

**AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI TƏHSİL NAZİRLİYİ**  
**BAKİ DÖVLƏT UNİVERSİTETİ**

---

---

**N.Ə.MƏMMƏDOV**

# **İFRAT YÜKSƏK TEZLİKLƏR ELEKTRONİKASI**

*Ali məktəblər üçün dərslik*

Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyi  
Elmi-Metodik Şurasının «Fizika» bölmə-  
sinin 28.09.2007-ci il tarixli iclas  
protokolu ilə təsdiq edilmişdir (ARTN  
15.01.2008-ci il tarixli 43 saylı əmri)

26884

SİM QAZIT 02  
DÖVLƏT UNİVERSİTETİ  
KİTABXANA

**BAKİ-2008**

021.38  
M51

**Rəy verənlər:** - professor A.H.Kazımzadə;  
- dosent B.B.Davudov.

**Redaktor:** - professor Ə.Ş.Abdinov.

**N.Ə.Məmmədov. İfrat yüksək tezliklər elektronikasısı. Ali məktəblər üçün dərslik.** – Bakı, «Təhsil» NPM, 2008. 188 səh.

Dərslik Bakı Dövlət Universitetinin fizika fakültəsi, fiziki elektronika kafedrasının proqramına əsasən ali məktəblərin bakalavr və magistr pillələrində fizika, radioelektronika, elektronika, fiziki elektronika ixtisasları üzrə təhsil alan tələbələr üçün nəzərdə tutulmuşdur. Ondan mühəndis, aspirant, elmi işçi, ali hərbi məktəblərin kursantları, kolleclərin, liseylərin, habelə ümumtəhsil məktəblərinin müəllimlərində istifadə edə bilərlər

M – 0033139 -qrifli nəşr  
700122

© «Təhsil» NPM, 2008.

|   |    |
|---|----|
| <b>MÜNDƏRİCAT</b> .....   | 3  |
| <b>GİRİŞ</b> .....  | 5  |
| <b>FƏSİL I. İfrat Yüksək Tezliklər (İYT) elektronikasının cihazları</b> ....  | 6  |
| 1.1. İfrat Yüksək Tezliklər diapazonunun xüsusiyyətləri .....   | 6  |
| 1.2. İfrat Yüksək Tezliklər elektrovakuum cihazlarının<br>təsnifatı.....  | 8  |
| 1.3. İfrat Yüksək Tezliklər elektrovakuum cihazlarının işləmə<br>prinsipi.....  | 11 |
| 1.4. İfrat Yüksək Tezliklər elektronikasının ümumi məsələləri.<br>Maksvell tərlikləri.....                              | 13 |
| 1.5. Hərəkət tənliyi.....   | 15 |
| 1.6. Potensial elektrik sahəsində kəsilməzlik və elektronların<br>sürət tənlikləri.....                                 | 18 |
| 1.7. Elektronların uçuş müddəti.....  | 21 |
| 1.8. Uçuş bucağı.....   | 24 |
| 1.9. İfrat yüksək tezliklərdə elektrovakuum cihazlarından<br>cərəyanın keçməsi.....                                     | 26 |
| 1.10. Elektron səindən enerjinin alınması.....  | 33 |
| <b>FƏSİL II. Dalğa dövrələri və rəqs sistemləri</b> .....   | 35 |
| 2.1. Dalğa dövrələri.....   | 35 |
| 2.2. Dalğaların uzun xəttin sonundan əks olunması.....  | 38 |
| 2.3. Yük müqavimətinə malik olan dövrə hissəsinin giriş<br>müqaviməti. Müqavimətlərin ötürülməsi (transformasiyası).... | 41 |
| 2.4. İfrat Yüksək Tezliklər cihazlarının rəqs sistemləri.....   | 46 |
| 2.5. Ləngidici sistemlər.....   | 51 |
| 2.6. Dalğaötürənlərdə, koaksial və müstəvi xəttlərdə<br>elektromaqnit dalğaları.....                                    | 60 |
| 2.7. Ötürücü xətlərdə dalğaların tipləri.....   | 62 |
| 2.8. Dalğaötürənlərdə kritik dalğa uzunluğu və itgilər.....   | 68 |
| <b>FƏSİL III. Klistronlar</b> .....   | 70 |
| 3.1. İkirezonatorlu gücləndirici klistronun quruluşu və işləmə<br>prinsipi.....   | 70 |
| 3.2. İkirezonatorlu klistronlarda elektronların qruplaşdırılması....  | 73 |
| 3.3. Elektron selinin rezonatorun dəyişən elektrik sahəsilə<br>qarşılıqlı təsiri.....                                   | 80 |
| 3.4. İkirezonatorlu gücləndirici klistronun parametrləri və<br>xarakteristikaları.....                                  | 83 |
| 3.5. Çoxrezonatorlu gücləndirici klistronlar.....   | 87 |
| 3.6. Çoxrezonatorlu gücləndirici klistronların parametrləri   |    |

|  |            |
|--|------------|
| və xarakteristikaları.....   | 88         |
| 3.7. Əksetdirici klistronlar.....  | 90         |
| 3.8. Əksetdirici klistronunda faza və güc balansı.....                             | 94         |
| <b>FƏSİL IV. «O»-tip qaçan və əks dalğalı lampalar.....</b>                        | <b>100</b> |
| 4.1. Qaçan dalğalı lampalı gücləndirici.....                                       | 100        |
| 4.2. Qaçan dalğalı lampalarda elektronların qruplaşması.....                       | 102        |
| 4.3. Qaçan dalğalı lampalı gücləndiricinin parametrləri və xarakteristikaları..... | 109        |
| 4.4. Əks dalğalı lampalı generator.....  | 114        |
| 4.5. ƏDL-generatorun parametrləri və xarakteristikaları.....                       | 121        |
| <b>FƏSİL V. «M»-tip cihazların iş prinsipinin fiziki əsasları.....</b>             | <b>123</b> |
| 5.1. Kəşişən bircins elektrik və maqnit sahəsində elektronların hərəkəti.....      | 123        |
| 5.2. Elektronların qeyri-bircins elektrik sahəsi ilə qarşılıqlı təsiri.....        | 131        |
| 5.3. Elektronların dalğa ilə enerji qarşılıqlı təsiri.....                         | 136        |
| <b>FƏSİL VI. Çoxrezonatorlu maqnetronlar .....</b>                                 | <b>139</b> |
| 6.1. Çoxrezonatorlu maqnetronların quruluşu və iş prinsipi.....                    | 139        |
| 6.2. Maqnetronlarda rəqslərin növləri.....   | 141        |
| 6.3. Elektronların dəyişən elektrik sahəsi ilə qarşılıqlı təsiri.....              | 146        |
| 6.4. Maqnetronun işçi rejimləri.....   | 148        |
| 6.5. Maqnetronun anod bloku.....   | 154        |
| 6.6. Mitron.....   | 161        |
| <b>FƏSİL VII. «M»-tip qaçan və əks dalğalı lampalar.....</b>                       | <b>166</b> |
| 7.1. «M»-tip qaçan dalğalı lampalı gücləndirici (maqnetron tip gücləndirici) ..... | 166        |
| 7.2. «M»-tip əks dalğalı gücləndirici.....   | 173        |
| 7.3. Platinotron (Amplitron və stabilotron).....                                   | 179        |
| <b>FƏSİL VIII. Hibrid İfrat Yüksək Tezlikli cihazlar.....</b>                      | <b>182</b> |
| 8.1. Tvistronlar.....  | 182        |
| 8.2. Elektron-yarımkeçirici cihazlar.....  | 183        |
| 8.3. Son söz.....  | 185        |
| <b>ƏDƏBİYYAT SİYAHISI.....</b>   | <b>187</b> |

## GİRİŞ

İfrat yüksek tezliklər (İYT) diapazonununun (tezliyə görə  $3 \cdot 10^8 \div 3 \cdot 10^{12}$  Hs, dalğa uzunluğuna görə isə  $1 \cdot 10^{-4}$  m) cihazları və onlarda müşahidə olunan fiziki hadisələr mahiyyətə, digər tezlik diapozonları ilə müqayisədə, xeyli fərqli xüsusiyyətlərə malikdirlər. Elektromaqnit dalğaları şkalasında İYT diapazonu radio və optik dalğalar arasında körpü yaradır. İYT oblastundakı hadisələrin fizikası bir tərəfdən radiotexnika (Maksvell elektrodinamikası), digər tərəfdən isə, kvant optikası (kvant elektrodinamikası) qanunlarına əsaslanır. Müasir elektronikanın inkişafında İYT elektronikasının xüsusi əhəmiyyətə malik olması inkaredilməzdir. Radio və kosmik pəncərələrin əsasən bu diapazona düşdüyünü nəzərə alsaq, kosmik rabitənin bu oblastın məhsulu olduğu aydın olar. Yerdə baş verən kosmofiziki hadisələrin və ya günəşin aktivliyi ilə korelyasiya edən bəzi fluktuasiyaların mahiyyətinin izahında da İYT elektronikasının «xüsusi çəkisi» xeyli böyükdür. Hərbi texnikanın idarə olunması, istiqamətlənmiş rabitə, radiolokasiya, radioidarə, radioastronomiya da əksər hallarda İYT fizikasına və texnikasına istinad edir.

Son illərdə İYT dalğaların tibbdə, xüsusi ilə də refleksoterapiya sahəsində tətbiqi böyük nailiyyətlərə səbəb olmuşdur. Bu baxımdan, təqdim edilən kitab çoxsaylı ixtisas sahələrinin mütəxəssisləri üçün mühüm əhəmiyyət kəsb edir.

Ali təhsil müəssisələrində fizika, radioelektronika, elektronika, fiziki elektronika ixtisasları üzrə təhsil alan tələbələr üçün müvafiq proqramlar əsasında dərslik kimi yazılmış bu kitabdən bakalavrlar, magistrələr, aspirantlar, mühəndislər, ali məktəb müəllimləri və elmi işçilərdə istifadə edə bilərlər.

## FƏSİL I

### İFRAT YÜKSƏK TEZLİKLƏR (İYT) ELEKTRONİKASININ CİHAZLARI

#### 1.1. İfrat Yüksək Tezliklər diapazonunun xüsusiyyətləri

İYT diapazonu bir-birindən bir tərtib fərqlənən aşağıdakı nisbətən dar diapazonlara bölünür:

1. Metrlik dalğalar: dalğa uzunluğu  $\lambda = 10 \text{ m} \div 1 \text{ m}$ , tezliyi  $\nu = 30 \text{ MHz} \div 300 \text{ MHz}$ .
2. Desimetrlik dalğalar: dalğa uzunluğu  $\lambda = 1 \text{ m} \div 10 \text{ sm}$ , tezliyi  $\nu = 30 \text{ MHz} \div 3000 \text{ MHz}$ .
3. Santimetrlik dalğalar: dalğa uzunluğu  $\lambda = 10 \text{ sm} \div 1 \text{ sm}$ , tezliyi  $\nu = 3000 \text{ MHz} \div 30 \text{ QHz}$ .
4. Millimetrlik dalğalar: dalğa uzunluğu  $\lambda = 1 \text{ sm} \div 1 \text{ mm}$ , tezliyi  $\nu = 30 \text{ QHz} \div 300 \text{ QHz}$ .
5. Submillimetrlik dalğalar: dalğa uzunluğu  $\lambda = 10 \text{ mm} \div 0,1 \text{ mm}$ , tezliyi  $\nu = 300 \text{ QHz} \div 3000 \text{ QHz}$ .

Submillimetrlik dalğalar diapazonu, millimetrlik dalğalar diapazonundan uzun infraqırmızı dalğalara qədər olan oblastı əhatə edir.

Elektromaqnit dalğalarının İYT diapazonu spektrin yerdə qalan hissəsi ilə müqayisədə aşağıdakı əsas fiziki xüsusiyyət və xassələrə malikdir:

1) İYT-də dalğa uzunluğu qarşılıqlı təsirdə olduğu fiziki cisimlərin həndəsi ölçüləri ilə eyni tərtiblidir. Cihazların aktiv hissələrinin və ya antenaların ölçüləri dalğa uzunluğuna bərabər və ya ondan böyük ola bilər. Odur ki, İYT diapazonunun dalğaları kvazioptik xassələr göstərir və mühitdə işıq dalğaları kimi yayılır. Bununla yanaşı, İYT qurğularının iş prinsipləri əsasən difraksiya hadisələri ilə uzlaşır və heç cür həndəsi optikanın və ya adi elektrik dövrlərinin qanunlarına tabe olmur.

Siqnalın istiqamətlənmiş ötürülməsi və obyektlərin koordinatlarının təyini zamanı kvazioptik xassələr böyük əhəmiyyət

kəsb edir. Belə ki, İYT elektronikasının bünövrəsi İkinci Dünya Mühəribəsi ərəfəsində qoyulmuşdur. 1932-ci ildə Leninqrad (indiki Sankt-Peterburq) Politexnik Institutunda professor D.A.Rojanski tərəfindən iki rezonatorlu klistronların nəzəriyyəsi verilmiş və 1939-cu ildə ilk klistron yaradılmışdır. İkinci Dünya Mühəribəsinin sonunadək demək olar ki, hətta çox rezonatorlu maqnetronlara qədər, bütün mövcud İYT elektrovakuum cihazları yaradılmışdır. Hərbin istiqamətlənmiş və simsiz rabitəyə olan ehtiyacı müasir kosmik rabitənin əsasını qoymuşdur.

2) Uzun radiodalğalar və infraqırmızı şüalarla müqayisədə İYT dalğalar, xüsusilə də tezliyi 100 MHz 10 QHz arasında olan dalğalar atmosfer qatını və ionosferanı demək olar ki, tam maneəsiz keçərək yerə çatır.

Xeyli geniş diapazonda ( $\lambda=30 \text{ m} \div 30 \text{ mm}$ ) şəffaf radio pəncərənin mövcudluğu astronomik üsullarla kosmik fəzanın ənginliklərindən gələn İYT siqnalları vasitəsilə ulduzları, Günəşi, planetləri və s. tədqiq etmək imkanını yaradır.

Digər tərəfdən, kosmik obyektlərə siqnallar yalnız İYT qurğuları vasitəsilə göndərilir ki, bu da İYT diapazonunu kosmik rabitə üçün əvəzəlməz edir.

3) İYT diapazonuna uyğun gələn enerji kvantlarının qiymətləri atom və molekulların yaxın enerji səviyyələrinin fərqi ilə uyğun gəlir.

Odur ki, İYT elektromaqnit rəqsləri, xüsusilə də santimetrlik, millimetrlik və submillimetrlik dalğalar maddələrlə rezonans qarşılıqlı enerji mübadiləsində olur. Məhz bu təsirin nəticəsində maddə quruluşunu tədqiq etmək üçün İYT radioelektroskopiyadan istifadə olunur. Belə sırf elmi istiqamətlərlə yanaşı, İYT texnikası da inkişaf etmiş, İYT rəqslərinin atom və molekullarla qarşılıqlı təsirindən bəhrələnən tamamilə yeni istiqamət - molekulyar kvant gücləndiriciləri və generatorları (kvant elektronikasası) meydana gəlmişdir.

4) İYT rəqslərin periodu, elektrovakuum cihazlarının elektrodları arasında elektronların uçuş müddətinə ( $\sim 10^{-8} \div 10^{-9}$  san) bərabər və hətta ondan kiçik də ola bilər. Odur ki, “adi” elektrovakuum cihazları İYT diapazonunda işləyə bilmir, bu zaman elektronların ətalətliyi meydana çıxır. Radio diapazonda işləyən elektrovakuum cihazlarından fərqli olaraq, İYT elektrovakuum cihazlarında elektronların ətalətliyindən müsbət mənada istifadə edərək xüsusi təyinatlı cihazlar (klistronlar, maqnetronlar, qaçan və əks dalğalı lampalar, platinatronlar və s.) yaradılmışdır.

5) Paylanmış reaktiv elementlərin (elektrodlar arası tutumun və sıxacların induktivliyinin) mövcudluğu radio diapazonu elektron cihazlarının İYT diapazonunda istifadəsinə imkan vermir. Odur ki, İYT cihazların işləmə və təsir prinsiplərini, onların parametr və xarakteristikalarını rəqs sistemləri ilə birlikdə öyrənmək lazımdır.

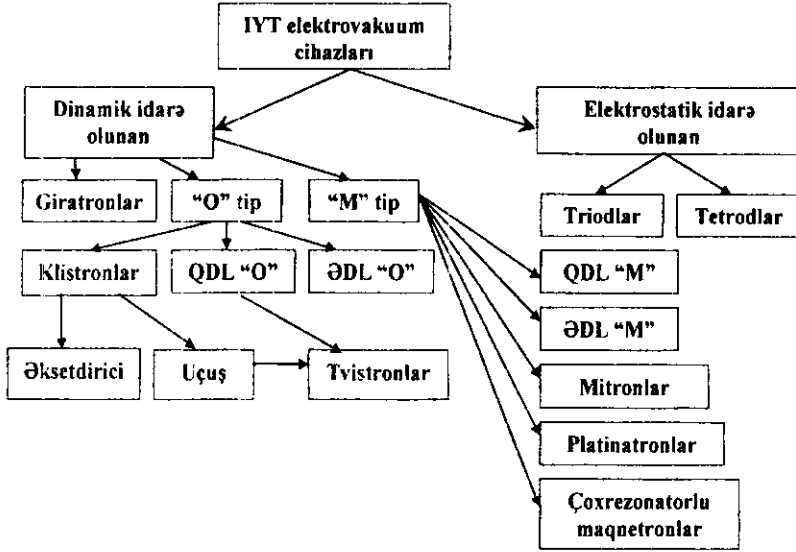
6) Radiofizika kursundan məlumdur ki, müstəqil rabitə kanallarının sayı tezlik artıqca çoxalır. Məsələn, 3 sm-lik diapazonun 1%-ində, bütün radio diapazonunda olan kanalların sayından çox kanal yerləşdirmək mümkündür. Odur ki, İYT diapazonunun informasiya tutumunun böyüklüğü çoxkanallı telefon və televiziya rabitəsinin sıçrayışlı inkişafına səbəb olmuşdur. Hazırda İYT texnikasından, eləcə də optik diapazonda işləyən kvant generatorları və gücləndiricilərindən istifadə etməklə daha böyük informasiya tutumuna malik rabitə sistemləri yaradılır.

İYT diapazonunun xüsusiyyətləri dalğa uzunluğu 1 m-dən kiçik rəqslərdə özünü daha parlaq göstərir. Son illər İYT diapazonunun üsulları optik diapazona da sirayət etmişdir.

## **1.2. İfrat Yüksək Tezliklər elektrovakuum cihazlarının təsnifatı**

Hazırda işləmə prinsipinə və tətbiq sahələrinə görə fərqlənən xeyli İYT elektron cihazları mövcuddur. Bu cihazların təsnifatı sxematik olaraq şəkil 1.1-də verilmişdir.





Şəkil 1.1. İYT elektronvakuum cihazlarının sxematik təsnifatı

“O” və “M” tip olmaqla İYT elektrovakuum cihazları enerji mübadiləsinin mahiyyətinə görə iki qrupa bölünür.

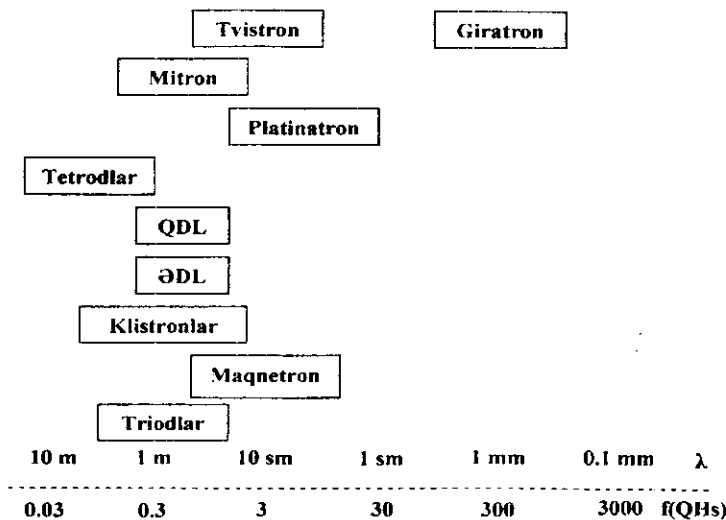
Sxemdən görüldüyü kimi, bölgüdə əsas fərqləndirici amil olaraq idarə olunmanın növü götürülmüşdür dinamik idarə olunan cihazlar bir statik idarə olunan cihazlar isə başqa qrupa daxil edilmişdir. Statik idarə olunan cihazların tətbiqi zaman keçdikcə daha da azalır, çünki bu cihazlar radi diapazonda işləyən elektrovakuum cihazlarının həndəsi ölçülərini dəyişməklə İYT oblastının astanasında işləyirlər. Onlar İYT diapazonunu tam tuta bilmədiklərindən hazırda əsasən dinamik idarə olunan cihazlara üstünlük verilir.

Bundan başqa, İYT elektrovakuum cihazlarını çıxış gücünə görə də üç qrupa bölürlər.

- I.  $P_{\text{çix}} \geq 100 \text{ vt}$  -- böyük güclü cihazlar
- II.  $P_{\text{çix}} = 1 \text{ vt} \div 100 \text{ vt}$  – orta güclü cihazlar
- III.  $P_{\text{çix}} \leq 1 \text{ vt}$ - kiçik güclü cihazlar

Məsələn, əksetdirici klistronlar kiçik güclü cihazlar qrupuna daxildir. Bu cihazlardan İYT rəqslərinin ilkin mənbəyi (İYT rəqs generatorları) kimi istifadə olunur.

Ən çox istifadə olunan uçuş klistronları, qaçan dalğalı (QD) və əks dalğalı (ƏD) lampalar, həm birinci qrupa, həm də ikinci qrupa daxil edilir. Yəni konstruksiyamı seçməklə eyni tip cihaz müxtəlif güc rejimləri üçün istehsal olunur.

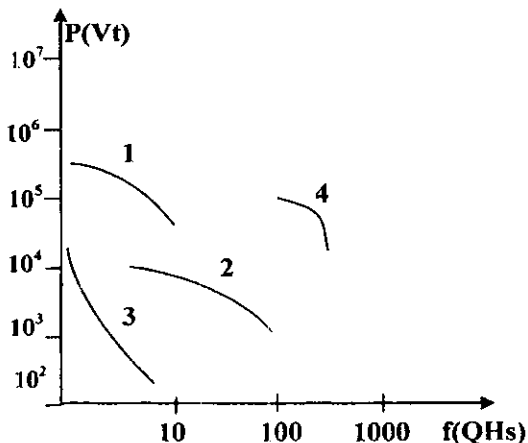


Şəkil 1.2. Müxtəlif cihazların kəsilməz rejimdə işləmə diapazonları.

Çoxrezonatorlu maqnetronlar birinci qrupa daxildir. Maqnetronlar müasir elektronikanın ən lazımlı qollarından sayılan böyük cərəyanlı elektronikanın ən əsas cihazlarındanıdır. Nüvə reaktolarında zəncirvari reaksiyanın başlanması üçün lazım olan böyük sıxlıqlı enerji məhz maqnetronlar vasitəsilə yaradılır. Onların çıxış gücü  $P_{çix}$  meqavatlara çatır.

İşlədikləri tezlik diapazonuna görə İYT elektrovakuum cihazları bir-birindən fərqlənir (şəkil 1.2).

Kəsilməz rejimdə işləyən güclü İYT elektrovakuum cihazlarının çıxış gücünün intervalları şəkil 1.3-də verilmişdir.



Şəkil 1.3. 1-gücləndirici klistronların, 2-QDL-ların, 3-Triodların, 4-Giratronların kəsilməz rejimdə güclərinin tezlikdən asılılığı.

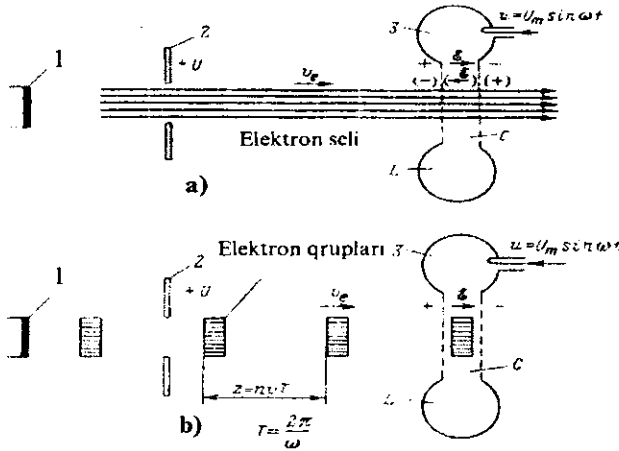
### 1.3. İfrat Yüksək Tezlik elektrovakuum cihazlarının işləmə prinsipi

İYT elektrovakuum cihazları da başqa cihazlar kimi, bir enerji növünü digərinə çevirir.

Adi elektrovakuum cihazlı gücləndirici və ya generatorlarda gücləndirmə, eləcə də rəqs sistemlərində itən enerji sabit cərəyan mənbəyinin enerjisi hesabına kompensə olunur. Elektron seli bu proseslərdə əlaqələndirici rolunu oynayır. Yəni İYT cihazlarında da elektron selinin enerjisi sabit cərəyan mənbəyinin hesabına yaradılır. Söhbət yalnız elektron selinin idarə olunmasının mahiyyətindən gedir. Əgər adi elektrovakuum cihazlarında elektronların idarə olunması statik xarakter daşıyır-

dısa, burada dinamik xarakter daşıyır. Söhbət İYT sahənin elektronları əvvəlcə sürətə, sonra isə sıxlığa görə modullaşdırılmasından gedir.

Sıxlığı zamanın funksiyası olan elektron selinin yaranması elektronlarla yüksək tezlikli elektromaqnit sahəsinin keyfiyyətli qarşılıqlı təsirini almaq üçün vacibdir. Yalnız belə olduqda elektronlar kinetik və ya potensial enerjilərinin bir hissəsini sahəyə verə bilər. İYT elektromaqnit sahəsinə elektronların kinetik enerjisinin bir hissəsinin verildiyi halı araşdıraraq (şəkil 1.4a). Tutaq ki, katoddan emissiya olunan elektronlar sürətləndirici elektrodun müsbət  $U_0$  potensialının təsiri altında bərabər sürətlə kəsilməz sel şəklində hərəkət edir. Elektron selinin qarşısında tutumu  $C$  və induktivliyi  $L$  olan,  $\omega$  tezlikli rəqslər oyadılmış rəqs konturu yerləşmişdir. Kondensatorun köynəkləri elektron seli üçün şəffaf olan tordan ibarətdir. Həm də tezlik çox böyük olduğundan torlar ekran rolunu oynayır və elektrik sahəsi yalnız tor aralığında mövcuddur. Sahənin ox istiqamətindəki toplananı  $\%$  periodun bir yarısında elektronların  $v_e$  sürəti ilə eyni, o biri yarısında isə əks istiqamətdə olur. Əgər elektron selinin sıxlığı zamana görə sabitdirsə onda sürətləndirici yarımperioadda elektron sahədən nə qədər enerji alırsa, tormozlayıcı sahədə bir o qədər enerji verir. Bu, o deməkdir ki, bir period ərzində alınan və verilən enerjinin miqdarı eynidir. Enerji balansının sahənin hesabına müsbət olması üçün elektron selinin kəsilməz olması vacibdir (şəkil 1.4b). Elektron qruplarının arasındakı məsafəni elə seçmək mümkündür ki, elektronlar ikinci rezonatorun torları arasında olarkən sahə tormozlayıcı olsun. Əgər elektronların tor aralığında qalma müddəti periodun yarısı ( $T/2$ ) qədər və bu müddətdə ikinci rezonatorun ikinci torunda gərginliyin mənfi fazası olarsa, balans müsbət olar. Real halda elektronların belə modullaşmasını almaq mümkün deyil.



**Şəkil 1.4.** Elektron seli ilə rezonatorun elektrik sahəsinin enerji mübadiləsinin sxematik təsiri. a – kəsilməz sel halı, b – elektron qrupları olan hal  
1- katod; 2 – sürətləndirici elektrod; 3 – rəqs kontoru

Ona görə də elektron qrupları arasında qruplaşmada iştirak etməyən müəyyən sayda elektron torlar arasında sürətləndirici sahə olduqda aralığa düşürlər. Lakin belə elektronların sayı az olduğundan period müddətində ümumi balans müsbət olur.

#### 1.4.İfrat Yüksək Tezliklər elektronikasının ümumi məsələləri. Maksvell tənlikləri

İYT elektronikasının əsasında duran qanunlar fizikada, elektrotexnikada və alçaq tezliklər (radio) diapozonu elektronikasında istifadə olunan qanunlardan fərqli deyil. Lakin İYT elektrovakuum cihazlarına keçid edərkən adi elektronikadakı bəzi sadələşdirmələrin tətbiqinin mümkün olub-olmamasını araşdırmaq lazım gəlir. Məsələn, elektronların uçuş müddəti, rəqslərin periodu tərtibində olduqda xeyli mülahizələr əsaslı şəkildə dəyişdirilməlidir.

Alçaq, yüksək və ifrat yüksək tezlik diapazonları elektrodinamikasına elektromaqnit sahə nəzəriyyəsinin və Maksvell tənliklərinin tətbiqi hadisələrə nisbətən ümumi yaxınlaşmanı təmin edir.

Bu baxımdan İYT elektrovakuum cihazları halı üçün sərbəst yüklərin (elektronların, ionların) mövcudluğu nəzərə alınmalıdır.

Hərəkət edən sərbəst yüklərin nəzərə alınması ilə  $\vec{E}$  elektrik və  $\vec{H}$  maqnit sahələrinin intensivlikləri,  $\vec{D}$  və  $\vec{B}$  induksiya vektorlarına görə Maksvell tənlikləri aşağıdakı kimi yazılır:

$$\text{rot } \vec{H} = j_{\text{tam}} = \sigma \vec{E} + \frac{\partial D}{\partial t} + \rho \vec{v} : \dots \dots \dots (1.1)$$

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial B}{\partial t} ; \dots \dots \dots (1.2)$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho ; \dots \dots \dots (1.3)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 ; \dots \dots \dots (1.4)$$

Hardakı  $\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H} : \dots \dots \dots (1.5)$

$$\text{və } \vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} : \dots \dots \dots (1.6)$$

Burada  $\epsilon_0$  - elektrik sabiti,  $\mu_0$  - maqnit sabiti,  $\epsilon$  və  $\mu$  uyğun olaraq mühitin nisbi elektrik və maqnit nüfuzluğu,  $\sigma$  isə onun xüsusi elektrik keçiriciliyidir. Elektrovakuum cihazlarının işçi mühiti hava və vakuum olduğundan  $\epsilon$  və  $\mu$  vahidə bərabər,  $\sigma$  isə sıfır qəbul edilir.

$\epsilon_0$  və  $\mu_0$  isə uyğun olaraq

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ A} \cdot \text{san/Vm} \text{ və ya } \epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m} \\ \text{və } \mu_0 &= 1,2565 \cdot 10^{-6} \text{ A} \cdot \text{san/Vm} \text{ və ya } \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Hn/m} \end{aligned} (1.7)$$

(1.1) və (1.3) ifadələrindəki  $\rho$  və  $v$  uyğun olaraq yüklü zərrəciklərin həcmi sıxlıqları və hərəkət sürətləridir.

$$\rho\vec{u} \text{ -hasili köcürmə və ya konveksiya cərəyanının sıxlığı} \\ J_{\text{konv}} = \rho\vec{u} : \quad (1.8)$$

olub,  $\vec{u}$  sürət vektorunun istiqamətinə perpendikulyar olan vahid səthdən vahid zamanda keçən elektrik yükünü səciyyələndirir.

Tam cərəyanın sıxlığı  $\vec{J}_{\text{tam}}$ , istənilən kəsikdə  $\sigma = 0$  olduqda konveksiya və dəyişmə cərəyanları sıxlığının cəminə bərabərdir.

### 1.5. Hərəkət tənliyi

Maksvell tənlikləri sistemi sərbəst yükdaşıyıcılar olan halların araşdırılması üçün kifayət deyil. Çünki  $\vec{u}$  sürəti təkcə başlanğıc şərtlərlə deyil, həm də baxılan yüklü zərrəcik olduğu yerdə  $\vec{E}$  elektrik və  $\vec{H}$  maqnit sahəsinin intensivlikləri ilə təyin olunur.

Ümumi halda yüklü zərrəciklərin sürətini elektrik və maqnit sahələrinin qiymətindən asılı olaraq hərəkət tənliyindən Lorens qüvvəsini nəzərə almaqla yazmaq olar

$$\frac{d(m\vec{u})}{dt} = \vec{F} = q\{\vec{E} + [\vec{u}\vec{B}]\} \quad (1.9)$$

Burada  $q$  - nöqtəvi qəbul edilən yüklü zərrəciyin yükü,  $m$  - onun kütləsi  $\vec{F}$  isə təsir edən qüvvədir.

Əgər yuklu zərrəciyin  $\vec{u}$  - sürəti işığın sərbəst fəzadakı sürətindən çox-çox azdırsa (1.9)-u

$$m_0 \frac{d\vec{u}}{dt} = q\{\vec{E} + [\vec{u}\vec{B}]\} \quad (1.10)$$

şəklində yazmaq olar.

Əgər yüklü zərrəcik olaraq elektron götürülsə, onda  $q=-e=1.6 \cdot 10^{-19} \text{K}$  və  $m_0=9.11 \cdot 10^{-31} \text{kq}$  (elektronun mütləq yükü və sükunət kütləsi) götürülür.

Hərəkət tənliyindən müxtəlif İYT elektronvakuum cihazlarının hesablanması zamanı istifadə edilir.

Aydın məsələdir ki, (1.10)-a daxil olan  $\vec{E}$  və  $\vec{B}$ -nin zamana görə həm sabit, həm də dəyişən toplananlara malik ola bilər. Praktiki olaraq  $\vec{E}$  və  $\vec{B}$ -nin sabit toplananlardan başqa maqnit sahəsinin yüksək tezlikli toplananları yalnız elektrik sahəsinin dəyişən toplananlarının nəzərə alınması kifayət edir. Deyilənləri aydınlaşdırmaq məqsədilə eninə (TEM tip) elektro-maqnit dalğasını həyəcənləşdirən ötürücü xəttin bir hissəsinə baxaq. Sadəlik üçün sahələrin sabit toplananlarının sıfır olduğunu qəbul edək.

Sərbəst elektrona vakuum aralığında təsir edən qüvvə

$$\vec{F} = -e\vec{E} - e\mu_0[\vec{v}\vec{H}] = \vec{F}_E + \vec{F}_H \quad (1.11)$$

Burada  $\vec{F}_E$  və  $\vec{F}_H$  uyğun yüksək tezlikli sahələrin sabit toplananlarıdır.

Lorens qüvvəsinin maksimal qiyməti

$$|\vec{F}_H| = e\mu_0|\vec{v}||\vec{H}| \text{ -dir} \quad (1.12)$$

Onda

$$\frac{|\vec{F}_H|}{|\vec{F}_E|} \leq \mu_0|\vec{v}| \frac{|\vec{H}|}{|\vec{E}|} \quad (1.13)$$



$\frac{\vec{H}}{\vec{E}}$  -nisbəti xarakteristik müqavimətin tərs qiymətinə

bərabərdir və baxılan halda  $Z_{TEM} = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ . Bu ifadəni (1.13)-də yerinə yazsaq və nəzərə alsaq ki,  $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ , onda

$$\frac{|\vec{F}_H|}{|\vec{F}_E|} \leq \frac{v}{c} \quad (1.14)$$

olar. Eyni nəticəni başqa hallarda, məsələn, yüklü zərrəcik dalğəötürəndə və ya boş rezonatorlarda hərəkət edərkən də almaq mümkündür.

Beləliklə, elektronların sürəti fəzada işıq sürətindən çox-çox kiçikdirsə, yüksək tezlikli elektromaqnit sahəsinin maqnit toplanmasının elektrona təsirini, elektrik toplananı ilə müqayisədə nəzərə almamaq olar. Bütün hallarda, İYT elektrovakuum cihazlarının daxilində elektronların sürəti, işıq sürətinə nisbətən xeyli kiçikdir. Elektronların sürəti  $v_e = c$  işıq sürətinə bərabər olduqda elə etmək mümkündür ki, maqnit sahəsinin təsiri təcrid olunsun. Məsələn, klitronlarda olduğu kimi. Orada toroid şəkilli həcmi rezonatorlarda torlar arasında elektik sahəsi və tutum, toroidin həcmində isə maqnit sahəsi və ya induktivlik var. Yəni maqnit sahəsi qarşılıqlı təsir fəzasından və ya dinamik hissədən ayrılır-təcrid olunur.

Maksvell tənlikləri (1.1) və (1.4) ilə hərəkət tənliyi (1.9)-un birləşdirilməsi müəyyən ziddiyyət təşkil edir. Çünki hərəkət tənliyində söhbət nöqtəvi (diskret) q yükündən gedirsə (1.1) və (1.4) tənliklərində fəzada kəsilməz axan  $\rho$  sıxlıqlı yük baxılır. İkinci ziddiyyət elektronların sahəsi ilə elektronların enerji mübadiləsinin kvant xarakteri daşımalarının nəzərə alınmamasıdır.

Hər iki ziddiyyət İYT cihazları üçün əsaslı rol oynamır. Yalnız çox yüksək tezliklərdə kvantın enerjisinin qiymətinin

istilik hərəkəti enerjisi tərtibində olduğu, kvant hadisələri nəzərə alınmalıdır. Həm də fluktuasiyalar hesabına yaranan küylər baxımından elektronların diskretliyinin praktiki əhəmiyyəti ola bilər.

### 1.6. Potensial elektrik sahəsində kəsilməzlik və elektronların sürətinin tənlikləri

§1.4-də baxdığımız əsas sayılan (1.1), (1.4) və (1.9) tənliklərdən başqa, İYT cihazlarda baş verən elektron proseslərinin təhlilində müstəsna rolunu oynayan daha iki: kəsilməzlik və potensial elektrik sahəsində hərəkət edən yüklü zərrəciklərin sürətini təyin edən tənliklərdən istifadə olunur.

Kəsilməzlik tənliyi bilavasitə Maksvell tənliklərindən alınır. Tam cərəyanın sıxlığının ifadəsinə baxaq

$$\vec{J}_{\text{tam}} = \rho\vec{v} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad (1.15)$$

(1.1) ifadəsinə görə tam cərəyan həmişə burulğan xarakter daşdığından

$$\text{div}\vec{J}_{\text{tam}} = \text{div}\text{rot}\vec{H} = 0 \quad (1.16)$$

və ya

$$\text{div}(\rho\vec{v}) + \frac{\partial}{\partial t}\text{div}\vec{D} = 0 \quad (1.17)$$

(1.17)-də (1.3)-ü nəzərə alsaq kəsilməzlik tənliyi

$$\text{div}(\rho\vec{v}) = -\frac{\partial\rho}{\partial t} \quad (1.18)$$

olar.

Sonuncu tənlik elektron sellərində məsələn, qaçan (QDL) və əks dalğalı lampalarda (ƏDL) dalğa proseslərini öyrənərkən çox gərəklidir. Əslində bu sonuncu ifadə elə yükün saxlanması qanununu ifadə edir.

Potensial elektrik sahəsində elektronun əldə etdiyi sürəti hesablayarkən enerjinin saxlanması qanunundan istifadə edilir:

$$eU = m_0 v^2 / 2 \quad \text{və} \quad v = \sqrt{2eU / m_0} \quad (1.19)$$

Burada  $U$  elektronun sürətinin sıfır olduğu nöqtə ilə verilən nöqtə arasındakı potensiallar fərqidir.

(1.19)-da  $e$ - və  $m$ -in qiymətlərini yerinə yazıb, sürət üçün hesablama ifadəsi almaq olar:

$$v [m/c] \cong 5.95 \cdot 10^5 \sqrt{U [B]} \quad (1.20)$$

(1.19) və (1.20) tənlikləri belə bir nəticə çıxarmağa imkan verir ki,  $U$ -un artması ilə sürət sonsuz arda bilər. Əslində isə belə nəticə doğru deyil və burada mütləq nisbilik nəzəriyyəsi nəzərə alınmalıdır. Ümumi halda elektronun kinetik enerjisi  $W_k$  (1.19) tənliyindən deyil

$$W_k = mc^2 - m_0 c^2 \quad (1.21)$$

ifadəsindən tapılmalıdır. Burada

$$m = m_0 / \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad (1.22)$$

(1.22)-ni nəzərə almaqla  $W_k$ -i  $M$ -potensial enerjiyə bərabər etsək

$$v = c \frac{\sqrt{1 + \frac{2m_0c^2}{eU}}}{1 + \frac{m_0c^2}{eU}} \quad (1.23)$$

alınar və ya (1.23)-ü

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} U} \frac{\sqrt{1 + \frac{eU}{2m_0c^2}}}{1 + \frac{eU}{m_0c^2}} \quad (1.24)$$

kimi yazmaq olar.

Əgər sürətləndirici  $U$  gərginliyi çox böyük deyilsə ( $eU \ll m_0c^2$ ), onda  $v \ll c$ . Onda (1.19) tənliyindən istifadə olunur.

$U$ -nun onlarla kilovolt qiymətlərinə qədər, rəlativistik düzəlişlər aparmadan, çox kiçik xəta daxilində (1.19)-dan istifadə etmək olar. Məsələn,  $U=50\text{kB}$  olduqda sürətin (1.19) ilə hesablanması (1.24)-ə nəzərən 8% xəta verir. Bəzi böyük güclü klitronlarda  $U \approx 100\text{kB}$  olduqda sürətin (1.19) və ya (1.20) ilə hesablanması nəinki kəmiyyət, hətta keyfiyyət səhvlərinə ( $v > c$  alınır) səbəb olur.

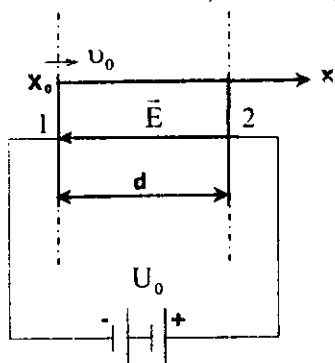
Digər tərəfdən (1.19) və ya (1.24) tənliklərindən sürət hesablanarkən nəzərə alınmır ki, elektronların hərəkəti zamanı  $U$ -nun dəyişməsi baş verə bilər, yəni bu tənliklər elektrostatik hal üçün yararlıdır, elektronların uçuş müddəti gərginliyin dəyişmə periodundan çox-çox kiçik olan hallar üçün yararlıdır. Əgər uçuş müddəti rəqslərin periodu ilə eyni tərtibdirsə, onda həmin müddətdə gərginliyin dəyişməsi nəzərə alınmalıdır.

IYT elektronikasının əsas tənzimləyicisi sisteminin həll olunması üçün başlanğıc və sərhəd şərtləri, elektrik və maqnit sahələrinin verilən qiymətlərində, verilən anda və müstəvidə elektronların başlanğıc sürətləri, yəni elektronların fəza-zaman diaqramı məlum olmalıdır. Adi elektrovakuum cihazlarında isə yalnız fəza paylanması sərbəstdir.

### 1.7. Elektronların uçuş müddəti

IYT elektrovakuum cihazlarını xarakterizə edən əsas parametrlərdən biri də cihazın müəyyən iki elektrodu, məsələn, diodlarda katod-anod, triodlarda katod-tor, çox elektrodlu lampalarda və klistronlarda isə iki tor aralığını elektronların qət etməsi üçün sərbəst olunan  $\tau$  uçuş müddətidir.

Bütün maddi zərrəciklər kimi elektronların da uçuş müddətini tapmaq üçün uyğun hərəkət tənliyini inteqrallamaq lazımdır. Əgər elektrik və maqnit sahələrinin  $\vec{E}$



Şəkil 1.5

və  $\vec{H}$  intensivlikləri və başlanğıc şərtlər məlumdursa, (1.10) tənliyini zamana görə inteqrallamaqla uçuş klistronunun istənilən nöqtəsində elektronun  $\vec{v}$  sürətini tapmaq olar.

Nəhayət, uçuş müddətini tapmaq üçün

$$\tau = \int_{S_1}^{S_2} \frac{ds}{v} \quad (1.25)$$

inteqralını hesablamaq lazımdır.

Burada  $S_1$  və  $S_2$  baxılan elektrodların koordinatlarıdır.

Elektronların uçuş müddətini tapmaq üçün istifadə olunan üsullardan biri də (1.10) ifadəsini ikinci dəfə inteqrallayaraq elektronların  $S = f(t)$  şəklində hərəkət tənliyini almaqdır.

Alınan tənliyə növbə ilə elektrodların  $S_1$  və  $S_2$  koordinatlarını yazmaqla bizi maraqlandıran uyğun  $t_1$  və  $t_2$  zaman müddətlərinin  $\tau = t_2 - t_1$  fərqi kimi təyin olunan uçuş müddətini tapmaq olar.

Sadəlik üçün aralarındakı məsafə  $d$  olan 1 və 2 sonsuz müstəvinin yaratdığı dioda baxaq (şəkil 1.5).

İYT diapazonununun bir sıra cihazlarında müstəvi paralel sistemlərdən istifadə olunur.  $U_0$ -ın zamana görə sabit və relativistik düzəlişləri nəzərə almayaraq  $v \ll c$  qəbul edək.

Fəza yükləri olmayan hal üçün (1.10) ifadəsini

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -e \left( -\frac{U_0}{d} \right)$$

kimi yazaq. Qeyd edək ki, bundan sonra hər yerdə  $m$ -lə zərəciklərin sükunət kütləsi ifadə olunacaq.

$t = t_0$  anında  $x = x_0$  müstəvisində elektronların sürətinin  $v_0$  olması sərhəd şərtləri daxilində hərəkət tənliyini inteqralladıqda

$$v = v_0 + \frac{eU_0}{md} (t - t_0) \quad (1.26)$$

$$x = x_0 + v_0(t - t_0) + \frac{eU_0}{md} \frac{(t - t_0)^2}{2} \quad (1.27)$$

olar.

Yuxarıda göstərdiyimiz ikinci üsulla uçuş müddətini hesablayaq. (1.27) ifadəsində ikinci elektrodun koordinatını nəzərə alaraq  $t - t_0 = \tau$  və (1.27) ifadəsi

$$\frac{eU_0}{md} \frac{\tau^2}{2} + v_0 \tau = d$$

kimi olar.

Közərmə katodlu diodlarda olduğu kimi  $v_0 = 0$  yazsaq, doyma halında elektronların uçuş müddəti

$$\tau = d \sqrt{\frac{2m}{eU_0}} \quad (1.28)$$

İYT elektronikasısı üçün  $U_0 = 0$ , lakin elektronların başlanğıc  $v_0$  sürətinin sıfırdan fərqli qiymətləri halı da maraqlıdır. Klitronlarda müşahidə olunan belə hallarda müstəvi tor aralığına daxil olan elektronların uçuş müddəti

$$\tau = \frac{d}{v_0} \quad (1.29)$$

Adi lampalar üçün uçuş müddəti  $10^{-8} - 10^{-9}$  san-dir. Əgər katod-anod aralığı  $d = 2\text{mm}$ , anod gərginliyinin qiyməti  $100\text{ V}$ -dursa, (1.28) ifadəsindən alınır ki, doyma halında  $\tau = 0,68 \cdot 10^{-9}$  san. Elektrodlar arasındakı fəzada həcmi yüklərin mövcudluğu katod fəzasında sürətləndirici sahəni zəiflədir və uyğun olaraq, uçuş müddəti  $\tau$ -ya təsir edir.

Müstəvi aralığa  $U = U_0 \sin \omega t$  qanunu ilə dəyişən gərginlik tətbiq edilən halda uçuş müddətini tapaq. Sadəlik üçün elektrodlar arasında dalğa prosesləri hesabına sahənin fəza keçikmələrini, fəza yüklərini və  $v_0$ -ı nəzərə almayaq.

Başlanğıc halda elektronların hərəkət tənliyi

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{eU}{d} \sin \omega t$$

olar.

Birinci integrallamadan sonra

$$\frac{dx}{dt} = \frac{eU_m}{\omega md} (\cos \omega_0 t - \cos \omega t)$$

Burada  $t_0$  - elektronların aralığa daxil olma anıdır. İkinci integrallamadan sonra

$$x = x_0 + \frac{eU_m}{\omega^2 md} [(\omega t - \omega t_0) \cos \omega t - \sin \omega t + \sin \omega t_0] \quad (1.30)$$

olub. Əgər

$$x = x_0 + d ; \tau = t - t_0$$

olduğunu nəzərə alsaq, uçuş müddətini hesablaya bilərik. Sonuncu ifadədən aydın olur ki, müxtəlif anlarda aralığa daxil olan elektronların uçuş müddətləri bir-birindən fərqli olacaq. Odur ki, verilən amplitudları dəyişən gərginlik üçün birqiymətli uçuş qiymətindən danışmaq mümkün deyil. Əgər elektrodlar arasında eyni zamanda həm sabit, həm də sinus qanunu ilə dəyişən iki gərginliyin cəmi təsir edirsə və  $U_0$ -la hətta eyni tərtibdirsə, başlanğıc zamanından asılı olaraq, müxtəlif elektronlar üçün uçuş müddəti müxtəlif olmalıdır. Lakin  $U_m \ll U_0$  olduqda dəyişən toplananın təsiri ilə yaranan “həyəcanlaşma” (kiçik amplitudlu yüksək harmonikalar) hesabına uçuş müddətinin dəyişməsinə nəzərə almamaq mümkündür.

### 1.8. Uçuş bucağı

Elektronların ətalətliyinin İYT elektrovakuum cihazlarının işinə təsirini uçuş müddətinin mütləq qiyməti öz-özlüyündə tam xarakterizə edə bilmir. Elektrovakuum cihazının işləməsi əslində uçuş müddətinin rəqslərin periodundan nə qədər fərqli olmasından asılıdır. Odur ki, uçuş müddətinin rəqslərin perioduna  $T$  nisbəti daha xarakteristik kəmiyyətdir.



Uçuş cihazlarında bir parametrl kimi,  $\frac{\tau}{T}$  nisbətli ilə mütənasib olan

$$\theta = 2\pi \frac{\tau}{T} \quad (1.31)$$

uçuş bucağından istifadə olunur.

Dairəvi tezlik  $\omega = \frac{2\pi}{T}$  nəzərə alınarsa,

$$\theta = \omega t \quad (1.32)$$

olar.

(1.31) və (1.32) ifadələrində  $\theta$  radianlarla ölçülür. Bucaq dərəcələri ilə

$$\theta = 360^\circ \frac{\tau}{T} \quad (1.33)$$

Uçuş bucağı, elektronlar iki elektrod arasında hərəkət etdiyi müddət (uçuş müddəti) ərzində gərginliyin fazaca nə qədər döndüyünü göstərir. (1.28) və (1.32) ifadələrində dəyişən toplananlar az olan ( $U_m \ll U_0$ ) və fəza yüklərinin olmadığı hal üçün uçuş bucağı

$$\theta = \omega d \sqrt{\frac{2m}{eU_0}} \quad (1.34)$$

Əgər nəzərə çarpacaq qədər böyük  $v_0$  sürətli elektronlar yalnız kiçik dəyişən gərginlik verilmiş müstəvi aralığına düşsə onda (1.29) və (1.32) ifadələrindən həyəcanlaşmamış elektronlar üçün uçuş bucağı

$$\theta = \frac{\omega d}{v_0} \quad (1.35)$$

(1.35)-i yalnız  $U_m \ll \frac{m\nu_0^2}{2e}$ , yəni dəyişən toplanan  $\nu_0$ -i

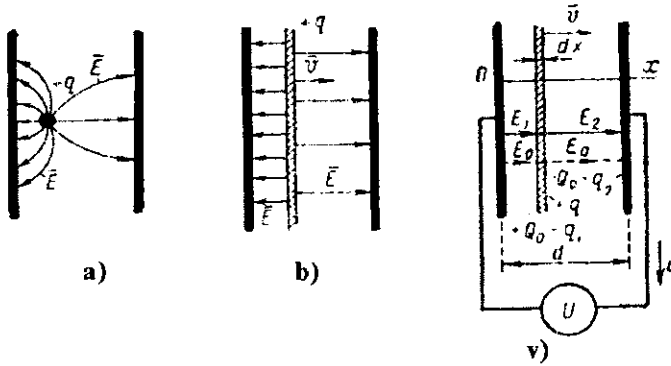
təyin edən sabit  $U_0$  toplanandan çox kiçik olduqda tətbiq etmək olar. Kiçik amplitudlar rejimində (1.31)-(1.35) ifadələrindən müxtəlif İYT cihazlarında çox geniş istifadə olunur.

Yuxarıda  $d=2$  mm və  $U_0=100V$  olduqda müstəvi diod üçün uçuş müddətinin  $0,68 \cdot 10^{-9}$  san olduğunu gördük. İndi iki tezlik üçün həmin halda uçuş bucaqlarını təyin edək. (1.33) ifadəsindən tezlik 1 MHS ( $\lambda = 3\text{mm}$ ) olduqda  $\theta = 0,24^\circ$ , tezlik 1 QHS ( $\lambda = 30\text{sm}$ ) olduqda isə  $\theta = 245^\circ$ . Yəni əgər tezlik 1 MHS-dirsə, uçuş müddətində gərginlik demək olar ki, dəyişməz qalır. Lakin 1 QHS tezlikdə elektronların uçuş müddətinin sonunda böyük tezlikli tormozlayıcı sahəyə düşür və elektronun ətalətliyi qabarıq şəkildə meydana çıxır.

### **1.9. İfrat Yüksək Tezliklərdə elektrovakuum cihazlarından cərəyanın keçməsi**

Elektrovakuum cihazlarının hamısı üçün fiziki qanunlar prinsipə eyni olmasına baxmayaraq, yüksək tezliklərdə elektron cərəyanı haqda təsəvvürlər alçaq tezlik cihazlarından xeyli fərqlidir. Alçaq tezlik cihazının hər hansı elektrodunun dövrəsində cərəyanın ani qiyməti həmin elektroda gələn elektronların (konveksiya cərəyanı) sayından asılıdır. Yəni belə təsəvvür yaranır ki, guya elektrodun üzərinə sərbəst elektronlar düşmüşsə cərəyan yoxdur. İYT oblastında belə təsəvvürlər düzgün olmayan nəticələrə gətirib çıxarır.

Müstəvi vakuum aralıqına (şəkil 1.6) baxaq.



**Şəkil 1.6.** Müsbət  $q$  yükü müstəvi elektrodlar arasında hərəkət edərkən xarici dövrdə gətirilmiş cərəyanın yaranması.

Aralığın xarici dövrəsinə sabit və ya dəyişən  $U$  gərginlikli daxili müqviməti sıfır olan mənbə qoşulmuşdur.

Sərbəst yüklər olmayan halda, müstəvi kondensatoların hamısında olduğu kimi, istənilən zaman anında elektrodlar üzərində Qauss teoremi  $\theta_0 = \epsilon_0 E_0 S$  ilə təyin olunan  $+Q_0$  və  $-Q_0$  yükləri mövcuddur.

Burada  $E_0 = \frac{U}{d}$  - dir. Elektrodların arasındakı məsafə  $d$ , hər birinin səthinin sahəsi isə  $S$ -dir.

Aralığa  $+q$  yükü daxil olduqda elektrodlarda elektrostatik induksiya qanununa əsasən uyğun olaraq  $-q_1$  və  $-q_2$  yükləri yaranır.

Yükün saxlanması qanununa əsasən

$$q - q_1 - q_2 = 0 \quad (1.36)$$

Nöqtəvi və layşəkilli yükün yaratdığı elektrik sahəsi şəkil 1.6 a) və b)-də göstərilmişdir. Bu sahələr aralıqda yük olmadıqda mövcud olan  $E_0$  sahəsi ilə toplanır.

Müsbət yükün layından solda və sağda elektrik sahəsinin intensivliyi

$$E_1 = \frac{+Q_0 - q_1}{\epsilon_0 S} ; \quad E_2 = -\frac{-Q_0 - q_2}{\epsilon_0 S}$$

Bərabərliklərin işarələri aralıqdakı elektrostatik qüvvəxətlərinin istiqamətinə görə təyin olunur.

Aralığa  $U$  gərginliyi tətbiq edildikdə

$$E_1 x + E_2 (d-x) = U = E_0 d$$

Burada  $x$ , qalınlığı  $dx$  olan layın koordinatıdır,  $E_1$ ,  $E_2$  və  $E_0$ -ı yüklərlə ifadə etsək

$$q_2 (d-x) - q_1 x = 0$$

olar.

$q$ ,  $q_1$  və  $q_2$  yüklərini bağlayan yükün saxlanması qanunundan (1.36) istifadə edildikdə

$$q_1 = q \left(1 - \frac{x}{d}\right) ; \quad q_2 = q \frac{x}{d} \quad (1.37)$$

alınar.

Beləliklə, hər bir lövhədə ani yükün tam qiyməti

$$Q_1 = Q_0 - q \left(1 - \frac{x}{d}\right), \quad Q_2 = -Q_0 - q \frac{x}{d}.$$

Xarici dövredə qeydə alınan ani cərəyanın tam qiyməti isə

$$J_{\text{tam}} = +\frac{dQ_1}{dt} = -\frac{dQ_2}{dt} ; \quad J_{\text{tam}} = \frac{dQ_0}{dt} + \frac{q}{d} \frac{dx}{dt}$$

və ya

$$J_{\text{tam}} = \frac{dQ_0}{dt} + \frac{qv}{d} \quad (1.38)$$

olur.

(1.38)-dəki  $v$ , aralıqda hərəkət edən yükün sürətidir. Beləliklə, xarici dövrdəki cərəyan iki hissədən ibarətdir: tutum cərəyanı  $\frac{dQ_0}{d}$  və hərəkət edən yüklərin hesabına yaranan "gətirilmiş" cərəyan.

Şəkil 1.6 a və b-dən yüklü zərrəciklərin hərəkəti zamanı qüvvə xətlərinin sayının dinamikası xarici dövrdə axan

$$I_g = \frac{qv}{d} \quad (1.39)$$

gətirilmiş cərəyanı təyin edir.

(1.39) ifadəsi Ramonun

$$I_g = q \frac{\bar{E}}{U} \bar{v} \quad (1.40)$$

nöqtəvi yük çoxlu konfigurasiyalı elektrodlar sistemi arasında hərəkət edərkən yaranan gətirilmiş cərəyanın xüsusi halıdır. Elektroda tətbiq edilən potensial  $1V$  olduqda (1.40) ifadəsi (1.39)-a çevrilir və istənilən tezliklərdə işləyən cihazlar üçün doğrudur.

(1.39) və (1.40) ifadələrindən  $I_{gat}$  -i tapmaq üçün nöqtəvi yükün sürətini bilmək lazımdır. Müstəvi diod halında fəza yükləri mövcud olmadıqda (1.26)-dan elektronların sürətini tapa bilərik

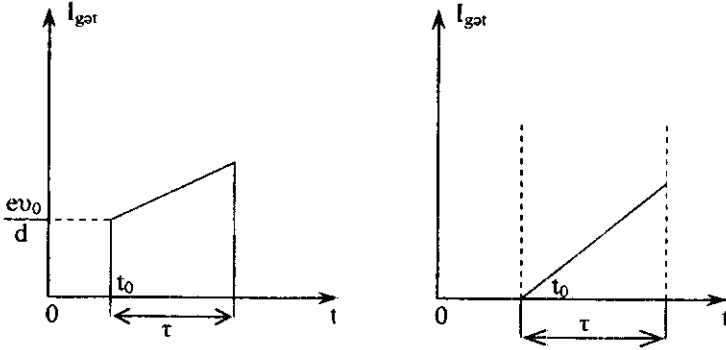
$$v = v_0 + \frac{eU}{md}(t - t_0).$$

Burada:  $t_0$  – elektronların birinci müstəvidən keçdiyi zaman,  $v_0$  – isə həmin anda onun sürətidir. (1.39) ifadəsində  $v$ -i və  $q=-e$ -i nəzərə alsaq

$$I_g = - \left[ \frac{e v_0}{d} + \frac{e^2 U_0}{m d^2} (t - t_0) \right] \quad (1.41)$$

olar.

(1.41) ifadəsinə görə qurulmuş  $I_{g\text{öt}}$  - cərəyanın impulslarının forması iki hal üçün araşdırılır. Əvvəla görüldüyü kimi elektron aralığa daxil olduqda cərəyan əmələ gəlir.  $v_0 \neq 0$  olarsa,  $t=t_0$  olduqda birdən-birə cərəyan  $e v_0/d$  qiymətini alır və sonra xətti qanunla artır (şəkil 1.7).



Şəkil 1.7.  $v_0 \neq 0$  (a),  $v_0 = 0$  (b) hallarında gətirilmiş cərəyanın impulsunun forması.

Əgər  $v_0 = 0$  olarsa, başlanğıc  $I_{g\text{öt}} = 0$  və  $(t-t_0)$ -dan  $I_{g\text{öt}}$  xətti artır. Baxdığımız hal triod və ya tetrodda tor-anod aralığında baş verə bilər. Əgər  $v = \text{const}$ , yəni sabitdirsə impuls düzbucaqlıdır.

İndi isə sıxlığa görə modullaşmış, kəsilməz  $\rho$  həcmi sıxlığı və sabit  $v_0$  sürətli elektron seli müstəvi aralıqdan keçərəkən gətirilmiş cərəyanı hesablayaq. Tutaq ki, iki tor aralığına daxil olan elektron qrupunun sıxlığı zamana görə harmonik qanunla dəyişir

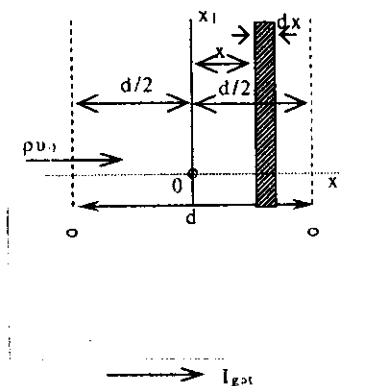
$$\rho = \rho_0 + \rho_1 \sin \omega t.$$

Burada  $\rho_0$  - modullaşmamış elektron şüasının sıxlığı,  $\rho_1$  - isə yük sıxlığının dəyişən toplananının amplitudasıdır.

Hər hansı fiksə olunmuş müstəvidən keçən elektron selinin yaratdığı konveksiya cərəyanı

$$I_{kon} = \rho S v_0 = I_0 + I_m \sin \omega t \quad (1.42)$$

Burada  $I_0 = \rho_0 S v_0$  və  $I_m = \rho_1 S v_0$ ,  $S$  elektron selinin en kəsiyidir. Torlar qısa qapandığı halda xarici döv-rədən axan gətirilmiş cərəyanı tapaq.  $I_{gat}$ -nin şəkil 1.8-də göstərilən istiqaməti mənfi yüklü elektronlar üçündür. Qalınlığı  $dx$  olan elektron layının hərəkətini müstəvi elektrodlar sisteminin həndəsi mərkəzindən keçən  $x_1$  müstəvisindən hesablayaq. Layın  $x_1$  müstəvisindən keçdiyi anı  $t_0$  ilə işarə etsək, laydakı yükün miqdarı  $dq = I_{kon} dt$  olar.



Şəkil 1.8. Sıxlığa görə modullaşmış elektron selinin keçdiyi müstəvi aralıq.

Burada  $dt = dx/v_0$ . (1.39) ifadəsindən istifadə edərək  $dq$  yükünün xarici döv-rədə yaratdığı  $dI_{gat}$  cərəyanı hesablayaq:

$$dI_{gat} = dq \frac{v_0}{d} = I_{kon} \frac{dx}{d} \quad (1.43)$$

Qəbul edilmişdir ki,  $v_0$  layda və aralığa daxil olan anda eynidir. Bu isə elektrodların qısa qapandığı halda ( $E=0$ ) mümkündür.

Xarici dövrdən axan gətirilmiş cərəyanın cəmini tapmaq üçün (1.43)-ü aralığın bütün eninə görə inteqrallamaq lazımdır.

(1.42)-ü (1.43)-də nəzərə alaraq bəzi triqonometrik çevirmələrdən sonra

$$I_{\text{gət}} = \int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} \left\{ I_0 + I_m \sin \left( \omega t_0 + \frac{\omega x}{v_0} \right) \right\} \frac{dx}{d} = I_0 + I_m \sin \omega t_0 \frac{\sin \frac{\omega d}{2v_0}}{\frac{\omega d}{2v_0}}$$

Həmin aralıqdan elektronların uçuş bucağı

$$\theta = \frac{\omega d}{v_0} \text{ olduğunu və}$$

$$\beta = \frac{\sin \theta/2}{\theta/2} \text{ əvəzləməsini}$$

sonuncu ifadədə nəzərə alaraq modullaşmış elektron selinin yaratdığı gətirilmiş cərəyan üçün aşağıdakı

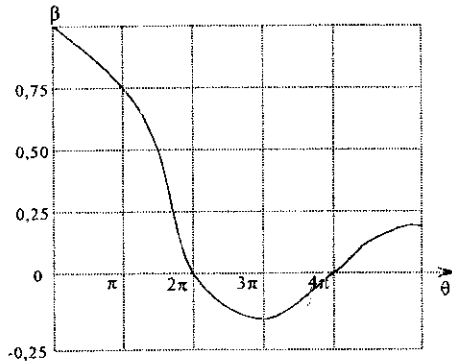
$$I_{\text{gət}} = I_0 + \beta I_m \sin \omega t_0 \quad (1.44)$$

ifadəsini alırıq.

Burada  $\beta$  – elektronlarla aralığın elektrik sahəsinin qarşılıqlı təsir əmsalındır.  $\beta$ -nın uçuş bucağı  $\theta$ -dan asılılığı şəkil 1.9-da verilmişdir.

Əgər uçuş bucağı çox kiçikdirsə  $\beta \rightarrow 1$  və gətirilmiş cərəyan konveksiya cərəyanına bərabərdir. Həqiqətən  $\theta \rightarrow 0$  olduqda (1.44) ifadəsi (1.42)-yə çevrilir.

Lakin  $\theta$ -nın artması ilə (1.44)-dən görünür ki, gətirilmiş cərəyanın  $\beta I_m$ -ə bərabər olan amplitud qiyməti azalır.  $\theta = 2\pi$  olduqda baxmayaraq ki, (1.42) ilə təyin olunan konveksiya cərəyanı dəyişməz qalır,  $I_{\text{gət}}$ -in dəyişən toplananı sıfıra bərabər olur.



Şəkil 1.9. Elektronların aralığın elektrik sahəsilə qarşılıqlı təsir əmsalının uçuş bucağından asılılığı.



Real cihazlarda tez-tez rast gəlinən konveksiya cərəyanının qeyri-sinusoidal hallarında cərəyanın funksiyasını harmonik

$$I_{kon} = I_0 + \sum A_n \sin(n\omega t) + \sum B_n \cos(n\omega t) \quad (1.45)$$

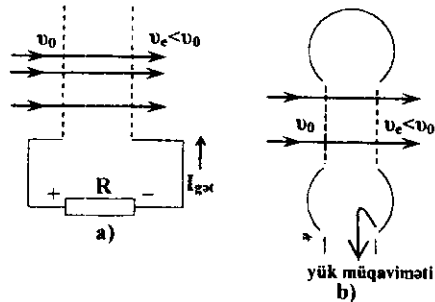
sıraya ayırır və bundan sonra cərəyanın maraqlı harmonikalılarına (1.44)-ü tətbiq edirlər. Müxtəlif harmonikalar üçün  $\beta$  fərqli olduğundan  $I_{kon}$  və  $I_{gat}$  cərəyanlarının ayrılması da fərqlənir.

### 1.10. Elektron selindən enerjinin alınması

Elektrovakuum cihazlarının hamısı kimi, İYT elektrovakuum cihazları da çevirici olduqlarından onların sonuncu elektron dövrlərində cəbit cərəyanının enerjisinin yüksək tezlikli rəqslərin enerjisinə çevrilməsi prosesi baş verir. Odur ki, bu cihazlarda yüksək tezlikli enerjinin elektron

selindən alınması mexanizmi və enerjinin effektiv çevrilməsi şəraiti böyük maraq kəsb edir.

İki torlu müstəvi aralıqdan nöqtəvi yükün (elektronun) və ya elektron qrupunun keçməsi halına baxaq. Hər iki tor öz aralarında birləşdirilibsə, onda xarici dövredə ayrılan enerji sıfıra bərabərdir. Əgər torlar şəkil 1.9-da olduğu kimi R aktiv müqaviməti vasitəsi ilə birləşdirilibsə müqavimətdə  $I_{gat}$  cərəyanının ayırdığı güc itkisi baş verir.  $I_{gat}$  cərəyanı yalnız elektronun I tordən II tora qədər hərəkəti zamanı baş verdiyindən



Şəkil 1.9. Müstəvi tor aralığında elektronların enerjisinin alınması.

xarici dövredəki R müqavimətində güc ayrılması baş verir. Elektronun II tora zərbəsi yalnız torun qızmasına səbəb olur. Elektrondan enerji alınmasını aşağıdakı kimi izah etmək olar.

Şəkil 1.10-dan görüldüyü kimi,  $I_{\text{get}}$  xarici R müqavimətindən keçərkən düşgü yaradır. Tutaq ki, elektronun qarşısında yerləşən elektrod tor mənfi potensial altındadır. Yəni elektron tormozlayıcı sahədə hərəkət edir. İkinci tora yaxınlaşdıqca elektronun kinetik enerjisi azalır. Nəticədə elektronun aralığa girdiyi anda kinetik enerjisi, çıxdığı andakı enerjisindən böyük olur. Bu enerji fərqi xarici müqavimətdə ayrılan enerjiyə bərabərdir. Elektronun qalıq enerjisi ya ikinci tora, ya da aralıqdan sonra gələn kollektora verilir. Gətirilmiş cərəyan ən böyük qiymətini elektronların istiqaməti ilə elektrik sahəsi qüvvə xətlərinin istiqamətinin tam üst-üstə düşdükdə ( $\vec{E}$  və  $\vec{v}$  kolleniar olduqda) alır. Deyilənlərdən belə bir nəticəyə gəlmək olur ki, elektronlar uzununa və tormozlayıcı sahədə hərəkət etdiyi müddətdə enerjisinin bir hissəsini xarici dövreyə verir.

İYT diapazonunda R müqavimətinin yerinə uzlaşdırılmış ötürücü xətdən də istifadə olunur. Məlumdur ki, uzlaşdırılmış itkisiz ötürücü xəttin  $Z_{\text{gir}}$  – giriş müqaviməti aktivdir və dalğa müqaviməti  $Z_0$ -a bərabərdir və ya ötürücü xəttin əvəzinə həcmi rezonator dan da istifadə etmək olar. Şəkil 1.10 b-də toroid şəkilli həcmi rezonatorun tutum aralığı elektronların elektrik sahəsi ilə qarşılıqlı təsir fəzasıdır.

Sıxlığa görə modullaşmış elektron sellərinin yüksək tezlikli EM-sahəsi ilə qarşılıqlı təsiri və nəticədə elektronların enerji verməsi praktiki olaraq analogidir. Yalnız ideal elektron qrupları olmadıqda, elektronların bir hissəsinin sürətləndirici sahəyə düşməsi hesabına cihazın f.i.ə. xeyli azalmış olur.