

## TARAZLIQDAKI ŞÜALANMANIN (QARA CİSMİN ŞÜALANMASININ) KLASSİK NƏZƏRİYYƏSİ

**BİLLURƏ TƏVƏKKÜL QIZI HACIYEVA, ELGÜN BƏŞİR OĞLU TAĞIYEV**

Şüalanan cisimdə olan istilik enerjisinin sıxlığı elektromaqnit sahəsinin enerjisi sıxlığından ölçülməz dərəcədə böyükdür. Məsələn,  $T = 300^\circ \text{K}$ -də bərk cisimdə olan istilik enerjisinin sıxlığı, boşluqda olan şüalanma enerjisinin ölçülmüş qiymətindən  $10^{14}$  dəfə böyükdür. Beləliklə, enerjinin bərabər paylanması qanununun qara cismin şüalanmasına tətbiqi, böyük tezliklər oblasında təcrübə ilə nəzəriyyənin tam uyğunsuzluğuna gətirir. Tarixi olaraq bu, klassik təsəvvürlərin çatışmamazlığını (yaramazlığını) göstərən birinci yaxşı öyrənilmiş hal idi. Klassik statistika ilə təcrübə arasındakı bu kəskin ziddiyyəti muasirlər "ultrabənövşəyi" fəlakət adlandırmışlar. Bu ziddiyyətdən çıxış yolu kvant nəzəriyyəsi yaradıldıqdan sonra tapılmışdır.

**Açar sözlər:** qara cisim, enerji sıxlığı, şüalama, klassik nəzəriyyə

Şüalanmanın statistik nəzəriyyəsi kvant nəzəriyyəsinin yaradılmasında olduqca böyük rol oynamışdır. Işığın yayılması ilə əlaqədar olan bir çox fiziki hadisələri izah edən və XIX əsrin axırlarında hamı tərəfindən qəbul edilmiş işığın klassik elektromaqnit nəzəriyyəsi, XX əsrin əvvəllərində işığın şüalanması məsələsində, xüsusən, istilik şüalanması məsələsində həll edilməsi mümkün olmayan çətinliklərə rast gəldi. İstilik şüalanması dedikdə biz qızdırılmış cismin buraxdığı bütün şüalanmanı başa düşürük.

Məlumdur ki, işığın şüalanma xarakteri, xüsusən onun intensivliyi və eləcə də intensivliyin tezlikdən asılılığı (şüalanmanın spektral sıxlığı) temperatur və şüalanən cismin təbiəti ilə təyin olunur.

Lakin elə hala da təsadüf olunur ki, şüalanmanın spektral tərkibi şüalanən cismin təbiətindən asılı olmayıb, yalnız onun temperaturu ilə təyin olunur. Söhbət tarazlıqdakı şüalanmadan gəlir.

İstiliyi keçirməyən və müəyyən  $T$  temperaturunda olan divarlarla əhatə olunmuş hər hansı boşluq (polost) təsəvvür edək. Boşluğun divarları elektromaqnit dalğalarını şüalandırır, udacaqdır.

Bütün şüalanma qapalı boşluğun daxilində olduğundan müəyyən vaxtdan sonra sistemdə statistik tarazlıq halı alınır. Boşluğun divarları vahid zamanda nə qədər elektromaqnit enerjisi şüalandırırsa, o qədər də udur. Boşluqda zamana görə dəyişməyən durğun elektromaqnit dalğaları sistemi yaranır.

Boşluğun daxilində uyğun elektromaqnit sahəsinin enerji sıxlığı  $I$  hissənin düsturu ilə ifadə olunur:

$$\rho = \frac{E^2 + H^2}{8\pi} \quad (1)$$

İstilik şüalanmasının tərkibinə olduqca müxtəlif tezliklər daxil olur. Tezliyin verilmiş  $d\nu$  intervalına düşən enerji intervalına düşən enerji sıxlığı  $\rho(\nu)$  müxtəlif tezliklər üçün müxtəlif olar. Verilmiş tezlikli şüalanmanın enerji sıxlığı şüalanən divarların  $T$  temperaturundan asılı olur. Beləliklə,

$$\rho = \rho(\nu, T). \quad (2)$$

Lakin sadə termodinamik mulahizələr götürür ki,  $\rho(\nu, T)$  şüalanən cismin, xüsusən divarların təbiətindən (onların udma və şüalandırma xassələrindən, səthin vəziyyətindən və s.) asılı deyildir.

Divarları eyni bir temperatura qədər qızdırılmış, lakin müxtəlif materiallardan qayrılmış iki boşluq götürək. Tutaq ki, şüalanma enerjisinin spektral sıxlığı şüalanən cismin təbiətindən asılıdır və boşluqlar üçün müxtəlifdir. Onda iki boşluq birləşdirməklə tarazlığı bozmaq olar. Şüalanma sıxlığı az olan boşluğa keçər. Bunun nəticəsində bu boşluqda şüalanma sıxlığı artar, onun divarları daha çox enerji udar və divarların temperaturu yuxarı qalxar; hər iki boşluğun divarları arasında temperatur fərqi yaranar və bu fərq faydalı iş almaq üçün istifadə oluna bilər.

Qəbul etdiyimiz fərziyyə qapalı sistemdə tarazlığın özbaşına pozulmasının mümkün olmasına və beləliklə də, ikinci növ daimi mühərrikin qurulması imkanının mövcud olması nəticəsinə gətirir. Lakin, bildiyimiz kimi, daimi mühərriki qurmaq mümkün deyildir. Beləliklə, isbat olunur ki, tarazlıqdakı şüalanmanın enerji sıxlığının  $\rho(\nu, T)$  spektral paylanması tezliyin ( $\nu$ ) və temperaturun ( $T$ ) universal funksiyasıdır [3].

Maddi cisimlərin şüaburaxma və şüaudma xassələrinin öyrədilməsi Kirxhofu, onun adını daşıyan çox mühüm teoremin müəyyən edilməsinə gətirmişdir.

Cismin səthinin  $1 \text{ cm}^2$ -i tərəfindən vahid tezlik intervalında  $\nu$  ilə  $\nu + d\nu$  tezliklər arasında vahid zamanda şüalandırıldığı enerjiyə bərabər  $E(\nu)$  kəmiyyətini ixtiyari cismin şüaburaxma qabiliyyəti adlandırmaq.

Sonra, cismin  $1 \text{ cm}^2$ -i səthinə düşən bütün şüalanma enerjisinin vahid tezlik intervalında  $\nu$  ilə  $\nu + d\nu$  tezliklər arasında cismin daxilinə udulan hissəsini cismin şüaudma qabiliyyəti adlandırmaq.

Kirxhof teoremi iddia edir ki, şüaburaxma qabiliyyətinin şüaudma qabiliyyətinə olan  $E(\nu) / A(\nu)$  nisbəti tezliyin və cismin temperaturunun universal funksiyasıdır, cisimlərin təbiətindən və xassələrindən və onların həndəsi ölçülərindən asılı deyildir, yəni

$$\frac{E(\nu)}{A(\nu)} = f(\nu, T) \quad (3)$$

Müəyyən olunmuşdu ki,  $f(\nu, T)$  universal funksiyası tarazlıqdakı şüalanmanın  $\rho(\nu, T)$  enerji sıxlığı ilə sadə bir münasibətlə bağlıdır ( $T$ -cismin temperaturudur):

$$f(\nu, T) = \frac{c}{4\pi} \rho(\nu, T), \quad (4)$$

Burada c-ışığı surətidir. Deməli, Kirxhof teoremi aşağıdakı şəkildə yazıla bilər:

$$\frac{E(\nu)}{A(\nu)} = \frac{c}{4\pi} \rho(\nu, T). \quad (5)$$

Kirxhof teoreminin olduğu ümumi şəkildə isbatını işıq nəzəriyyəsinə həsr olunan istənilən kursda tapmaq olar.

[4] Cismnin şüaudma qabiliyyətinin, onun udma əmsalını ölçmək vasitəsi ilə və həndəsi mulahizələrdən asanlıqla tapmaq mümkün olduğundan,  $\rho(\nu, T)$  funksiyasının aşkar şəklini tapmaq böyük əhəmiyyət kəsb etmiş olur. Kirxhof düsturundan alınır ki,  $A(\nu)$  şüaudma qabiliyyəti vahidə bərabər olan cismlər xüsusi əhəmiyyətə malikdir. Belə cisim öz üzərinə düşən istənilən tezlikli elektromaqnit enerjisinin hamısını udur. Bu cisim mütləq qara cisim adlanır.

Mütləq qara cisim üçün

$$E(\nu) = \frac{c}{4\pi} \rho(\nu, T) \quad (4)$$

(4) düsturu göstərir ki, mütləq qara cisim, bütün başqa cisimlərə nisbətən, daha böyük şüaburaxma qabiliyyətinə malikdir. Onun şüaburaxma qabiliyyəti tezliyin ( $\nu$ ) və temperaturun ( $T$ ) universal funksiyasıdır.

Mütləq qara cisimin şüaburaxma qabiliyyətinin ölçməklə təcrübədə  $\rho(\nu, T)$  funksiyasının aşkar şəklini tapmaq olar.

Yəqin ki, təbiətdə mövcud olan bütün cismlər mütləq qara cisim deyildir. Cismnin səthinin təbiəti nə olursa olsun, onun üzərinə düşən şüalanma enerjisinin müəyyən bir hissəsi ondan qayıdır (əks olunur). Lakin, yuxarıda baxdığımız şüalanma ilə dolu olan qapalı boşluq mütləq qara cisimdir. Doğrudan da, boşluğun divarları tərəfindən buraxılan bütün şüalanma onlar tərəfindən də udulur. Boşluqda balaca bir dəşik açıb, bu dəşikdən çıxan şüalanma enerjisinin spektral paylanmasını öyrənsək, təcrübə olaraq  $\rho(\nu, T)$  funksiyasını tapmaq olar. Dəşikdən çıxan enerji itkisi tarazlıq halını hiss olunacaq dərəcədə pozmasın deyərək, dəşiyin ölçüləri kifayət qədər kiçik olmalıdır. Mütləq qara cismin belə modeli əsasında, təcrübə olaraq, müxtəlif temperaturalarda enerjinin spektral paylanması öyrənilmişdi.

Absis oxu üzərində çıxan şüalanmanın dalğa uzunluğu, ordinat oxu üzərində isə dalğa uzunluğu  $\lambda$  ilə  $\lambda + d\lambda$  arasında olan şüalanma [1] enerjisinin  $\rho(\lambda, T)$  sıxlığı götürülmüşdür. Verilmiş dalğa uzunluğuna uyğun şüalanma enerjisinin  $\rho(\nu, T)$  sıxlığı ilə  $\rho(\nu, T)$  funksiyası arasında

$$\rho(\nu, T) d\nu = \rho(\lambda, T) d\lambda \quad (5)$$

Münasibəti vardır.

$$d\nu = c \left| \frac{d\lambda}{\lambda^2} \right| \quad (6)$$

Olduğunu nəzərə alsaq,

$$\rho(\lambda, T) = \frac{c}{\lambda^2} \rho(\nu, T) \quad (7)$$

alırıq .

Böyük dalğa uzunluqlarında şüalanma sıxlığı  $\lambda - n$ in böyüməsi ilə artır, dalğa uzunluğunun müəyyən

$\lambda_{maks}$  qiymətində o, maksimumdan keçir və qısa dalğalar tərəfdə yenidən sıfıra qədər azalır. Temperatur artıqca maksimumun vəziyyəti qısa dalğalar tərəfə yerini dəyişir.

$\rho(\nu, T)$  spektral paylanma funksiyasının hesablanmasına keçək. Qapalı boşluqdakı elektromaqnit şüalanması durğun dalğalar sistemi təşkil edir [5]. Belə elektromaqnit sahəsinə biz I hissəsə baxmışıq və göstərmişdik ki, o, uyğun sahə ossilyatorları enerjiləri cəminə bərabər olmuşdu. Boşluqda olan şüalanma halında, yuxarıda deyilənlərə uyğun olaraq, sahənin divarları  $T$  temperaturuna bərabər temperatūra malik olduğunu qəbul etmək lazımdır. Ona görə də biz deyərək bilirik ki, boşluqda hər bir durğun dalğaya tezliyi  $\nu$  və  $\epsilon(\nu, T)$  enerjisi tezlikdən və temperaturdan asılı olan bir ossilyator uyğun gəlir.

Durğun dalğalar sistemini əvəz edən ossilyatorlardan hər biri müxtəlif hallarda ola bilər və müxtəlif  $\epsilon(\nu, T)$  enerjisinə malik olar [6]. Lakin bizi enerjinin ani qiyməti yox, onun  $\epsilon(\nu, T)$  orta qiyməti maraqlandıracaq; burada orta qiymət ossilyatorun bütün mümkün olan halları üzrə götürülür. Boşluğun vahid həcmində olan və tezliyi  $\nu$  ilə  $\nu + d\nu$  arasına düşən durğun dalğaların enerjisi, ədədi qiymətcə normal rəqsləri əvəz edən və tezlikləri həmin intervala düşən bütün ossilyatorların orta enerjilərinin cəminə bərabərdir.  $g(\nu) d\nu - nu$  ossilyatorların sayı hesab etsək, dediklərimizi

$$\rho(\nu, T) d\nu = \epsilon(\nu, T) g(\nu) d\nu \quad (7)$$

Biz məxsusi rəqslərin sayını biz I hissənin tapmışdıq. [9] Elektromaqnit dalğaları halında biz nəzərə almalıyıq ki, bu rəqslər polyarizə olunmuş və iki polyarizləşmə istiqamətinə malik olmuş olar. I hissənin (5) düsturu hər bir polyarizləşmə növü üçün tezlikləri  $\nu$  ilə  $\nu + d\nu$  arasında olan rəqslərin sayını verir. Hər iki polyarizləşmə növü üçün rəqslərin sayını iki dəfə artırmaq lazımdır.

$$\rho(\nu, T) d\nu = \frac{8\pi\epsilon}{c^3} \nu^2 d\nu \quad (8)$$

(7) düsturunu çıxartmaq üçün kvant nəzəriyyəsinin hər hansı təsəvvüründən istifadə etmək lazım gəlmədi, bu düstur kvant nəzəriyyəsi yaradılmadan əvvəl çıxarılmışdı. Ossilyatorun  $\epsilon$  orta enerjisi əvəzində onun

$$\epsilon = kT \quad (9)$$

Klassik ifadəsi götürülmüş və tarazlıqdakı şüalanmanın  $T$  temperaturuna uyğun sıxlığı üçün

$$\rho(\nu, T) d\nu = \frac{8\pi kT}{c^3} \nu^2 d\nu \quad (10)$$

İfadəsi alınmışdı (Reley-Cins qanunu). (7) düsturunun mənasızlığı tamamilə aydındır. Doğrudan da, bu düstur göstərir ki, qapalı boşluqda olan elektromaqnit sahəsinin enerji sıxlığı tezliyin böyüməsi ilə monoton artır. Boşluqda istənilən tezlikli, xüsusi halda  $\nu \rightarrow \infty$  tezlikli rəqslər ola bildiyindən,  $\nu \rightarrow \infty$  yaxınlaşanda (10) düsturu sonsuz böyük enerji sıxlığına gətirir [8].

$$E = \int_0^{\infty} \rho(v, T) dv \rightarrow \infty \quad (11)$$

Alınmış nəticə göstərir ki, boşluğun daxilində olan şüalanma mənbələri, onlarda olan bütün istilik enerjisi şüalanma sahəsinin enerjisinə keçənə və onların temperaturu mütləq sifra çatana qədər şüalanmalıdır. Məsələn, şüalanma mənbəyi olaraq boşluqda közərmiş bərk cisim götürsək, şüalandıran [2] cisim-elektromaqnit sahəsi sistemində tarazlıq o vaxt yaranar ki, közərmiş cisim mütləq sifra qədər soyumuş olsun.

Bu nəticə sadə mənaya malikdir. Enerjinin bərabər paylanması qanununa görə bütün sərbəstlik dərəcələri eyni hüquqa malikdir və tarazlıq halında onların hər birinə bərabər enerji düşür. N atomdan ibarət şüalanma cisimində-kristalda olan istilik enerjisinin 3 N ossilyator arasında bərabər paylandığını qəbul etmək və boşluqda olan elektromaqnit sahəsinə ossilyatorlar çoxluğu kimi baxmaq olar. Lakin sahə ossilyatorlarının sayı 3 N-dən sayılmaz dərəcədə çoxdur. Kubşəkilli qapalı boşluqda olan durğun dalğaların dalğa ədədləri.

$$f_1 = \frac{\pi k_1}{L}, f_2 = \frac{\pi k_2}{L}, f_3 = \frac{\pi k_3}{L} \quad (12)$$

şərtlərini ödəməlidir, burada L-kubun tilinin ölçüsü,  $k_1, k_2, k_3$  isə sifrla sonsuzluq arasında yerləşmiş tam qiymətlər alan ədədlərdir. Bu şərtlər kristal üçün yazılmış (5) şərtləri ilə ekvivalentdir, lakin kristal üçün  $k_1, k_2, k_3$ -ün qiymətlərin zərrəciklərin sayı N ilə məhdudlanır. Beləliklə, boşluqda durğun elektromaqnit dalğalarının sayı və buna uyğun elektromaqnit sahəsinin ossilyatorlarının sayı, kristalın istilik hərəkətini təsvir etmək üçün tələb olunan ossilyatorların sayından sonsuz böyük ədəd dəfə böyükdür. Hər bir ossilyatora bərabər enerji düşdüyündən tarazlıq halında bütün enerji sahəyə keçməlidir.

Bu nəticə təcrübi faktlara tamamilə ziddir. Təcrübə göstərir ki, şüalanma cisimində olan istilik enerjisinin sıxlığı elektromaqnit sahəsinin enerji sıxlığından ölçülməz dərəcədə böyükdür. Məsələn,  $T = 300^\circ \text{K}$ -də bərk

cisimdə olan istilik enerjisinin sıxlığı, boşluqda olan şüalanma enerjisinin ölçülmüş qiymətindən  $10^{14}$  dəfə böyükdür. Enerji sıxlığının (74,3) düsturu ilə ifadə olunan spektral paylanmasına gəldikdə isə, bu paylanma  $h\nu \ll kT$  şərtini ödəyən kiçik tezliklər üçün qara cismin spektrində enerjinin ölçülmüş paylanması ilə uyğun gəlir. Əksinə,  $h\nu \gg kT$  şərtini ödəyən böyük tezliklərdə  $\rho(v, T)$ -nin tezliyə görə artması  $v^2$  qanunundan alınan artmaya nisbətən olduqca yavaş olur.

Beləliklə, enerjinin bərabər paylanması qanununun qara cismin şüalanmasına tətbiqi, böyük tezliklər oblasında təcrübə ilə nəzəriyyənin tam uyğunsuzluğuna gətirir. Tarixi olaraq bu, klassik təsəvvürlərin çatışmazlığını (yaramazlığını) göstərən birinci yaxşı öyrənilmiş hal idi. Klassik statistika ilə təcrübə arasındakı bu kəskin ziddiyyəti muasirlər “ultrabənövşəyi” fəlakət adlandırmışlar. Bu ziddiyyətdən çıxış yolu kvant nəzəriyyəsi yaradıldıqdan sonra tapılmışdı.

### Nəticə

Alınmış nəticə göstərir ki, boşluğun daxilində olan şüalanma mənbələri, onlarda olan bütün istilik enerjisi şüalanma sahəsinin enerjisinə keçənə və onların temperaturu mütləq sifra çatana qədər şüalanmalıdır. Məsələn, şüalanma mənbəyi olaraq boşluqda közərmiş bərk cisim götürsək, şüalandıran cisim-elektromaqnit sahəsi sistemində tarazlıq o vaxt yaranar ki, közərmiş cisim mütləq sifra qədər soyumuş olsun. Bu nəticə sadə mənaya malikdir. Enerjinin bərabər paylanması qanununa görə bütün sərbəstlik dərəcələri eyni hüquqa malikdir və tarazlıq halında onların hər birinə bərabər enerji düşür. N atomdan ibarət şüalanma cisimində-kristalda olan istilik enerjisinin 3 N ossilyator arasında bərabər paylandığını qəbul etmək və boşluqda olan elektromaqnit sahəsinə ossilyatorlar çoxluğu kimi baxmaq olar. Lakin sahə ossilyatorlarının sayı 3 N-dən sayılmaz dərəcədə çoxdur.

- 
- [1] S.A. Cəfərov. Yarımkəçiricilər fizikası və elektronikanın əsasları fizika kursunda. Naxçıvan “Mütərcim” 2021, 100s.
- [2] Z. Vəliyev, Ə. Babayev, N. Qardaşbəyova. Yarımkəçiricilər fizikasının tədrisi məsələ həllərində. Naxçıvan “Məktəb”, 2005, 120s.
- [3] M.M. Zərbəliyev. Yarımkəçiricilər fizikası. Bakı, “Təhsil” NPM, 2008, 455 s.
- [4] A.O. Daşdəmirov, Ş.H. Əlizadə. Məktəb fizika eksperimenti praktikumu. Bakı, 2019, 107s.
- [5] G.S. Xəlilzadə. Mürəkkəb zonalı yarımkəçiricilərin istilikkeçirməsinə dair. Sumqayıt Dövlət Universiteti, Konfrans materialları, 2021, 3, 56-57s.
- [6] L.D. Landau, Y.M. Lifşits. Statistika fizika. Bakı, “Elm”, 2012, 472s
- [7] M. Murquzov, R. Abdurazaqov, R. Əliyev. “Fizika-10”. Bakınəşr, Bakı, 2017, 208s
- [8] V.A. Tahirov. “Yarımkəçiricilər fizikasının əsasları”, “Maarif”, Bakı, 1984, 320s.
- [9] T.S. Vahidov, İ.İ. Vahabov, A.T. Vahidov. Orta məktəbdə fizikanın tədrisinin metodoloji əsasları. Bakı, “Təhsil”, 2009, 143 s.