkidikdə isə sərbəst elektronların yüyürüklüyü və xüsusi elektrik keçiriciliyi demək olar ki, dəyişmir. Bu deyilənləri hər zansı bir elektrolitin və qalliumun (ərimə temperaturu 40°C -ə yaxındır) və ya asan əriyən Vud ərintisinin (ərimə temperaturu 80°C -ə yaxındır) xüsusi elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığını ölçməklə asanlıqla nümayiş etdirmək (yoxlamaq) olar.

Artıq qeyd etdiimiz kimi, zəif elektrik sahələrində elektrolitlər Om qanununa tabe olur. Bununla belə elektrolitik Vun üçün bütövlükdə (elektrodlar da daxil olmaqla) Om qanunu ödənmir, çünki məhlulla metal elektrod sərhəddində (metal-məhlul kontaktında) potensialın elektrodların və məhlulun təbiətindən asılı olan sıçrayışları baş verir. Buna görə də elektrolitik _____ volt-amper xarakteristikası bütövlükdə sınımaya malik olur (şəkil 3.5).

Əgər məhlulda müxtəlif ionlar mövcud olarsa (onlara xarakteristikada potensialın müxtəlif (sıçrayışları uyğun gəlir), vannaya tətbiq edilən gərginliyi elə seçmək olar ki, yalnız həmin müxtəlif ionlardan yalnız biri ayrılınsın. Bu, sonuncu nəticə mühüm sənaye əhəmiyyətli məsələdir.

§ 3.3. Qazların elektrik keçiriciliyi. Plazma

Sərbəst yükdaşıyıcıların müsbət və mənfi yüklü ionlardan ibarət olduğu mayeələrdən (məhlullardan) fərqli olaraq, qazlarda elektrik keçiriciliyi prosesi, burada sərbəst yükdaşıyıcıların yalnız ionlar deyil, həm də sərbəst elektronlar ola bilməsi ilə mürəkkəbləşir. Bundan əlavə, məhlullarda (mayelərdə) ionun təbiəti birqiymətli olaraq onun yükünün işarəsini təyin edir; qazlarda isə molekul (yaxud da atom) elektron itirə bildiyi kimi, sərbəst elektronu tuta (zəbt edə) da bilər. Birinci halda müsbət yüklü, ikinci halda isə mənfi yüklü qaz ionu əmələ gəlir. Buna görə də qazlarda elektrik keçiriciliyinin ion xarakterli

olmasına baxmayaraq, ən azı elektrik sahəsi intensivliyinin kiçik qiymətlərində elktroliz hadisəsi, yəni elektrodlar üzərində hər hansı bir maddənin ayrılması hadisəsi müşahidə olunmur.

Bundan əlavə qazlarda təzyiqin və temperaturun hissəciklərin hərəkətinə təsiri maye və bərk cisimlərdəkindən olduqca güclüdür. Uyğun olaraq qazlarda cərəyan şiddətinin (qazlarda elektrik cərəyanının əmələ gəlməsini çox vaxt qazlarda elektrik boşalması adlandırırlar) xarici hərtlərdən və amillərdən asılılığı da olduqca mürəkkəb boşalmaların növləri isə daha rəngarəngdir.

Çox da yüksək olmayan temperaturlarda qazlar çox yaxşı dielektrlərdir. Belə ki, aşağı temperaturlarda onlarda sərbəst yükdaşıyıcılar demək olar ki, yoxdur. Lakin qazları qızdırdıqda, yaxud da ultrabənövşəyi və ya rentgen şüaları ilə şüalandırdıqda onlar nəzərəcarpacaq dərəcədə ionlaşması baş verir və onlarda elektrik keçiriciliyi yaranır. Qazlarda ionlar yaradan xarici amillərə ionlaşdırıcı deyilir. Əgər ionlaşdırıcının təsiri kəsilsə, onda yaranmış ionlar qismən rekombinasiya edir, qismən də elektrik sahəsi ilə sorulur və buna görə də qazın dielektrik xassəsi tezliklə bərpa olunur.

Fərz edək ki, kəsilməz (müntəzəm) olaraq təsir göstərən və hər saniyədə yüklənmiş müstəvi kondensatorun köynəkləri arasında vahid həcmdə N sayda əks işarəli yüklənmiş ionlar cütü yaradan bir ionlaşdırıcı var. Bu zaman rekombinasiya hesabına həmin həcmdə vəzid zamanda αn^2 qədər ion rekombinasiya edir. Burada n - verilmiş zaman anındakı ionlar cütünün sıxlığıdır və o, N -dən fərqlidir. Rekombinasiya prosesinin ehtimalı hər iki işarəli ionların sayı ilə mütənasib olduğundan o, n^2 ilə mütənasibdir. Buna görə də müəyyən dt zaman müddəti ərzində ionlar cütünün dəyişməsi

$$dn = (N - \alpha n^2)dt$$

tənliyi ilə ifadə olunur.

Təcrübələr göstərir ki, ionlaşdırıcı fəaliyyətə bahladıqdan az bir müddət sonra ionlar cütünün sabit (dəyişməz) qiyməti (n_0) qərarlaşır. Uyğun olaraq dinamik tarazlıq halı yaranır. Bu halda ionlaşma _____ əmələ gələn və rekombinasiya hesabına birləşən ionlar cütü eyni olur. Həmin hal üçün yazmaq olar ki:

$$N - \alpha n_0^2 = 0.$$

Buna görə də

$$n_0 = \sqrt{\frac{N}{\alpha}}$$

Buradakı α kəmiyyəti $m^3 \cdot s$ ilə ölçülür. O, qazın təzyiqindən, temperaturundan və təbitəindən asılıdır. Normal şəraitdə hava üçün $\alpha \ll 1$. Ona görə də $n_0 > N$.

Əgər tarazlıq halı qərarlaşandan sonra ionlaşdırıcının təsirini dayandırsaq, onda ionlar cütünün sayı rekombinasiya hesabına zamandan asılı olaraq aşağıdakı qanunla azalar:

$$-dn = \alpha n^2 dt \quad \text{və} \quad n = \frac{n_0}{1 + \alpha n_0 t}$$

Harada normal atmosfer təzyiqində tarazlıq halı praktiki olaraq ionlaşdırıcı qoşulandan sonra saniyənin yüzdə biri qədər müddətdə yaranar. İonlaşdırıcını söndürdükdən sonra isə ionlaşmanın dayanması praktiki olaraq saniyənin onda biri qədər, zaman müddəti ərzində baş verir (şəkil 3.6).

İndi də araşdıraq ki, ionlaşdırıcının təsiri ilə eyni vaxtda kondensatorun köynəklərinə onun aralığında $E = \frac{U}{n}$ qədər sahə intensivliyi yaradan müəyyən U - potensiallar fərqi verdikdə nə baş verir. Burada, h - kondensatorun köynəkləri arasındakı məsafədir. Qəbul edək ki, ionlaşdırıcı kondensator aralığının bütün $V_k = S \cdot h$ həcmində ionlar yaradır. Burada S - kondensatorun köynəklərinin sahəsi, h - isə onların arasındakı məsafədir.

Bu halda dt zaman müddəti ərzində kondensatorun aralığındakı həcmdə

$$dn_1 = N S h \cdot dt$$

sayda ion cütü yaranar. Həmin müddət ərzində bu aralıqda rekombinasiya edən ion cütlərinin sayı isə:

$$dn_2 = -\alpha n^2 S h dt$$

Nəhayət, i - cərəyanı bu həcmdən

$$dn_3 = -\frac{i}{2e} dt$$

sayda ion cütü aparar. Burada e - elektronun yüküdür.

Nəticədə dt zaman müddəti ərzində ion cütlərinin dəyişməsi

$$dn = dn_1 + dn_2 + dn_3$$

olar. Əgər cərəyan zamana görə sabitdirsə, onda bu dəyişmə vahidə bərabər olar və boşalma tənliyi

$$NSh - \alpha n^2 Sh - \frac{i}{2e} = 0 \quad (3.4)$$

şəklinə düşər. Qeyd edək ki, ionlaşdırıcının təsiri dayandırıldıqda cərəyan tezliklə kəsilər. Məhz bu səbəbdən də baxılan boşalma qeyri-müstəqil boşalma adlanır.

(3.4) tənliyinin həlli çətinidir, çünki ion cütünün qərarlaşmış haldaki konsentrasiyası cərəyanın şiddətindən asılıdır.

Əgər cərəyanın qiyməti (3.4)-dəki sonuncu həddi atmağın mümkün olduğu qədər kiçik olsa, onda $n = n_0$ qəbul etmək olar və bu halda konsentrasiyanın praktiki olaraq sabit qiymətində Om qanunu ödənər:

$$i = n_0 e S (\mu_+ + \mu_-) E = \gamma E$$

Bu ifadəyə daxil olan müsbət (μ_+) və mənfi (μ_-) yüklü ionların yüyürüklüyü bir-birinə çox yaxındır və μ_- mənfi yüklü hissəciklərin (elektronların və mənfi yüklü ionların ortalanmış yüyürüklüyüdür.

Elektrik sahəsinin intensivliyi güclənməklə sahə tərəfindən sorulan tonların sayı daha da nəzərəcarpacaq olar. Buna görə də n - azalır və gərginliyin artması ilə cərəyan gərginlikdən daha zəif böyüyür (şəkil 3.7). nəhayət rekombinasiyanı nəzərə almamaq və bütün yaranan ionların sahə tərəfindən sövq olunduğunu qəbul etmək mümkün olan halda, gərginlikdən asılı olmayan doyma cərəyanı alınır:

$$i_{\text{doyma}} = 2eNSh$$

Əgər burada ölçülərinin $S = 0.01 \text{ m}^2$, $h = 0.1 \text{ m}$; normal təzyiqdə $\mu = 1.5 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$ hava üçün $\alpha = 10^{-12} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ olduğunu qəbul edib hesablamalar aparsaq $n = \frac{N}{\alpha} = 3 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$ (qazdakı hissəciklərin $3 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ sıxlığının çox cüzi bir

hissəsi qədər) və $E = 1V/m$ cfozlz (şəkil 3.6-da 1 əyrisi) $i_{doy} = 3 \cdot 10^{-11} A$ qiymətini alarıq. Bu cərəyan ilkin cərəyandan bir neçə tərtib böyük olsa da, öz-özlüyündən çox kiçikdir.

Kondensatorun lövhələrini bir-btirinə yaxınlaşdırdıqda uyğun $i(u)$ asılılığının qrafiki (şəkil 3.6-da 2 əyrisi) əvvəlcə brincidən yuxarıdan keçər, çünki eyni gərginlikdə h -in kiçik qiymətində E - böyük olur. Sonra isə bu qrafik aşağıdan keçir, çünki h kəsildikdə kondensatorun həcmi kiçildiyindən doyma cərəyanının şiddəti azalır.

Kondensatorun (bunu çox vaxt qaz aralığı da deyilir) köynəkləri arasındakı potensiallar fərqinin sonrakı artırılması zamanı selvari iolaşma baş verə bilər, yəni ionlaşdırıcının təsiri ilə yaranan sərbəst elektronlar elektrik sahəsində elə böyük qiymətə malik enerji əldə edər ki, qazın neytral atomları (yaxud molekulları) ilə toqquşduqda onları ionlaşdırar. Bunun nəticəsində yaranan hər bir yeni sərbəst elektron da özünün sahədəki hərəkəti zamanı eyni prosesi törəder və nəticədə qaz aralığındakı yüklü sərbəst zərrəciklərin sayı selvari şəkildə çozalar. Əgər fərz etsək ki, əmələ gələn (yaranan) sərbəst elektronların sayı dn mövcud olanların sayı və onların iki ardıcıl toqquşma arasında qaçdıqları dx məsafəsi ilə mütənasibdir:

$$dn = \beta n dx,$$

onda onların çozalma (artma) qanunu:

$$n = n_0 \exp(\beta x)$$

olar. Baxmayaraq ki, bu zaman cərəyan şiddəti bir neçə tərtib artır, lakin boşalma hələ də qeyri-müstəqil boşalma olaraq qalır. Belə ki, ionlaşdırıcının təsiri dayandırılan və yaranmış elektronlar sorulan anda prosesdə dərhal dayanır.

Qazların sürətli elektronların zərbələri ilə ionlaşması (zərbələrlə ionlaşma) əhəmiyyətli dərəcədə qazın təzyiqindən asılıdır. Qazın təzyiqi kiçik olduqda elektronun elektrik sahəsi tərəfindən enerjitnin artırıldığı zaman müddəti ərzindəki atomu ionlaşdırmaq üçün kifayət etməzsə, onda həmin enerji atomun həyəcanlaşdırılması üçün ona verilə bilər və sonra atom şüalanma

yaradaraq bu enerjiden xilas olar. Həmin enerji qazın isinməsinə də sərf oluna bilər. Elektronla qaz molekulunun kütlələri güclü fərqləndiyindən elektronların qazın isinməsinə sərf olunan enerjisi çox kiçikdir. Bununla belə ionlar öz enerjilərini qaz molekullarına verərək, sonuncunu müəyyən qədər isinməsinə yarada bilər.

Qaz aralığında tətbiq olunmuş gərginliyin daha da artırılması keyfiyyətcə yeni bir boşalmaya – müstəqil boşalmaya gətirir. Eyni bir elektrik yükünə, lakin _____ çox-çox kiçik kütləyə malik olmaqla, sərbəst elektronların yüyürüklüyü sərbəst ionlarından çox-çox böyükdür. Buna görə də qaz boşalması zamanı katod yaxınlığında tədricən kompensə olunmuş müsbət yükün toplandığı oblast əmələ gəlir. Bu yük layı (təbəqəsi) ilə katod arasında katoddan elektronları qopara bilən güclü elektrik sahəsi yaranır – soyuq elektron emissiyası hadisəsi baş verir. Digər tərəfdən ionlar katoda doğru dartılaraq özünü kinetik enerjisini ona verib katodu qızdırmağa bilər. Bu zaman güclü termoelektron emissiyası baş verir. Bütün bunlar onu göstərir ki, katod elektron mənbəyi olmağa başlayır və başlanmış boşalma özü-özünü dəstəkləmək (saxlamaq) qabiliyyətinə (iqtidarına) malik olur. Bundan sonra ilkin ionlaşdırıcının təsirini artıq tamamilə dayandırmaq olar. Bu zaman katodda kompensə olunmuş yüklər üçün həmişə xarakterik olan güclü elektrik sahəsi, yəni böyük potensial qradienti yaranır (şəkil 3.8). Bu halda kondensatorun (qaz aralığının) əlavə (artıq) yüklərin mövcud olduğu anodyanı oblastdan başqa digər xassələrində sahə çox-çox zəif və qazın vəziyyətindən ortaq yükü sifra bərabər olur. Müstəqil boşalmadakı cərəyan şiddəti doyma cərəyanı şiddətini 5-6 tərtib aşır (şəkil 3.9). onun ionlaşması, onunla birlikdə isə həm də elektrik keçiriciliyi artır, belə ki, mənbəyin daxili müqaviməti kifayət qədər böyükdürsə, yaxud da dövrdə kifayət qədər böyük əlavə müqavimət varsa (məsələn, belə hal qovs boşalmasında müşahidə olunur) kondensatordakı gərginlik düşgüsü hətta kiçilə də bilər. Müstəqil boşalmada qaz işıq saçır: yüklü zərrəciklə qarşılıqlı təsirdə qaz molekulları həyəcanlanmış hala gələ bilər – onların enerjisi normalı aşır, bu əlavə enerji (artıq enerji) işıq şəklində ayrılır. Bu halda katodda xarici fotoeffekt (elektronların əlavə çıxması)

əmələ gələ bilər. Nəhayət çox böyük (güclü) cərəyanlarda qaz qızır və yüklənməmiş molekulların ionlarla toqquşması zamanı enerji mübadiləsi hesabına əlavə termik ionlaşma baş verir.

Mütsqəil boşalmanın başlanğıc mərhələsi xarici əlamətlərinə görə demək olar ki, hiss olunmur. Əgər kondensatorda (praktiki olaraq qaz boşalması borusunda) təzyiq azaldılıbsa, müstəqil boşalma (səyriyən və ya qığılıcı) bir neçə min volt təçtibində gərginliklərdə gözəçarpan olar (qazın işıq saçmasına görə).

Əgər qazın təzyiqini yüklü zərrəciklərin boru daxilində praktiki olaraq neytral hissəciklərlə toqquşmadan hərəkət edə biləcəyi qiymətə qədər (boşalma borusunun ölçüləri bir neçə Om santimetr olduqda bu hal 10^{-2} Pa-dan kiçik təzyiqlərə uyğundur) kiçiltəək bir sıra hadisələr baş verir. Daha doğrusu, katoda normal ondan çıxan istiqamətdə yönəlmiş sürətli elektronlar dəstəsi – katod şüaları hərəkət edir. Bu zaman həmin dəstənin yolunda elektronlara qarşı qeyri-sərfəli olan metal böir əşya qoyula, aydın kölgə yaradar. Bu hissəciklərin hərəkətinin düzxətli olmasını göstərir.

Əgər katodda yarıq açsaq, həmin yarıqdan boruda olan qazın tərkibindəki ionlar keçər. Bu ionlar anod şüaları adlanır. Həmin imonlar verilmiş qaz üçün xarakterik olan şüalanma verir (ışıq saçır).

Praktiki olaraq eyni miqdarda hər iki işarəli (müsbət və mənfi) yüklü hissəciklərdən ibarət yüksək dərəcədə (güclü) ionlaşmış qaz plazma adlanır. Qazın plazma halı müstəqil boşalmada xüsusi halda qövs boşalmasında alınabilir.

Plazmada boşalma zamanı elektrik sahəsinin altında elektron və ionların sürətləri böyüyür, neytral hissəciklərin sürəti isə çox az dəyişir, çünki bu vaxt qazın qızması cüzi olur. Bu səbəbdən də plazmanın iki temperaturu var. Birinci temperatur plazmanın həqiqi temperaturudur və o, plazmadakı neytral hissəciklərin hərəkəti ilə təyin olunur. İkinci temperatur isə elektron temperaturu adlanır və bu temperatur plazmadakı sərböest elektronların enerjisi ilə təyin olunur. Plazmada bu iki temperaturu (plazmanın həqiqi temperaturu və elektron temperaturu) bir-birindən kəskin fərqlənə bilər.

Qazın temperaturunu on min dərəcələrə qədər yüksəltdikdə plazma (praktik olaraq yüz faizli) atomların nizamsız hərəkət enerjisi (onların toqquşması nəticəsində) hesabına əmələ gəlir. Otaq temperaturunda isə belə ionlaşma istilik ionlaşması çox-çox zəif təzahür etdiyindən, belə temperaturlarda plazma yalnız müstəqil boşalma şəraitində əmələ gələ bilər və həmin boşalmanı yaradan elektrik sahəsinin təsiri kəsilən kimi, rekombinasiya prosesi ani olaraq plazmanın yox olmasına gətirir. Güclü ionlaşmış plazmanın yaxşı elektrikkeçirməsi nəticəsində o, olduqca çox yüksək cərəyanlar və olduqca yüksək, məsələn, adi qövs boşalması halında minlərlə dərəcə, xüsusi qurğularda isə yüz minlərlə və bəzi hallarda hətta milyonlarla dərəcə temperatur almağa imkan verir. Belə qurğular vasitəsi ilə idarəolunan termonüvə reaksiyalarının alınması istiqamətində tədqiqatlar aparılır.

Qeyd etmək lazımdır ki, katodda qazın (və ümumiyyətlə maddənin) plazma halı çox geniş yer tutur. Belə ki, bütün parlaq göy cisimləri o cümlədən Günəş plazmadan təşkil olunub. Plazma özünəxas xüsusiyyətlərə malik olduğundan çox vaxt onu maddənin dördüncü aqreqat halı adlandırırlar.

§ 3.4. Vakuumda elektrik cərəyan. Elektron lampaları

Qeyri-müstəqil boşalmanın praktiki olaraq mühüm tiplərindən biri də vakuumda və ya vakuum cihazlarındakı elektrik cərəyanıdır. Qeyd etmək lazımdır ki, texniki vakuum adlanan ən yaxşı seyrəkləşmiş ($10^{-6} \div 10^{-7} Pa$) qaz halında da vahid həcmdə böyük miqdarda ($\sim 10^{14} m^{-3}$) qaz molekulları qalır. Ona görə də vakuum cihazlarında heç də mütləq vakuum şəraitindən danışmaq olmaz.

Vakuumda boşalma, yəni cərəyan yaratmaq üçün hökmən boruya yüklü zərrəciklər daxil etmək lazımdır. Bir qayda olaraq bu zərrəciklər, müxtəlif elektron emissiyası effektləri (termoelektron, fotoelektron, avtoelektron) vasitəsi ilə yaradılmış sərbəst elektronlar olur.

Vakuum termoelektron cihazlarında (məsələn, elektrovakuum lampalarında) sərbəst elektronların mənbəyi (katod) olaraq ya birbaşa qızdırılan metal tel, ya da belə bir tellə qızdırılan və onu xaricdən əhatə edən

və üzəri oksid təbəqəsi ilə örtülmüş nazik divarlı metal silindr götürülür. Hər iki hər iki halda katod, xaricdən anod adlanan metal silindrlə əhatə olunur. Bu elektroda, yəni anoda, katoda nəzərən müsbət potensial verilir.

Bu halda hər hansı bir işlədici hissəyə (işlədiciyə) malik olan anod dövrəsindən müəyyən anod cərəyanı (i_0) axır (şəkil 3.10). əgər anoda mənfi potensial verilsə, onda anodla katod arasındakı elektrik sahəsi katoddan anoda doğru uçan elektronları (axan elektron selini) tormozlayır və nəticədə anod dövrəsindəki cərəyan tamamilə kəsilir. Bu hal elektrovakuum lampasının «bağlanma» halı adlanır. Bu zaman katoddan emissiya olunan sərbəst elektronlar onun (katoldun) ətrafında topaolanaraq elektron əmələ gətirir. Anoda tətəbiq edilmiş müsbət potensialın (U_a) qiyməti artırıldıqca həmin elektron buludu tədricən sorular və lampanın anod dövrəsindən axan cərəyanın şiddəti (i_a) artar. Bu zaman müşahidə olunan $i_a(U_a)$ asılılığı kifayət qədər mürəkkəb xarakterə malikdir, çünki sərbəst elektronların lampa daxilindəki hərəkəti yalnız xarici elektrik sahəsi ilə deyil, həm də katod ətrafında yaranmış elektron buludununun yaratdığı sahə ilə təyin olunur. Sonuncu, yəni elektron buludunun yaratdığı sahə, elektronların anoda doğru hərəkətini əngəlləyir. Bu səbəbdən də elektrovakuum lampasının volt-ampere xarakteristikası (şəkil 3.11) qeyri-xətti olur.

Anod gərginliyinin kifayət qədər böyük qiymətlərində katod ətrafındakı elektron buludu tamamilə sorulur, katodda vühid zaman ərzində emissiya olunan elektronların hamısı anoda çatır və nəticədə anod dövrəsindəki cərəyan öz doyma qiymətini alır.

Elektrovakuum lampasının doyma cərəyanı katodun temperaturundan (T) güclü asılıdır. Bu cərəyanın sıxlığı

$$j_{\text{doyma}} = AT^2 \exp\left(-\frac{eU_k}{kT}\right)$$

İfadəsi ilə təyin olunur. Burada A - sabit, kT - metalın atomlarının öz tarazlıq vəziyyəti ətrafındakı istilik hərəkətinin orta enerjisi, eU_k - elektronların metaldan çıxması üçün lazım olan çıxış işi, k - Bolsman sabiti, e - elektronun yüküdür. Məsələ burasındadır ki, metaldan elektron çıxdıqda

(emissiya baş verdikdə) metal müsbət yüklənir və metal-vakuum sərhəddində elektronların metaldan _____ çıxmasını əngəlləyən və çıxmış az sayda elektronları _____ yaxınlığında saxlayan U_k - potensial sıçrayışı yaradır. Məhz bu potensial sıçrayışını dəf etmək üçün çıxış işi adlanan iş qədər bir iş görülməlidir. Təmiz metallardan elektronun çıxış işi bir neçə elektron-volt ($1eV = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{Coul}$) təşkil edir.

Oksidlərdə çıxış işi təmiz metallardakından əhəmiyyətli dərəcədə kiçikdir. Buna görə də elektrovakuum cihazlarında katodların üzərinin oksid təbəqəsi ilə örtülməsi termoelektron emissiyasını asanlaşdırır və katodun qızdırılmasına sərf olunan enerjini kiçildir.

Şəkil 3.9-da təsvir olunmuş sxemdəki vakuum lampası, (iki elektrodlu lampa) çox vacib bir texniki məsələni həll etməyə, daha doğrusu, lampaya dəyişən gərginlik tətbiq edildikdə, işlədicidə zamana görə sabit olan gərginlik almaq imkan verir. Belə sxemlər dəyişən cərəyanı sabit cərəyanə çevirdikdə dielektrik, radiosiqnalın faydalı hissəsini ayırdıqda isə – detektor sxemi adlanır.

Şəkil 3.12-də düzləndiricinin sxemi təsvir olunub. Ğurada transformatorun sarğısının bir yarısından lampaya kosinus qanununa tabe olan dəyişən gərginlik tətbiq olunur. Lampa üzərindəki gərginlik düşürsə heç olmasa öhz işrəsinə görə sabit qalan yük müqaviməti R (yük, işlədici) qoşulub. Köməkçi 3.18 şəklində isə volt-ampere xarakteristika $i_a = f(U_a)$ ilə birlikdə, aşağıdakı sol tərəfdə qidalandırıcı gərginliyin zamandan asılılığı $U_1 = \varphi(t)$, sağ tərəfdə isə cərəyanın (və ya uyğun olaraq yükdəki gərginlik düşgüsünün U_R) zamandan asılılığı $i_a \varphi(t)$ təsvir olunub. Sonuncu asılılıq qrafiki yolla iki əvvəlki qrafikdən təyin olunub. Yükdə cərəyan U_a - gərginliyini yalnız o yarımpériodunda yaranır ki, həmin yarımpériodda anod gərginliyi katoda nəzərən müsbət olsun.

Bu sxemdə cərəyanın fasilələrini ikinci bir lampa (şəkil 3.10-da 2) tətbiq etməklə aradan qaldırmaq olar. Həmin lampa məhz birinci lampa «bağlı» olduqda işləməlidir. Bu halda yükdən pulsasiya edən cərəyan axır (şəkil 3.14)

və həmin pulsasiyanı düzləndirmək (hamarlamaq) üçün xüsusi filtrlərdən istifadə olunur.

Baxılan iki elektrodlu, yəni anod və katoddan ibarət olan elektrovakuum lampasına əlavə elektrodlar daxil etməklə daha mürəkkəb quruluşlu və geniş praktiki tətbiq imkanlarına malik elektrovakuum lampaları: vakuum triodu, pentod və s. düzəltmək olar.

§ 3.5. Yarımkəçiricilər. Yarımkəçiricilərin elektrik keçiriciliyi

Elektrik xassələri baxımından metal, dielektrik, qaz və mayelərlə yanaşı əsasən bərk cisim halında olan (maye yarımkəçiricilər də var) yarımkəçirici materiallar da geniş tətbiq və tədqiq olunur.

Yarımkəçirici materiallar eyni şəraitdə öz xüsusi ielektrik keçiriciliyinin qiymətinə görə metallarla dielektriklərin aralığında yer tutur – yəni yarımkəçiricilərin elektrik keçiriciliyi dielektriklərininkindən çox böyük, metallarınkindən isə kiçikdir. Ancaq yarımkəçiricilərin başlıca fərqləndirici xüsusiyyəti heç də bu deyil. Yarımkəçiricilərin digər maddələrdən əsas fərqlənirici xüsusiyyətləri aşağıdakılardır:

1. Yarımkəçiricilərin elektrik keçiriciliyi temperaturun yüksəlməsi ilə metallardan fərqli olaraq artır və bu asılılıq çox güclüdür, daha doğrusu, eksponensial qanuna tabedir: $\gamma = \gamma_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon_g}{kT}\right)$. Burada ε_g - baxılan yarımkəçirici materialın qadağan olunmuş zonasının eni adlanır və hər bir materialın yalnız özünə xas olan bir fundamental parametridir;

2. Yarımkəçiricinin fiziki xassələri ən başlıcası isə elektrik keçiriciliyi, ona daxil edilən kənar element atomlarından güclü asılıdır. Aşqar adlanan bu materialın miqdarı $10^{-6} at. \%$ olduqda belə, yarımkəçiricinin elektrik xassələrinə güclü təsir göstərir. Digər maddələrdə bu miqdar bir neçə faiz olduqda da güclü bir təsir hiss olunmur.

3. Yarımkəçiricilərin elektrik keçiriciliyi işığın təsirindən əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır və onlarda fotoelektrik (daxili fotoeffekt) hadisəsi müşahidə olunur.

4. Yarımkəçiricinin fiziki xassələri radioaktiv şüalanmanın, güclü elektrik sahəsinin, mexaniki deformasiyanın, maqnit sahəsinin təsirindən əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır.

Yarımkəçiricilərin digər materiallarla müqayisədə belə əlahiddə fiziki xassələrə malik olması, onların əsasında çox maraqlı və geniş praktiki tətbiq imkanlarına cihazlar düzəltməyə imkan verir. Bu isə öz növbəində yarımkəçiricilərin fiziki xassələrinin, xüsusilə də, elektrik xassələrinin tədqiqinə olan marağı günü-gündən artırır.

Təbiətdə yarımkəçirici materiallar çoxdur. Süni olaraq da çox sayda mürəkkəb tərkibli yarımkəçiricilər alınıb.

Yarımkəçiricilərin ən vacib nümayəndələri Mendeleyev cədvəlinin dördüncü qrup elementləri olan germanium (*Ge*) və silisiumdur (*Si*). Hər iki kimyəvi elementin atomunun xarici elektron təbəqəsində dörd elektron var.

Ümumi halda germanium yarımkəçiricisinə baxaq. Bu yarımkəçiricinin kristal qəfəsi dörd qonşu atomla əhatə olunmuş atomlardan ibarətdir və həmin qonşu atomların hər biri bu atomla iki elektronlu (kovalent) rabitədədir. Beləliklə, əgər germaniumun kristal qəfəsi ideal olsaydı, onun elektrik keçiriciliyi sıfıra bərabər olardı, çünki _____hər atomun xarici elektron təbəqəsi tam doymuş vəziyyətdə olardı. Şəkil 3.13-də germanium kristalının quruluşu sxematik göstərilmişdir. Burada hər kristal qəfəsin atomunun adətən bir elektron itirdiyi metaldan fərqli olaraq sərbəst elektronlar yoxdur. Bu baxımdan yarımkəçirici ixtiyari bir dielektriklə həmmənşəlidir. Bununla bəgələ onların (yarımkəçirici ilə dielektrikin) arasında həm də əsaslı, ciddi bir fərq də var. Bu fərq ondan ibarətdir ki, yarımkəçiricinin atomları arasında əlaqəni qırmaq, yəni elektronu sərbəstləşdirmək üçün lazım olan $\Delta\varepsilon_g$ enerjisinin qiyməti dielektrikindən əhəmiyyətli dərəcədə kiçikdir. Buna görə də xarici təsirlər (məsələn, istilik, işıq, güclü elektrik sahəsi və s.) yarımkəçiricidə bəzi elektronlar asanlıqla atomdan aparıb onları sərbəstləşdirə bilər. Məsələn, germaniumu ($\Delta\varepsilon_1 = 0,65\text{eV}$) qızdırdıqda atomlar arasındakı əlaqələrdən biri _____ (şəkil 3.15) və uyğun elektron sərbəstləşə bilər.

Otaq temperaturunda ($T = 300\text{K}$) kristal qəfəs atomlarının tarazlıq

vəziyyəti ətrafındakı istilik hərəkəti (kT) hesabına germaniumda 1 m^3 -da atomlar arasında $\sim 10^{19}$ əlaqə qırılır və elə bu sayda da sərbəst elektron yaranır. Əgər germaniuma xarici elektrik sahəsi ilə təsir edilsə, onda həmin bu elektronlar yarımkeçiricidə elektrik keçiriciliyi yaradar. Termik generasiya olunmuş elektronlardan bir hissəsi zaman keçdikcə yenidən «qırılmış» əlaqəli atomların, yəni mənfi yüklü elektronları özünə doğru çəkən müsbət yüklü ionların üzərinə düşər, yəni rekombinasiya edər. Eyni zamanda da qəfəsin istilik rəqləsrəi hesabına yeni sərbəst elektronlar əmələ gəlir. Buna görə də sabit temperaturda sərbəst elektronların konsenstrasiyası sabit qalar. Məsələ burasındadır ki, pozulmuş əlaqələr yalnız çox da böyük miqdarda olmayan sərbəst elektronlar hesabına deyil, qonşu atomlardakı bağlı elektronların keçməsi hesabına da bərpa oluna bilər. Bu zaman kristalın həmin yerində müsbət yük yaradan pozulmuş əlaqə elektronun hərəkət etdiyi istiqamətin əksinə istiqamətdə hərəkət edəcək. Həmin bu müsbət yüklü hərəkət edən yeri «deşik» adlandırırlar. O, sanki elektronu çıxıb getmiş və onun yerində gəlmiş mütəhərrik və yükü əks işarə ilə elektronun yükünə bərabər olan bir yüklü hissəcikdir. Yarımkeçiricidə elektrik sahəsi yaratdıqdadeşik elektrik sahəsində elektronun hərəkətinin əksinə olan istiqamətdə, yəni elektrik qüvvə xətləri istiqamətində hərəkət edər və bu yarımkeçiricinin xüsusi elektrik keçiriciliyini artırır. Nəticədə yarımkeçiricinin xüsusi elektrik keçiriciliyi

$$\gamma = e_- n_- \mu_- + e_+ n_+ \mu_+$$

Olar. Belə bir «məxsusi» elektron-deşik keçiriciliyi halındadeşiklərin n_+ konsentrasiyası elektronların n_- konsentrasiyasına bərabər olar. Onların yükləri də (e_+ və e_-) mütləq qiymətə bərabərdir, yüyürüklükləri isə (μ_+ və μ_-) baxmayaraq ki, hər birdeşiyin hərəkəti əslində özünü çoxlu elektronların «estafet» hərəkəti kimi təcəssüm edir, təqribən yaxındır. Əksər hallardadeşiklərin yüyürüklüyü elektronlarınkından əhəmiyyətli dərəcədə kiçik olar. Buna görə də ilk yaxınlaşmada belə hesab etmək olar ki, yarımkeçiricinin məxsusi xüsusi elektrik keçiriciliyi elektron keçiriciliyindən iki dəfəyə qədər böyük olmalıdır.

Yarımkəçiricilərdə sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası temperaturdan asılı olaraq

$$n \sim \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_g}{kT}\right)$$

Qanunu ilə artır. Sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası artdıqca yarımkəçiricinin xüsusi elektrik keçiriciliyi də artır. Buna baxmayaraq, otaq temperaturunda yarımkəçiricilərin xüsusi elektrik keçiriciliyi metallarınkı ilə müqayisədə əhəmiyyətli dərəcədə kiçikdir.

Əgər kristala aşqar daxil edilsə ondakı sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası artar. Doğrudan da, fərz edək ki, dördüncü qrup elementi olan germanium (Ge) kristalının düyünlərindən birində Ge atomu əvəzinə beşinci qrup elementi olan bir maddənin, məsələn, fosforun (P) atomu yerləşib. Bu halda fosfor atomu təbəqəsinin elektronlarından biri artıq olacaq. Həmin bu elektron elektrik keçiriciliyində iştirak edər.

Yarımkəçiricilərin dielektrik nüfuzluğu (ε) böyük olduğundan, məsələn, germaniumda $\varepsilon = 16$, belə elektronun P atomu nüvəsinə Kulon cazibə qüvvəsi böyük olmur və elektronun öz atomu ilə əlaqəsini qırması, yaxud da aşqar atomunu ionlaşması üçün lazım olan enerjinin ($\Delta\varepsilon_a$) qiyməti, $\Delta\varepsilon_g$ -nin qiymətindən çox-çox kiçik olar. Məsələn, $\varepsilon_g = 0.65 \text{ eV}$ olan germanium kristalında P aşqar atomlarının ionlaşma enerjisi $\sim 0.01 \text{ eV}$ -dur. Buna görə də fosforla aşqarlanmış germanium kristalının artıq otaq temperaturunda bütün aşqar atomları ionlaşmış olur. İki tip aşqar atomu var. Birinci qrup aşqar atomlarının xarici elektron təbəqəsindəki elektronların sayı yarımkəçiricinin atomlarının xarici təbəqəsindəkindən çox olarsa, belə aşqar atomları donor adlanır. Əksinə, yəni aşqar atomlarının xarici elektron təbəqəsindəki elektronların sayı yarımkəçiricinin atomundakından kiçik olarsa, belə aşqar akseptor adlanır. Məsələn, germanium kristallarına Mendeleev cədvəlinin üçüncü qrupundan olan bir (B) aşqarları daxil etsək, akseptor aşqarı adlanan bu atomun əlaqələrindən biri dolmaz və həmin çatışmayan əlaqə özünü deşik kimi aparar. Qonşu atomların elektronları başqa yerdə deşik əmələ gətirməklə bu əlaqəni doldura bilər. Yarımkəçiriciyə xarici elektrik sahəsi təsir etdikdə

«sərbəst» dəşiklərin müsbət yüklərinin keçiriciliyinə uyğun cərəyanı yaranır. Donor aşqarlarının hesabına yaranan keçiriciliyi n -tip (latınca neqativus, yəni mənfi sütunun baş hərfi), akseptor aşqarlarının yaratdığı keçiricilik isə p -tip (latında müsbət sözünün, yəni pozitiv – baş hərfi) keçiricilik adlanır. Bəzən bu keçiricilik tipləri uyğun olaraq donor və aşqar keçiriciliyi də adlandırılır.

Aşqar keçiricilik halında, məxsusi keçiricilik halındakından fərqlənərək olaraq sərbəst elektronların və sərbəst dəşiklərin konsentrasiyaları bir-birinə bərabər olmur. Bir tip aşqar atomları konsentrasiyasının kifayət qədər böyük qiymətlərində yaranan aşqar keçiricilik məxsusi keçiricilikdən əhəmiyyətli dərəcədə böyük olar və bu keçiricilik ya elektronlarla, ya da dəşiklərlə yaradılır. Əksər yarımkeçirici cihazlarda məhz aşqar keçiriciliyinə istifadə olunur.

İki müxtəlif yarımkeçiricinin və ya yarımkeçirici ilə metalın sərhəddində mühitin praktiki əhəmiyyətə malik olan fiziki proseslər baş verir. Əgər p - və n -tip keçiriciliyə malik iki eyni materialdan olan yarımkeçiricinin kontaktına baxsaq, kontakt _____ oblastda elektronlar n -tip yarımkeçiricidən p -tipə keçər. Nəticədə keçid sərhəddində n -tip yarımkeçiricidən p -yə doğru yönəlmiş \vec{E} intensivlikli bir elektrik sahəsi və uyğun $\Delta\varphi_k$ potensial sıçrayışı yaranar (şəkil 3.14). Bu sahə sərbəst elektron və dəşiklərin sonrakı birtərəfli diffuziyasına əngəl törədir. Nəhayət dinamik bir tarazlıq hala qərarlaşar.

İki yarımkeçiricini belə kontaktı p - n keçid adlanır və bu keçid birqismətli elektrik (xəryan) keçiriciliyi xassəsinə malik olur. Əgər p - n keçidə müsbət qütbü p - hissəyə qoşulmaqla xarici gərginlik tətbiq etsək, onda p - n keçidə potensial çəpəri kiçilər, nəticədə n - hissədən p - hissəyə elektronların və əksinə, yəni p - hissədən n - hissəyə dəşiklərin keçməsi prosesi asanlaşar. Bu halda p - n keçid kiçik müqavimətə malik olar. Əksinə istiqamətdə, yəni xarici gərginliyin müsbət qütbü p - n keçidin n - hissəsinə qoşulduqda onun potensial çəpərinin hünlülüyü daha da böyüyər, yəni xarici gərginlik keçiddən həm elektronların, həm də dəşiklərin keçməsinə əngəl yaradır. Bu halda p - n keçid «bağlı», yəni böyük müqavimətə malik olar.

Şəkil müəyyənləşdirmişdir ki, ideal halda p - n keçidin volt-ampere

xarakteristikası:

$$i = i_0 \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right)$$

Qanunu ilə ifadə olunur. Burada e - elektronun yükü, U - keçidə tətbiq olunan xarici gərginlik, k - Bolsman sabiti, T - temperatur, i_0 - isə yalnız kontakta gətirilən materiallara xas olan parametrlərdən, temperaturdan asılı olub, xarici gərginlikdən asılı olmayan cərəyan adlanan kəmiyyətdir.

Düzünə istiqamətdə (p-n keçid açıq olduqda) xarici gərginlik $U > 0$ və $\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \gg 1$. Ona görə də bu istiqamətdə

$$i = i_0 e^{\frac{eU}{kT}}$$

Yəni, p-n keçiddən axan cərəyan gərginlikdən asılı olaraq eksponensial qanunla artar. Əksinə istiqamətdə, yəni $U < 0$ olduqda isə

$$i = i_0$$

Daha doğrusu, p-n keçidin əksinə cərəyanı gərginlikdən asılı deyil və onun doyma cərəyanı bərabərdir.

Şəkil 3.17-də belə ideal p-n keçidin volt-ampere xarakteristikası təsvir olunub. Şəkildən göründüyü kimi, p-n keçidin volt-ampere xarakteristikası qeyri-xətti olmaqla yanaşı, həm də kəskin qeyri-simmetrikdir. Sonuncu xəssə p-n keçiddən dəyişən cərəyanı dəyişdirmək üçün istifadə etməyi imkan verir.

Yarımkəçiricilərin fiziki xassələrinin temperaturdan, işığın təsirindən, deformasiyadan, maqnit sahəsindən güclü asılı olması isə, bu materiallar əsasında temperatur, işıq, deformasiya, maqnit sahəsi qeydediciləri və ölçü cihazları düzəltməyə imkan verir.

IV FƏSİL

ELEKTROMAQNƏTİZM

§ 4.1. Amper qanunu. Maqnit sahəsinin induksiyası

Sabit maqnitlər və onların bir-biri ilə, eləcə də dəmir ilə qarşılıqlı təsiri çox qədim vaxtlardan məlum idi. Buna baxmayaraq, yalnız 1820-ci ildə Norveç fiziki H. Ersted müşahidə etmişdir ki, düzxətli cərəyan maqnit əqrəbi ilə qarşılıqlı təsirdə olur və bu zaman sonuncu (yəni maqnit əqrəbi) cərəyan ocağına perpendikulyar və onunla eyni müstəvi üzərində yönəlir.

1820-1823-cü illərdə isə fransız fiziki A. Amper Erstedin müşahidələrini daha da inkişaf etdirərək və dəqiqləşdirərək tapdı ki, elektrik cərəyanları təkcə sabit maqnitə deyil, həm də biri-birinə qarşılıqlı təsir göstərir. Bu sonuncu nəticə daha çox vacib bir nəticə idi.

Cərəyanların maqnit qarşılıqlı təsirinin ümumi xarakteri aşağıdakı kimi bir ümumiləşdirici təcrübədə daha aydın təzahür edir. Fərz edək ki, şəkil 4.1-də təsvir olunduğu kimi, hərəkətsiz K_1 dolağının yanında (yaxınlığında) mütəhərrik bir K_2 dolağı yerləşdirilib. Hər iki dolaqdan cərəyan buraxdıqda dolaqlardakı cərəyanların istiqamətindən asılı olaraq ikincisi ya birincinin üzərinə _____ ona doğru cəzb olunur (dartılır), yaxud da eyni zamanda 180° fırlanmaqla əvvəlcə birincidən itələnir və yalnız sonra ona (yəni hərəkətsiz olan birinci dolağa) doğru cəzb olunur. Əgər birinci dolağın boşluğunu polad içliklə doldursaq, onda həmin dolaqlar arasındakı bu qarşılıqlı təsir daha da güclənir.

Belə bir mürəkkəb mənzərəni ayrı-ayrı hissələr şəklində tədqiq etmək olar. Sonrakı şəkillərdə cərəyanlı naqıl şəkil müstəvisinə perpendikulyar olub, şəkildən bizə doğru yönəldikdə naqilin kəşiyində nöqtə, bizdən şəkə doğru yönəldikdə isə naqilin kəşiyində «+» işarəsi qoyulacağını şərtləşək. Belə rəmlər elektrik və maqnit sahəsi intensivliyi və induksiya xətlərini işarə etdikdə də istifadə olunacaq.

Əvvəlcə paralel cərəyanların qarşılıqlı təsirinin öyrənilməsindən bahlayaq. Naqilləridən birini bərkidək, digərini isə ondan müəyyən R -

məsafədə yerləşdirək. Həmin naqillərdən elektrik cərəyanı buraxdıqda cərəyanların istiqaməti eyni olduqda naqillərin bir-birini cəzb, cərəyanların istiqaməti əks olduqda isə dəf etdikləri müşahidə olunur. Həm də qarşılıqlı təsir qüvvələrin cərəyanların qiymət ilə mütənasib olaraq artar və R - məsafəsi böyüdükcə isə – kiçilər. Əgər cərəyanlardan birini mərkəzi ikinci cərəyanın oxu üzərində olmaqla çevrə boyunca hərəkət etdirsək, onda bu iki cərəyan arandakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi modulca sabit qalar. Sonralar, əgər xüsusi bir qeyd olmasa, onda həmişə cərəyanlı naqilləri biz sonsuz nazik qəbul edəcəyik (xətti cərəyanlar).

Cərəyanla eyni zamanda, həm də ondan ayrılmadan onu əhatə edən mühitdə maqnit sahəsi (cərəyanın maşnit sahəsi) mövcuddur. Hər hansı cərəyanla maqnit sahəsində (\vec{B}) başqa bir i_1 cərəyanı yerləşsə, həmin bu i_1 cərəyanına müəyyən qüvvə təsir edər. Maqnit sahəsinin hər nöqtəsindəki qüvvə təsirini xarakterizə edən kəmiyyət, maqnit sahəsinin həmin nöqtədəki induksiyası (\vec{B}) adlanır. Maqnit sahəsinin (cərəyanların) cərəyanı maqnit təsiri kəmiyyətcə Amper tərəfindən müəyyənləşdirilmiş və Amper qanunu adlanan

$$d\vec{F} = i_1 [d\vec{l} \cdot \vec{B}] \quad (4.1)$$

münasibəti ilə ifadə olunur. Burada $d\vec{F}$ kəmiyyəti $i_1 d\vec{l}$ cərəyan elementinə tsir edən qüvvədir. $i_1 d\vec{l}$ cərəyan elementi ətrafındakı fəzada i cərəyanının maşnit sahəsinə xarakterizə edən \vec{B} induksiyası i cərəyanının qiymətindən və bu cərəyanın axdıbı konturun formasıqdan asılıdır. BC-də uzunluğun, cərəyan şiddətinin və qüvvənin vahidləri artıq məlum olduğundan (seçildiyindən) Amper qanununun (4.1) ifadəsindən maqnit induksiyasının vahidi təyin olunur. Belə ki, $dl = 1m, i = 1A, F = 1N$ və cərəyan elementi ($d\vec{l}$) maqnit sahəsi induksiyasına \vec{B} perpendikulyar olduqda ($d\vec{l} \perp \vec{B}$) maqnit sahəsi vahid induksiyaya malik olar, yəni $B = 1N / A \cdot m$. Maqnit sahəsi induksiyasının vahidi tesladır (Tl).

Qeyd etmək lazımdır ki, $1Tl$ çox böyük induksiyadır. Çox güclü elektromaqnitlər $10Tl$ tərtiöində induksiya maqnit sazəsi yaradır. Kiçik, daha

doğrusu, bir neçə kub santimetrlik həcmlərdə, qısa müddətlər ərzində (saniyənin yüzə bir hissəsi qədər zaman müddətləri ərzində) mövcud ola bilən induksiyası $10^3 T$ -ya qədər çata bilən maqnit sahələri yaratmaq olar.

i cərəyanının verilmiş istiqamətində \vec{B} induksiya vektoru i_1 cərəyanının hərəkət etdirildiyi çevrənin toxunanı boyunca saat əqrəbinin hərəkəti istiqamətində yönəlir.

Bu nəticə sadə «burğu qadaysı»nı müəyyənləşdirməyə imkan verir. Həmin qaydaya görə əgər burğunun dəstəyinin sağ qolunu elə istiqamətdə fırlatsaq ki, onun burğusu cərəyan istiqamətində irəliləsin, həmin cərəyanın maqnit sahəsinin induksiyası burğu dəstəsinin fırlanması istiqamətində yönəlir. Dairəvi cərəyan qapalı kontur halında isə burğunun dəstəyini cərəyanın istiqamətində fırlatdıqda, onun burğusunun irəliləmə istiqaməti konturun daxilində maqnit sahəsi induksiyasının istiqamətini göstərir.

Amper qanununu yadda saxlamaq üçün «sol əl qaydası»nı da bilmək faydalıdır. Belə ki, sol əlinizin ilk üç barmağını bir-birinə perpendikulyar vəziyyətdə tutsaq, onda əlifba sırasına uyğun olaraq: baş barmaq qüvvənin (məftili hərəkətə gətirən səbəbi), ikinci «barmaq» - induksiyanın (sahənin), orta barmaq isə – cərəyan (daha doğrusu cərəyan sıxlığının) istiqamətini göstərir. Təcrübələr göstərir ki, cərəyanlı naqilin yaxınlığında yerləşdirilmiş mütəhərrik maqnit əqrəbi həmişə həmin cərəyanlı maqnit sahəsinin induksiyası istiqamətində yönəlir. Buna görə də belə maqnit əqrəbindən lazım gəldikdə verilmiş hər hansı nöqtədə maqnit induksiyasının istiqamətini təyin etmək üçün istifadə etmək olar.

Maqnit sahəsinin induksiyasının qiyməti, həmin sahənin mövcud olduğu mühitdən asılıdır.

Maqnit sahəsi induksiyası xətlərinin qapalı olması heç də təsadüfi olmayıb, onların ən mühüm və bütün hallarda, yəni bircins və qeyri-bircins mühitlərdə zamana görə sabit və dəyişən maqnit sahələrində öz gücündə qalan xüsusiyyətlərindəndir.

§ 4.2. Cərəyanlı kontur maqnit sahəsində

Cərəyanlı müstəvi konturun xarici bircins ($\vec{B} = const$) maqnit sahəsində özünü necə aparacağına baxaq. Fərz edək ki, əvvəlcə kontur maqnit induksiya xətlərinin müstəvisində yerləşib (şəkil 4.2).

Həmin konturun dh hündürlüklü hissələpə bölək və onlardan birinə baxaq. $d\vec{l}_1$ elementinə şəklin arxasına doğru yönəlmiş Amper qüvvəsi tsir edər və bu qüvvənin qiyməti:

$$\begin{aligned} d\vec{F}_1 &= i[d\vec{l}_1, \vec{B}]; & dF_1 &= idl_1, & B\sin\alpha_1 &= iBdh \\ d\vec{F}_2 &= i[d\vec{l}_2, \vec{B}]; & dF_2 &= idl_2, & B\sin\alpha_2 &= iBdh \end{aligned}$$

Bu qüvvələrin hər ikisi modulca bərabər, lakin antiparaleldirlər. Onlar fırlanma momenti yaradan cüt qüvvələr əmələ gətirir:

$$dM = iBdh \cdot Q = iBdS \quad (4.2)$$

Burada dS - müstəvinin sahəsidir. Bu nəticə digər elementar müstəvilər üçün də doğrudur.

Cərəyanlı kontura təsir göstərən yekun fırladıcı moment

$$M = \int iBdS = iBS \quad (4.3)$$

Burada S - konturun əhatə etdiyi sahədir. Diqəti cəlb edən xüsusiyyət ondan ibarətdir ki, alınmış nəticə konturun forssından asılı deyil.

Beləliklə, cərəyanlı kontur bircins maqnit sahəsində fırladıcı qüvvə momentinin təsirinə məruz qalır və kənar maneələr olmadıqda dönür, lakin irəliləmə təcilinə məruz qalmır.

Bəzi məqsədlər üçün cərəyanlı konturun

$$\vec{P}_m = i\vec{S} \quad (4.4)$$

ifadəsi ilə təyin olunan maqnit momenti anlayışını daxil etmək faydalıdır. Burada $\vec{S} = S \cdot \vec{n}$, sonuncu ifadəyə daxil olan \vec{n} isə – cərəyanlı kontaktın daxilindəki məxsus maqnit sahəsinin induksiya xətləri ilə istiqamətcə üst-üstə düşən və kontaktın müstəvisinə normal olan vektordur. Xüsusi halda, bir dairəvi cərəyanın \vec{P}_m maqnit momentini bir qayda olaraq çevrənin mərkəzinə tətbiq olunmuş hesab edirlər. Bu zaman:

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \vec{B}] \quad (4.5)$$

cərəyanlı kontur xarici maqnit sahəsində elə fırlanır ki, onun daxiliində xarici

maqnit sahəsinin \vec{B} induksiyası konturun özünün məxsusi maqnit sahəsinin induksiyasına paralel olsun. Bu hal, dayanıqlı tarazlıq halı sayılır. Tarazlıq halında konturun onu qoparmağa (dağıtmağa) çalışan Amper qüvvəsi təsir edir.

Real maqnit sahələri adətən qeyri-bircins olur. Belə sahələrdə yerləşən cərəyanlı konturlar öz məxsusi müstəvisi boyunca dartılmaqla yanaşı, həm də xarici maqnit sahəsinin daha güclü olduğu yerə hərəkət edər.

§ 4.3. Amper qüvvəsinin işi. Maqnit seli.

Cərəyanlı naqıl Amper qüvvəsinin təsiri altında yerini dəyişdikdə (hərəkət etdikdə) müəyyən miqdarda iş görülmüş olur. Həmin işin miqdarını xüsusi bir sadə hal üçün hesablayaq. Deyək ki, cərəyan konturu şəkil 4.3-də təsvir olunduğu kimi, ε - $\varepsilon H \cdot Q$ mənbəyindən, iki paralel relsdən və bu relslərin üzərində sərbəst hərəkət edə bilən h - uzunluqlu bir düz xətlə naqıldən təşkil olunub. Eyni zamanda fərz edək ki, həmin konturu kəsən xarici maqnit sahəsinin induksiya xətləri şəkil müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə yönəlib və sahə bircinsdir ($\vec{B} = const$). Cərəyan isə sabit i - qiymətinə malikdir. Bu halda yaranan

$$\vec{F} = i [\vec{h}\vec{B}]$$

Amper qüvvəsi h - uzunluqlu naqili sağa doğru müəyyən bir dl qədər yerdəyişməyə məcbur edər. Bu qüvvənin həmin yerdəyişmə zamanı gördüyü elementar iş

$$dA = \vec{F} \cdot d\vec{l} = i B dl \cdot h = i B dS.$$

Elementar dS - sahəsindən maqnit seli (maqnit induksiya vektorları seli) anlayışı daxil edək:

$$d\Phi = \vec{B} \cdot d\vec{S}. \quad (4.6)$$

Onda Amper qüvvəsinin gördüyü elementar işi – konturdan axan cərəyan şiddəti ilə həmin konturdan keçən maqnit selinin dəyişməsinin hasili kimi ifadə etmək olar:

Əgər naqilin yerdəyişməsi sonludursa, onda görülən iş:

$$A = i \int \bar{B} d\bar{S} = i \Delta \Phi \quad (4.7)$$

olar. Sonuncu (4.7) ifadəsinə əsasən maqnit selinin ölçü vahidini təyin etmək olar. Belə ki, $B = 1T$, $S = 1m^2$ və maqnit induksiya vektoru S - səthinə perpendikulyar olduqda $d\Phi = 1T \cdot 1m^2$ olar. Maqnit selinin bu vahidi veber (Vb) adlanır.

$$1Vb = 1T \cdot m^2 = 1 \frac{Coul}{A} = 1V \cdot s$$

§ 4.4. Maqnit induksiyanın burulğanlı xarakteri. Bio-Savar-Laplas qanunu

Maqnit induksiya xətləri qapalıdır və cərəyanın maqnit sahəsi ilə qarşılıqlı təsiri (uyğun olaraq, həm də induksiya) maqnit sahəsinin mövcud olduğu mühitdən asılıdır.

Maqnit induksiya xətlərinin qapalı olması, yaxud da onların hər iki ucunun susuzluğa getməsi onların (maqnit induksiya xətlərinin) ən mühüm xassəsidir və bu xassə maqnit sahəsinin potensial elektrik sahəsindən kəskin fərqlənməsinə gətirir.

Maqnit sahəsinə adətən burulğanlı sahə adlandırırlar və bu termin vasitəsi ilə maqnit induksiya xətlərinin qapalılığını vurğulayırlar. Bu qapalılıq nəticəsində maqnit induksiya vektorunun sirkulyasiyası sıfırdan fərqlənə bilər: bunun üçün sirkulyasiyanın hesablandığı konturun maqnit induksiya xətlərindən biri ilə üst-üstə düşməsi kifayətdir. Buna görə də elektrostatik sahədən fərqli olaraq, maqnit sahəsinə hər bir nöqtədə potensialın verilmiş qiyməti ilə birqiymətli xarakterizə etmək olmaz.

Məhz maqnit induksiya xətlərinin qapalı olmasının nəticəsi olaraq istənilən qapalı səthdən keçən maqnit seli sıfıra bərabərdir:

$$\Phi = \int_S \bar{B} d\bar{S} = \int_S B dS \equiv 0 \quad (4.8)$$

Bu nəticə göstərir ki, təbiətdə maqnit yükləri yoxdur.

Elektromaqnetizmin ən başlıca məsələlərindən biri cərəyan veriodikdə onun yaratdığı maqnit sahəsinə hesablamaqdır. Bu məsələ Amper, Bio və

Savarın təcrübi nəticələrinə əsaslanmaqla ilk dəfə P.Laplas tərəfindən həll edilib. Həmin alimlər müəyyənləşdiriblər ki, bircins sonsuz mühitdə müəyyən makroskopik i - cərəyanı ilə bağlı olan \vec{B} - maqnit induksiya, həmin mühitdə $i d\vec{l}$ cərəyan elementləri tərəfindən yaradılan $d\vec{B}$ elementar induksiyaların vektorial cəminə bərabərdir. Vəziyyəti R - radius vektoru ilə xarakterizə olunan A - nöqtəsində (şəkil 4.4) elementar induksiya Bio-Savar-Laplas qanunu ilə təyin olunur:

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} i \frac{[d\vec{l} \vec{R}]}{R^3} \quad (4.9)$$

Tam induksiya qapalı konturun bütün elementləri üzrə (4.9) ifadəsini toplamaqla alınır:

$$\vec{B} = \int d\vec{B} = \oint \frac{\mu\mu_0}{4\pi} i \frac{[d\vec{l} \vec{R}]}{R^3} \quad (4.10)$$

Buradakı ölçü vahidsiz μ - kəmiyyəti nisbi maqnit nüfuzluğu adlanır. Vakuum üçün $\mu = 1$. Ölçü vahidinə malik μ_0 - kəmiyyəti isə vakuumun maqnit sabiti adlanır. Bu kəmiyyət:

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Tl} \cdot \text{m} / \text{A} \quad (4.11)$$

qiymətinə malikdir. μ_0 - kəmiyyətinin praktiki məqsədlər üçün daha əlverişli ola adı sonralar veriləcək.

Bio-Savar-Laplas qanununun tətbiqinin bəzi nümunələrinə baxaq:

1. Qiyməti i , radiusu R - olan dairəvi cərəyanın mərkəzində induksiya. Burada bütün $d\vec{l}$ elementləri R_0 -a perpendikulyardır və bütün $d\vec{B}$ elementar toplananları bir-birinə paraleldir. Buna görə də:

$$B = \mu\mu_0 \frac{i}{4\pi R_0^2} \int_0^{2\pi R_0} dl = \mu\mu_0 \frac{i}{2R_0} = \mu\mu_0 \frac{P_m}{2\pi R_0^2} \quad (4.12)$$

2. R radiuslu i - dairəvi cərəyanın oxu üzərində induksiya. Bu halda _____ əks $d\vec{l}_i$ elementi simmetrik yerləşmiş $d\vec{B}$ elementar induksiyalar yaradır (şəkil 4.5). Belə ki, onların vektorial cəmi cərəyanın oxu boyunca yönəlib. Onun modulu:

$$dB = 2dB_i \sin\alpha = \mu\mu_0 \frac{i}{2\pi} \frac{dl \cdot \sin\alpha}{(R_0^2 + h^2)} = \mu\mu_0 \frac{i}{2\pi} \frac{R dl}{(R_0^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Buna görə də tam induksiya:

$$B = \int_0^{\pi R_0} dB = \mu\mu_0 \frac{P_m}{2\pi} \frac{1}{(R_0^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (4.13)$$

h -in kifayət qədər böyük qiymətlərində induksiya nöqtənin konturun müstəvisinə qədər olan məsafəsinin üçüncü misli ilə mütənasibdir.

3. Düz cərəyanın maqnit sahəsi. Bu zaman şəkil 4.6-dan görüldüyü kimi, bu halda əsas çətinlik bir elementdən digərinə keçdikcə α və \bar{R} -in qiymətlərinin dəyişməsidir (sabit şalmamasıdır). Bütün gəyişəqləri 4 bucağı vasitəsi ilə ifadə edək. $d\vec{B}$ elementar induksiyalar bir-birinə paraleldir və şəkil müstəvisinə perpendikulyardır. Burada $\sin\alpha = \cos\varphi$; $l = R_0 \tan\varphi$; $dl = \frac{R_0 d\varphi}{\cos^2\varphi}$; $R = \frac{R_0}{\cos\varphi}$ olduğundan bu ifadələri (4.12) düsturunda yerinə yazıb, alarıq ki:

$$dB = \int dB_i = \mu\mu_0 \frac{i}{4\pi R_0} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \cos\varphi d\varphi.$$

məftilin uzunluğu sonlu olduqda

$$B = \mu\mu_0 \frac{i}{4\pi R_0} (\sin\varphi_2 - \sin\varphi_1).$$

Əgər məftil (naqıl) qeyri-məhdud (sonsuz) uzun olarsa, onda inteqrallama sərhədləri bərabərləşər $\varphi_1 = -\frac{\pi}{2}$ və $\varphi_2 = \frac{\pi}{2}$. Buna görə də

$$B = \mu\mu_0 \frac{i}{2\pi R_0} \quad (4.14)$$

olur.

4. Dairəvi dolağın oxu üzərində induksiyası. Radiusu R , vahid uzunluqdakı sarğılarının sayı isə n olan dolağın (şəkil 4.7) öz oxu üzərində induksiyası da bu yolla tapılır.

Dolaqdan axan cərəyan i olduqda elementar dairəvi cərəyan $indl$ olar. Bu elementar cərəyanın A - nöqtəsində yaratdığı maqnit induksiyası isə (4.13)-ə uyğun olaraq:

$$dB = \frac{\mu\mu_0 R_0^2}{2 r^3} in dl.$$

Bütün dəyişən kəmiyyətləri φ - bucağı vasitəsi ilə ifadə etdikdə, alarıq ki:

$$r = \frac{R}{\sin\alpha}; l = R_0 \operatorname{ctg}\alpha; dl = -\frac{R d\alpha}{\sin^2\alpha}$$

Buna görə də A - nöqtəsindəki tam induksiya

$$\begin{aligned} dB &= \int dB_i = -\mu\mu_0 \frac{in}{2} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin\alpha d\alpha = \frac{\mu\mu_0}{2} in(\cos\alpha_2 - \cos\alpha_1) = \\ &= \frac{\mu\mu_0}{2} in \left[\frac{l_2}{\sqrt{R^2 + l_2^2}} + \frac{l_1}{\sqrt{R^2 + l_1^2}} \right] \end{aligned}$$

Dolağın orta hissəsində ($l_1 = l_2 = 0.5L$):

$$B_{orta} = \mu\mu_0 in \frac{L}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{R^2 + (0.5L)^2}}.$$

Əgər dolaq uzun və nazik olarsa, onda orta hissədəki induksiyanın ifadəsi çox sadələşər:

$$B_{orta} = \mu\mu_0 in \quad (4.15)$$

Belə dolağın kənarlarında induksiya ikiqat kiçik olur. Bununla belə induksiyanın dəyişməsi yalnız uxlara yaxın hissədə baş verir. Ona görə də təqribi hesablamalarda (4.15) ifadəsini əksər hallarda bütövlükdə dolağın hamısına aid edirlər.

Əksər bircins izotrop mühitlərdə nisbi maqnit nüfuzluğu (μ) vahiddən çox az fərqlənər.

Ferromaqnit mühitlərdə μ böyükdür (on minlərlə) və maqnit induksiyasından çox mürəkkəb şəkildə asılıdır. Bu isə ferromaqnit mühitlərdə maqnit sahəsini hesablamağı çətinləşdirir. Qeyri-izotrop bircins mühitlərdə isə μ - istiqamətdən də asılıdır.

§ 4.5. Maqnit sahəsinin intensivliyi. Tam cərəyan qanunu

Maqnit sahəsinin \vec{B} induksiyası və μ - nisbi maqnit nüfuzluğu ilə xarakterizə olunan hər hansı nöqtəsindəki intensivliyi dedikdə, həmin nöqtənin vektor xarakteristikası olub,

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu\mu_0} \vec{B} \quad (4.16)$$

Şəklində təyin edilən kəmiyyət nəzərdə tutular. Sonuncu ifadədən maqnit sahəsi intensivliyinin amper/metr olduğu alınır. Bu ölçü vahidi xüsusi bir ada malik deyil.

Maqnit sahəsi bircins mühitdə mövcud olduqda, maqnit sahəsinin intensivliyi mühitin maqnit xassələrindən asılı olmur və yalnız sahə ilə bağlı olan cərəyandan, cərəyan konturunun formasından və baxılan nöqtənin sahədəki vəziyyətindən asılı olur.

Bu halda (4.9) və (4.10) ifadələri maqnit sahəsinin intensivliyini də hesablamaq üçün tətbiq edilə bilən, lakin həmin ifadələrin hər iki tərəfini $\mu\mu_0$ -a bölmək lazımdır.

Xüsusi halda sonsuz uzun bircins mühitdə düz cərəyanın maqnit sahəsinə baxmaqda maqnit sahəsi intensivliyinin malik olduğu çox mühüm bir xüsusiyyəti aydınlaşdırmaq.

Fərz edək ki, cərəyan (cərəyan axan düz naqıl) şəkil müstəvisinə perpendikulyardır (şəkil 4.7). Cərəyanı bürüyən və bürüməyən iki kontur üçün intensivlik vektorunun sirkulyasiyasını hesablayaq. Birinci kontur olaraq, mərkəzi cərəyan oxu üzərində olan çevrə götürmək daha əlverişlidir. İntegrallama konturunun intensivlik vektoru istiqamətində hərəkət etməklə gedəcəyik. Onda:

$$\Gamma = \oint \vec{H} d\vec{l} = \oint H_1 dl = H \cdot 2\pi R_2 = i$$

Əgər biz hələ maqnit sahəsinin intensivliyinin (H -in) nəyə bərabər olduğunu bilməsəydik, onu bu yolla tapa bilərdik.

Cərəyanı əhatə etməyən ikinci kontur cərəyan oxu üzərində mərkəzə və bu çevrələrin radiuslarına bərabər radiuslara malik iki çevrədən ibarətdir. Konturlar üzrə intensivlik istiqamətində hərəkət etdikdə, bu hal üçün

$$\Gamma = \vec{H}_1 l_1 - H_2 l_2 = \frac{i}{2\pi R_1} \alpha R_1 - \frac{i}{2\pi R_1} \alpha R_2 = 0$$

alırıq. Bu son iki nəticə ümumi xarakterə malik olub, həm də qeyri-bircins mühit üçün doğru olan fundamental bir qanunu – tam cərəyan qanununu ifadə

edir. Bu qanunu aşağıdakı kimi şərh etmək olar: maqnit sahəsi intensivliyini vektorunun (\vec{H} -in) sirkulyasiyası inteqrallama konturu ilə əhatə olunmuş cərəyanların cəbri cəminə bərabərdir, yəni:

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = \sum i_{burun} \quad (4.17)$$

§ 4.6. Elektrik ölçmə cihazları

Elektromaqnit qarşılıqlı təsiri müxtəlif tip elektrik çökmə cihazlarını düzəltmək üçün istifadə olunur.

1. Maqnitoelektrik cihazları. Bu cihazların iş prinsipi cərəyanlı naqilin sabit maqnitlə qarşılıqlı təsirinə əsaslanır. Bu cihazların əsas hissələri sabit maqnit və onun qütbləri arasında fırlanan çox da böyük olmayan dolaqdan (çərçivədən) ibarətdir. Həmin çərçivə fırlandıqda özünə bağlanmış nazik sapı (çox həssas cihazlarda) və ya yayı (az həssas cihazlarda) dolayır. Həm də çərçivə o həddə qədər (elə bir α - bucağı qədər) fırlanır ki, elektromaqnit qarşılıqlı təsirinin $M \sim iB$ fırladıcı momenti modulca dolanmış sapın (və ya yayın) tormozlayıcı $M_t = -D\varphi$ momentinə bərabər olsun. Bu ifadələrdə B - maqnit induksiyasının, i - cərəyanın, D - fırlanma sabitinin, φ - isə fırlanma bucağının qiymətidir. Bu halda φ - fırlanma bucağı çərçivədən axan cərəyanın şiddəti ilə mütənasib olur:

$$\varphi \sim \frac{B}{D} i$$

Bu cihazlar digər cihazlar üçün əlçatmaz olan çox yüksək (hər bölgüsü $10^9 A$ -ə qədər) həssaslığa malik ola bilər. Buna baxmayaraq həmin cihazlar hərəkət edən sistemin əhəmiyyətli dərəcədə ətalətə malik olması hesabına, dəyişən harmonik cərəyanın periodu ərzində fırladıcı momentin orta qiyməti sıfıra bərabər olar. 2. Elektroaqnit cihazları. Bu cihazların iş prinsipi tərpənməz cərəyanlı dolaqla maqnit materialından olan və yayla əlaqəli mütəhərrik içliyin qarşılıqlı təsirinə əsaslanır. Həmin dolaqdan cərəyan axdıqda içlik dartıcı qüvvə ilə yayın gərilmə qüvvəsi modulca bir-birini tarazlaşdıranaqədər daha güclü maqnit sahəsi olan oblasta doğru dartılır. Sonuncu cərəyan şiddətinin kvadratı (yaxud da dəyişən cərəyan halında cərəyan şiddəti kvadratının orta

qiyməti ilə) ilə mütənasib olduğundan, o, cərəyanın istiqamətindən asılı deyil. Bu səbəbdən də elektromaqnit ölçmə cihazları həm sabit, həm də dəyişən cərəyan dövrlərində eyni uğurla tətbiş olna bilirlər. Onlar quruluşlarına görə də çox sadədirlər və əlavə yüklənməkdən qorxmurlar. Bununla belə, onların həssaslığı çox da yüksək deyil və şkalaları qeyri-bərabər dərəcələndirilib.

3. Elektrodinamik cihazlar. Bu cihazların iş prinsipi cərəyanların qarşılıqlı təsirinə əsaslanır. Onlar tərpənməz və mütəhərrik olan iki dolağa malikdir. _____ kəsiyi tərpənməz dolağın kəsiyinə perpendikulyar olan mütəhərrik dolaq, tərpənməz dolağın içərisində yerləşdirilir. Dolaqlardan cərəyan buraxıldıqda fırlanma momenti əmələ gəlir və mütəhərrik dolaq fırlanaraq özünə bağlanmış və əks fırladıcı moment yaradan yvyı dolayır (burur). Dönmə bucağının qərarlaşmış qiyməti bu iki momentin bərabər olduğu zaman təmin olunur.

Əgər dolaqlar bir-biri ilə ardıcıl qoşularlarsa belə cihazdan ampermetr və ya voltmetr kimi istifadə etmək olar.

Dolaqlardan birini hər hansı R - rezistoru ilə ardıcıl (bu rezistordan dövredəki i cərəyanı axır) ardıcıl, digərini isə həmin rezistora paralel (bu dolaqdakı i_1 cərəyanı R - rezistorundakı gərginliklə mütənasib olar), qoşduqda dolağın φ_0 - dönmə bucağı cərəyanların şiddətinin hasili ilə, yəni R - rezistoru tərəfindən sərf olunan güclə (P) mütənasib olar:

$$\varphi \sim i_1 \cdot i \sim iU \sim P.$$

Belə cihazlar voltmetr adlanır.

§ 4.7. Lorens qüvvəsi və onun təzahürləri.

Çoxsaylı təcrübələr belə bir nəticəyə gəlməyə əsas verir ki, maqnit sahəsinin cəryanlı naqilə təsiri, maqnit sahəsinin naqildə cərəyanı yaradan sərbəst yükdaşıyıcılara, daha doğrusu, hərəkət edən yükdaşıyıcılara təsiri hesabınadır. Maqnit sahəsi cərəyanda iştirak edən yükdaşıyıcılara təsir göstərir, naqi lise məhz bu yükdaşıyıcıların kristall qəfəslə qarşılıqlı təsiri nəticəsində hərəkətə gəlir.

Buna görə də maqnit sahəsi tərəfindən cərəyanlı naqilə göstərilən təsir

qüvvəsini

$$d\vec{F} = i[d\vec{l}\vec{B}],$$

həmin sahənin ayrı-ayrı yükdaşıyıcılara göstərdiyi \vec{f} - təsir qüvvələrinin cəmi şəklində ifadə etmək olar:

$$d\vec{F} = \vec{f} \cdot dN,$$

Burada $dN = n \cdot S \cdot dl$ naqilin $S \cdot dl$ həcmindəki yükdaşıyıcıların sayı, n - sərbəst yükdaşıyıcıların naqildəki konsentrasiyası, S - naqilin en kəsiyinin sahəsidir.

Sərbəst yükdaşıyıcıların nizamlı hərəkətinin orta sürəti \vec{v} və cərəyanın şiddəti i - olduqda

$$i = nevS$$

olur və Amper qüvvəsi

$$d\vec{F} = enS dl[\vec{v}\vec{B}] = e \cdot dN[\vec{v}\vec{B}]$$

şəklini alır, çünki $d\vec{l}$ və \vec{v} vektorları bir-birinə paraleldir.

Beləliklə, maqnit sahəsində hərəkət edən hər bir yükdaşıyıcısına ayrılıqda

$$\vec{f} = e[\vec{v}\vec{B}]$$

qüvvəsi təsir edər.

Bu qüvvə eelktrik və maqnit sahəsi birlikdə mövcud olduqda yükdaşıyıcısına göstərilən tam təsir qüvvəsinin

$$\vec{f}_L = e\vec{E} + e[\vec{v}_1\vec{B}], \quad (4.19)$$

Yəni tam Lorens qüvvəsinin bir hissəsini təşkil edir. (4.19) ifadəsində $e\vec{E}$ intensivliyi \vec{E} olan elektrik sahəsində yükdaşıyıcısına təsir edən qüvvə, \vec{v}_1 - isə yükdaşıyıcısının (4.18) ifadəsində nəzərə alınan və naqilin yerdəyişməsi ilə bağlı olan sürətlərinin cəmindən ibarət olan tam sürətidir.

Lorens qüvvəsinin maqnit toplananı $e[\vec{v}\vec{B}]$ yükdaşıyıcısının hərəkət sürətinə perpendikulyar olduğundan, bu qüvvə yükdaşıyıcısının enerjisini dəyişmir, (daha doğrusu, dəyişə bilməz), yalnız sürətini istiqamətcə dəyişir.

Maqnit sahəsində sərbəst yükdaşıyıcısının hərəkət istiqamətini dəyişməsi müxtəlif cür cihazların düzəldilməsində istifadə olunur. Xüsusi

halda, yüklü hissəciklərin kütləsini təyin etmək üçün işlədilən kütlə spektrometrinin işi məhz Lorens qüvvəsinin tətbiqinə əsaslanır.

Yüklü elementar zərrəciklərin sürətləndiricilərində isə Lorens qüvvəsinin elektrik toplananından istifadə olunur. Yüklü elementar zərrəciklərin sürətləndirilməsi məsələsi atom və nüvə fizikası üçün çox vacib məsələlərdəndir.

V FƏSİL

MAQNİT SAHƏSİNİN ENERJİSİ. ELEKTROMAQNİTLƏR

§ 5.1. Maqnit sahəsi enerjisinin sıxlığı. İnduktivlik

Elektrostatikada aydınlaşdırılmışdır ki, elektrik sahəsi sahədə

$$W_{\varepsilon} = \frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_0 E^2$$

sıxlığı ilə paylanmış enerjiyə malikdir.

Buna görə də maqnit sahəsinin də sahənin bütün həcmi boyunca bərabər sıxlıqla paylanmış enerjiyə malik olduğunu gözləmək (güman etmək) olar.

Xüsusi halda l - uzunluqlu, en kəsiyinin sahəsi isə S olan dolağın içərisi μ maqnit nüfuzluqlu maddə ilə tamamilə doldurulmuş uzun dolaq timsalında maqnit sazəsinin enerjisini tapmaq. Deyək ki, dolaq N sayda sarğıya malikdir və ondan i - cərəyanı axır (cərəyanın şiddəti i -dir). Bu cərəyan

$$H = ni$$

intensivlikli maqnit sahəsi yaradır. Burada

$$n = \frac{N}{l},$$

dolağın vahid uzunluğundakı sayğacların sayıdır.

Bu halda dolaqdan keçən (dolayı kəsən) maqnit seli

$$\Phi = \mu \mu_0 n i s$$

olar.

Cərəyanı $i + di$ qiymətinə qədər artırmaq. Cərəyan bütün sarğılardan axdığından, cərəyanın bu di qədər artırılması, $B = \mu_0 \mu H$ induksiya maqnit sahəsinə diH cərəyanının daxil edilməsinə uyğundur. Bu zaman

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

ifadəsi ilə təyin olunan (dS - maqnit selinin keçdiyi elementar səthin sahəsidir)

$$dA = \Phi N di = \mu \mu_0 n^2 s l di = L di \quad (4.24)$$

qədər iş görülməlidir. Sonuncu ifadəyə daxil olan

$$L = \mu \mu_0 n^2 s l = \mu \mu_0 \frac{N^2}{l} S \quad (4.25)$$

kəmiyyəti dolağa xas olan kəmiyyətdir və onun induktivliyi adlanır.

Dövrəni qapadıqda cərəyan sıfırdan i -yə qədər dəyişir. Bu zaman görülən və maqnit sahəsinin enerjisinin toplanmasına səbəb olan

$$A = \int_0^A dA = \int_0^i Lidi = \frac{1}{2} Li^2 = W_m \quad (4.26)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, bu hesablamada μ -nün sabit olduğu fərz edilir, lakin nəzərə almaq lazımdır ki, ferromaqnit içliklər üçün bu doğru deyil. Digər tərəfdən məndəyin məftilini qızdırmaq üçün sərf etdiyi əlavə işdə nəzərə alınmayıb.

(4.24) ifadəsindən istifadə edərək

$$\Phi N = L \cdot i$$

münasibətindən L - induktivliyinin ölçü vahidinə təyin etmək olar. Əgər cərəyanın şiddəti 1 A olduqda $\Phi \cdot N = 1Vb$ olarsa, onda

$$L = \frac{1Vb}{1A} = \frac{1V \cdot s}{1A} = 1 \frac{V \cdot s}{A}$$

olar. İnduktivliyin bu vahidi henri (Hn) adlanır.

İnduktivlik üçün alınmış (4.25) ifadəsindən görünür ki, μ_0 - maqnit sabiti henri bölünsün metrə ($\frac{Hn}{m}$) ölçülməlidir.

Dolaqda maqnit sahəsinin bircins olduğunu qəbul etdikdə və onun həcmi $V = S \cdot l$ olduğunu nəzərə aldıqda, maqnit sahəsinin enerjisinin sıxlığını təyin etmək olar:

$$U_m = \frac{W_m}{Sl} = \mu\mu_0 n^2 \frac{l^2}{2} = \frac{1}{2} \mu\mu_0 H^2 = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} \quad (4.27)$$

§ 5.2. Qarşılıqlı induksiya

Əgər i - şiddətli sabit cərəyanın axan dolayı sabit maqnit sahəsinə daxil etsək, bu zaman

$$A = i \cdot \Delta\Phi$$

Qədər iş görmək lazım gəlir. Burada $\Delta\Phi$, proses zamanı dolağın kəşib keçdiyi və xarici sahə ilə bağlı olan maqnit selinin ümumi (tam) miqdarıdır.

Bir-birinə yaxın yerləşdirilmiş i_1 və i_2 cərəyanlı iki 1 və 2 dolaqlarına baxaq (şəkil 5.1). bu zaman 1 dolacı 2 dolağının yaratdığı maqnit seli ilə əlaqədə olar. Bununla belə həmin 2 dolağı hesabına bu 1 dolağından keçən maqnit seli i_2 cərəyanı ilə mütənasib olar

$$\Phi_1 = M_{12}I_2$$

2 dolağı da öz növbəsində 1 dolağı tərəfindən yaradılan maqnit seli ilə kəşisər və

$$\Phi_2 = M_{21}i_1$$

olar. Bu ifadələrdəki M_{12} və M_{21} kəmiyyətləri induktivlik vahidi ilə ölçülən ölçü vahidinə malik olub, qarşılıqlı induksiya əmsalları adlanırlar. Onlar (qarşılıqlı induksiya əmsalları) dolaqların ölçülərindən və bir-birinə nəzərən yerləşmə vəziyyətindən asılıdır.

Əgər 1 dolağı, 2 dolağının maqnit sahəsindən $\Phi_1 = 0$ olan bir yerə (nəzəri olaraq sonsuzluğa) aparılsa bu zaman görülən iş

$$A_1 = \Delta\Phi_1 \cdot i_1 = M_{12}i_1i_2$$

olar.

2 dolağın, 1 dolağının maqnit sahəsinin mövcud olduğu yerdən çıxarılıb aparıldıqda isə görülən iş

Aydındır ki, hər iki halda görülən işlər bir-birinə bərabərdir və buna görə də alınır ki:

$$M_{12} = M_{21} = M .$$

§ 5.3. Cərəyanlı konturun maqnit enerjisi

Cərəyanlı konturun maqnit enerjisi bu konturda nizamlı hərəkət edən sərbəst yükdaşıyıcıların kinetik enerjisi deyil. O, həmin konturun maqnit sahəsinə məxsusdur. Bu nəticənin ən bariz sübutu, həmin enerjinin (cərəyanın maqnit enerjisinin qiyməti) konturun induktivliyindən, yəni konfigurasiyasından asılı olmasıdır. Yüklü zərrəciklərin nizamlı hərəkətinin kinetik enerjisi isə cərəyan şiddətinin verilmiş qiymətində sabitdir. Sual oluna

bilər ki, nə üçün bəs yükdaşıyıcıların nizamlı hərəkətinin kinet ik enerjisi nəzərə alınmır və həmişəmi bu belədir?

Bu suala cavab vermək üçün sadə bir hala – dolağının uzunluğu 1 m, sarğısının radiusu $\rho=0.01\text{ m}$, sarğılarının sayı $N=1000$ və məftilinin en kəsiyinin sahəsi $S=10^{-6}\text{ m}^2$ olan toroidal dolağa (şəkil 5.2) baxaq.

Cərəyan şiddəti

$$i = nevS$$

olduqda maqnit sahəsinin enerjisi

$$W_n = \frac{1}{2} Li^2 = \frac{\mu_0 N^2 \pi \rho^2 n^2 e^2 v^2 S^2}{2 l}$$

Burada v - sərbəst yükdaşıyıcıların nizamlı hərəkətinin sürəti, n - sərbəst yükdaşıyıcıların (elektronların) konsentrasiyası, $e=1,6 \cdot 10^{-19}\text{ Cl}$ isə elektronun yüküdür.

Sərbəst elektronların nizamlı hərəkətinin kinetik enerjisi

$$W_k = \frac{mv^2}{2} n \cdot 2\pi\rho N.$$

Burada $2\pi\rho N$ - cərəyan axan naqilin həcmidir. Bu iki enerjinin (W_m və W_k) nisbəti

$$\eta = \frac{W_m}{W_k} = \frac{\mu_0 Ne^2 s \rho}{2ml} \cdot n = a n.$$

Burada $a = \frac{\mu_0 Ne^2 s \rho}{2ml}$ və $m=10^{-31}\text{ kq}$ sərbəst elektronun kütləsidir. Baxılan hal üçün $a=10^{-19}\text{ m}^3$. Metallarda sərbəst elektronların konsentrasiyası böyük olduğundan ($n \approx 10^{29}\text{ m}^{-3}$), sərbəst yükdaşıyıcıların hərəkətinin kinetik enerjisini tamamilə armaq (nəzərə almamaq) mümkündür. Çünki bu halda:

$$\eta \approx 10^{10}$$

Qaz boşalmasında isə sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası əhəmiyyətli dərəcədə kiçikdir (təqribən $n \approx 10^{14}\text{ m}^{-3}$). Bu halda sərbəst yükdaşıyıcıların nizamlı hərəkətinin kinetik enerjisi cərəyanın maqnit enerjisindən böyük ola bilər. Məsələn, belə bir _____ elementar zərrəciklərin sürətləndiricilərində alınır. Burada işıq sürətinə yaxın sürətlərdə

sərbəst elektronların kütlələri bir neçə tərtib böyüyür.

§ 5.4. Elektromaqnitlər

Praktikada əksər hallarda maqnit sazəsini elektromaqnitlər vasitəsi ilə yaradırlar. Məsələn, cərəyan keçirən (daşıyan) naqili qövşşəkili ferromaqnit içlik üzərinə sarımaq olar (şəkil 5.3). belə bir sistemdən cərəyan axdıqda, qövşşəkili içliyin uclarını ferromaqnit dövhə ilə qapayaq. Bu zaman həmin lövhəyə onu içliyin uclarından qoparıb elementar dh məsafəsi qədər ayırmağa qadir olan bir \vec{F} qüvvəsi tətbiq edək. Bu zaman görülən iş

$$dA = |\vec{F}| dh$$

Olar. Yaranan aralıq isə $S dh$ həcminə malik olar. Burada S - qövşşəkili içliyin hər iki ucunun sahəsidir. Basluqda praktiki olaraq ferromaqnit lövhənin içliyin uclarından ayrılmasından əvvəlki induksiyaay bərabər olan B - maqnit induksiyası yaranar. Buna görə də aralıqda ferromaqnit içliyin uclarından ayıran qüvvənin gördüyü işə bərabər olan maqnit sahəsi enerjisi yaranar və bu enerji

$$dA = |\vec{F}| dh = dW_{m=\omega_m} sh = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} S dh$$

ifadəsi ilə təyin olunar.

Buradan isə elektromaqnitin \vec{F}_q qaldırıcı qüvvəsinə bərabər olan \vec{F} ayırıcı qüvvənin modulu

$$|\vec{F}| = |\vec{F}_q| sh = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} S$$

Olar. Qaldırıcı qüvvənin bu qiyməti ferromaqnit lövhənin qövşşəkili içliyin uclarına sıxıldığı (söykəndiyi) hal üçün hesablanıb. Hava aralığı böyük olduğu halda isə elektromaqnitin dolağındakı cərəyan şiddətinin dəyişməz qiymətində maqnit induksiyası azalır və qaldırıcı qüvvənin hesablanması əhəmiyyətli şəkildə mürəkkəbləşir. Buna görə də elektromaqnit yalnız ferromaqnit cisimləri qaldıra bilər. Əgər qeyri-ferromaqnit cisimləri qaldırmaq lazım gələrsə, onda həmin cismi aşağıdakı ferromaqnit lövhəyə bərkidilir.

VI FƏSİL

ELEKTROMAQNİT İNDUKSİYASI

§ 6.1. Faradeyin kəşfi

1831-ci ildə M. Faradey fizikasının ən böyük kəşflərindən birini etdi – göstərdi ki, dəyişən maqnit sahəsi həmişə dəyişən elektrik sahəsi ilə müşayiət olunur. Bu hadisə elektromaqnit induksiya hadisəsi adlandırıldı.

Təcrübələr aşağıdakı faktları müəyyənləşdirməyə imkan verir:

1. Qalvanometrlə qapanmış dəyişməyən formalı dolaqdan keçən maqnit selinin istənilən dəyişməsində, həmin selin dəyişmə müddətində qalvanometr cərəyan göstərir.

Maqnit seli müxtəlif səbəblərdən, daha doğrusu, dolağın yaxınlığında sabit maqnitin və ya cərəyanın başqa bir dolağın yerdəyişməsi zamanı digər tərpənməz dolaqda cərəyanın və ya bu dolağın forma və ölçülərinin dəyişməsi hesabına və s. səbəblərdən dəyişə bilər.

Bu zaman yaradılan (həyəcanlaşdırılan) cərəyanın istiqaməti maqnit selinin dəyişmə işarəsindən asılıdır.

2. Əgər elektromaqnit induksiya qurğunun hər hansı bir hissəsinin yerdəyişməsi hesabına yaranırsa, onda ən vacibi nisbi yerdəyişmədir, yəni fərqi yoxdur ki, maqnit sahəsi mənbəyi yerini dəyişən (dolağa nəzərən), yaxud əksinə – dolaq maqnit sahəsi mənbəyinə nəzərən yerini dəyişsin.
3. Maqnit selinin dəyişmə sürəti və dolağın sarğılarının sayı böyük olduqda effekt daha güclü təzahür edir.
4. Dolağın içliyi (yaxşı olar ki, qəbuledici dolağın) ferromaqnit materiala doldurulduqda effekt güclənir. Buradan belə öir nəticə çıxır ki, müşahidə olunan effekt \vec{H} - intensivliklə deyil, \vec{B} - maqnit induksiya ilə bağlıdır.
5. Əgər qəbuledici dolağın konfigurasiyasını dəyişmədən, onun müqavimətini dəyişsək, onda müşahidə olunan effekt, yəni

qalvanometrin əqrəbinin meyli müqavimət artanda kiçilər, müqavimət azaldıqda isə artar.

Bu nəticə imkan verir deyək ki, məsələnin mahiyəti induksiya elektrik sahəsinin yaranmasındadır, keçiricilik cərəyanının yaranması isə ikinci (ikinci dərəcəli) effektdir.

6. Əgər qəbuledici dolağı elektroskopa qoşsaq (qapalı dövrə yaranmasa) və dolaqdan keçən maqnit səlını dəyişsək, onda elektroskopun göstəricisinin meyl etməsi müşahidə olunur. Bu nəticə, «açıq» dövrdə də induksiya prosesinin mövcudluğuna dəlalət edir.

Bu sadalanan təcrübələrin toplusu belə bir nəticəyə gətirir ki, bütün hallarda \vec{E} intensivlikli elektrik sahəsinin yaranması müşahidə olunur; bu sahənin intensivliyinin istifadə olunan t konturu boyunca sirkulyasiyası konturu sahəsinə kəsən Φ - maqnit səlının dəyişmə sürəti ilə təyin olunur; bu sirkulyasiya konturda yaranan induksiya elektrik hərəkət qüvvəsinə bərabərdir:

$$\varepsilon = \oint \vec{E} d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int \vec{B} d\vec{S} \quad (6.1)$$

Burada L - konturunun əhatə etdiyi sahədir. Alınmış bu nəticə Faradey tərəfindən kəşf olunmuş fundamental qanundur.

Əgər induksiya EQ müqaviməti R olan qapalı keçirici konturda yaranırsa, onda bu konturda şiddətinin ani qiyməti:

$$i = \frac{\varepsilon}{R} \quad (6.2)$$

olan cərəyan yaranar və maqnit sahəsinin bütün dəyişmə müddəti ərzində konturdan keçən tam yük

$$Q = \int_0^t i dt = -\frac{1}{R} \int_{\Phi_0}^{\Phi_k} d\Phi = \frac{1}{R} (\Phi_0 - \Phi_k) \quad (6.3)$$

olar. Çox mühüm bir nəticəni qeyd etmək lazımdır ki, bu yük səlın dəyişmə sürətindən deyil, yalnız bu dəyişmənin qiymətindən asılıdır.

Yaranmış cərəyanın istiqaməti aşağıdakı şəkildə ifadə olunur və Lens qaydası adlanan qayda ilə təyin olunur: induksiya cərəyanı həmişə elə

istiqlalətə yönəlir ki, öz maqnit sahəsi ilə onu yaradan maqnit sahəsinin dəyişməsinə maneçilik törətsin. (6.1) ifadəsi qarşısındakı «mənfi» işarəsi məhz bu nəticədən doğur.

Əgər induksiya EQ maqnitin dolağa daxil olması hesabına yaranırsa, onda induksiya cərəyanının maqnit sahəsi maqnitin hərəkətini tormozlayır. Bu nəticə (Lens qaydası) enerjinin saxlanması qanununu əks etdirir.

Lens qaydasının doğru olmasını müxtəlif təcrübələrlə asanlıqla etdirmək mümkündür. Məsələn, sərbəst fırlana bilən maqnit əqrəbinin üstündə mis disk fırlatsaq, onda maqnit əqrəbi də disklə bərabər fırlanmağa başlayır. Qövs şəkilli sabit maqnit idə öz simmetriya oxu ətrafında fırlatdıqda onun üzərində asılmış mis lövhə (disk) də fırlanmağa başlayır.

§ 6.2. İnduksiya EQ və induksiya cərəyanı

İndi də (6.1.)-lə ifadə olunmuş qanunun şərhini dəqiqləşdirək. Bunun üçün dəyişən maqnit seli ilə kəsişən ixtiyari bir kontura baxaq. Şəkildəki «+» işarələri maqnit selinin \vec{B} maqnit induksiyasının şəklə doğru yönəlmiş artmasından ibarətdir. Əgər konturda ε - qiymətə malik EQ əmələ gəlsə, bu o deməkdir ki, onun hər dl uzunluğunda \vec{E} intensivlikli elektrik sahəsi yaranır və

$$\varepsilon = \oint \vec{E} d\vec{l}$$

Bu sahənin mənşəyi elektrostatik olmadığından, o, kənar sahədir.

Əgər maqnit sahəsi bircinsdirsə və konturun forması sabitdirsə, onda (6.1) qanununu

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} = -\vec{S} \cdot \frac{d\vec{B}}{dt}$$

şəklində yazmaq olar.

Bizim baxdığımız halda kontur dəyişməzdir. Əgər $\vec{B} = \text{const}$ halında konturun forması və ya orientasiyası dəyişsə, onun S - sahəsi dəyişən olardı. Bu halda induksiya qanunu

$$\varepsilon = -\vec{B} \cdot \frac{d\vec{S}}{dt}$$

Şəklini alar. Beləliklə, sabit kəsikli kontur istənilən maqnit sahəsində, o cümlədən, Yerin maqnit sahəsində fırlandıqda həmin konturun orientasiyasından asılı olaraq ondan keçən maqnit seli dəyişər. Kontur \vec{B} - sabit induksiya maqnit sahəsində ω - bucaq sürəti ilə fırlandıqda

$$\Phi = NBS \cos(\omega t + \varphi_0)$$

olar. Burada S - dolağın kəsiyinin sahəsi, N - onun sarğılarının sayı, φ_0 - isə başlanğıc anda \vec{B} və \vec{S} vektorları arasındakı bucaqdır.

Buna görə də

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} = \omega NBS \sin(\omega t + \varphi_0) = \varepsilon_m \sin(\omega t + \varphi_0)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, müasir elektrik maşınlarında dəyişən EQ-nin alınması prinsipi məhz belədir.

İnduksiya cərəyanının istiqaməti «sağ əl qaydası» ilə təyin olunur: əgər sağ əlin üç barmağını qarşılıqlı perpendikulyar tutsaq və baş barmağı naqilin hərəkəti, şahadət barmağı isə maqnit induksiya vektoru istiqamətində yönəltsək, onda orta barmaq kontur qapalı olduqda induksiya cərəyanının, kontur açıq olduqda isə induksiya sahəsinin vektorunun istiqamətində yönələr.

Ümumi halda elektromaqnit induksiya hadisəsi

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} = -\int \frac{d\vec{B}}{dt} d\vec{S} - \int \frac{d\vec{S}}{dt} d\vec{B} \quad (6.4)$$

zamandan asılı olaraq dəyişən bircins sahədə isə.

$$\varepsilon = -\frac{d\vec{B}}{dt} \vec{S} - \vec{B} \frac{d\vec{S}}{dt} \quad (6.5)$$

şəklində ifadə olunur. Bu ifadələrdəki ikinci həddi Lorens-Amper qüvvələrinin təzahürü kimi şərh etmək mümkün olsa da, birinci həd Faradey tərəfindən kəşf edilmiş və məlum elektromaqnit hadisələri ilə bağlı olmağın təzahürüdür. Hər iki halda EQ elektrik sahəsi intensivliyinin sıfırdan fərqli olan sirkulyasiyasını təmsil edir:

$$\varepsilon = \oint \vec{E} d\vec{l} \neq 0 \quad (6.6)$$

Bu halda (6.5) ifadəsindəki ikinci hədd yalnız konturun müəyyən hissələrində sıfırdan fərqlənər. Birinci hədd isə bütün qapalı kontur boyunca sıfırdan fərqlidir. Buna görə də bu sahənin elektrik qüvvə xətləri öz-özlüyündə qapalıdır, yəni sahə burulğanlıdır.

Bir-biri ilə qarşılıqlı əlaqədə və bir-biri ilə bağlı olan belə burulğanlı dəyişən maqnit və elektrik sahələri yeni formalı bir sahə, daha doğrusu, vəhdətdə olan vahid bir sahə - elektromaqnit sabitidir.

Faradeyin elektromaqnit induksiyası qanununun Roqovski kəməri, səth effekti, induksiya dolağı, betatron kimi bir sıra sadə praktiki tətbiqi və əyani nümayişi üsulları var.

VII FƏSİL

MADDƏLƏRİN MAQNİT XASSƏLƏRİ

§ 7.1. Maddədə maqnit sahəsi. Maqnit nüfuzluğu və qavrayıcılığı

Naqillərdə axan makroskopik cərəyanlar, eləcə də sərbəst elektron və ya ionların nizamlı seli vakuumda \vec{B}_0 induksiyası və $\vec{H}_0 = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}$ intensivliyi ilə xarakterizə olunan maqnit sahəsi ilə ayrılmaz şəkildə bağlıdır. Həm də bu halda hər iki vektor burulğandır.

Əgər cərəyanı əhatə edən mühiti tamamilə bircins, _____ maddə ilə doldursaq, onda induksiya dəyişib

$$\vec{B}_0 = \mu \vec{B}_0 \quad (7.1)$$

olar, ancaq bu zaman sahənin paylanması dəyişməz. (7.1)-ə daxil olan adsız (ölçüsüz) μ - kəmiyyətini məlum olduğu kimi, nisbi maqnit nüfuzluğu adlandırırırlar. Əksər maddələr üçün μ - vahiddən çox az fərqlənir; yalnız ferromaqnetiklərdə (dəmir, kobalt, nikel və bəzi digər ərintilər) o, çox böyükdür.

Amper atomar təsəvvürlər, ümumiləşdirilərək, çox dahiyənə bir fikir irəli sürdü ki, maddə hissəciklərində yekun maqnit momenti – sıfır olan, nizamsız yönəlmiş mikrocərəyanlar mövcuddur (şəkil 7.1. a). Maddədə xarici maqnit sahəsi yaratdıqda həmin mikrocərəyanlar sahənin təsiri altında istiqamətlənir və nəticədə əlavə maqnit induksiyası yaranır (şəkil 7.1 b). məhz bu mülahizələrə istinad etməklə maddənin maqnitlənməsini təqribi formal nəzəriyyəsinə yaratmaq olar.

Maddənin vahid həcmindəki mikrocərəyanların maqnit momentlərinin cəminə maddənin maqnitlənməsi deyilir \vec{I} :

$$\vec{I} = \frac{\int d\vec{P}_m}{V} \quad (7.2)$$

BS-də maqnitlənmə amper/metrə ifadə olunur.

Təcrübə göstərir ki, əksər hallarda içərisi maqnitlənen maddə ilə doldurulmuş \vec{B} induksiya dolağın daxilində yaranan \vec{B}_{dax} maqnit induksiyası

$$\vec{B}_{dax} = \chi \vec{B}_0 \quad (7.3)$$

Burada χ - maddənin maqnit qavrayıcılığı adlanır və adsız kəmiyyətdir.

Bu halda maddədəki tam maqnit induksiyası

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_{dax} = \vec{B}(1 + \chi) = \mu \vec{B}_0$$

Uyğun olaraq maqnit nüfuzluğu μ və maqnit qavrayıcılığı χ öz aralarında sadə

$$\mu = (1 + \chi) \quad (7.4)$$

münasibəti ilə əlaqəlidir.

Təcrübələr həmçinin göstərir ki, \vec{I} maqnitlənmə \vec{B} maqnit induksiyası ilə mütənasibdir və:

$$\vec{I} = \frac{\chi}{\mu_0} \vec{B}$$

Maddənin maqnitlənməsi zamanı makrocərəyanlarla yaradılan \vec{H}_0 sahə intensivliyi elə vakuumda olduğu kimi qalır:

$$\vec{H}_0 = \frac{B_0}{\mu_0} = \frac{\vec{B}}{\mu \mu_0}$$

Beləliklə, qəbul olunur ki, sahə intensivliyinin \vec{H}_0 burulğanlı komponenti yalnız makroskopik cərəyanlarla təyin olunur və cərəyanı əhatə edən mühitdən asılı deyil. Bu baxımdan o, elektrik induksiyasının yalnız sərbəst elektrik yükləri ilə təyin olunan qeyri-burulğanlı komponentinə oxşayır. Maqnit sahəsinin intensivliyi qeyri-bircins mühitlərdə həm burulğanlı, həm də qeyri-burulğanlı toplananlara malik ola bilər. D maqnit induksiyasının təmiz burulğanlı vektoru həm makro, həm də mikrocərəyanlarla təyin olunur, yəni mühitin xassələrindən asılıdır. Bu baxımdan o, həm sərbəst, həm də bağlı elektrik yükləri ilə təyin olunan qeyri-burulğan elektrik sahəsi intensivliyi vektoruna bənzəyir.

§ 7.2. Maqnitlənmənin növoəri (şəkilləri)

(7.1) ifadəsindən görünür ki, cisim xarici maqnit sahəsində maqnitlənməlidir. Təcrübələr zamanı aşağıdakılar aşkar edilmişdir:

1. Əgər elektromaqnitin qütbləri arasında nazik uzun sapla tədqiq olunan materialdan düzəldilmiş kiçik bir əqrəb asılsa və elektromaqnitin dolağından cərəyan buraxılsa, onda qeyri-bircins maqnit sahəsində yerləşən əqrəb qüvvə təsirinə məruz qalır. Bu qüvvə təsiri maqnit sahəsi induksiya vektorunun istiqamətindən asılı olmur – elektromaqnit dolağındakı cərəyanın istiqamətini dəyişdikdə hadisə təkrarlanır, lakin əqrəbin maddəsindən asılı olar.

a) əgər maddə paramaqnitdirsə, onda əqrəb fırlanaraq sahənin induksiya vektoru xətləri boyunca yönələr və güclü sahə oblastına dartılır.

b) əgər maddə diamaqnitdirsə, onda əqrəb fırlanaraq sahənin induksiya vektoru xətlərinə perpendikulyar istiqamətdə dayanır və zəif sahə oblastına itələnir. Bu halda onun maqnitlənməsi sahə induksiya vektorunun əksinə yönələr.

2. Qeyri-bircins maqnit sahəsində yerləşdirilmiş boruya tökülmüş maye paramaqnit olduqda güclü sahə oblastına dartılır, diamaqnit olduqda isə – güclü sahə oblastından itələnir.

3. Qazlar da özlərini belə aparır. Bunu təcrübədə sahənin diamaqnit olan alovu ilə aparılan təcrübə vasitəsi ilə yoxlamaq olar.

Yuxarıda təsvir olunan effektlər çox zəif təzahür edir. Bu, maqnitlənmənin zəif olduğuna dəlalət edir. Doğrudan da paramaqnitlərin (məsələn, alüminium, maye oksigenin) χ_p - maqnit qavrayıcılığı $10^{-6} \div 10^3$ tərtibində olub, maddəni qızdırdıqda kiçilir və induksiyadan praktiki olaraq asılı olmur.

Diamaqnitlərin maqnit qavrayıcılığı da kiçik olmaqla ($10^{-7} \div 10^7$) yanaşı, həm də mənfidir. O, nə temperaturdan, nə də induksiyadan asılı deyil. Diamaqnit maddələrə misal olaraq vismutu, suyu, mae azotu, qeyri-üzvi maddələrin çoxunu və üzvi maddələrin demək olar ki, hamısını göstərmək olar.

Hər iki qrup maqnetikin (para və diamaqnitlərin) maqnit qavrayıcılığının kiçik olması onların maqnit nüfuzluğuna vahiddən az fərqlənməsinə səbəb olur, lakin bu zaman

$$\mu_p > 1; \mu_d < 1.$$

4. Ferromaqnit maddələrin çox da böyük olmayan bir qrupu maqnit qavrayıcılığının böyük müsbət qiymətə (minə qədər) malik olması ilə xarakterizə olunurlar. Bu zaman χ - temperaturdan güclü asılılıq nümayiş etdirir, maddəni qızdırdıqda kiçilir və temperaturun Kuri temperaturu adlanan müəyyən bir qiymətində kəskin vahidin mində bir hissələrinə qədər kəskin düşür. Kuri temperaturunun qiyməti maddənin növündən (cinsindən) asılıdır. Bundan əlavə, χ - kəmiyyəti maqnit induksiyasından, onun əvvəlki maqnit təcrübəsindən mürəkkəb şəkildə asılı olub, induksiyanın birqiymətli funksiyası deyil. Çoxlu (əksər) ferromaqnitlər _____ maqnit sahəsindən uzaqlaşdırıldıqda belə öz müqavimətlərini saxlayırlar (sabit maqnit olurlar) ferromaqnitlər çox böyük praktiki əhəmiyyətə malikdir və maqnitləndirici zəif cərəyanlarla da böyük induksiya olmağa imkan verirlər.

XIX əsrdə cismin maqnit sahəsindəki maqnitlənməsini elektrik sahəsindəki polyarlaşmaya oxşar olaraq onun uclarında «maqnit yüklərinin» əmələ gəlməsi ilə izah etməyə cəhd göstərilə də, təklənmiş maqnit yükü almaq mümkün olmadığından, bu cəhdlər nəticəsiz qalmışdır. Belə ki, bircins maqnit sahəsində cisim heç vaxt ona irəliləmə təcili verən qüvvənin təsirinə məruz qalmır.

İndiki zamanda maqnit yükləri haqqında fikirlər əsassız sayılır və elə qəbul olunur ki, maqnit sahəsi ya hərəkət edən yüklər (keçiricilik cərəyanları), ya da dəyişən elektrik sahələri (dəyişmə və polyarlaşma cərəyanları) hesabına yaranır.

Maqnitlənmənin, xüsusilə də, bərk cisimlərin, o cümlədən, ferromaqnitlərin, maqnitlənmənin ciddi nəzəriyyəsi kvant mexanikası nəzəriyyəsidir. Bu nəzəriyyə mürəkkəb bir nəzəriyyədir.

Biz isə dia-, para- və ferromaqnetizmin baş verməsinin təqribi anlayışları ilə tanış olacağıq. Bu təsəvvürlər ciddi olmasalar da, təcrübə ilə yaxşı uzlaşırlar.

Maddənin maqnitlənməsi aşağıdakı mikroskopik maqnit momentləri ilə əlaqədardır:

1. Atom nüvəsinin maqnit momenti. Onun cəsmnin maqnitlənmə təsiri böyük deyil və yalnız çox incə effektlərdə özünü göstərir.
2. Sadə Bor modelində nüvə ətrafında fırlanan elektrona məxsus olan orbital maqnit momenti.
3. Elektrona məxsus olan məxsusi maqnit momenti. Bu maqnit momenti əyani izah oluna bilmir və təmiz kvant xarakterli xassədir.

Elektronun ρ - radiuslu dairəvi orbit üzrə v - tezliyi ilə hərəkət etdiyini fərz edək. Belə elektronu

$$i = ev$$

dairvəi cərəyana bənzətmək olar. Həmin cərəyan

$$|\vec{P}| = ev\pi\rho^2$$

maqnit momentinə malik olar. Əgər qəbul etsək ki, $v = 10^{15} \text{ Hz}$, $\rho = 10^{-10} \text{ m}$, onda alarıq ki,

$$|\vec{P}| \approx 10^{-23} \text{ A} \cdot \text{m}^2$$

Elektron eyni zamanda, həm də

$$|\vec{L}| = mv\rho = m \cdot 2\pi v\rho^2$$

mexaniki impuls momentinə malikdir.

Qəbul olunmuş ədədi qiymətlərə uyğun olaraq

$$|\vec{L}| \approx 10^{-24} \text{ kq} \cdot \text{m}^2 / \text{S}$$

Elektronun yükü mənfi olduğundan \vec{p} və \vec{L} vektorları antiparaleldir və onların modullarının nisbəti (mexanomaqnit və ya giromaqnit nisbət)

$$g = \frac{|\vec{p}|}{|\vec{L}|} = \frac{e}{2m} \approx 9 \cdot 10^{10} \text{ cl} / \text{kq} \quad (7.5)$$

Bu nisbət təcrübi yolla təyin oluna bilər və bu zaman aşağıdakı hallar mümkündür:

1. $g_{oc} = g$. Orbital xassələr aydın şəkildə təzahür olunur; məxsusi maqnit momentləri hiss olunmayacaq dərəcədədir (diamaqnetiklər).
2. $g_{oc} = 2g$. Orbital xassələr təzahür etmir. Məxsusi maqnit momentləri kəskin ifadə olunur (ferromaqnetiklər).

3. $g_{olc} = g$. Aralıq hal (ferromaqnetiklər).

§ 7.3. Diamaqnetizmin elementar nəzəriyyəsi

Diamaqnetizmin elementar nəzəriyyəsi elektronların məxsusi momentlərini nəzərə almamaqla qurula (yaradıla) bilər.

Klassik baxımdan elektron orbitləri fəzada necə gəldi yönələ bilirlər və xarici maqnit sahəsi olmadıqda atomun yekun maqnit momenti sıfıra bərabər ola bilər. Xüsusilə də elektronların sayı, yəni atomun sıra nömrəsi cüt olduqda. Fərz edək ki, baxdığımız hal, məhz belə bir haldır. Sadəlik üçün həm də fərz edək ki, bütün orbitlər paralel müstəvilər üzərindədir və maqnitləşdirici sahənin maqnit induksiya vektoru bu müstəvilərə paraleldir.

Qəbul edək ki, xarici maqnit sahəsinin induksiyası sıfırdan müəyyən bir B qiymətinə qədər artır (şəkil 7.2). Orbit müstəvisindən keçən xarici maqnit seli də artacaq. Bununla belə onun artması sürəti elektronların fırlanma periodu ilə müqayisədə yavaş olacaq. Bu zaman elektromaqnit induksiyası hadisəsi baş verir və ilkin (birinci) maqnit sahəsinə əks təsir göstərən maqnit sahəsi yaranar. Diamaqnetizm mahiyyəti də məhz bundan ibarətdir. Göstərmək olar ki, sahə yavaş sürətlə artdıqda elektronun orbitinin radiusu dəyişmir, sürəti isə dəyişikliyə məruz qalır.

Əgər maqnit seli sıfırdan Φ -ə qədər artırsa, onda qiyməti

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} = -\pi\rho^2 \frac{dB}{dt} = E \cdot 2\pi\rho$$

olan induksiya EQ yaranar. Uyğun olaraq orbit boyunca

$$E = -\frac{\rho}{2} \cdot \frac{dB}{dt}$$

intensivlikli induksiyanmış elektrik sahəsi yaranar. Bu sahə elektrona

$$m d v = m \rho d\omega = e E dt$$

qədər əlavə mexaniki impuls verir. Burada $\omega = 2\pi\nu$ - elektronun orbit boyunca fırlanmasının bucaq sürətidir. Bu zaman orbital maqnit momentləri $\frac{d\vec{B}}{dt}$ ilə paralel olan elektronlar öz bucaq sürətlərini kiçildər, əks istiqamətli maqnit momentinə malik elektronlar isə bucaq sürətlərini artırar.

Xarici maqnit sahəsinin artması müddətində elektronların mexaniki impuls momentinin tam dəyişməsi

$$\int_0^{\Delta\omega} m \rho d\omega = m \rho \Delta\omega \int_0^t e E dt = \frac{e\rho}{2} \int_0^B dS = - = \frac{e\rho}{2} B$$

olar. Uyğun olaraq orbit boyunca fırlanma tezliyi

$$\Delta\omega = -\frac{e}{2m} B \quad (7.6)$$

qədər dəyişər.

Adətən induksiya teslanın onda bir hissələrini aşmadığından

$$\Delta\omega = 10^{11} S^{-1}$$

olar. Bu zaman bir elektronun orbital maqnit momentinin tam dəyişməsi

$$\Delta\rho_{orb} = \pi \rho^2 e \frac{\Delta\omega}{2\pi} = -\frac{e^2 \rho^2}{4m} B$$

olar.

Misal üçün fərz edək ki, atom sıra nömrəsi $Z = 30$ olan maddə götürülüb və bu maddədəki atomların sıxlığı atomların sıxlığı $n = 10^{28} m^{-3}$ -dür. Bu halda, əgər bütün elektron orbitlərinin hamısı xarici maqnit sahəsinin induksiya vektoruna perpendikulyar istiqamətdə yönəlmiş olarsa, onda maddənin vahid həcmnin maqnitlənməsi

$$\Delta\vec{J} = \frac{\chi}{\mu_0} \vec{B} = \Delta\vec{P}_{orb} \cdot Z \cdot n$$

olar. Yuxarıda yazılmış ifadələrdən χ -ni tapmaq olar:

$$\chi = -\frac{\rho_0 e^2 \rho^2}{4m} \cdot Z \cdot n = -2.5 \cdot 10^{-2} \quad (7.7)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, bu qiymət öz tərtibinə görə inandırıcıdır, baxmayaraq ki, əlbəttə, əsil həqiqətdə orbitlər xaotik yerləşib.

Xarici maqnit sahəsinin \vec{B} - induksiya vektoru ilə ixtiyari bucaq altında yönəlmiş orbitlərdən birinə baxaq (şəkil 7.3). Fırlanan elektron mexaniki impuls momenti $\vec{L} = m[\vec{\rho}\vec{v}]$ olan fırfıraya bənzər olduğundan \vec{B} istiqaməti ətrafında orbitin və impuls momentinin precessiyası baş verə və bu precessiyanın oxu orbitin mərkəzindən keçər.

Hərəkət edən elektrik təsir göstərən fırladıcı moment

$$\vec{M} = [\vec{P}_{orb} \cdot \vec{B}]$$

və impuls momentinin dəyişməsi

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{P}_{orb} \cdot \vec{B}] = -[g \vec{L} \vec{B}] = [\vec{\Omega} \vec{L}]$$

Burada Ω - presessiyanın bucaq sürətidir. Buna görə də alınır ki:

$$\Omega = gB = \frac{e}{2m} B$$

və bu qiymət (7.6) ilə üst-üstə düşür. Ω - presessiya tezliyi Larmor tənliyi adlanır.

Sözsüz ki, mexaniki momentlə birlikdə maqnit moment idə presessiya edir. Presessiya edən bu momentlərin \vec{B} istiqamətindəki proyeksiyalarının maddənin vahid həcmi üçün hesablanmış cəmi onun maqnitlənməsinin qiymətinə bərabərdir və qavrayıcılığı hesablamağa imkan verir. Bu zaman alınmış nəticə (7.7)-də alınanla yalnız vahiddən kiçik olan vuruğu (əmsalı) ilə fərqlənir.

Atomların xaotik hərəkəti və uyğun olaraq maddənin temperaturunun dəyişməsi diamaqnetizm maqnitlənməsinə təsir etməməlidir, ona görə ki, bu zaman orbitin oriyentasiyasının hər bir dəyişməsinə induksiyanın dəyişməsi uyğun gələcək. Doğrudan da, təcrübələr bu mülahizəni təsdiq edir: diamaqnetiklərin qavrayıcılığı temperaturdan asılı deyil.

Bu aparılan müzakirə və irəli sürülən mühakimələrdən belə bir nəticəyə gəlmək olar ki, diamaqnit xassələri maddələrin hamısında müşahidə olunmalıdır. Bu fikir doğrudur, ancaq məsələ burasındadır ki, bir sıra maddələrdə zəif olan diamaqnit effekti, digər – daha güclü effektlərlə örtülür.

§ 7.4. Paramaqnetizmin elementar nəzəriyyəsi.

Paramaqnit maddələrdə atomlar elektronların həm orbital, həm də məxsusi maqnit momentlərindən asılı olan sıfırdan fərqli, sabit maqnit momentinə malik olur:

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

Xarici maqnit sahəsi olmadıqda bu momentlər fəzadan xaotik yönəlir və maddə maqnitlənməmiş görünür.

\vec{B} - induksiya xarici maqnit sahəsi yaratdıqda atomların sabit maqnit momentləri \vec{B} - vektoru ətrafında presessiya etməyə başlayır. Qeyd etmək lazımdır ki, bu zaman maqnit sahəsi başqa effekt yarada bilmir. Bununla belə, atomların xaotik toqquşması nəticəsində həm də qarşılıqlı əks olan daha iki effekt yaranır:

1. Presessiyanın bucağı və onun tezliyi tədricən azalır və \vec{P} - momentləri sahənin induksiya vektoru boyunca yönəlir, yəni maddə bu istiqamət boyunca maqnitlənir və maqnit momentlərinin maqnit sahəsindəki potensial enerji maddənin daxili enerjisinə çevrilir.

Bu proses mexaniki fırfırının presessiyanın sürtünmə nəticəsində tədricən sönməsinə bənzəyir, həm də bu halda fırfırının oxu nəhayət (sonda) ağırlıq qüvvəsi istiqaməti boyunca yönəlir.

2. Maqnit momentlərinin sahə induksiya boyunca orientasiyası pozulur. Nəticədə paramaqnetik induksiya vektoru istiqamətində yün\ülvari maqnitlənir, ancaq onun maqnitlənməsi temperaturdan asılı olur.

XX əsrin əvvəllərində Laujevan göstərmişdir ki, adi (çox güclü olmayan) maqnit sahələrində paramaqnetikin vahid həcmnin maqnitlənməsi

$$\vec{J} = \vec{P} \cdot Z \cdot n \cdot \alpha$$

ifadəsi ilə təsvir olunur. Burada

$$\alpha = \frac{PB}{kT}$$

Maqnit momentinin maqnit sahəsindəki orta enerjisinin atomların nizamsız istilik hərəkətinin orta enerjisinə nisbətini təyin edir.

Adi təcrübə şəraitlərində ($B = 0.1T, T = 300K$) alınır ki:

$$\alpha \approx 2 \cdot 10^{-4},$$

Yəni maqnit momentlərinin yalnız cüzi bir hissəsi yönəlmiş (istiqamətlənmiş) olur.

Maqnitlənmə üçün

$$\bar{J} = \frac{\chi}{\mu_0} \bar{B} = Zn \frac{P^2}{kT} \bar{B}$$

Alınır və paramaqnetikin qavrayıcılığı

$$\chi = \mu_0 Zn \frac{P^2}{kT}$$

şəklində təyin edilir.

Z və n diamaqnetiklərdəki tərtibdə olduğundan, $T = 300K$ -də $\chi = 10^{-3}$ qiyməti alınır ki, bu da həqiqətə uyğundur.

Qeyri-bircins sahədə paramaqnetik maqnit induksiya vektoru istiqamətində maqnitlənərək güclü sahə oblastına doğru dartılır.

Əgər maddədə keçiricilik elektronları varsa, həmin elektronlar qavrayıcılığa öz paylarını verər, lakin bu payı heç də belə sadə mühakimələr əsasında izah etmək olmaz.

Qeyd etmək lazımdır ki, maqnitləndikdə paramaqnetik həm də mexaniki moment kəsb etməlidir. Doğrudan da, elektronların maqnit momentləri istiqamətləndikdə, onların mexaniki momentləri də istiqamətlənir. İstiqamətlənmə daxidi qüvvələr (xaotik toqquşmalar) hesabına baş verir. Mexaniki impulsun saxlanması qanununa görə, makroskopik paramaqnetik \bar{B} - induksiya vektorunun istiqaməti ətrafında ω_i - tezliyi ilə fırlanmalıdır və:

$$I\bar{\omega}_i = -\sum I_i = -\frac{1}{g} \sum \bar{P}_i$$

olmalıdır. Burada I - paramaqnetikin ətalət momentidir. Bu nəticə təcrübədə təsdiqlənir (Eynşteyn-de-Qaaz effekti).

Oxşar ölçmələrlə g - maqnitomexaniki nisbətini qiymətini təyin etmək olar. Bir sıra paramaqnetiklər üçün alınır ki:

$$g_{olc} = g = \frac{e}{2m}$$

Bu nəticə tamamilə (7.5) düsturuna uyğun gəlir.

Bəzi paramaqnetiklər üçün

$$2g > g_{olc} > g$$

olur ki, bu da orbital maqnit momentlərindən fərqli olan başqa maqnit momentlərinin də mövcud olduğuna dəlalət edir.

Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, nümunəni, makroskopik fırladılması mexaniki impulsların momentlərini fırlanma oxu ətrafında presessiya etməyə məcbur edir; atomların xaotik qarşılıqlı təsir i isə, presessiyanı pozaraq, mexaniki impuls momentlərinin fırlanma oxu boyunca yönəlməsinə gətirir. Bu zaman, sözsüz ki, maqnit momentləri də istiqamətlənir və uyğun olaraq nümunə fırlanma zamanı maqnitlənməlidir. Bu incə effekt ferromaqnit nümunə ilə təcrübədə hələ XX əsrin 20-ci illərində (Eynşteyn-de-Qaaz effektinin kəşfindən 10 il sonra) Barnet tərəfindən təsdiqlənmişdir.

§ 7.5. Ferromaqnetikin təbiəti

Ferromaqnetiklərdə Eynşteyn-de-Qaaz effektinin ölçülməsi gözlənilməz bir nəticə vermişdir – görünmüşdür ki:

$$g_{ilc} = \frac{e}{m} = 2g = g_s .$$

Bu nəticə birbaşa göstərirdi ki, ferromaqnetizmi orbital maqnit momentləri ilə izah etmək olmaz.

Sonralar aydınlaşdı ki, ferromaqnetizm hadisələrində orbital momentlər nəzərəcarpacaq rol oynayır. Sonuncu yalnız elektronların məxsusi maqnit momentləri ilə sıx bağlıdır.

Məlumdur ki, bir sıra maqnit (eələcə də optik) hadisələr elektronun \vec{L}_s məxsusi mexaniki momentinə antiparalel yönəlmiş məxsusi \vec{P}_s maqnit momentinə malik olduğunu göstərir. Bu \vec{P}_s - məxsusi maqnit momentini eletronun spini adlandırırlar (ingiliscə – «vereteno» sözündən götürülüb). Hər iki moment bir-biri ilə ayrılmaz bağlı olduğundan «spin» terminini gez-tez maqnit momentinə də tətbiq edirlər.

Qeyd etmək lazımdır ki, spin – təmiz (tamamilə) kvant xassəsidir və digər kvant xassələri kimi, o da əyani nümayişlə izah oluna bilməz.

Elektronun məxsusi maqnit momentinin \vec{B}_1 - induksiya sahəsi böyük (atom ölçüləri miqyasında) məsafələrdə dipol sahəsidir. Digər bütün maqnit sahələri kimi, \vec{B}_1 - induksiya vektoru da xalis burulğandır.

Xarici maqnit sahəsində məxsusi maqnit momenti yalnız sahənin induksiya xətləri boyunca yönəlir və onun xarici sahənin istiqamətindəki mümkün iki proyeksiyası bərabərdir:

$$P_s = \pm \frac{e}{m} \frac{h}{4\pi} \quad (7.9)$$

Burada $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$ Coul/saniyə Plank sabiti adlanır və kvant mexanikası üçün ən xarakterik sabitlərdən biridir. Beləliklə,

$$P_s = 9,27 \cdot 10^{-24} A \cdot m^2 \quad (7.10)$$

Bu momenti Bor maqnetonu adlandırırlar. Orbital maqnit momentlərinin qiyməti də bu qiymətə yaxındır.

Elektronun spini:

$$L_s = \frac{P_s}{g_s} = P_s \cdot \frac{m}{e} = 5,3 \cdot 10^{-35} \text{ Coul/saniyə} \quad (7.11)$$

Ferromaqnetiklər hətta zəif ($B_0 \approx 10^{-3} Tl$) xarici sahələrdə artıq güclü maqnitlənir. Əgər spinlərin hamısı xarici maqnit sahəsinin induksiya istiqamətində yönəlsəydi, onda maqnitlənmə

$$\vec{J} = \vec{P}_s Z \cdot n = \frac{\chi}{\rho_0} \vec{B}_0$$

qiymətinə çatardı.

Dəmir üçün $Z = 26$, $n \approx 10^{29} m^{-3}$ olduğundan

$$J = 2,4 \cdot 10^7 A/m; \chi = 3 \cdot 10^4.$$

Həqiqətdə isə qavrayıcılıq belə böyük olmayıb, bir neçə min tərtibindədir. Buna görə də lazım gəlir fərz edək ki, hər bir atoma yalnız iki-üç qarşılıqlı paralel olan \vec{P}_s - momenti düşür. Digər momentlər cüt-cüt əks istiqamətli olub, bir-birini kompensə edirlər.

Ferromaqnetiklərin maqnitlənməsinin xüsusiyyətləri belədir:

Maqnit nüfuzluğunun praktiki olaraq fərqlənməyən qavrayıcılıq böyükdür və həm maqnitləndirən maqnit sahəsinin induksiyaından, həm də nümunənin əvvəlki tarixcəsindən mürəkkəb şəkildə asılıdır.

Məsələn, təmiz dəmir üçün ilkin maqnitlənmə əyrisi OAA (şəkil 7.4) əvvəlcə basıq (yastı) gedir, sonra onun əyriliyi kəskin artır, daha sonra isə maqnitlənmənin artması zəifləyir (doyma hadisəsi baş verir). Əgər hər hansı bir nöqtəsində xarici maqnit sahəsinin induksiyasını azaltmaqla ferromaqnetiki maqnitləşdirməyə başlasaq, onda AKL əyrisi alınar, daha doğrusu, maqnitlənmə sahədən geri qalar. Məhz buna görə də həmin hadisəni histerezis adlandırırlar. Xarici maqnit sahəsi induksiyasının sıfır qiymətində maddədə B_{qac} qalıq induksiya saxlanılır. Bu qalıq induksiyasını yox etmək üçün maddəyə induksiya xətləri _____ maqnit induksiya xətlərinin əksi istiqamətdə yönəlmiş xarici maqnit sahəsi ilə təsir etmək lazımdır. Bu zaman maqnit sahəsinin qalıq induksiyasını yox etdiyi H_{ion} - intensivliyi, ləngiyici sahə adlanır. Bu xassəsinə görə ferromaqnetiklərdən sabit maqnit yaratmaq (düzəltmək) olar. Maqnitləndirici sahənin induksiyasının sonrakı dəyişməsində əyri şəüildəki kimi gedir və qapalı ilgək əmələ gətirir. Bəu ilgəyin analitik ifadəsini vermək mümkün deyil, ancaq ona demək mümkündür ki, həmin ilgəyin əhatə etdiyi sahənin qiyməti nümunənin maqnitlənməsinə sərflənən işlə mütənasibdir. Əgər maqnitlənmə A - nöqtəsində deyil, başqa bir A' - nöqtəsində başlanılırsa, yenə də ilgək alınar.

Ferromaqnetiklərin çoxsaylı təkrar maqnitlənməsi zamanı onların qızması biş verir və bunu praktikda nəzərə almaq lazımdır.

Ferromaqnetiklərdə induksiya maqnitləyici sahənin induksiyasından və nümunənin tarixcəsindən mürəkkəb şəkildə asılı olduğundan, ferromaqnetiki maqnit nüfuzluğunun və maqnit qavrayıcılığının yalnız bir qiyməti ilə xarakterizə etmək olmaz.

Adətən ilk (birinci) maqnitlənmə əyrisindəki istifadə oounur (şəkil 7.4) və nisbi nüfuzluğu B - maqnit induksiyasının $\mu_0 H_0$ maqnitləyici induksiyaya nisbəti kimi təyin edirlər:

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H_0}$$

$\mu = f(H_0)$ asılılığı şəkil 7.5-də punktir xətlə göstərilib.

Bir sıra praktiki məsələlərə üçün isə məsələn, maddə güclü sabit sahənin mövcud olduğu şəraitdə dəyişən zəif sahə ilə maqnitləndikdə əyrinin verilmiş nöqtəsini təyin edən (şəkil 7.5) _____ və verilmiş nöqtədə əyrini xarakterizə edən «differensial nüfuzluğu»

$$\mu_d = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{dB}{dH_0}$$

bilmək vacibdir.

Ferromaqnitləri qızdırdıqda müəyyən temperaturda (Küri temperaturu) onların güclü maqnitlənmə xassəsi itir və onlar paramaqnitə çevrilir. Soyudulduqda ferromaqnetik xassəsi öz-özünə bərpa olunur. Məsələn, dəmir üçün Küri temperaturu 770°C, nikel üçün isə 370°C-dir.

Ferromaqentiklərin bu və yuxarıda göstərilən digər xüsusiyyətləri belə bir qənaətə gətirir ki, ferromaqnetizm ayrı-ayrı (təklənmiş) atomların deyil, atomlar kollektivinin xassəsidir. Doğrudan da, qaz halındakı dəmir diamaqnetikdir.

Bəzi ərintilər ferromaqnetik komponentlərə malik olsalar da, maqnit xassələrinə malik deyil, digər tərəfdən isə, elə qeyri-maqnit maddələrin ərintiləri mövcuddur ki, (məsələn, _____) onlar ferromaqnit xassəsinə malikdir.

Ferromaqnetizmin təbiətini dərk etmək üçün eksperimentdə müəyyənləşdirilmiş bir faktı, yəni kristalda «asan» və «çətin» maqnitlənmə istiqamətlərin mövcudluğunu nəzərə almaq lazımdır.

Küri temperaturundan çox aşağı temperaturlarda kristalın iona malik olan ldomen adlanan ayrı-ayrı makroskopik oblastları spinlərin kvant mexanikası qarşılıqlı təsirinin xüsusiyyətləri ilə bağlı doyma halına qədər maqnitlənilirlər, yəni spinlər bir-birinə yönəliirlər. Bu halda maqnitlənmənin istiqaməti «asan» maqnitlənməyə uyğun gəlir. Onları maqnitləndirmək çətin olar, çünki bu zaman spinlər «çətin» maqnitlənmə istiqamətindən keçməlidir.

Özlərini makroskopik monokristallar kimi aparandomenlərin maqnit momentləri isə fəzada ixtiyari istiqamətdə yönələr və polikristall bütövlükdə maqnitlənməmiş olar. O, nəzərəcarpacaq xarici sahə yaratmaz və yalnız domenlərin üzvləri arasında çox da böyük olmayan həcmdə kristalın xarici sahəsi müşahidə etmək olur.

Maqnitlənməmiş nümunədə domenlərin mümkün vəziyyətləri şəkil 7.6 a-da təsvir olunur. Bu vəziyyət nümunənin enerjisinin minimal vəziyyətinə uyğundur.

Nümunəyə xarici maqnit sahəsi ilə təsir etdikdə domenlərin müəyyən hissəsi enerji baxımından daha əlverişli vəziyyətə gələr (şəkil 7.6. b) və onların maqnit momentləri sahə induksiyasına paralel olar. Maqnitlənməsi _____ xarici sahənin induksiyası istiqamətinə yaxın olan qarşılıqlı təsiri domenin sərhəddidə spinlərin qismən yenidən diffuziyasına gətirir və «əlverişli (rahat) maqnitlənməmiş domen qonşusunun hesabına böyüyür (sərhədi sürüşür). Bu proses makroskopik sıçrayışlı xarakter daşıyır və maqnitlənmə əyrisinin aşağı hissəsində sıçrayışlı Barkhausen maqnitlənməsinin baş verməsinə səbəb olur. Xarici sahənin induksiyası böyüdükdə, maqnitlənmə artır.

Nümunə doymaya yaxınlaşdıqda maqnitlənmə əyrisinin yuxarı hissəsində maqnitlənmənin yeni mexanizmi yaranır – domenlərin bir hissəsi bütünlüklə maqnitlənsizləşir (maqnitlənmənin fırlanması və ya dönməsi baş verir).

Hər iki maqnitlənmə prosesi tam dönən olmadığında (qismən dönən proses olduqlarından maqnitləndirici sahənin induksiyasını azalarkən histerezis meydana gəlir – nümunənin maqnitlənməsi sahədən geridə qalır (şəkil 7.6, c)

§ 7.6. Maddənin quruluşunun öyrənilməsinin maqnit üsulları

Praktikada maddələrin quruluşunu öyrənmək üçün bir sıra digər üsullarla yanaşı, maqnit üsullarından da istifadə olunur. Bu üsullar sırasında ən geniş tətbiq tapanları: siklotron rezonansı, elektron paramaqnit rezonansı və elektron ferromaqnit rezonansı üsullarıdır.

1. Siklotron rezonans üsulu. Əgər metalda və ya yarımkəçiricidə sabit maqnit sahəsi yaratsaq (metal halında induksiya xətləri nümnənin səthinə paralel olmalıdır), bu zaman elə keçiricilik elektronları tapılır ki, onlar bu sahədə çevrə boyunca (yaxud da, əgər onlar sahə induksiyası boyunca sürət toplananına malik olduqda spiral üzrə) hərəkət etməyə gəşləyər. Bə elektronların əyri boyunca fırlanma tezliyi (siklotron tezliyi) sahənin B - induksiyasından

$$\omega = \frac{e}{m^*} B$$

Şəklində asılı olar. Burada m^* - elektronun əsil kütləsindən fərqli olan effektlər kütləsidir. Ona görə ki, o, sərbəst yox, kristall qəfəslə qarşılıqlı təsirdə olmaqla hərəkət edir.

Bu üsulda sabit maqnit sahəsi ilə yanaşı nümunədə dəyişən maqnit sahəsi ilə yaradılır. Qeyd etmək lazımdır ki, metallar əhəmiyyətli dərəcədə elektrik keçiriciliyinə malik olduğundan həməən bu sahə onlarda nümunənin dərinliyinə daxil ola dilmir. Məhz bu səbəbdən də, baxılan halda söhbət yalnız metalın (nümunənin) səthinə yaxın olan eletronlardan gedir. Elektronların bu dəyişən sahə ilə qarşılıqlı təsiri sonuncunun enerjisinin udulması ilə nəticələnir (baş verir) və sahənin dəyişmə tezliyi siklotron rezonans tezliyinə yaxın olduqca (siklotron rezonans halında) həmin qarşılıqlı təsir daha güclü təzahür edir. Təcrübədə siklotron tezliyini təyin etməklə, elektronların (eləcə də deşiklərin) xassələri və onların kristalın kristall qəfəsi ilə qarşılıqlı təsiri haqqında qiymətli nəticələr almaq olar.

2. Elektron paramaqnit rezonansı. Hissəciklərin sabit maqnit somertinə malik olduqları paramatqentik maddələrdə belə sahələr həyəcanlaşdıraraq, dəyişən maqnit sahəsinin də enerjisinin imaddələrinə hissəciklərinin enerjisinin sabit ahədəki dəyişməsindən asılı olduğu tezliklərdəki rezonans udulmasını müşahidə etmək olar. Elmi və praktiki baxımdan çox əhəmiyyətli və vacib olan bu hadisə elektorn paramaqnit rezonans adlanır. O, 1944-cü ildə J.K.Zavayski tərəfindən kəşf edilib.

3. Elektron ferromağnit rezonansı. Ferromağnetiklərdə sahənin elektronların spini ilə qarşılıqlı təsiri hesabına yüksək tezlikli sahənin enerjisinin baş verə elektron paramağnit rezonansı halındakına oxşar rezonans udulması elektron ferromağnit rezonansı adlanır. Bu hadisə də böyük elmi və praktiki əhəmiyyətə malik olub, ferromağnetiklərin xassələrini öyrənmək üçün istifadə edilir.

VIII FƏSİL

MAKSVELL NƏZƏRİYYƏSİ

§ 8.1. Dəyişmə cərəyanı

Sabit cərəyanların tədqiq və təhlil edərkən belə bir nəticəyə gəlmək olur ki, belə cərəyanının yaranması üçün ən zəruri şərt dövrənin qapalı olması, yəni onun bütün nöqtələrində elektrik keçirmənin olmasıdır. Bundan fərqli olaraq, dəyişən cərəyan halında bu şərt heç də zəruri deyil. Belə ki, kondensator dolub boşaldıqda (şəkil 8.1) onun köynəkləri arasındakı dielektrik elektrik keçiriciliyinə malik olmur, lakin bu zaman kondensatorun köynəklərindəki elektrik yükü, kondensatorun özündə isə elektrik sahəsi dəyişir. Bu hala idk dəfə C.Maksvell (1831-1879) diqqət yetirmiş və o, dövrənin keçirməyən (dielektrik) hissəsində keçiricilik cərəyanının tamamlayan dəyişmə cərəyanı anlayışını daxil etmişdir. Məsələn, köynəklərinin sahəsi S - olan kondensatoru yükləyərkən (şəkil 8.1 a) yükləyən cərəyanını şiddəti:

$$i = \frac{dQ}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} \int \sigma dS = \frac{\partial}{\partial t} \int D_n dS = \frac{\partial}{\partial t} \int \vec{D} \cdot d\vec{S} = \int \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

Olar. Burada xüsusi törəmə daxil edilmişdir, çünki ümumi halda \vec{D} həm zamanın, həm də koordinatın funksiyası ola bilər

$$\vec{j} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (8.1)$$

şəklində təyin olunan dəyişmə cərəyanı sıxlığı daxil edək.

Maksvelin fikrincə, həmin bu dəyişmə cərəyanı, keçiricilik cərəyanının elə tamamlayır ki, dövrənin istənilən kəsiyində bu və ya digər cərəyan mövcud olur və sanki dövrə qapalı olur. Kondensatoru boşaltdıqda (şəkil 8.1. b) hər iki cərəyan işarəsini dəyişir. Maksvell bundan əlavə də çox cəsarətli bir təklif etdi – dəyişmə cərəyanının maqnit sahəsi barədə fikir ifrəli sürdü.

Bu ideyanı aydınlaşdırmaq üçün, yada salmaq ki, tam cərəyan haqqındakı qanunda

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = \int_S \vec{j} d\vec{S}$$

Sirkulyasiyanın götürüldüyü L - konturuna söykənən S - səthinin forması tamamilə ixtiyaridir. Şəkil 8.2-dəki kimi iki S_1 və S_2 - səthi götürək. Onlardan biri (S_1) cərəynı daşıyan keçirici naqillə dəşilir (kontaktdadır), ikincisi (S_2) isə kondensatorun diaxilindən keçirici cərəyan daşıyan naqi lonu dəşmir (onunla kontaktda deyil). İlk baxışda sanki tam cərəyan qanunu ilə ziddiyyət təşkil edən bir nəticə alınır: S_1 - səthi üçün \vec{H} vektorunun sirkulyasiyası sıfırdan fərqlidir, S_2 - səthi üçün isə guya ki, sıfıra bərabər olmalıdır. Maksvell fərz edir ki, zamana görə dəyişən elektrik sahəsi (dəyişmə cərəyanı) keçiricilik cərəyanı xassəsinə malikdir: öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır və buna görə də tam cərəyan qanununda nəzərə alınmalıdır.

Bizim misalda hər iki cərəyan bir-birini qarşılıqlı tamamlayır. Bununla bərabər, ümumi alda mühit həm elektrik keçiriciliyinə, həm də dielektrik nüfuzluğuna malik ola bilər, yəni burada eyni zamanda hər iki cərəyan mövcud ola bilər və onların paralel axdıqları qəbul olunmalıdır. Buna görə də Maksvellə görə tam cərəyanın sıxlığı

$$\vec{j} = \vec{j}_{kec} + \vec{j}_{dey} = \vec{j}_{kec} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (8.2)$$

tənliyi ilə təsvir (ifadə) olunur.

Bu cərəyan sıxlığı

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = \int_S \vec{j} d\vec{S}$$

ifadəsinə görə maqnit sahəsini hesabladıqda da nəzərə alınmalıdır.

Elektrik induksiya vektoru

$$\vec{D} = \vec{P} + \varepsilon_0 \vec{E}$$

İki toplanandan. Yəni baxılan həcm elementlərində elektrik dipollarının mövcudluğunu əks etdirən \vec{P} polyarlaşma vektorundan yüklərin mövcudluğundan asılı olmayan \vec{E} - elektrik sahəsi intensivliyi vektorundan ibarət olduğundan, dəyişmə cərəyanı da iki toplanandan ibarət olur: $\frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$

polyarlaşma cərəyanından və yüklə bağlı olmayan $\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ dəyişmə cərəyanından.

Vakuumda $\vec{P} = 0$ və dəyişmə cərəyanının sıxlığı

$$\vec{J}_{dey} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (8.3)$$

Beləliklə, olduqca sahə və əyani mənaya malik olan keçiricilik cərəyanından fərqli olaraq, vakuumda dəyişmə cərəyanı hər hansı hissəciyin yerdəyişməsi və ya vəziyyətinin dəyişməsi bağlı deyil; dəyişmə cərəyanını onu əyani təsvir edə bilən hansısa bir mexaniki modulə müqayisəli vermək mümkün deyil.

Dəyişmə cərəyanı və onun maqnit sahəsi barədə Amksvelin hipotezi təcrübəyə istinad etmir, əksinə, o, eksperimental yoxlanma tələb edirdi.

Keçiricilik cərəyanını almaq asandır. Onun maqnit və ya istilik təsiri təcrübədə müşahidə oluna bilər. Dəyişmə və polyarlaşma cərəyanı isə istilik təsirinə malik deyil, bu cərəyanları yalnız onların maqnit təzahürlərinə görə aşkar etmək olar. Bunun üçün \vec{D} -induksiyasının dəyişməsi çox sürətlə baş verməlidir. Belə ki, əgər \vec{D} - periodik olaraq dəyişirsə, onun maqnit sahəsinin induksiyasının \vec{D} -nin $10^6 \div 10^7 \text{ Hz}$ tezliklərdə dəyişmələrində ölçməyin mümkünlüyünə ümid etmək olar.

Qeyd etmək lazımdır ki, yalnız 1888-ci ildə (Maksvelin ölümündən sonra) ilk dəfə N.Ners (1857-1894) dəyişmə cərəyanının və onun maqnit sahəsinin reallığını eksperimental olaraq təsdiq etdi.

Dəyişmə cərəyanının və onun maqnit sahəsində mövcudluğu haqqındakı Maksvell hipotezi bir sıra digər alimlər tərəfindən də yoxlanılmışdır. Məsələn, dəyişmə və polyarizasiya cərəyanlarının maqnit sahəsi eksperimental olaraq Eyxenveldin çox incə təcrübələrində də yoxlanılmışdır.

Təcrübələr göstərmişdir ki, doğrudan da, maqnit sahəsi hərəkət edən həm sərbəst, həm də bağlı yüklərlə yaradıla bilər. Bütün təcrübələrdə Maksvell nəzəriyyəsi ilə tam uyğunluq təsdiq olunub.

Zamandan asılı olaraq dəyişən dəyişmə cərəyanı, zamandan asılı olaraq dəyişən maqnit sahəsi yaradır. Sonuncu isə, Faradeyin induksiya qanununa görə, öz növbəsində dəyişən elektrik sahəsi ilə, yəni dəyişmə cərəyanı ilə bağlıdır və s. Bu fikri inkişaf etdirərək Maksvell bir-biri ilə ayrılmaz şəkildə

bağlı olan və fəzada yayılan, lakin yüklə bağlı olmayan dəyişən sahələrin (elektromaqnit sahələrinin) mövcud ola bilməsi nəticəsinə (qərarına) gəldi.

Maksvelin bu ideyasının ən çox tam təsdiqi H.Hersin elektromaqnit dalğalarının reallığını müəyyənləşdirən işlərində alındı.

§ 8.2. Maksvell tənlikləri

İndi də elektrodinamikanın bütün qanunlarını ümumiləşdirək. Əvvəlki fəsil və paraqraflarda ifadə olunmuş təcrübi nəticələrin ümumiləşdirilmiş bir neçə əsas (ixtiyari) düstura (tənliyə) gətirir:

1. Ostroqradski-Qauss teoremi. Hər hansı Q_i - yüklərini əhatə edən qapalı S səthindən keçən elektrik induksiya vektorlarının seli, həmin yüklərin cəbri cəminə bərabərdir:

$$\int_S \vec{D} d\vec{S} = \sum Q_i = \int_V \rho dV \quad (8.4)$$

Burada ρ - yüklərin həcmi sıxlığı, dV - səthin daxilindəki həcm elementidir. Qeyd etmək lazımdır ki, xarici yüklər selin qiymətinə təsir etmir.

2. Ümumiləşmiş tam cərəyan qanunu (Amper-Maksvel qanunu) ixtiyari kontur üzrə maqnit sahəsi intensivliyinin sirkulyasiyası, bu kontura söykənən səthdən ixtiyari səthdən keçən tam cərəyana (dəyişmə və keçiricilik cərəyanlarına) bərabərdir:

$$\oint_V \vec{H} d\vec{l} = \int \left(\vec{j}_{kec} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S} \quad (8.5)$$

Tam cərəyanın sıxlığı:

$$\vec{j} = \vec{j}_{kec} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (8.6)$$

(8.5) qanununun digər ifadəsi cərəyan elementi anlayışından istifadə etməklə cərəyanını maqnit sahəsini hesablaşmağa imkan verən Bio-Savar-Laplas qanunudur.

3. Faradeyin elektromaqnit induksiyası qanunu. Zamana görə dəyişən maqnit sahəsi öz ətrafında burulğanlı elektrik sahəsi yaradır:

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{B} d\vec{S} = \int_L \vec{E} d\vec{l} \quad (8.7)$$

Burada elektrik sahəsi intensivliyinin sirkulyasiyasının götürüldüyü L - konturuna söykənən ixtiyari S - səthindən keçən maqnit seli hesablanır.

4. İxtiyari qapalı səthdən keçən maqnit seli həmişə sıfıra bərabərdir:

$$\int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (8.8)$$

Bu, o deməkdir ki, \vec{B} - vektorunun sahəsi xalis burulğanlı sahədir və ya «maqnit yükləri» mövcud deyil.

(8.4-8.8) tənlikləri Maksvell tənlikləri adlanan bir tənliklər sistemi təşkil edir. Onlar inteqral şəkildə (formada) yığılıb. Daha tez-tez bu tənliklərin elektromaqnit sahəsini fəzanın istənilən nöqtəsində (daha dəqiq desək, istənilən elementar həcmdə ifadə etməyə imkan verən diferensial formada yazılışından istifadə olunur:

$$\text{div}\vec{D} = \rho, \quad (8.9)$$

$$\text{rot}\vec{H} = \vec{j}_{\text{kec}} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}, \quad (8.10)$$

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, \quad (8.11)$$

$$\text{div}\vec{B} = 0. \quad (8.12)$$

Maksvell mühit üçün $\sigma, \varepsilon\varepsilon_0, \mu\mu_0$ kimi üç xarakteristika və həmin xarakteristikaları elektromaqnit sahəsinin vektorları ilə əlaqələndirən üç tənlik:

$$\vec{j}_{\text{kec}} = \sigma\vec{E}; \vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}; \vec{H} = \frac{1}{\mu\mu_0}\vec{B} \quad (8.13)$$

Daxil edib. (8.13) münasiböətləri nəzərə almaqla tənliklər sistemi tam hesab olunur və (9.13) material tənlikləri doğru olduqda vakuumda vəçə maddədə bütün elektromaqnit hadisələrini təsvir etməyə imkan verir.

Tənliklər sisteminə elktro-maqnit sahəsində e - yükünə təsir edən Lorens qüvvəsinin

$$\vec{F} = e\vec{E} + e[\vec{v}\vec{B}] \quad (8.14)$$

ifadəsini də əlavə etsək, onda sahənin bütün qüvvə təzahürlərini əhatə etmiş olarıq. Qeyd etmək lazımdır ki, Amper qüvvəsi Lorens qüvvəsinin xüsusi halıdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, dif erensial şəkildə Maksvell tənliklərinə iki mühitin sərhəddinə sahəyə tətbiq olunan şərtlər daxil edilməyibsə, həmin tənliklər sahəni təsvir etmək üçün kifayət deyil. Bu şərtləri inteqral tənliklər vasitəsi ilə almaq olar.

(8.9) və (8.10) ifadələrindən, əvvəllər elektrodinamikanın əsas postulatlarından biri kimi şərh etdiyimiz mühüm (vacib) bir nəticə, yəni elektrik yükünün saxlanma qanunu da çıxır.

doğrudan da alırıq ki, (8.10) ifadəsinin divergensiyası

$$\operatorname{div} \operatorname{rot} \vec{H} = \operatorname{div} \vec{j}_{\text{kec}} + \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \vec{D}$$

Burada sol tərəf sıfır bərabər olduğundan, (8.9) tənliyini nəzərə almaqla tapırıq ki:

$$-\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \vec{D} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} = \operatorname{div} \vec{j}_{\text{kec}}$$

Buradan isə, müəyyən V - həcmi üçün:

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = \int_V \operatorname{div} \vec{j}_{\text{kec}} dV = \int_S \vec{j}_{\text{kec}} d\vec{S} \quad (8.15)$$

yəni hər hansı V - həcmində ükün dəyişmə sürəti, həmin həcmi əhatə edən S - səthindən axan \vec{j} cərəyan sıxlığı selinə bərabərdir.

Əgər yüklər həcmi tərk etmirsə, yəni bərabərliyin sağ tərəfi sıfırdırsa, onda

$$\int_V \rho dV = \text{const} \quad (8.16)$$

Bu isə, məhz yükün saxlanması qanunudur.

Maksvell tənliklərinin mahiyyətinin bu izahından sonra, yenidən onun (Maksvelin) dəyişmə cərəyanı haqqındakı dahiyənə hipotezinə qayıtmaq və bu məsələyə daha ciddi baxmaq olar.

Dəyişən cərəyanlara keçid etdikdə görünür ki, əvvəllər sabit cərəyanları təsvir edərkən istifadə etdiyimiz tənliklər (düstürlər) burada korrekt deyil. Belə ki, dəyişən sahələr halında Amper qanunu

$$\int_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S \vec{\sigma} \vec{E} d\vec{S}$$

ilə, yükün saxlanması qanununu təsvir edən kəsilməzlik tənliyi

$$-\int \vec{j}_{kes} d\vec{S} = \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV$$

uzlaşmır.

Onları

$$rot\vec{H} = \sigma\vec{E} = \vec{j}_{kes} \quad \text{və} \quad div\vec{j} + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0$$

Differensial şəklində yazaraq və həmin tənliklərdən öirincisinin sağ tərəfinə divergensiya ilə tsir edərək, görərik ki, Amper qanunu yalnız stasionar sahələr üçün düzgün olan $div\vec{j}_{kes} = 0$ tələbinə gətirir.

Məhz bu ziddiyyəti həll etmək üçün Maksvell keçiricilik cərəyanını tamamlayan dəyişmə cərəyanının mövcud olması haqqında cəsərtli mülahizəsini irəli sürdü:

$$\vec{j}_{dey} = \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$$

Bu cərəyan da, keçiricilik cərəyanı kimi öz ə trafında burulğanlı maqnit sahəsi yaradır və indi, Maksvell tərəfindən ümumiləşdirilmiş Amper qanunu

$$rot\vec{H} = \sigma\vec{E} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$$

şəklində (8.10) yazıla bilən bu tənliyin hər iki tərəfindən divergensiya götürüb, asanlıqla əmin olmaq olar ki, kəsilməzlik tənliyi onun nəticəsidir.

IX FƏSİL

KVAZİSTASİONAR ELEKTRİK SİSTEMLƏRİ (DƏYİŞƏN CƏRƏYAN DÖVRƏLƏRİ)

§ 9.1. Dəyişən cərəyan dövrəsində müqavimət

Kvazistasionar, yəni elektromaqnit sahəsinin yayılması zamanı ilə hesablaşmamağın mümkün olduğu, elektrodinamik sistemlər əsasında praktiki baxımdan xüsusilə vacib rol oynayanı dəyişən cərəyan dövrələridir. Tərifinə görə, dəyişən cərəyan dedikdə, zamandan asılı olaraq harmonik qanunla dəyişən

$$i = i_m \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (9.1)$$

cərəyan nəzərdə tutulur. i_m - cərəyan şiddətinin amplitud qiyməti, i - onun ani qiyməti, φ - başlanğıc fazası, ω - isə f - tezliyi və T - periodu ilə məlum

$$\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T}$$

münasibəti ilə bağlı olan dairəvi tezliyidir.

Enerji sənaye sistemlərində adətən $f = 50 \text{ Hz}$ olan ləyişən cərəyan tətbiq olunur.

Dəyişən cərəyan almaq üçün, əlbəttə, harmonik elektrik hərəkət qüvvəsi mənbəyi lazımdır. Hzarmonik elektrik hərəkət qüvvəsi güclü maqnit sahəsində fırlanan sarğacdən təşkil olunmuş elektrik maşınında (generatorunda) yaradıla bilər. Əsil həqiqətdə isə, bir sıra texniki mülahizələrə görə EHQ-nin yarandığı sarğacı hərəkətsiz (tərpənməz) götürüb, onun yaxınlığında güclü elektromaqnit fırladırlar.

Dəyişən cərəyan dövrələri cərəyanla qızan müqavimətlərdən əlavə (başqa) hiss olunacaq induktivliyə malik sarğacla və kondensatorlara da malik ola bilər. Buna görə də dəyişən cərəyan dövrəsində baş verən proseslər, sabit cərəyan dövrəsində baş verən proseslərlə, müqayisədə daha mürəkkəbdir. Dəyişən cərəyan dövrəsində baş verən prosesləri təhlil etmək üçün, əvvəlcə yalnız R - müqaviməti rezistorun olduğu sabit cərəyan dövrəsinə baxaq. Bu dövrədə i - cərəyanı yaratmaq üçün, ona U - potensial fərqi tətbiq etmək

lazımdır və burada həm

$$U = iR$$

Om qanunu, həm də ayrılan tamamilə rezistorun qızmasına sərf olunan gücü təyin edən

$$P = i^2 R$$

Coul-Lens qanunu ödənər.

Əgər dəyişən cərəyan dövrəsi lə yalnız R - müqavimətli rezistora malik olarsa, burada da Om qanunu özünü göstərər və

$$i = i_m \cos \omega t$$

olduqda

$$U = iR$$

və uyğun olaraq

$$U = U_m \cos \omega t,$$

$$U_m = i_m R$$

olar.

Burada Coul-Lens qanunu da doğru olar və ani güc:

$$P_i = i^2 R$$

Praktiki məqsədlər üçün gücün ani qiyməti deyil, onun cərəyanın dəyişmə periodu ərzindəki orta qiyməti

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T i^2 R dt = \frac{1}{2} i_m^2 R \quad (9.2)$$

maraq kəsb edir.

$$i_{ef} = \frac{i_m}{\sqrt{2}} \quad (9.3)$$

ifadəsi ilə təyin olunan i_{ef} - cərəyan şiddəti dəyişən cərəyanın şiddətinin effektiv qiyməti adlanır. Buna uyğun olaraq dəyişən gərginliyin

$$U_{ef} = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \quad (9.4)$$

effektiv qiyməti ilə təyin olunur.

Dəyişən cərəyanın şiddətinin i_m - effektiv qiyməti həmin dövrdə dəyişən cərəyanın eyni miqdarda istilik effekti yarada bilən sabit cərəyanını şiddətinə

bərabərdir. Elektrik ölçmə cihazlarının böyük əksəriyyəti məhz effektiv qiymətə görə dərəcələnilir.

Səth effektlərinin mövcud olması nəticəsində, naqilin dəyişən cərəyana müqaviməti, onun sabit cərəyana olan müqavimətindən böyük ola bilər. Buna görə də

$$R_0 = \rho \frac{l}{S}$$

Omik müqavimətli (burada ρ - naqilin xüsusi müqaviməti, l - uzunluğu, S - en kəsiyinin sahəsidir) onun R - aktiv müqavimətindən fərqləndirmək lazımdır ($R \geq R_0$). Texniki tezliklərə ($t = 50 \text{ Hz}$) malik cərəyanlarda R - ilə R_0 arasındakı fərq çox azdır.

Əgər dövrdə maqnit naqillərin maqnitlənməsi hesabına, yaxud da kondensatorun qeyri təkmil dielektrikində P - gücü udularsa, onda bu gücün xarakteristikası üçün də

$$R_d = \frac{P}{i^2}$$

şəklində təyin olunan müqavimət (itki müqaviməti) anlayışından istifadə olunur.

Bu müqavimət yuxarıda haqqında danışılan aktiv müqavimətə əlavə olunur.

§ 9.2. Dəyişən cərəyan dövrəsində induktivlik

Əgər elektrik dövrəsində nəzərəcarpacaq L - induktivliyinə malik sarğac və müəyyən R - müqavimətli rezistor olarsa, onda sabit cərəyan halı da induktivlik yalnız dövrənin qoşulub, alındığı məqamlarda özünü göstərir, qərarlaşmış cərəyan isə yalnız R - müqaviməti ilə təyin olunur. Dəyişən cərəyan dairəsində cərəyan şiddətinin dəyişməsi müntəzəm (daimi) xarakter daşıyır və induktivliyin ona təsiri həmişə hiss olunur. Biz burada da bu fəslin sonlarında olduğu kimi, yalnız qərarlaşmış prosesə baxacağıq. Beləliklə, dövrdə (şəkil 9.1) cərəyan şiddəti:

$$i = i_m \cos \omega t$$

zamanı ilə dəyişir. Cərəyanı davam etdirmək üçün lazım olan potensial fərqi tapaq. Kirxhof qaydasına görə tətbiq edilən gərginlik müqaviməti cərəyanı təmin etməklə yanaşı

$$U_R = iR,$$

həm də induksiya EMF-ni dəf etməlidir.

$$U_L = -\varepsilon_i = L \frac{di}{dt}.$$

Buna görə də, dövrənin uclarındakı tam gərginlik

$$U = iR + L \frac{di}{dt} = i_m R \cos \omega t + i_m \omega L \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) = U_m \cos(\omega t + \varphi) \quad (9.5)$$

olmalıdır. Burada U_m - amplitudu və φ - başlanğıc fazası hələ məlum deyil. Onları tapmaq üçün vektorlar diaqramından istifadə etmək əlverişlidir.

Baxılan halda lazımdır ki, hər şeydən əvvəl ixtiyari bir istiqamətdə bütün dövrə üçün _____ olan i - cərəyan şiddətinə uyğun vektoru quraq; effektiv qiymət amplitud qiymətlə mütənasib olduğundan, onlardan hansıdan istifadə edilməsinin fərqi yoxdur. R - aktiv müqavimətindəki gərginlik düşgüsü

$$U_R = iR$$

vektoru (şəkil 9.2) ilə paralel təsvir olunur.

İnduktivlikdəki

$$U_L = i \omega L = iR_L \quad (9.6)$$

gərginliyə uyğun vektor isə, cərəyan şiddəti vektorunun 90° qabaqlayar. Bu vektorların cəmini quraraq:

$$U = \sqrt{U_R^2 + U_L^2} = i \sqrt{R^2 + R_L^2} = iZ \quad (9.7)$$

tam gərginliyə uyğun gələn vektoru və U - ilə i - arasındakı

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{R}$$

faza sürüşməsinə tapa bilərik. (9.7)-də $Z = \sqrt{R^2 + R_L^2}$. Deyiənlərdən görüldüyü kimi, dəyişən cərəyan dövrəsində tezlik böyük olduqca induktivlik daha güclü təsir göstərir.

Bu halda da, induktivlik olmayan dövrə halındakı kimi, orta güc yalnız aktiv müqavimətdə udular və onun qiyməti

$$P = i^2 R = iU \frac{R}{Z} = iU \cos \varphi \quad (9.9)$$

şəklində təyin olunur.

Bundan əlavə, sarğacda həm də ani qiymət

$$\omega = \frac{1}{2} Li^2$$

olan maqnit enerjisi meydana gəlir. Bu enerjinin qiyməti periodik olaraq sıfırdan

$$W = \frac{1}{2} Li_m^2$$

maksimal qiymətinə qədər dəyişir.

Bu enerji gah mənbədən sərf olunur, gah da ona qaytarılır. Doğrudan da, ani güc

$$P_t = i_m U_m \cos \omega t \cos(\omega t + \varphi) = i_m U_m \cos \varphi \cos^2 \omega t - \\ - \frac{1}{2} i_m U_m \sin \varphi \sin 2\omega t = i_m^2 R \cos^2 \omega t - \frac{1}{2} i_m^2 \omega L \sin 2\omega t$$

Şəklində təsvir oluna bilər.

Buradan birinci həd həmişə müsbətdir; o, Coul-Lens qanununa əsasən udulan gücü təyin edir (göstərir); dövrədəki maqnit enerjisini təsvir edən ikinci toplanan isə qidalandırıcı gərginliyin tezliyindən 2 dəfə böyük olan tezliklə öz işarəsini dəyişir - müsbət («+») işarə dövrəyə enerji daxil olmasına, minus («-») işarəsi isə enerjinin mənbəyə qaytarılmasına uyğun gəlir.

İnduktivliyin təsirin xarakterə edən və müqavimət vahidinə malik olan

$$R_L = \omega L \quad (9.10)$$

kəmiyyəti induktiv müqavimət adlanır. Bu terminlə işarə edilir (qeyd olunur) ki, sarğacda enerji udulmur.

9.2 şəklində vektorların hamısının uzunluğu cərəyan şiddəti ilə mütənasib olduğundan, onun qiymətinə bölməklə «müqavimətlər üçbucağı»nı almaq olar. Texnikada tez-tez məhz bu üsuldən istifadə olunur.

$$Z = \sqrt{R^2 + R_L^2} \quad (9.11)$$

kəmiyyətini dövrənin tam müqaviməti və ya impedansı adlandırırlar.

Sonda qeyd etmək lazımdır ki, R - omik müqavimətə malik olmayan «ideal» induktivlik dövrədə 90° -lik faza sürüşməsi yaraşdır və heç bir güc udmaz.

Dəyişən cərəyan dövrəsi kompleks amplitudlar üsulunun köməyikliyi ilə də öyrənilə (ətədqiq oluna) bilər.

Bu halda cərəyanın və gərginliyə müvafiq funkiyalarının həqiqi hissələri kimi baxılır

$$i = i_m \cos \omega t = \operatorname{Re}[i \exp(j\omega t)];$$

$$U = U_m \cos(\omega t + \varphi) = \operatorname{Re}[U \exp(j\omega t)].$$

Burada kompleks amplitudlar uyğun olaraq

$$i = i_m; \quad U = U_m \exp(j\varphi) - \text{ə}$$

bərabərdir, lakin

$$\frac{di}{dt} = j\omega i_m \exp(j\omega t)$$

olduğundan, (10.5) ifadəsi

$$i_m R + j i_m \omega L = i_m R + j i_m R_L = U_m \exp(j\varphi) \quad (9.12)$$

olar. Burada

$$R + jR_L = Z \exp(j\varphi) = \sqrt{R^2 + R_L^2}; \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{R_L}{R}$$

olub. (10.7) və (10.8) ifadələri ilə üst-üstə düşür. Qeyd edək ki,

$$P = i^2 R = i U \cos \varphi$$

orta gücü

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(U^* \cdot I)$$

hasilini hesablamaqla tapmaq olar. Burada U^* - gərginliyin qoşma qiymətidir. Bu üsuldan dövrənin parametrləri (R və L) verilmədikdə də istifadə etmək olar.

§ 9.3. Dəyişən cərəyan dövrəsində elektrik tutumu

Əgər elektrik dövrəsi ardıcıl qoşulmuş rezistor və kondensatordan (şəkil 9.3) təşkil olunarsa, onda bu dövrədən sabit cərəyan axa bilməz.

Bundan fərqli olaraq dəyişən potensiallar fərqi halında kondensator periodik olaraq yüklənir və boşalar, rezistordakı keçiricilik cərəyanı kondensatordakı dəyişmə cərəyanı ilə tamamlanır, dövrədən dəyişən cərəyan axar.

Bu halda tətbiq olunan

$$U = U_m \cos(\omega t + \varphi)$$

potensiallar fərqi rezistorda cərəyanın

$$U_R = iR$$

və kondensatorda (C - tutumlu) potensiallar fərqi

$$U_c = \frac{q}{C} = \int \frac{idt}{C}$$

təmin edər. Sonuncu ifadədəki q - kondensatordan yükləni qiymətidir.

Buna görə də

$$iR + \frac{1}{C} \int idt = U \quad (9.14)$$

tənliyi təmin olunmalıdır.

Kompleks üsulunu tətbiq edərək və yada salaraq ki,

$$\int \exp(j\omega t) dt = \frac{1}{j\omega} \exp(j\omega t) = -\frac{j}{\omega} \exp(j\omega t),$$

alırıq ki,

$$iR - j \frac{1}{\omega C} i = U.$$

Buradan son olaraq tapırıq ki:

$$U = iZ \exp(j\varphi),$$

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(-\frac{1}{\omega C}\right)^2} = \sqrt{R^2 + R_c^2} \quad (9.15)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{RC}{R} = -\frac{1}{\omega R_c} \quad (9.16)$$

Sonuncu ifadəki minus («-») işarəsi kondensatordakı gərginliyin cərəyan şiddətinə nəzərən yubandığını (fəzaca geri qaldığını) göstərir. Beləliklə, bu dövrdə də R - aktiv müqaviməti ilə yanaşı,

$$R_c = \frac{1}{\omega C} \quad (9.17)$$

reaktiv müqaviməti də mövcud olar.

Kondensator gih enerji toplayır, gah ja onu geriye dövrəyə verir. Əgər belə dövrdə R - müqaviməti olmasa, onda φ - fazalar fərqi $-\frac{\pi}{2}$ olar və enerji udulması baş verməz. Bu hala, yəni ardıcıl qoşulmuş və C -dən ibarət dövrəyə uyğun vektor diaqrammı şəkil 9.4-də təsvir edildiyi kimi olar.

§ 9.4. Ardıcıl kontur

Ümumi halda fərz edək ki, elektrik dövrəsi ardıcıl qoşulmuş rezistor (R), sarğac (L) və kondensatordan (C) ibarətdir (şəkil 9.5). Bu halda Kirxhof qaydası

$$iL + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int idt = U = U_m \cos(\omega t + \varphi) \quad (10.18)$$

şəklini alar.

Bu hal üçün kompleks üsulunu tətbiq edərək, alarıq ki:

$$iR + j\omega Li - j \frac{1}{\omega C} i = \int idt = U = U_m \exp(j\varphi)$$

Buradan isə, əvvəlki paraqrafların nəticələrini tətbiq edərək, taparıq:

$$U_m = i_m Z = i_m \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} = \sqrt{R^2 + X^2} \quad (10.19)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{X}{R}; \quad X = \omega L - \frac{1}{\omega C}.$$

Belə bir dəyişən cərəyan dövrəsi üçün vektor diaqrammı şəkil 9.6-da təsvir edildiyi kimi olar. Bu diaqramdan (9.18) ifadəsində əks olunmuş nəticələri çox asanlıqla almaq olar.

Bu halda da, əvvəlki (yalnız R, L və R, C daxil olan dəyişən cərəyan dövrlərindəki) hallardakı kimi, tam müqavimət tezliklən asılıdır. Şəkil 9.7-də

R_L, R_C müqavimətlərinin və onların cəminin ω - tezliyindən asılılığının qrafikləri təsvir olunub. Bu qrafiklərdən görünür ki, $\omega L > \frac{1}{\omega C}$ olduqda ardıcıl dövrə özünü elə aparır ki, sanki onun reaktiv müqaviməti təmiz induktivlikdən kiçikdir:

$$\omega L_{\text{exp}} = \omega L - \frac{1}{\omega C}; \quad L_{\text{exp}} < L.$$

Belə dövrdə $\frac{1}{\omega C} > \omega L$ olduqda isə o, xalis tutum reaktiv yükə (müqavimətə) malik olur və ekvivalent tutum üçün

$$\frac{1}{\omega C_{\text{exp}}} = \frac{1}{\omega C} - \omega L; \quad C_{\text{ekv}} > C.$$

alınır.

Xüsusilə maraqlı hal, dövrdəki reaktiv müqavimətin itdiyi (yox olduğu) haldır. Bu hal,

$$\begin{aligned} \omega_0 L - \frac{1}{\omega_0} C &= 0 \\ \omega_0 &= \frac{1}{\sqrt{LC}} \end{aligned} \quad (9.20)$$

şərtini ödəyən və ardıcıl rezonans (gərginlik rezonansı) şərtini ödəyən tezliklə baş verir.

Bu halda sarğacdakı və kondensatordakı gərginlik düşgülləri fazaca həmişə bir-birinin əksinədir və bir-birinə bərabərdir:

$$U_L = i\omega_0 L = i \frac{1}{\omega_0 C} = U_C.$$

Buna görə də ani cəm sıfıra bərabərdir və xarici gərginlik dövrdə cərəyanın ən böyük qiymətini təmin edərək tamamilə aktiv müqavimətdə düşür; faza sürüşməsi aradan qalxır (itir):

$$Z_{\text{rez}} = R; \quad i_{\text{rez}} = \frac{U}{R}; \quad \varphi_{\text{rez}} = 0 \quad (9.21)$$

U_L və U_C -nin rezonans qiymətləri tətbiq olunan U - gərginliyinin qiymətini əhəmiyyətli dərəcədə aşar bilər. Doğrudan da:

$$U_L = i_{rez} \omega_0 L = i_{rez} R \frac{\omega_0 L}{R} = UQ.$$

Burada, Q - dövrənin keyfiyyət əmsalı adlanır və əksər hallarda o, vahiddən böyükdür.

Nəhayət, kondansatorun maksimal enerjisi, sarğacın maksimal enerjisinə bərabər olur:

$$\frac{1}{2} C U_{mC}^2 = \frac{1}{2} C \frac{i_{rez}^2}{\omega_0^2 C^2} = \frac{1}{2} L i_{rez}^2 \quad (9.22)$$

Bu maksimumlar zamana görə qidalandırıcı gərginliyin dördüdə bir periodu qədər sürüşür. Beləliklə, sarğacın və kondansatorun enerjisinin periodik mübadiləsi gərginliyin, həm də bu _____ başvermə tezliyi gərginliyin dəyişməsinin tezliyinin iki misli qədər olur.

Aydındır ki, rezonans halını yalnız qidalandırıcı gərginliyin tezliyini dəyişməklə deyil, həm də müvafiq induktivlik və tutum seçməklə də təmin etmək olar.

(9.18) ifadəsi məcburi rəqslərin tənliyinə uyğundur. Buna görə də aydındır ki, baxılan dövrə xarici harmonik dəyişən gərginliyin təsiri altında məcburi rəqslər edən rəqs sistemi olar. Əgər bu halda gərginliyin fazası, cərəyan şiddətinin fazası ilə üst-üstə düşərsə, onda rezonans yaranar. Gözləmək lazımdır ki, belə dövrdə məxsusi rəqslər də mümkündür.

Daha mürəkkəb dövrlərdə eyni zamanda bir neçə müqavimət, tutum və induktivlik də qoşula bilər. Onlar ardıcıl qoşulduqları halda, onları ekvivalent qiymətləri ilə xarakterizə etmək olar:

$$R_{ekv} = \sum R_i; \frac{1}{C_{ekv}} = \sum \frac{1}{C_i}; L_{ekv} = \sum L_i$$

Ancaq nəzərə almaq lazımdır ki, induktivlik üçün bu şərt o vaxt ödənilir ki, onların maqnit sahələri bir-birini bürüməsin, yəni qarşılıqlı induksiya hadisəsi baş verməsin.

Əgər kontura paralel qoşulmuş eyni tip müqavimətlər daxil olarsa, onlar ekvivalent kəmiyyətlərlə əvəz oluna bilər:

$$\frac{1}{R_{ekv}} = \sum \frac{1}{R_i}; C_{ekv} = \sum C_i; \frac{1}{L_{ekv}} = \sum \frac{1}{L_i}$$

Bu halda da, sonuncu ifadə o zaman doğru olar ki, sargıların maqnit sahələri bir-birini bürüməsin.

Müxtəlif növlü elementləri paralel qoşulduğu dövredə isə hesablama əməllicə çətinləşir.

Şəkil 9.8-da gərginliyin amplitudu və konturun parametrləri sabit olan halda cərəyan şiddətinin kvadratının qidalandırıcı gərginliyin tezliyindən asılılığını ifadə edən ardıcıl dövrənin amplitud-tezlik xarakteristikası göstərilib. Bu xarakteristikaları çox vaxt «rezonans əyriləri» adlandırırlar. Şəildə onlar aktiv müqavimətin iki müxtəlif qiyməti üçün verilib. Müqavimət böyük olduqda, əyri daha aşağıda yerləşir və daha geniş olur.

Mexaniki rəqslər halına analogi olaraq, bu halda da konturun keyfiyyət əmsalının ifadəsini yazmaq olar:

$$Q = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{\rho}{R} = \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{R} \quad (10.23)$$

Burada $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ - konturun dalğa müqavimətidir, $\alpha = \frac{R}{2L}$ isə, məxsusi rəqslərin sönmə əmsalıdır.

§ 9.5. Paralel kontur

İndi də, praktiki məqsədlər üçün daha vacib əhəmiyyət kəsb edən paralel dövrəyə baxaq (şəkil 9.9). bu halda dövrənin hər iki qolu (budağı) eyni gərginlik altında yerləşir. Kondensatorda olan budağın müqaviməti:

$$R_C = -jR_C$$

İnduktivlikdə olan budağın müqaviməti

$$R_L = R + jR_L$$

Paralel qoşulmuş budaqların ümumi müqaviməti isə:

$$R_0 = \frac{R_L R_C}{R_L + R_C} = \frac{(R + jR_L)(-jR_C)}{R + jR_L - jR_C} = \frac{U}{i}$$

olar və gərginliyin cərəyanın tam şiddətinə nisbətini təyin edir. Biz bu tənliyi ümumi şəkildə həll etməliyik və yalnız ən maraqlı olan (daha böyük maraq kəsb edən) xüsusi halda kifayətlənəcək.

Fərz edək ki, R - müqaviməti çox da böyük deyil və gəzliyin geniş diapazonda

$$R < R_L$$

şerti ödənilir, həm də tezliyin bu diapazonu (9.20) şərti ilə təyin olunan ω_0 - tezliyini də əhatə edir. Bu zaman (9.24) ifadəsi daha sadə şəkllə düşür:

$$R_0 = \frac{R_L \cdot R_C}{R + j(R_L - R_C)} = \frac{L}{C} \cdot \frac{1}{R + j(R_L - R_C)}$$

Rezonans şərti ödəndikdə:

$$R_L = R_C; \quad \omega = \omega_0$$

və kontur özünü xalis aktiv müqavimət kimi aparır:

$$R_{rez} = \frac{L}{CR} = \frac{\rho^2}{R} \quad (9.25)$$

Bu müqavimət ən böyük olur. Belə ki, i_r - cərəyan şiddəti ən kiçik olur. Bu halda faza sürüşməsi itir. Bu hal paralel rezonans və ya «cərəyanlar rezonansı» halı adlanır, çünki bu halda ayrı-ayrı budaqlardakı cərəyanlar fazaca bir-birinin əksinədir və modulca çox az fərqlənirlər. Buna görə də ardıcıl rezonans halında olduğu kimi, burada da sarğac və kondensator arasında enerji mübadiləsi baş verir, mənbə isə yalnız aktiv müqavimətdəki i cərəyan şiddətindən əhəmiyyətli dərəcədə böyük ola bilər.

Ardıcıl konturdan fərqli olaraq, paralel kontur $\omega > \omega_0$ halında özünü tutum yüklü, $\omega < \omega_0$ halında isə induktivlik yüklü kontur kimi aparır. Onun rezonans əyriyələri müxtəlif şəkil 9.10-də göstərilib.

Paralel rezonansın xüsusiyyətlərini yaxşı aydınlaşdırmaq üçün ixtiyari U - vektorunu başlanğıc götürməklə bir neçə vektor diaqramı quraq (şəkil 9.12).

$\omega L < \frac{1}{\omega C}$ - şərtini ödəyən aşağı tezliklərdə induktivlikdəki cərəyan şiddəti tutumdakı cərəyan şiddətindən böyük olar, tam cərəyan fazaca gərginlikdən geri qalar və dövrənin tam müqaviməti induktiv müqavimət olar (şəkil 9.11 a).

Tezliyin sabit qiymətində induktivliyi artıraraq. Bu zaman ondakı cərəyanın şiddəti azalar, cərəyanla gərginlik arasındakı φ_L - faza sürüşməsi isə

böyüyər. Son nəticədə şəkil 9.12 b ilə izah olunan rejim əldə olunur. Tam cərəyanın şiddəti kiçilər, φ - faza bucağı sıfıra bərabər olar – paralel rezonans baş verir.

İnduktivliyin sonrakı artması i_L -in azalmasına, i - tam cərəyanın isə böyüməsinə səbəb olar. Sonuncu həm də U - gərginliyi fazaca qabaqlayar (şəkil 9.12, c). qeyd edək ki, tutumdakı cərəyan şiddəti bütün hallarda eyni qalar.

Rezonans ($\varphi=0$) halı üçün vektor diaqramından tapırıq ki:

$$\operatorname{tg} \varphi_L = \frac{i_C}{i} = \omega_0 C R_{rez}$$

φ_L - həm də sarğacın dövrəsindəki cərəyanla ondakı gərginlik arasındakı faza sürüşməsidir. Belə ki,

$$\operatorname{tg} \varphi_L = \frac{\omega_0 L}{R}$$

Buna görə də, yenidən yuxarıda tapılmış müqavimət rezonansı halı alınar:

$$R_{rez} = \frac{L}{CR} \quad (9.26)$$

Beləliklə, paralel konturun xassələri məlum mənada ardıcıl konturun xassələrinin əksinədir və onların təh biri əlverişli şəraitlərdə faydalı şəkildə tətbiq oluna bilər.

§ 9.6. Elektrik enerjisinin ötürülməsi. Transformatorlar

Dəyişən cərəyanların qarşılıqlı təsiri zamanı onların arasındakı faalar fərqinə diqqət yetirmək lazımdır. Ani qarşılıqlı təsir qüvvəsi cərəyanların ani qiymətlərinin hasili ilə mütənasibdir:

$$F \sim i_1 i_2 = I_1 I_2 \cos \omega t \cos(\omega t + \varphi)$$

Bu zaman period ərzindəki orta qüvvə faza sürüşməsinin kosinusu ilə mütənasib olar:

$$\bar{F} = I_1 I_2 \cos \varphi$$

Bu zaman $\varphi=0$ olduqda cərəyanlar bir-birini cəzb edir, $\varphi=\pi$ olduqda (cərəyanlar əks istiqamətdə yönəldikdə) cərəyanlar bir-birini dəf edir.

Qısaca şəkildə elektrik dövrəsinin (şəbəkəsinin) hesablanması prinsipləri ilə tanış olaq. Hesablamalarda həmişə dövrənin ötürücü hissəsindəki yol verilən güc itkisinin böyük olmamasına və ötürücü naqillərdə mümkün qədər az metal (mis, aliminum) sərf olunması tələb edilir.

Fərz edək ki, istehlakçının (məsələn, hansısa bir vahid, fabriq, şəhər, kənd və s.) işçi (yük) müqaviməti R_0 -dır və o, U - gərginliyində P - gücü almalıdır. Ötürücü xətt iki məftildən ibarətdir (şəkil 9.12), l - uzunluğa malikdir, Xüsusi müqaviməti P olan misdən hazırlanıb, naqillərin en kəsiyinin sahəsi S -dir. Yol verilən güc itkisi:

$$P_{itk} = i^2 R$$

Burada i - xəttəki

$$i = \frac{U}{R_0}$$

cərəyan şiddətindən xəttin məftillərinin aktiv müqaviməti isə

$$R = \rho \cdot \frac{l}{S}.$$

İstehlakçı tərəfindən alınan tam güc:

$$P = \frac{U^2}{R_0} \cos \varphi$$

olduğundan məftilin en kəsiyinin sahəsi üçün

$$S = \frac{\rho l}{P_{itk}} \cdot \frac{P^2}{U^2 \cos^2 \varphi}$$

qiymətini alarıq. Buradan görünüyü kimi, hal əlverişlidir ki, R_0 - xalis aktiv müqavimət olsun ($\cos \varphi = 1$) və mümkün qədər böyük gərginlik tətbiq edilsin. Doğrudan da, ötürücü xətlərin uzunluğu artdıqca verilən gərginliyin qiymətini artırmaq lazım gəlir. İndiki zamanda bu qiymət yük kilovoltlara çatır. Məsələ burasındadır ki, əvvəla, belə yüksək gərginlik elektrik maşınları ilə bilavasitə istehsal oluna bilməz; ikincisi isə, istehlakçıya belə yüksək gərginlik təklif olunmaz. Məhz bu səbəbdən də, ötürücü xətlərin zəruri elementlərindən biri

gərginlik çeviricilər (transformatorlar) sayılır. Transformatorların iş prinsipinə baxaq.

Qapalı maqnit keçiricisinə diaqramların sayı N_1 və N_2 olan iki sarğı sarınıb (şəkil 9.13). Birinci sarğıya U_1 - gərginliyi tətbiq edilib. İkinci sarğı açıqdır (Bu rejim boşuna işləmə rejimi adlanır). Bu halda voltmetrlər bir-biri ilə

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{N_1}{N_2} \quad (9.27)$$

münasibəti ilə əlaqədar olan U_1 və U_2 gərginliklərini ölçər. Bunu isbat (sübut) edək. Böyük induktivliyə malik olan birinci sarğıdan U_1 gərginliyindən demək olar ki, 90° geri qalan olduqda zəif i_0 - cərəyanı ilə mütənasib olan Φ_0 - maqnit seli həmin sarğını kəsir və onda tətbiq edilən U_1 gərginliyini kompensə edən

$$\varepsilon_1 = -N_1 \frac{d\Phi_0}{dt} = -U_1 \quad (9.28)$$

öz-özünə induksiya EQ yaradır. Həmin maqnit seli eyni zamanda həm də ikinci sarğıda qarşılıqlı induksiya hesabına

$$\varepsilon_2 = -N_2 \frac{d\Phi_0}{dt} = U_2$$

EQ yaradır ki, bu da ikinci dövrdəki voltmetrlə ölçülür. Yuxarıdakı ifadələrdən görünür ki, $\frac{U_1}{U_2}$ nisbəti, $\frac{N_1}{N_2}$ nisbətinə bərabərdir. Bu nəticə voltmetrlərin göstərişi ilə də təsdiqlənir. Boşuna işləmə halının vektor diaqramı şəkil 9.15-də göstərilib.

İkinci dövrəni qapadıqda R_2 - yük müqavimətində i_2 - cərəyan yaranır və bu cərəyan öz növbəsində Φ_2 - maqnit seli əmələ gətirir. Bu zaman i_2 - cərəyanı ε_2 -dən (şəkil 9.14) φ_2 - bucağı qədər (induktiv yük) geri qalır.

Eyni zamanda avtomatik olaraq birinci dövrdəki cərəyan şiddəti də avtomatik olaraq dəyişir. Bunun səbəbi aşağıdakı kimidir: Φ_2 - maqnit seli yarandığı maqnit keçiricinin maqnitlənməsi dəyişir və (9.28) bərabərliyi pozulur. Buna görə də birinci cərəyanın şiddətinin yeni Φ_1 maqnit seli yaradan özbaşına (eksperimentatorun müdaxiləsi olmadan) dəyişməsi baş

verir. Lens qanununa görə bu sel fazaca Φ_2 selinə əks yönəlib. Tarazlıq halı o zaman alınır ki, Φ_1 və Φ_2 _____ sellərində faza sürüşməsi nəzərə alınmaqla tapılmış cəmi yenidən ilkin Φ_0 - selinə bərabər olsun. Diaqramdan görünür ki, Φ_1 seli Φ_0 - selini üstələyir (ondan böyükdür). Uyğun olaraq i_1 - cərəyanı da i_0 - boşuna işləmə cərəyanını üstələyir.

Bu halda U_1 və i_1 (yaxud Φ_1) arasındakı faza bucağı, φ_1 qiymətinə qədər azalır.

Trnasformatorun normal yüklənməsi halında Φ_1 və Φ_2 selləri Φ_0 selini əhəmiyyətli dərəcədə üstələyir, φ_1 və φ_2 - bucaqları isə böyük olmur. Diaqramdan görüldüyü kimi, ikinci sarğı tərəfindən sərf olunan (istehlak olunan) $P_2 = \varepsilon_2 i_2 \cos \varphi_2$ gücü, təqribən $\varepsilon_2 i_2$ -ə bərabərdir ($\cos \varphi_2 \approx 1$), həm də o, trasformatora

$$P_1 = U_1 i_1 \cos \varphi_1 \approx U_1 i_1$$

gücü verən və yeganə enerji mənbəyi olan birinci dövrədən daxil olduğundan, alınır ki:

$$\varepsilon_2 i_2 \approx U_1 i_1; \quad \frac{i_1}{i_2} = \frac{\varepsilon_2}{U_1} = \frac{N_2}{N_1} \quad (10.29)$$

Beləliklə, yükün (işlədicinin) normal qiymətlərində cərəyan şiddətlərinin nisbəti dolaqların sayının nisbəti ilə tərs mütənasibdir. Bir daha qeyd etmək lazımdır ki, bu nisbət yalnız yükün normal qiymətlərində və transformadakı itkiləri nəzərə almadıqda doğrudur. Transformatorların daha ciddi nəzəriyyələri «Elektrotexnika» kursunda öyrənilir.

§ 9.7. Elektromexaniki analogiyalar

Mexaniki və elektrik kəmiyyətləri arasında mövcud olan bəzi formal oxşarlıqları görmək maraqlıdır. Bu oxşarlıqlar göstərir ki, müəyyən prosesləri təsvir edən tənliklər və ya düstüurlar hər iki halda (mezxanika və elektrik) üst-üstə düşür. Eyni zamanda bu halda aşağıdakı fikir də doğrudur: əgər məsələlərdən biri (məsələn, mexaniki) həll olunubsa, onda belə ikinci məsələni (elektrik məsələsini) yenidən həll etməmək və hazır nəticələrdən istifadə

etməklə onları uyğun dilə (eletkrik dilinə) keçirməklə kifayətlənmək olar.

Məsələn, məlumdur ki, \mathcal{G} - sürəti ilə hərəkət edən m - kütləli cismin kinetik enerjisi

$$W_k = \frac{1}{2} m \mathcal{G}^2,$$

i - cərəyanının (hərəkət edən yükün) maqnit enerjisi isə

$$W_m = \frac{1}{2} Li^2$$

İfadəsi ilə təyin olunur. Burada L - verilmiş cərəyanın axdığı dövrə hissəsinin induksiyaasıdır. Analogiyadan istifadə etməklə induktivliyi kütlə, cərəyan şiddətini isə – sürətlə eyniləşdirmək olar. Sürət yürdəyişmənin zamana görə törəməsi, cərəyan şiddəti isə - yükün zamana görə törəməsi olduğundan, yük yerdəyişmə ilə eyniləşdirilməlidir. Yüklü kondensatorun enerjisini:

$$W_c = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} = \frac{1}{2} QU$$

deformasiya olunmuş yayın

$$W_p = \frac{1}{2} \frac{F^2}{k} = \frac{1}{2} kx^2 = \frac{1}{2} FX$$

enerjisi ilə eyniləşdirmək olar. Buradan isə belə nəticə çıxır ki, yayın k - gərginliyi, tutumun $\frac{1}{C}$ tərs qiyməti ilə, F - qüvvəsi isə U - potensiallar fərqi ilə üst-üstə düşür.

Cismin r - sürtünmə əmsalı mayədə $\bar{\mathcal{G}}$ sürəti ilə hərəkəti zamanı

$$N = r \mathcal{G}^2$$

güc sərf olunur. R - müqavimətindən i - cərəyanı axdıqda isə

$$P = Ri^2$$

gücü ayrılır. Ona görə də mayədə r - sürtünmə əmsalı R elektrik müqaviməti ilə eyniləşdirilə bilər. Bu deyilənlər baxımından $m\mathcal{G}$ - mexaniki impulsa, $\Phi = Li$ - maqnit seli uyğun gəlir.

Eyni qaydada birinci növ linqlə, birinci növ transformatoru oxşatmaq olar. Burada qüvvə və sürətin çevrilməsi gərginlik və cərəyanın çevrilməsinə oxşadılır.

Fırlanma hərəkətini və elektromaqnit proseslərini xarakterizə edən kəmiyyətlər arasında da oxşarlıq müəyyənləşdirmək olar.

Məsələn, bu halda induktivliyi ətalət momenti, cərəyanı – bucaq sürəti, gərginliyi – qüvvə momenti, elektrik yükünü – bucaq dəyişməsi, tutumu – burulmanın əksinə sabitinin qiyməti ilə və s. oxşadırlar.

X FƏSİL

ELEKTROMAQNİT RƏQSLƏRİ VƏ DALĞALARI

§ 10.1. Məxsusi rəqslər

Tutum və induktivliyə malik elektrik dövrələrində məxsusi rəqsləri tədqiq edərkən aşkar olunan rezonans hadisəsi imkan verir deyək ki, belə dövrə rəqs dövrəsidir və burada sərbəst rəqslər

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Tezliyinə malikdir. Bu fikri keyfiyyətcə yoxlamaq üçün şəkil 10.1-də təqdim olunan sxemdən istifadə etmək olar. Buradakı K - açarı 1 vəziyyətində olduqda, böyük tutumlu C - kondensatoru ($C \approx 100 \text{MkF}$) ε - sabit cərəyan mənbəyindən dolur. K - açarının 2 vəziyyətində C - kondensatoru böyük ($L \approx 100 \text{Hn}$) induktivlikdən, məsələn, yüksəkvoltlu transformatorun ikinci dolağından boşalır. Bu zaman periodu saniyənin onda bir hissəsinə bərabər olan güclü sönən rəqsi boşalma alınır. Onu hətta əqrəbli cihazla da asanlıqla müşahidə etmək olar.

Bu zaman baş verən hadisənin (yaxud gedən prosesin) enerji baxımından mahiyyəti aşağıdakı kimidir: kondensator boşalarkən onun elektrik sahəsinin enerjisi sarğacın maqnit sahəsinin enerjisinə çevrilir; sonra öz-özünə induksiya hadisəsi nəticəsində kondensator yenidən yüklənir (dolur), yəni elektrik enerjisinin əksinə keçidi baş verir; bütün bu proseslər Coul istiliyi _____ naqillərin qızması ilə müdafiə olunduğundan rəqs tədricən zəifləyir.

Kondensatorun boşalma prosesi üçün Kirxhof qaydasını yazaq. Bu qanuna görə istənilən zaman anında kondensatordakı potensiallar fərqi R - rezistorundakı və öz-özünə induksiya EHQ-ni kompensə etmək üçün sarğıdakı gərginlik düşgüsünün cəminə bərabərdir:

$$U = \frac{1}{C}q = iR + L \frac{di}{dt} \quad (10.1)$$

Ani cərəyan, kondensatorun yükünün azalması ilə təyin olunur:

$$i = -\frac{dQ}{dt} = -C \frac{dU}{dt}$$

Buna görə də kondensatorun q - yükü, eləcə də kondensatorda mütənasib olan U - potensiallar fərqi üçün (bu gərginliyi ossilloqrafda asanlıqla müşahidə etmək olar)

$$L \frac{d^2 U}{dt^2} + R \frac{dU}{dt} + \frac{1}{C} U = 0 \quad (10.2)$$

tənliyi alınar. Əgər bu tənliyi C - tutumuna vurub, zamana görə differensiallasaq onda cərəyan şiddəti üçün analoji tənlik alınar. Buna görə də bu kəmiyyətlərin hamısı üçün tənliyin həlli eyni şəkllə malik olur. Bununla belə, sözsüz ki, onlar üçün başlanğıc şərtlər müxtəlifdir.

Əgər (10.2) tənliyini «mexanikanın» müvafiq tənliyi ilə müqayisə etsək onların formal oxşarlığına görürük. Buna görə də, elektromexaniki oxşarlığı tətbiq edərək, dərhal bir sıra vacib nəticələr alarıq.

Əgər sönmə çox böyük deyilsə, yəni

$$\omega_0^2 - \frac{1}{LC} > \alpha^2 - \left(\frac{R}{2L}\right)^2,$$

Onda boşalma:

$$U = U_m \exp(-\alpha t) \cos(\omega_1 t + \varphi_0) \quad (10.3)$$

kimi rəqsi xarakterə malik olar. Bununla belə, məxsusi rəqslərin tezliyi

$$\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2} \quad (10.4)$$

olar. «Mexanika» kursundan məlumdur ki, konturun keyfiyyət əmsalı

$$Q = \frac{\omega_1}{2\alpha} = \frac{\sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}}{2\alpha}$$

şəklində ifadə olunar. Sönmə böyük olmadığından, qəbul etmək olar ki,

$$\omega_0^2 \gg \alpha^2$$

və buna görə də

$$Q = \frac{\omega_0}{2\alpha} = \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{R} = \frac{\rho}{R} \quad (10.5)$$

gərginliyin U_m - amplitudunun cərəyan şiddətinin I_m - amplitudundakı nisbəti, konturun dalğa müqavimətinə bərabərdir:

$$\frac{U_m}{I_m} = \sqrt{\frac{L}{C}} - \rho \quad (10.6)$$

Əgər sönmə elə böyükdür ki:

$$\omega_0 < \alpha,$$

onda proses aperiodik olur. Kompleks amplitudlar üsulunun köməyi ilə (9.2) tənliyini həll edək.

$$\frac{1}{LC} = \omega_0^2, \quad \alpha = \frac{R}{2L}$$

əvəzləmələrini daxil edərək (10.2) ifadəsinə

$$\frac{d^2U}{dt^2} + 2\alpha \frac{dU}{dt} + \omega_0^2 U = 0$$

şəklində yazaq. Boşalmanın rəqsi xarakterli olduğunu fərz etməklə, bu tənliyin həllini

$$U = U_m \exp[j(\omega t + \varphi_0)]$$

şəklində axtaracayıq.

(10.2)-də bu həlli yazıb, ixtisarlardan sonra alarıq ki:

$$-\omega^2 + 2j\alpha + \omega_0^2 = 0$$

Xəyali və həqiqi hissələrdən hər birini ayrı-ayrılıqda sıfıra bərabər etməklə (götürməklə) taparıq ki:

$$\omega = \omega_0; \quad \alpha = 0,$$

Yəni, sönmənin olmadığı hala uyğun həlli alınır. Bu o, deməkdir ki, bizim həllimizdə nə isə bir qeyri-korretlik gizlənir. Doğrudan da, biz kifayət qədər əsasımız olmadan ω -nı həqiqi kəmiyyət kimi qəbul etmişdik. İndi qəbul edək ki:

$$\omega = \omega_1 + j\gamma$$

Bu halda (10.2) tənliyi

$$-\omega_1^2 + \gamma^2 - 2j\omega_1\gamma + 2j\omega_1\alpha - 2\alpha\gamma + \omega_0^2 = 0$$

şəklinə gələr. Buradan:

$$\gamma = \alpha; \quad \omega_1^2 = \omega_0^2 - \alpha^2, \quad (10.7)$$

olar ki, bu da (10.4) ilə üst-üstə düşür.

Beləliklə, kompleks şəkildə həll

$$U = U_m \exp(-\alpha t) \exp[j(\omega_1 t + \varphi_0)] \quad (10.8)$$

şəklində olar. Onun həqiqi hissəsini ayırdıqda, son nəticədə alarıq ki:

Burada U_m və φ_0 , elə «Mexanikada» olduğu kimi, başlangıç şərtlərdən təyin olunur. Əlbəttə, (10.8) həlli (10.3)-lə üst-üstə düşür.

8-ci fəsildə biz qərarlaşmış məcburi rəqslərə (dəyişən cərəyana) baxdıq. Bu qərarlaşmanın fiziki mahiyyəti belədir: məxsusi tezliyə malik elektrik dövrəsinə xarici harmonik gərginlik tətbiq olunduqda, həmin dövrdə eyni zamanda həm sönən sərbəst, həm də sönməyən məcburi rəqslər əmələ gəlir. Onlardan birincinin amplitudu və başlangıç fazası başlangıç şərtlərdən və ikincinin mövcudluğundan asılıdır; ikincinin, yəni məcburi rəqslərin amplitudu və başlangıç fazası ilə yalnız xarici qüvvədən asılıdır. Sistemin xətti olması hesabına hər iki rəqs toplanır və məxsusi rəqslər sönməyənədək, alınan proses zamandan mürəkkəb şəkildə asılı olur. Onlar, yəni məxsusi rəqslər, praktiki olaraq söndükdən sonra dövrdə yalnız harmonik məcburi rəqslər qalır.

§ 10.2 Avtorəqslər. Sönməyən rəqslərin lampalı generatoru

Mexanikada olduğu kimi, elektrodinamikada da, lazım olan məqamlarda (anlarda) sistemə avtomatik olaraq qoşulan, sabit qüvvələrin yəni avtorəqs sistemləri təsiri altında sönməyən rəqslər etməyə qadir olan sistemlər vacib rol oynayır. Mexanika kursundan da məlumdur ki, belə sistemlər müəyyən bir qeyri-xətti elementə malik olmalıdır, yəni baxılan halda (elektrodinamikada) Om qanununa tabe olmayan bir elementə malik olmalıdır. Elektrik avtorəqs sisteminin yaradılması ideyasını həm də qalvanometr daxil olan L, C, R - konturuna ε - sabit EHQ mənbəyi qoşulmuş sxem əsasında (şəkil 10.2) izah etmək olar.

Mənbəyin dövrəçində qalvanometr əqrəbi sağa meyl etdikdə onun ucuna lehimlənmiş məftillə qapanan K - civə açarı var. Digər tərəfdən əqrəb qalvanometrik ölçü sargısı ilə də bairləşdirilib (çox hallarda bu birləşmə qalvanometrin düzəldildiyi zaman həyata keçirilir). Fərz edək ki, əqrəbin meyli cihazdan axan cərəyan istiqamətindədir. Onda mənbəyin _____ şəkildə göstərildiyi halında dövrə qapanan zaman yaranan və sonradan

cərəyandan çox böyük olan kondensatoru yükləyən cərəyan əqrəbin sola meylini yaradar; K - açarı açılar və kondensator sarğacdən boşalar. Cərəyanın istiqaməti dəyişdikdə əqrəb yenidən dövrəni qapayar və batareyə sistemin enerji ehtiyatını tamamlayar (doldurar). Bundan sonra proses yenidən təkrarlanır və qeyri-müəyyən uzun müddətdə davam edər. Burada biz qidalandırıcı mənbəyin sistemə qoşulma anlarını düzgün seçdikdə – sistemlə qidalandırıcı mənbəyin arasındakı «əks rəbitəni» düzgün tənzimlədik.

Dövrənin cıvə kontaktına malik (cıvə kontaktının daxil olduğu) hissəsi qeyri-xətti xassəyə malikdir: cərəyanın bir istiqamətində onun müqaviməti olduqca kiçikdir, digər istiqamətində isə – qeyri-məhdud dərəcədə böyükdür.

Əgər mənbəyin qütblərini dəyişsək, onda yükləyici cərəyan qalvanometrin əqrəbini sağa meyl etdirər, K - kontaktı uzun müddət açıq qalar və rəqs əmələ gəlməz. Bu halda demək olar ki, əks rəbitə düzgün seçilməyib.

Baxılan bu sxem böyük əyaniliyə malik olsa da, o, texniki baxımdan təkmil deyil və praktiki əhəmiyyətə malik deyil. Texnikada idarəediciləri elementləri qeyri-xətti rejimdə istismar olunan çoxelektrodlu lampalar, yaxud yarımkeçirici tranzistor olan lampalı və ya tranzistorlu sönməyən elektromaqnit rəqləri generatorlarından geniş istifadə olunur. Biz bunlardan daha sadə sxemə malik olan üçelektrodlu lampaya baxaq.

Üçelektrodlu lampada katodla anod arasında tor adlanan və $U_t + U_t$ gərginliyi vermək mümkün olan üçüncü elektrod var (şəkil 9.3). Buna görə də belə lampada anod cərəyanı $U_t + U_t$ və $U_a + U_a$ gərginliklərin funksiyası (hər iki gərginlikdən) asılı olur və iki elektrodlu lampaya xas olmayan bir sıra xassələr əldə edir.

Lampanın anod dövrəsinə R - yük müqaviməti qoşulur. Bu müqavimət sarğac və ya paralel rəqs konturu da ola bilər. Buradakı U_R - dəyişən gərginliyi faydalı olub, U_R - sabit gərginliyinin sxemin çıxış sınaqlarına düşə bilməsinin qarşısını alan C - kondensatoru vasitəsi ilə dövrənin digər hissələrinə ötürülür. Anod gərginliyinin sabit qiymətində, anod cərəyanının tor gərginliyindən asılılığına üçelektrodlu lampanın tor xarakteristikası deyilir. Bu xarakteristikanın sorması şəkil 10.4-də göstərilən kimidir. Torun potensialı

katoda nəzərən mənfi olduqda bu iki arasındakı sahə metoddan emisiya olunmuş elektronları tam tormozlayar və tam «qapanar». Tora katoda nəzərən müsbət gərginlik verir və isə anod cərəyanı əmələ gəlir. Bu gərginliyi artırıqda anod cərəyanı artır, lakin anod cərəyanının tor gərginliyindən asılılığı xətti olmur. Tor anoda nisbətən katoda daha yaxın yerləşdiyindən və anoda katod arasındakı elektrik sahəsini ekranladığından, anod cərəyanını (lampadan keçən cərəyanı) daha kiçik tor gərginliyi ilə (anod gərginliyi ilə müqayisədə) idarə etmək olar. Praktikada həmişə xarakteristikanın ortasına yaxın yerdə (başlanğıc işçi nöqtə) gərginliyin və cərəyanın rəqsi baş verən, məsələn, şəkil 10.4-də AB işçi hissəsi istifadə olunur. Əgər lampanın toruna eyni zamanda sabit U_t və dəyişən U_t gərginlikləri tətbiq edib (şəkil 10.5), işçi nöqtəni tor xarakteristikasının düzxətli hissəsində seçək və onun (işçi nöqtənin) yalnız bu düzxətli hissədəki hərəkəti ilə məhdudlansaq, onda anod cərəyanı ilə tor gərginliyi arasında düz mütənasib asılılıq olar:

$$i_a = SU_C \quad (10.9)$$

Burada, $S = \frac{d_{ia}}{dU_C} = const$ = xarakteristikanın işçi nöqtədəki dikliyidir. U -

anod cərəyanının və onunla mütənasib olan U_R - gərginlik dəyişməsinin dəyişməsinin qrafiki formasını taparaq, əmin oluruq ki, o, tor gərginliyinin dəyişmə formasına uyğundur. Bu qrafiki təsvir zamanı cərəyan şiddətləri oxlarında miqyas eyni götürülür; zaman oxlarındakı miqyas isə fərqlənə də bilər (şəkil 10.5-də o, eynidir, şəkil 10.6-da isə müxtəlifdir). Əgər sxemi elə hesablasaq ki, $U_R > U_C$ olsun, onda lampa U_C - siqnalının formasını təhrif etmədən onu gücləndirər. Çoxsaylı gücləndiricilərin iş prinsipi məhz bu prinsipə əsaslanır.

Əgər işçi nöqtəni xarakteristikanın əyrixətli hissəsinə sürüşdürərək, onda anod cərəyanının forması tor gərginliyinin formasını təkrarlamayacaq (canlandırmayacaq) (şəkil 10.6). Sözsüz ki, dəyişən siqnalı gücləndirmək üçün bu rejim yaramır, ancaq sönməyən rəqslər almaq üçün məhz bu rejim istifadə olunur.

Tor dövrəsinə şəkil 10.6-da göstərilən L, C, R - rəqs konturu və U_c -sabit gərginlik mənbəyi qoşaq (şəkil 10.7). Anod dövrəsinə L - induktivlik sarğacı ilə maqnit əlaqəsində olan L_a - induktiv sarğacı qoşaq. Fərz edək ki, qarşılıqlı induksiya əmsalı M -dir və birinci sarğac onun ortasından keçən ox ətrafında 180° fırlatmaqla, yaxud da sarğaca qoşulmuş ucların yerlərini dəyişməklə (bu zaman onun maqnit sahəsinin induksiyası istiqamətini dəyişir) M - in işarəsini dəyişmək olar.

Ancaq qərarlaşmış rejimə baxaq, yəni fərz edək ki, sxemdə artıq sönməyən rəqslər mövcuddur. Onların hansı yolla uzun müddət saxlanıla biləcəyini aydınlaşdırmaq.

Avtogeneratorun iş prinsipi sadədir: gərginlik rəqs etdikdə kondensatordakı i_a - cərəyanı dəyişir və L_a - induktivlikli sarğacda L - induktivlikli sarğaca təsir edərək, onda

$$e_t = -M \frac{di_a}{dt} \quad (10.10)$$

induksiya EQ yaradan maqnit sahəsi əmələ gəlir.

Əgər bu EQ-nin fazası mövcud olan rəqslərin fazası ilə uzlaşırsa, onda rəqslər ε_a EQ mənbəyindən daxil olan enerji hesabının bu induksiya EQ ilə dəstəklənəcək.

Bu halda anod dövrəsindəki cərəyan periodik dəyişəcək, ancaq harmonik olmayacaq. LCR - konturu ω_0 - məxsusi tezliyə malik olduğundan, o, a - anod cərəyanının dəyişməsindən törəyən qeyri-harmonik e_t EQ-dən ω_0 - tezlikli harmonik komponenti ayırır, buna görə də konturda rəqslər harmonikliyini saxlayar.

Şəkil 10.6-da i_a -dan əlavə, e_t və U_t -nin də zamandan asılılığından göstərilmişdir. Nəzərə almaq lazımdır ki, e_t -nin dəyişməsi U_c -nin dəyişməsinin 1-2 %-dən böyük olmur və şəkildə e_t -nin dəyişməsi çox güclü böyüdülmüş formada göstərilmişdir. Qrafikdən görünür ki, e_t impulsarı U_t -nin dəyişməsinə uyğundur, yəni mövcud rəqsləri dəstəkləyir və sözsüz ki, bu e_a - EQ mənbəyinin enerjisi hesabına olur.

Baxılan halda (nəzərdən keçirilən misalda) anod cərəyanı gərginliyinin dəyişməsi periodunun yalnız kiçik bir hissəsi ərzində mövcud olur, lakin başqa hallarda o, olduqca böyük zaman müddətləri ərzində də mövcud ola bilər.

Şəkil 10.8-də sabit EHQ mənbəyinin güc sərfiyyatının i - cərəyan şiddətindən asılılığı göstərilib. Elə həmin bu şəkildə də P_{ik} - gücünün cərəyan şiddətindən kvadratik olduğu R - aktiv müqavimətli sxemdə güc sərfiyyatının qrafiki əks edilib. Həmin əyriyənin (qrafiklərin) kəsişməsi qərarlaşmış prosesə uyğundur. Doğrudan da, güc sərfiyyatının təsadüfi artması baş verdikdə mənbə onu dəstəkləyə bilməz və sistemi 1 – nöqtəsinə uyğun haldan, dayanıqlı 0 – halına qaydır. Eyni hadisə, sərf olunan enerjinin təsadüfən azalması zamanı da baş verə bilər (2 nöqtəsi).

Generatorun elementar nəzəriyyəsi belədir. Bir daha qeyd edək ki, o, hökmən qeyri-xətti elementə malik olmalıdır; baxılan halda xarakteristikanın qeyri-xəttiliyi lampanın xarakteristikasının S - dikliyinin U_t - gərginliyindən asılılığına gətirir:

$$S = S(U_t);$$

bu asılılıq şəkil 10.9-da aşağıdakı qrafiklə təsvir olunub.

Lampalı sxemlərin köməyi ilə tezliyi ixtiyari kiçik qiymətlərdən yüz meqaherslərə qədər intervalda ola bilən rəqslər almaq mümkündür, təki, kifayət qədər böyük tutumlar və induktivliklər olsun. Daha yüksək tezlikli rəqslərin alınması bir sıra səbəblərdən mümkün deyil. Bu səbəblər sırasında ilk növbədə, lampanın elektrodlarının tutumunun və induktivliyinin qiymətlərinin çox böyük olmasını, lampada elektronların uçuş müddətinin sonlu olmasını göstərmək lazımdır. Bu amillərin təsiri nəticəsində i_a -nın U_t -dən asılılığının xətti olması fərziyyəsi (müləhizəsi) öz gücünü itirir; böyük faza sürüşmələri əmələ gəlir və sxemlərin işi pozulur.

Daha yüksək tezlikli rəqslər yalnız elektron selinin elektrik sahəsi ilə (klistronlar, qaçan dalğa lampaları və s.) və maqnit sahəsi ilə (maqnetronlar) qarşılıqlı təsirdə olduğu lampalarda alınır. Bu lampalarda tezliyi 10^{13} Hz-ə qədər çatan rəqlər almaq olur. Daha da yüksək tezlikli rəqslər, artıq elektron

dəstəsinin enerjisindən istifadə etməklə deyil, maddənin atom və molekullarında baş verən proseslər hesabına alınır. Bu halda alına bilən rəqslərin tezliyinin yuxarı həddi 10^{23} Hz-lə məhdudlanır. Qeyd etmək lazımdır ki, atomar – molekulyar proseslər kifayət qədər alçaq tezlikli (9yüz kiloherslərədək) rəqslər də almağa imkan verir.

§ 10.3. Radiorabitənin prinsipləri

Sönməyən rəqslər generatorları məftilsiz rabitə üçün geniş tətbiq olunur. Bir sıra səbəblər üzündən rediorabitə yalnız kifayət qədər böyük gərginliklərdə həyata keçirilə bilər. Hər hansı bir məlumatı ötürə bilmək üçün necəse bu siqnalın xarakterini dəyişmək lazımdır. Məlumatı ötürmək üçün daima qoşulmuş radiostansiyada, daima açıq olan (qoşulmamış) radiostansiya qədər siqnal ötürmək üçün yararsızdır. Fərq ondadır ki, birinci alda stansiya müəyyən enerji sərf edir. Verici stansiyanın sadəcə qoşulub açılması, bu qoşulub açılmaların şərti işarələri məlum olduqda, məsələn, Morze əlifbasında olduğu kimi, məlumatı ötürməyə imkan verir.

Bununla belə, nitqin, musiqinin və ya xəyalın ötürülməsi üçün siqnal şərti deyil, ötürülən məlumatın formasına uyğun olmalıdır. Bu hallarda sönməyən rəqslər köməyə gəlir – onları «modullaşdırırlar», yəni bu rəqslərin amplitudunu, tezliyini və ya fazasını ötürəcək məlumata uyğun olaraq dəyişirlər. Biz burada yalnız amplitudla təsir edilən hala, amplitud modulyasiyasına baxaq və əvvəlcədən qeyd edək ki, məsələnin texniki tərəfinə diqqət yetirməyəcəyik.

Fərz edək ki, səs tezlikli siqnalın ötürülməsi tələb olunur. Bu siqnal dövrəsində

$$U_1 = U_1 \cos \Omega t$$

gərginliyi olan mikrofona təsir edir.

Bu gərginlik yüksək tezlikli (aparıcı) generatordan alınmış

$$U_2 = U_2 \cos \omega t \quad (\omega \gg \Omega) \quad (10.11)$$

gərginliyi ilə birlikdə D - qeyri-xətti elementi və ω - tezliyinə köklənmiş kontura malik olan dövrəsinə verilir (şəkil 10.10). Deyək ki, qeyri-xətti müqavimətli dövrənin xarakteristikası

$$i = au + bu^2 \quad (10.12)$$

şəklindədir. Onda, dövrədə

$$i = aU_2 \cos \omega t + 2bU_1U_2 \cos \omega \cos \Omega + i_{\Omega} + i_{2\Omega} + i_{2\omega} + I$$

mürəkkəb cərəyanı alınar. Burada cərəyanlarının indeksləri, onların tezliyini, I - isə cərəyanın sabit komponentini göstərir.

Dövrədə ω - tezliyinə köklənmiş kontur olduğundan, onda yalnız tezliyi konturun

$$U_K \sim aU_2 \left[1 + 2 \frac{b}{a} U_1 \cos \Omega t \right] \cos \omega t = aU_2 [1 + M \cos \Omega t] \cos \omega t \quad (10.13)$$

tezliyinə yaxın olan cərəyanlar nəzərəcarpacaq gərginlik düşgüsü yaradacaq. Sonuncu ifadədə M - səs siqnalının U_1 - amplitudu ilə mütənəsib olan modulyasiyanın əmsalıdır.

Beləliklə, mürəkkəb siqnalın amplitudu Ω səs tezliyi ilə məhdudlaşmış ω tezlikli (aparıcı tezlikli) qeyri-harmonik tonlanan, yaxud da

$$U_K \sim U_2 \cos \omega t \left[\frac{1}{2} U_2 M \{ \cos(\omega + \Omega)t + \cos[(\omega - \Omega)t] \} \right] \quad (10.14)$$

ayrılar. Yəni yükdəki gərginlik üç harmonik – aparıcı və ona yaxın tezliyi iki yan rəqsin cəmindən ibarətdir. Əgər M - modulyasiya əmsalına təsir edən modullaşdırıcı gərginliyin amplitudu dəyişmirsə bu rəsflər sabit amplitudla baş verər.

Bilmək lazımdır ki, (10.13) və (10.14) ifadələri (təsvirləri) tamamilə eyni qiymətlidir: ikinci o halda dəyərlidir ki, həmin halda siqnal tezliyə və amplituda həssas olan qəbuledci vasitəsi ilə, məsələn, ekranında şəkil 19.11-də təsvir olunana analoji xəyal (mənzərə) alınmış spektroanalizatorla tədqiq edilsin. Bu ossilloqramda üfüqi ox – tezlik oxu, şaquli ox isə - amplitud oxu vəziyyəsinə xidmət edir. Birinci təqdimat tezliyə həssas olan (reaksiyav erən) cihazlar üçün deyil, siqnalın zamana görə dəyişməsinə reaksiya verən cihazlar üçün əlverişlidir. Məsələn, ossilloqraf vasitəsi ilə siqnala nəzarət etdikdə

ekranda alınan şəkildə (əyridə) absis oxu zaman oxu vəzifəsini daşıyır, ordinat oxu isə – gərginliyin ani qiymətini göstərir (şəkil 10.12, 10.14).

Beləliklə, amplituda görə modullaşdırılmış siqnalda rəqsin Ω tezliyi yoxdur. Şəkil (10.14-dəki təsvirlərdən kontur həddən ziyada effektivliyə malik olmalıdır – onun buraxma zolağı (rezonans əyrisinin eni) 2Ω -dan böyük olmalıdır ki, $\omega \pm \Omega$ «yan tezliklər» onlarda canlansın. Digər tərəfdən kontur heç də çox pis olmamalıdır (onun keyfiyyət əmsalı bir neçə onluqdan kiçik olmamalıdır) ki, onun rezonans xassələri kifayət qədər güclü əks olunsun. Buna görə də:

$$2\Omega \ll \omega,$$

şərti ödənməlidir, yəni rabitə (əlaqə) kanalının (öütülmə üçün tutulmuş tezlik zolağı) nisbətən böyük olmamalıdır.

Deyək ki, məsələn, 10^6 -dan 10^7 rad/s; $2\Omega = 5 \cdot 10^4$ rad/s tezlik diapazonu istifadə olunur. Bu diapazonda kifayət qədər böyük sayda bir-birindən asılı olmayaraq işləyə bilən vericilər (rabitə kanalları) yerləşdirmək olar:

$$N = \frac{\Delta\omega}{2\Omega} = \frac{9 \cdot 10^6}{5 \cdot 10^4} = 180$$

Əgər verilmiş tezliyi on dəfə kiçik olan daşıyıcı rəqslər vasitəsi ilə həyata keçirilirsə, onda mümkün _____ sayı bütövlükdə $N_1 = 18$ olur.

Beləliklə, daşıyıcı tezliyinin yüksəldilməsi hər şeydən əvvəl böyük sayda asılı olmayan və bir-birinə maneçilik (əngəl) törətməyən radiostansiyaların yerləşdirilməsi zərurətindən irəli gəlir.

Modullaşdırılmış siqnal ətraf fəzaya antenna vasitəsi ilə şüalandırılır və ondan səs tezlikli rəqslərin ayrılmasının zəruri olduğu yerdə qəbuledici tərəfindən qəbul olunur. Bu hadisə də, qeyri-xətti dövrdə əldə olunur. Dövrə L, C - rəqs konturundan, (10.2) ifadəsi ilə təyin olunan xarakteriskalı D - qeyri-xətti elementindən, səs tezliyinin ayrılmalı olduğu R - rezistorlundan və bu rezistora paralel qoşulmuş C_1 - kondensatorundan ibrət olur. Bu kondensatorun tutumunun düzgün seçilməsi, səs tezliyinn uğurlu ayrılması üçün zəruri şərtidir.

Dövrəyə (10.13) tənliyə tabe olan siqnal verdikdə, burada tərkibində I - sabit, eləcə də verilən siqnalı canlandıran səs tezlikli

$$i_{\Omega} \sim U_1 \cos \Omega t$$

və siqnalın təhrifini göstərən ikiqat səs tezlikli olub, amplitudu kiçik $\left(\frac{M}{4} < 0.1\right)$ olduqda təhrifin çoxda böyük olmadığı

$$2\Omega \sim \frac{M}{4} U_1 \cos \Omega t$$

olan təhrifin və ya i -nin çox böyük olmaması üçün M - modulyasiya əmsalı verilən siqnal formalaşan zaman vahidlə müqayisədə kiçik qalmalıdır. Adətən, o, əksər hallarda 0.3-0.4 aralığında yerləşir.

$$i = i_{y,t} + I + bU_2 M \left(\cos \Omega + \frac{M}{4} \cos 2\Omega t \right) \quad (10.15)$$

cərəyan alınır.

C_1 - kondensatorunun tutumu elə seçilir ki, onun harmonik cərəyana olan müqaviməti tezlikdən asılı olmayan R - müqaviməti ilə

$$\frac{1}{\Omega C_1} > R > \frac{1}{\omega C_1}. \quad (10.16)$$

münasibəti ilə əlaqəli olsun.

Bu bərabərsizlik ödəndikdə R, C_1 dövrəsində yalnız səs tezlikli nəzərəcarpacaq gərginlik yaranır. Əgər R - səs ucaldıcının canlanması təmin olunar; əgər R -dəki gərginliyin amplitudu səsuxaldığıcının membranını hiss olunacaq şəkildə rəqsə gətirməyə kifayət deyilsə, onda bu gərginliyi əvvəlcə gücləndiriciyə və yalnız bundan sonra səsucaldana verirlər.

Şəkil 10.14-də qəbuledici sxemin LC - konturunda əmələ gələn (10.13) və C_1 kondensatoru söndürüldükdə R - rezistorunda alınan gərginliyin (bu gərginlik öz formasına görə (10.15) ifadəsi ilə təsvir olunan i - cərəyanı ilə üst-üstə düşür) ossilloqramı təqdim olunub.

C_1 kondensatoru düzgün seçildikdə R - rezistorunda alınan gərginlik 10.15 şəklində göstərilib; o, səs tezliyi ilə dəyişir. (Burada yüksək tezlik tamamilə yoxdur).

Hərəkət edən xəyalların ötürülməsində (televideniya) modulyasiya xəyali ötürülən obyektin bu və ya digər hissəsinin işıqlanmasından asılı olaraq həyata keçirilir. Bu tip modulyasiyanın texniki təminatı, səs signalı ilə modulyasiya hınlakeı ilə müqayisədə qat-qat çətin olsa da, ancaq modulyasiya prosesinin prinsipial tərəfi elə əvvəlki kimidir.

Radiorabitə, yəni müəyyən signalın verilməsi və qəbulu, ilk dəfə 1895-xi ildə Peterqurqda bir neçə on metr məsafəyə A.S.Popov tərəfindən həyata keçirilib.

İndi isə radiorabitə kosmik məsafələrdə, məsələn, Veneranın, marsın üzərinə enmiş kosmik gəmilərlə (demək olar ki, 100 mln km məsafədə) həyata keçirilir.

§ 10.4. Dalğa iənliyi. Elektromaqnit dalğaları

Klassik elektrodinamikanın əsası olan Maksvell tənlikləri tamamilə geniş dairədə elektromaqnit hadisələrinin tədqiqinə imkan verir. Makselin özü tərəfindən bu tənliklərin çox vacib bir nəticəsi alınmışdır – vakuumda zaman və fəzaca (məkanca) periodik olan elektromaqnit sahəsinin – elektromaqnit dalğalarının mövcudluğunun mümkünlüyü alınmışdır. Vakuum üçün Maksvell nəzəriyyəsinin əsas tənlikləri (8.5) və (8.7)

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = \int_s \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{S}; \quad -\frac{\partial}{\partial t} \int_s \vec{B} d\vec{S} = \oint \vec{E} d\vec{l}$$

şəklini alır və

$$D = \epsilon_0 \vec{E}; \quad \vec{B} = \mu_0 \vec{H}$$

Bu tənliklərlə təsvir olunan sahə nə yüklərlə, nə də cərəyanlarda bağlı olmayıb, müstəqil mövcud olan reallıqdır. Differensial şəkildə tənliklər (bax 8.12 və 8.13) aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$\text{rot} \vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}; \quad \text{rot} \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (10.17)$$

Buradan görünür ki, hər iki sahə burulğanlı xarakterlidir, yəni \vec{H} və \vec{E} - xətlərinin hər ikisi öz-özlüyündə qapalıdır. (10.17) tənliyinin ümumi həlli çətindir, çünki bu sahələrdən hər biri (həm elektrik, həm də naqıl) üç

koordinatdan və zamandan asılıdır. Lakin fəzanın kiçik oblastında baxdıqda, fərz etmək olar ki, hər iki sahə yalnız bir oordinatdan və zamandan asılıdır (müstəvi sahədir). Fərz edək ki, elektromaqnit sahənin intensivlikləri yalnız Z - koordinatından asılıdır. Onda $\frac{\partial}{\partial x}$ və $\frac{\partial}{\partial y}$ törəmələri sıfır olar. (10.17)

tənliyindən və rot vektor funksiyasının açıq şəklindən istifadə etsək, \vec{E} və \vec{H} vektorlarının üç komponenti üçün alarıq ki:

$$\begin{aligned}\varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} &= -\frac{\partial H_y}{\partial Z}; & -\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} &= -\frac{\partial E_y}{\partial Z}; \\ \varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} &= -\frac{\partial H_x}{\partial Z}; & -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} &= \frac{\partial E_x}{\partial Z}; \\ \varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} &= 0; & -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} &= 0\end{aligned}\quad (10.18)$$

Sonuncu bərabərliklərdən görünür ki, E_z və H_z - zamandan asılı deyil (sabit sahələrdir). Bu halın baxılan zamandan asılı olaraq dəyişən proseslərə heç bir aidiyyəti yoxdur və biz onunla maraqlanmayacağıq. Məsələn. Fərz edəcəik ki, sabit E_z - elektrik və H_z - maqnit sahəsi mövcud deyil).

Digər tənliklər (10.19) isə iki asılı olmayan qrupa parçalanır: bir qrup yalnız E_x və H_y -ə, digəri isə - E_y və H_x -ə malik olur. Birinci qrupa baxaq:

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{\partial H_y}{\partial Z}; \quad -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial Z}$$

Birinci tənliyi zamana görə differensiallayıb, μ -a vursaq, ikincini isə koordinata görə differensiallasaq H_y -i kənarlaşdırıb, E_x üçün «dalğa» tənliyi adlandırılan

$$\varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 E_x}{\partial Z^2} \quad (10.19)$$

tənliyini alarıq. Əgər E_x -i kənarlaşdırsaq, onda H_y üçün «dalğa» tənliyini alarıq.

Dalğa tənliyinin həlli birinci və ikinci tərtib törəməyə malik ixtiyari funksiya ola bilər:

$$E_x = E_m f\left(t - \frac{Z}{g}\right) \quad (10.20)$$

Doğrudan da bu həlli (10.19)-da yerinə yazıb, eynilik alınmasını tələb etsək, taparıq ki:

$$\varepsilon_0 \mu_0 E_m f'' \left(t - \frac{Z}{g} \right) \equiv \frac{\varepsilon_m}{g^2} f'' \left(t - \frac{Z}{g} \right).$$

Burada f'' - vuruğu f - funksiyasının onun arqumentinə görə törəməsidir. Buradan eynilik üçün zəruri olan şərti alarıq:

$$g = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$$

Aydındır ki, (10.20) həlli artan Z istiqamətində

$$g = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (10.21)$$

sürəti ilə yayılan eltkrik sahəsini xarakterizə edir.

Maqnit sahəsi də bu sürətlə yayılır. Məlumdur ki, vakuumda işığın sürəti

$$C = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (10.22)$$

Maksvell məhz buradan belə bir nəticəyə gəlmişdir ki, elektromaqnit dalğaları mövcud olmalıdır və işıq elektromaqnit təbiətinə malikdir. Bununla da, o, elektromaqnetizmlə optikanı birləşdirdi və fizika tarixində ən diqqətəlayiq bir ümumiləşməni aldı.

(10.20) ifadəsində sahə intensivliyinin E_m - amplitudu baxılan məsələnin xarakterindən asılı olaraq başlanğıc və sərhad şərtləri ilə təyin olunur. İnteqrallamanın ikinci sabiti – başlanğıc fazanı – sıfıra bərabər götürmək qəbul olunub.

E_x -i əgər E_x -lə H_y -nu əlaqələndirən tənliklərdən birindi yerinə yazsaq, onda alarıq ki:

$$\varepsilon_0 E_m f' = -\frac{\partial H_z}{dZ}$$

Burada f' - vuruğu, f -in öz arqumentinə nəzərən birinci törəməsidir. Sonuncu ifadəni koordinata görə inteqrallasaq, taparıq ki:

$$H_y = \varepsilon_0 g E_m f \left(t - \frac{Z}{g} \right) = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_x \quad (10.23)$$

sahə intensivliklərinin nisbəti:

$$\frac{E_x}{H_y} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} Z_0 = 377 \text{ Om}$$

Burada Z_0 - vakuumin ion müqavimətidir.

Əgər elektrik sahəsinin intensivliyi harmonik qanunla dəyişirsə, məsələn, deyək ki, (10.20)-də f - funksiyası kosinusla verilib:

$$E_x = E_m \cos\left[\omega\left(t - \frac{Z}{g}\right)\right]$$

onda maqnit sahəsinin intensivliyi üçün alarıq ki:

$$H_y = \frac{E_m}{Z_0} \cos\left[\omega\left(t - \frac{Z}{g}\right)\right], \quad (10.24)$$

Yəni biz E_x və H_y -in _____ xarakterik olduğu qalın monoxromatik elektromaqnit dalğasına malikik.

Arqumentdəki işarəni dəyişək:

$$E_x = E_m \cos\left[\omega\left(t + \frac{Z}{g}\right)\right]$$

Onda həll Z -in azaldığı istiqamətdə qaçan dalğanı əsvir edər. \vec{E}_x, \vec{H}_y və \vec{g} qarşılıqlı perpendikulyardır və sağ üçlüyü əmələ gətirir. Buna görə də sərbəst yayılan elektromaqnit dalğası eninə dalğadır. Sərbəst yayılmayan, məsələn, metal borularla yayılan dalğalar, eninəlik pozula bilər, yəni dalğa əlavə uzununa toplanan qazanar. E_x və H_y -in istiqamətləri dəyişmədiyindən, dalğa müstəvi (xətti) polyarlaşmış adlanır. Bu zaman sürət vektorundan və elektrik vektorundan keçən müstəvi rəqs müstəvisi, sürət vektorundan və maqnit vektorundan keçən müstəvi isə dalğanın polyarizasiya müstəvisi adlanır.

(10.18) tənliklərinin digər ikisi də tamamilə baxılan tənliyə _____ (oxşardır). Aydındır ki, onların da həlli də belə xətti polyarizəlanmış lakin E_x və H_x komponentli dalğanı təsvir edər.

($E_x H_y$ və $E_y H_x$) mövcud olduqda, dalğa xətti yox, daha mürəkkəb polyarizasiyaya malik olar, çünki bu halda hər iki sahənin həm _____, həm də başlanğıc fazaları fərqli ola bilər.

$\vec{E}(\vec{H})$ intensivliyinin eyni fazaya malik olduğu nöqtələrin olduğu səth dalğa səthi və ya dalğa cəbhəsi adlanır. Dalğanın dalğa cəbhəsinə perpendikulyar yayıldığı istiqamətlər şüalar adlanır. Baxılan hal üçün dalğa səthi müstəvidir, bütün şüalar bir-birinə paraleldir.

Qaçan dalğa özü ilə enerji aparır (daşıyır). Enerji sıxlığı

$$\omega_e = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E_x^2; \quad \omega_m = \frac{1}{2} \mu_0 H_y^2$$

olduğundan, vahid həcmnin tam enerjisi

$$\omega = \omega_e + \omega_m = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} E_x H_y = \frac{1}{c} E_x H_y$$

olar.

Bu halda \vec{E}_x və \vec{H}_y vektorlarına perpendikulyar olan dS - səth elementindən vahid zamanda orta hesabla

$$dP = \bar{\omega} c ds = E_m H_m ds f^2 \left(i - \frac{Z}{g} \right),$$

qədər enerji keçər. Burada $\bar{\omega}$ və f^2 - enerji sıxlığının və f^2 funksiyasının orta qiymətləridir.

Vektorun perpendikulyar olduğu vahid zamanda keçən enerjini təyin edən:

$$\vec{S} = [\vec{E}\vec{H}] \quad (10.25)$$

Umov-Poyting vektorunu daxil edək. Nharmonik dalğalar üçün bu vektorun rəqsin periodu ərzindəki orta qiyməti (intensivlik) period ərzində

$\cos^2 \left[\omega \left(t - \frac{Z}{g} \right) \right]$ funksiyasının orta qiyməti $\frac{1}{2}$ olduğundan:

$$I = \frac{dP}{dS} = \frac{1}{2} E_m H_m = \frac{1}{2} Z_0 H_m^2 = \frac{1}{2} \frac{E_m^2}{Z_0} \quad (10.26)$$

olar. Alınmış bu ifadə formal olaraq Coul-Lens qanunu ilə üst-üstə düşür. Başlıca fərq onlan ibarət olur ki, (10.26) ifadəsi ilə təyin olunan enerji, mənbəyə malik hər hansı həcmdə udulmur, bu həcmdən çıxır – şüalanır.

$E = 1 \frac{V}{m}$ olduqda

$$I \approx 1.3 \cdot 10^{-3} Vt / m^2$$

60 Vt gücünə malik lampanın 60 m-ə yaxın məsafədə şüalandırdığı intensivlik təqribən bu qədərdir, lakin bu şüalanmanın yalnız 5 %-ə qədəri görünən şüalanmanın payına düşür.

Bəzi fiziki kəmiyyətlərin təqribi qiymətləri

| | | |
|----|-------------------------------------|---|
| 1 | Elektronun yükü | $1.6 \cdot 10^{-19} Cl$ |
| 2 | Elektronun sükunət kütləsi | $9.1 \cdot 10^{-31} kq$ |
| 3 | Elektron-volt | $1.6 \cdot 10^{-19} C$ |
| 4 | Faradey ədədi | $9.6 \cdot 10^4 Cl / kq$ |
| 5 | Elektronun xüsusi yükü | $1.8 \cdot 10^{11} Cl / kq$ |
| 6 | Vakuumun elektrik sabiti | $8.9 \cdot 10^{-12} F / m$ |
| 7 | Vakummunu elektrik sabiti | $1.3 \cdot 10^{-6} Hn / m$ |
| 8 | İşığın vakuumda sürəti | $3.0 \cdot 10^8 m / S$ |
| 9 | Avaqadro ədədi | $6.3 \cdot 10^{23} l / mol$ |
| 10 | Normal şəraitdə 1 mol qazın həcmi | $8.3C / (mol \cdot K)$ |
| 11 | Qaz sabiti | $6.7 \cdot 10^{-11} N \cdot m^2 / kq^2$ |
| 12 | Qravitasiya sabiti | |
| 13 | Normal sərbəst düşmə təcili | $9.8m / s^2$ |
| 14 | İldəki saniyələrin sayı | $3.2 \cdot 10^7 s / il$ |
| 15 | Yerin öz oxu ətrafında bucaq sürəti | $7.3 \cdot 10^{-5} s^{-1}$ |
| 16 | Yerin günəş ətrafında bucaq sürəti | $2 \cdot 10^{-7} s^{-1}$ |
| 17 | Yerin günəşdən orta məsafəsi | $1.5 \cdot 10^{11} m$ |
| 18 | Yerin aydan orta məsafəsi | $3.9 \cdot 10^8 m$ və ya 60 Yer radius |
| 19 | Yerin orta radiusu | $6.4 \cdot 10^6 m$ |
| 20 | Yerin həcmi | $1.1 \cdot 10^{21} m^2$ |
| 21 | Yerin kütləsi | $6.0 \cdot 10^{24} kq$ |
| 22 | Yerin orta sıxlığı | $5500 kq / m^3$ |
| 23 | Yerin səth təbəqəsinin orta sıxlığı | $2700 kq / m^3$ |