

Тэма Цеплавое выпраменьванне.

§1.1 Выпраменьваючая і паглынаючая здольнасці цел.

Усе цела пры любых умовах, у той або іншай ступені выпраменьваюць энергію. Інтэнсіўнасць гэтага выпраменьвання залежыць ад тэмпературы цела. Чым больш тэмпература, тым больш інтэнсіўнасць выпраменьвання.

Выпраменьванне, якое адбываецца пры розных тэмпературах цел, за кошт іх унутранай энергіі, называецца *тэмпературным або цеплавым выпраменьваннем*.

Целы не толькі выпраменьваюць, але і паглынаюць энергію. Калі цела атрымлівае ад навакольных цел шляхам паглынання выпраменьвання, або цеплыні, колькасць энергіі, якая дакладна кампінсуе страты энергіі цела за кошт яго уласнага выпраменьвання, то працэс выпраменьвання *адбываецца раўнаважна*. Такое цеплавое выпраменьванне называецца *раўнаважным*. Пры гэтым тэмпература цела-const. Калі тэмпература павялічваецца, то паглынання пераважае над выпраменьваннем, унутраная энергія цела павялічваецца. Павелічэнне тэмпературы у сваю чаргу абумовіць павелічэнне інтэнсіўнасці выпраменьвання. Тэмпература цела будзе павялічвацца да таго часу, пакуль не наступіць раўнавага. Аналагічныя працэсы будуць мець месца ў выпадку парушэння раўнавагі ў другі бок. Такім чынам, парушэнне раўнавагі ў сістэме цела – выпраменьванне выклікае ўзнікненне працэсаў, якія аднаўляюць раўнавагу.

Выпраменьванне целамаі энергіі адбываецца за кошт памяншэння энергіі хаатычнага руху атамаў і малекул, г. зн. за кошт унутранай энергіі.

Асноўнай характарыстыкай выпраменьвання з'яўляецца тэмпература, якая вызначае хуткасць руху атамаў і малекул, ці ступень нагрэтасці цела.

Другой колькаснай характарыстыкай цеплавога выпраменьвання з'яўляецца велічыня, якая называецца *энергетычная свяцільнасць* і абазначаецца R.

Энергетычная свяцільнасць вызначае паток энергіі, які выпраменьвае цела з адзінкі паверхні па ўсіх напрамках, ва ўсім дыяпазоне даўжынь хваль.

$$R = \Phi / S, \quad \Omega = 4\pi, \quad 0 < \lambda < \infty,$$

$$\{ [R] = \text{Вт}/\text{м}^2, \quad R(T) - \text{функцыя тэмпературы}, \}$$

дзе Φ – паток энергіі, г. зн. колькасць энергіі выпраменьваемай ў адзінку часу (магутнасць выпраменьвання); S - плошча выпраменьвальнай раверхнасці.

Велічыня, якая вызначае паток энергіі выпраменьвання ў вызначаным дыяпазоне хваль ($\lambda, \lambda+d\lambda$), называецца выпраменьвальнай здольнасцю цела.

Абазначаецца $r(\lambda, T)$, або $r(\omega, T)$

$$\lambda = \frac{C}{\nu} = \frac{2\pi C}{\omega}; \quad \omega = 2\pi\nu$$

Пры малым інтэрвале $d\omega$: $dR_{\omega,T} = r_{\omega,T} d\omega$ (1)

$$R_T = \int_0^{\infty} dR_{\omega,T} = \int_0^{\infty} r_{\omega,T} d\omega$$

Калі на нейкае цела падае паток выпраменьвання $d\Phi_0$, то частка выпраменьвання будзе адбівацца, частка паглынацца цэлам і частка будзе праходзіць праз цела

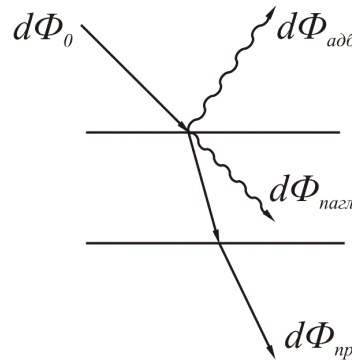


Рис.1

$$d\Phi_0 = d\Phi_{adb} + d\Phi_{pagll} + d\Phi_{pr} \quad \text{делим на } d\Phi_0$$

$$1 = d\Phi_{adb}/d\Phi_0 + d\Phi_{pagll}/d\Phi_0 + d\Phi_{pr}/d\Phi_0 = \rho + \alpha + \beta,$$

дзе

$\rho = d\Phi_{adb}/d\Phi_0$ - спекральны каэфіцыент адбіцця, які характэрызуе адбівальную здольнасць цела;

$\alpha = d\Phi_{pagll}/d\Phi_0$ - спекральны каэфіцыент паглынання, які характэрызуе паглынальную здольнасць цела. Паглынальная здольнасць паказвае, якая частка энергіі, што падае на цела гэтым цэлам паглынаецца:

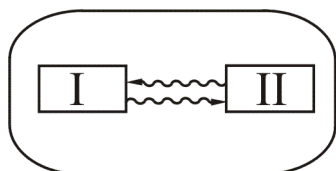
$$d\Phi_{pagll} = \alpha d\Phi_0 \quad (2)$$

$\beta = d\Phi_{pr}/d\Phi_0$ - спекральны каэфіцыент праходжання (тая частка энергіі, якая праходзіць ці выпраменьваецца гэтым цэлам).

Такім чынам, выпраменьвальная здольнасць цела $r_{\omega,T}$ і $\alpha_{\omega,T}$ з'яўляюцца асноўнымі колькаснымі характарыстыкамі цеплавога выпраменьвання, якія характарызуюць адпаведную энергію, якая выпраменьваецца цэлам ці паглынаецца ім.

§1.2 Закон Кірхгофа і яго вынікі (адкрыты ў 1859 г.)

Гэты закон устанаўлівае сувязь паміж выпраменьвальнай і паглынальнай здольнасцямі цела. Разгядзім сістэму дзвюх цел, якія могуць абменьвацца энергіяй і знаходзяцца ў раўнавазе.



Энергія выпраменьвання $dR \sim d\Phi_{\text{выпр}}$, згодна з (1)

$$d\Phi_{\text{выпр}} = r_{\omega, T} d\omega$$

Энергія паглынання

$$d\Phi_{\text{пагл}} = \alpha_{\omega, T} d\Phi_0$$

Пры раўнавазе $d\Phi_{\text{выпр}} = d\Phi_{\text{пагл}}$

$$r_{\omega, T} d\omega = \alpha_{\omega, T} d\Phi_0 \Rightarrow r_{\omega, T} / \alpha_{\omega, T} = d\Phi_0 / d\omega = f(\omega, T)$$

Стасунак $r_{\omega, T} / \alpha_{\omega, T}$ выпраменьвальнай здольнасці да паглынальнай не залежыць ад прыроды цела і з'яўляецца для ўсіх цел адной і той жа (універсальнай) функцыяй частаты і тэмпературы.

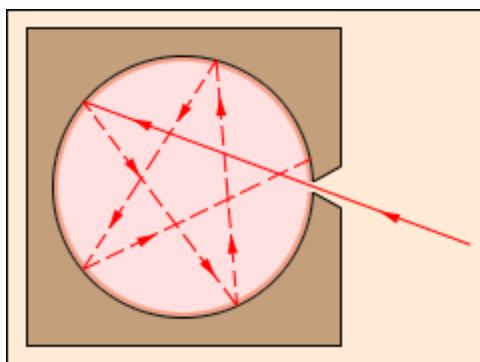
$$r_{\omega, T} / \alpha_{\omega, T} = f(\omega, T); \quad f(\omega, T) - \text{ф-я Кірхгофа}$$

Целы, для якіх паглынальная здольнасць $\alpha_{\omega, T} = 1$, называюцца абсалютна чорнымі, а целы з $\alpha_{\omega, T} < 1$ – шэрыя.

У сувязі з тым, што для абсалютна чорных цел

$$\alpha_{\omega, T} = 1, \text{ то } f(\omega, T) = r_{0\omega, T}$$

Таким чынам, функцыя Кірхгора – выпраменьвальная здольнасць абсалютна чорнага цела.



Модель абсалютна чорнага тела

У прыродзе абсалютна чорных цел не існуе. Да іх можна аднесці напрыклад сажу, чорны бархат, плацінавую чэрнь. Мадэляй абсалютна чорнага цела можа служыць невялікая адтуліна у непразрыстай сценцы замкнёнай поласці.

Вынікі з закона Кірхгофа:

1. Целы, якія валодаюць большай выпраменьвальнай здольнасцю, валодаюць большай паглынальнай здольнасцю. Гэта правіла *Прэва* (швейцарскі фізік).

$$r_{\omega, T} \sim \alpha_{\omega, T}$$

2. Найбольшай выпраменьвальнай здольнасцю валодаюць абсалютна чорныя целы

$$r_{\omega, T} = \alpha_{\omega, T} f(\omega, T) = r_{0\omega, T};$$

для шэрых цел $\alpha_{\omega, T} < 1$

3. Спектр выпраменьвання адпавядае спектру паглынання

$$\tau_{\text{выпр}} \sim T = 10^{-15} \text{ с},$$

дзе T – перыяд уласных ваганняў малекул.

§1.3 Выпраменьванне абсалютна чорнага цела. Закон Стэфана-Больцмана.

Закон Кірхгофа толькі параўноўвае выпраменьвальныя і паглынальныя здольнасці цел і не вызначае колькасць энергіі, якую выпраменьвае цела.

Колькасць энергіі, што выпраменьваецца цэлам, вызначаецца *энергетычнай свяцімасцю*: $R_{\omega, T}$. Нам вядома, што

$$dR_{\omega, T} = r_{\omega, T} d\omega \Rightarrow R_T = \int_0^{\infty} r_{\omega, T} d\omega$$

Для абсалютна чорнага цела:

$$R_{0T} = \int_0^{\infty} r_{\omega, T} d\omega = \int_0^{\infty} \varphi(\omega, T) d\omega$$

Такім чынам, задача зводзіцца да вызначэння $\varphi(\omega, T)$, г. зн. да вызначэння віда функцыі Кірхгофа.

У 1879 годзе аўстрыйскі фізік Стэфан на падставе эксперэментальных даных і законаў класічнай фізікі (тэрмадынамікі) паказал, што $\varphi(\omega, T) \sim T^4$ для усіх цел.

У 1884 годзе Больцман падцвярдзіў вывады Стэфана толькі для абсалютна чорных цел і атрымаў формулу:

$$R_{0T} = \int_0^{\infty} \varphi(\omega, T) d\omega = \sigma T^4;$$

$$R_{0T} = \sigma T^4 \text{ – закон Стэфана-Больцмана}$$

Энергетычная свяцімасць абсалютна чорнага цела прапарцыяна чацвёртай ступені абсалютнай тэмпературы, дзе σ -- пастаянная Стэфана-Больцмана.

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{Вт/м}^2\text{К}^4$$

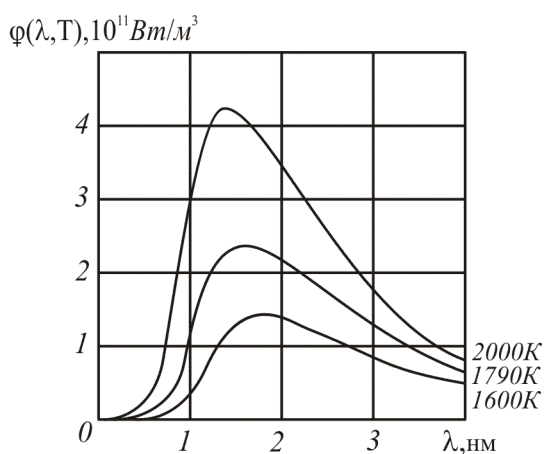
§1.4 Размеркаванне энергіі ў спектры выпраменьвання абсалютна чорнага цела. Закон зрушэння Віна.

Законы Кірхгофа і Стэфана-Больцмана вызначаюць цеплавые характарыстыкі абсалютна чорных цел, звязаныя з агульнай энергіяй, якую выпраменьваецца цела. Але не адзін з іх не паказвае як размяркоўваецца энергія ў спектры выпраменьвання па частотах.

Пусць атрымалі спектр. Гэта праблема звязана з вызначэннем функцыі Кірхгофа з яе яўным выглядам.

Класічная фізіка на падставе тэрмадынамічных законаў гаворыць аб тым, што з павялічэннем частаты выпраменьвання энергія выпраменьвання павялічваецца, а эксперымент паказвае, што выпраменьвальная здольнасць змяняецца наступным чынам:

Він у 1893 годзе, скарыстаўшыся, акрамя законаў тэрмадынамікі, электрамагнітнай тэорыяй абаснаваў другі закон выпраменьвання абсалютна чорнага цела, які дае указанне на від функцыі спектральнага размеркавання Кірхгофа $\varphi(\omega, T)$, якая павінна мець выгляд:



$$/ f(\omega, T) = r_{0\omega, T} /$$

$$f(\omega, T) = \omega^3 \psi^*(\omega/T),$$

дзе $\psi^*(\omega/T)$ – некаторая функцыя суадносін ω к T .

У длінах хваль функцыя Кірхгофа выглядае наступным чынам:

$$f(\lambda, T) = (1/\lambda^5) \psi(\lambda \cdot T) \quad (*)$$

дзе $\psi(\lambda \cdot T)$ – некаторая функцыя здабытку $\lambda \cdot T$.

Від функцыі $\psi(\lambda \cdot T)$ на падставе законаў класічнай фізікі не вызначаецца, але Він атрымаў важны вывад, які ў выніку атрымаў назву закона зрушвання Віна.

Калі прадэферынцыруем (*) па λ і прыраўняем да 0, то можам знайсці *max* функцыі

$$df(\lambda, T)/d\lambda = 0$$

Аказалася, што

$$\lambda_{\max} \cdot T = \text{const} - \text{умова, якая адпавядае } \underline{\text{max}} \text{ функцыі.}$$

Значыць,

$$\lambda_{\max} = b/T - \text{закон зрушвання Віна.}$$

Чытаецца такім чынам: *драўжыня хвалі, якая адпавядае max-му выпраменьвальнай здольнасці абсалютна чорнага цела, адваротна прапарцыйна абсалютнай тэмпературы цела* ($b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – пастаянная Віна).

З павелічэннем тэмпературы (см. рис.) даўжыня хвалі, на якую прыходзіцца *max* выпраменьвання, зрушваецца ў бок кароткіх даўжынь хваль, (таму і закон называецца закон зрушэння).

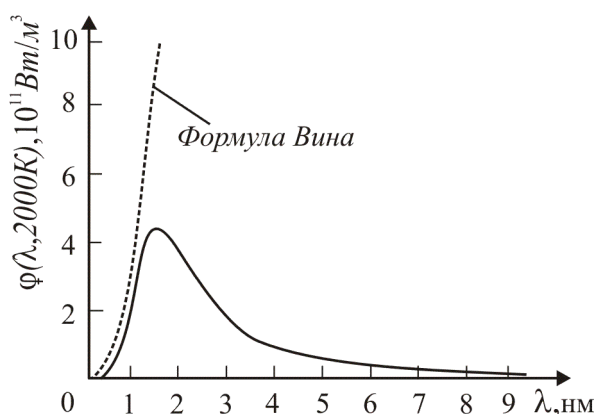
§ 1.5 Формула Рэлея-Джынса

Законы Стэфана-Больцмана і Віна адпавядаюць эксперыменту толькі з вызначанымі абмежаваннямі для вызначаных цел і ў вызначаных абласцях спектра. І ні Кірхгоф, ні Стэфан-Больцман, ні Він дакладнага выгляду функцыі размеркавання не атрымалі. Праблема застаецца адкрытай.

Він атрымаў:

$$f(\lambda, T) = (1/\lambda^5) \psi(\lambda \cdot T) \Rightarrow f(\lambda, T) = (\alpha/\lambda^5) e^{-(\beta/\lambda T)},$$

гэта функцыя Кірхгофа згодна Віна, дзе α і β падбіраліся.



Англійскія фізікі Рэлея і Джынс, вывучаючы гэтую праблему, прымянілі да раўнаважнага выпраменьвання ў замкнёнай поласці тэрэму класічнай статыстычнай механікі аб раўнамерным размеркаванні энергіі па ступенях свабоды. Адказнымі за выпраменьванне энергіі ў рэчыве з'яўляюцца вагальныя зараджаныя часціцы (электронны, іоны), якія часта называюць *асцылятарамі*.

Рэлея і Джынс разглядалі атам як асцылятар, які выпраменьвае электрамагнітныя хвалі, гэтыя хвалі з'яўляюцца *стаячымі*.

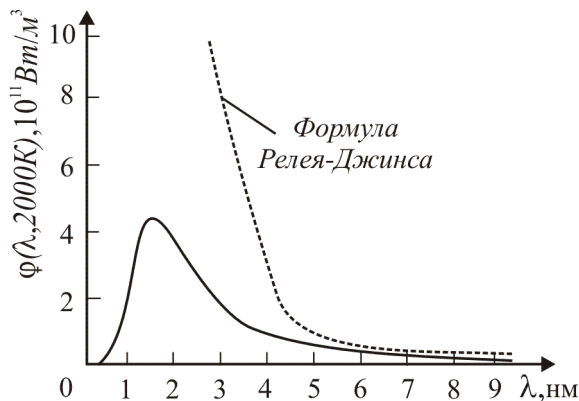
У стане цеплавой раўнавагі на кожнае электрамагнітнае ваганне прыходзіцца ў сярэднем энергія, роўная дзвюм паловам kT , адна палова ($1/2kT$) на электрычную складальную, другая на магнітную энергію хвалі. На падставе гэтага Рэлей і Джынс атрымалі: {постоянная Больцмана $k=R/N_A=1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К, R – молярная газовая постоянная}

$$\psi(\lambda \cdot T) = 2\pi c \lambda \cdot kT \quad ,$$

дзе k – пастаянная Больцмана, c – хуткасць святла.

Такім чынам,

$$f(\lambda, T) = (2\pi c / \lambda^4) kT \quad \text{– формула Рэляя-Джынса.}$$



Гэта формула адпавядае эксперыменту толькі для вялікіх даўжынь хваль, а для сярэдніх даўжынь хваль ні закон Віна, ні закон Рэляя-Джынса не апісваюць ход эксперыментальнай залежнасці.

Сапраўдна:

$$R = \int_0^{\infty} \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT d\lambda = 2\pi c kT \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^4} \rightarrow \infty$$

Такім чынам, $R \rightarrow \infty$ пры памяншэнні λ . Гэтая з’ява атрымала назву “ультрафіялетавай катастрофы”.

§1.6 Фатоны

У 1900 годзе М.Планк выказвае ідэю, якая карэнным чынам супярэчыць паняццям класічнай фізікі на той момант. Да Планка цеплавое выпраменьванне вивучалася на падставе законаў класічнай фізікі: тэрмадынамікі і электрамагнітнай тэорыі Максвела. Згодна законам класічнай фізікі выпраменьванне энергіі цэламі павінна быць непарыўным. Сама энергія можа быць рознай, але сам працэс выпраменьвання павінен быць непарыўным. І вось у гэтай непарыўнасці выпраменьвання і заключаецца прычына несупадзення тэорыі і эксперымента ў Віна і Рэляя-Джынса.

Ідэя Планка заключаецца ў тым, што ён прапанаваў разглядаць працэсы выпраменьвання і паглынання энергіі, як *дыскрэтныя*.

Энергія выпраменьваецца ў выглядзе асобных порцый – квантаў.

$$\varepsilon = h\nu, \quad \varepsilon = \hbar\omega, \quad \lambda = c/\nu, \quad \varepsilon = (hc)/\lambda,$$

дзе $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – пастаянная Планка, $\omega = 2\pi\nu$ -- цыклічныя частата, $\hbar = h/2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с - прыведзёная пастаянная Планка.

Фізічны сэнс пастаяннай Планка заключаецца ў тым, што яна вызначае найменшы квант дзеяння. Меншага дзеяння ў прыродзе не існуе (як зарад электрона, менш няма).

Згодна тэорыі адноснасці

$$\varepsilon = mc^2,$$

адсюль

$$m = \varepsilon/c^2 = (h\nu)/c^2,$$

а гэта азначае, што маса кванта вызначаецца яго частатой.

Імпульс цела

$$P = mv,$$

для кванта

$$v = c \Rightarrow$$

$$P = mc = (h\nu c)/c^2 = (h\nu)/c,$$

такім чынам, квант валодае не толькі энергіяй ε , масай m , але і імпульсам.

Кванты святла атрымалі назву фатонаў. Тэрмін “фатон” быў уведзены ў 1929 годзе амерыканскім фізікам Льюісам. Гэтую порцыю энергіі, якую раней называлі “квант” занеслі ў разрад элементарных часціц і пачалі называць фатон.

Істотнае адрозненне фатона ад іншых элементарных часціц заключаецца ў тым, што фатон *не валодае масай спакою*. Спакойных фатонаў не існуе.

Усе характарыстыкі, якія мы назвалі для кванта, аўтаматычна пераходзяць да фатона. У сучасны момант лічыцца, што фатон – гэта элементарная часціца, якая з’яўляецца пераношчыкам электрамагнітнага ўзаемадзеяння:

І так:

1. $m_{\text{ф}}^0 = 0$;
2. у вакууме $v_{\text{ф}} = c$; у асяроддзі $v_{\text{ф}} = c/n$,
дзе n – паказчык прыламлэння асяроддзя.

§1.7 Формула Планка

Планк не тільки виказаў гіпотэзу аб дыскрэтнасці выпраменьвання і паглынання, але прапанаваў разглядаць атамы рэчыва як гарманічныя асцылятары, якія знаходзяцца ў дыскрэтных станах, і пры пераходзе з першага стану ў другі атам ці выпраменьвае ці паглынае энергію. Сярэдняя энергія гарманічнага асцылятара па Планку:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} = \frac{hc / \lambda}{e^{hc/\lambda kT} - 1}$$

Формула Рэля-Джынса:

$$f(\lambda, T) = \frac{2\pi hc}{\lambda^4} kT$$

дзе kT – сярэдняя энергія цеплавога хаатычнага руху атамаў.

Выходзіць, што $\bar{\varepsilon} \approx kT$.

Такім чынам:

$$f(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad \text{– формула Планка.}$$

Формула Планка дакладна супадае з эксперыментальнай крывой для ўсіх даўжынь хваль. На падставе формулы Планка атрымаем асобныя законы:

1. *Формула Віна:* $f(\lambda, T) = (\alpha/\lambda^5) e^{-(\beta/\lambda T)}$.

Разглядаем кароткія даўжыні хваль (λ - мало). Гэта значыць, $(hc)/\lambda \gg kT$, і $e^{(hc/\lambda kT)} \gg 1$, таму “-1” можна не ўлічваць. Атрымаем:

$$f(\lambda, T) = (2\pi hc^2/\lambda^5) \cdot e^{-hc/\lambda kT}.$$

Калі параўнаем з Вінам то $\alpha = 2\pi hc^2$; $\beta = hc/k$.

2. *Закон зрушвання Віна.*

Вызначым становішча максимума выпраменьвальнай здольнасці абсалютна чорнага цела. Для гэтага выкарыстаем умову:

$$d f(\lambda, T)/d\lambda = 0$$

$$df(\lambda, T)/d\lambda = d((2\pi hc^2/\lambda^5) \cdot (e^{hc/\lambda kT} - 1)^{-1})/d\lambda =$$

$$\left. \begin{array}{l} \alpha = 2\pi hc^2 \\ \beta = hc/k \end{array} \right| = d(\alpha/\lambda^5) \cdot (e^{\beta/\lambda T} - 1)^{-1} / d\lambda =$$

$$-(5\alpha/\lambda^6) \cdot (e^{\beta/\lambda T} - 1)^{-1} + (\alpha/\lambda^5) \cdot (-e^{\beta/\lambda T} - 1)^{-2} \cdot e^{\beta/\lambda T} \cdot (-\beta/(\lambda^2 T)) =$$

$$\frac{\alpha \left(\frac{\beta}{\lambda T} e^{\beta/\lambda T} - 5(e^{\beta/\lambda T} - 1) \right)}{\lambda^6 (e^{\beta/\lambda T} - 1)^2} = 0 ;$$

$$\frac{\beta}{\lambda_{\max} T} e^{\beta/(\lambda_{\max} T)} - 5(e^{\beta/(\lambda_{\max} T)} - 1) = 0 ;$$

выкарыстоуваючы замену $\left| \frac{\beta}{\lambda_{\max} T} = x \right|$, атрымаем

$$xe^x - 5(e^x - 1) = 0.$$

Рашэнне знаходзіцца метадам паслядоўных прыбліжэнняў. Заўважаем, што $e^5 \gg 1$, можам у першым прыбліжэнні запісаць раўнанне ў выглядзе:

$$xe^x - 5e^x \approx 0,$$

адкуль $x \approx 5$.

Другое прыбліжэнне атрымаем з раўнання

$$xe^5 - 5(e^5 - 1) = 0;$$

і так далей. У рэзультатаце атрымаем, што $x = 4,965$. Палучым, што:

$$\beta/(\lambda_{\max} T) = 4,965 \Rightarrow \lambda_{\max} T = \beta/4,965 = b$$

$$\lambda_{\max} = b/T$$

3. Формула Рэлея-Джынса выконваецца для вялікіх λ , г. зн.

$$hc/\lambda \ll kT \Rightarrow e^{hc/\lambda kT} \approx 1 + hc/\lambda kT$$

Падставім ў формулу Планка:

$$f(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{1 + \frac{hc}{\lambda kT} - 1} = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT$$

Такім чынам, з формулы Планка атрымалі формулу Рэлея Джынса як прыватны выпадак.

4. Атрымаем формулу Стэфана-Больцмана $R = \sigma T^4$.

Па апрэджаленню:

$$\begin{aligned} R &= \int_0^{\infty} r_{\lambda, T} d\lambda = \int_0^{\infty} f(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} \left(\frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} (e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1)^{-1} \right) d\lambda = \\ &\left| \begin{array}{l} z = \frac{\lambda kT}{hc} \\ \lambda = \frac{hc}{kT} z; d\lambda = \frac{hc}{kT} dz \end{array} \right| = \int_0^{\infty} \frac{2\pi hc^2}{\left(\frac{hc}{kT} z\right)^5} \frac{1}{e^{1/z} - 1} \frac{hc}{kT} dz = \\ &= \int_0^{\infty} \frac{2\pi hc^2 K^4 T^4}{h^4 c^4} \frac{1}{z^5 (e^{1/z} - 1)} dz = \frac{2\pi k^4 T^4}{h^3 c^2} \frac{\pi^4}{15} = \frac{2\pi^5 k^4}{15 h^3 c^2} T^4; \end{aligned}$$

параўнаем з $R = \sigma T^4$;

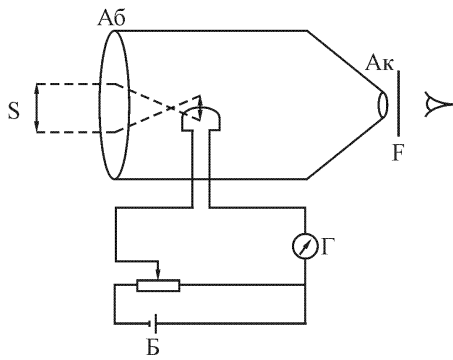
$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15 h^3 c^2} \approx 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \text{ К}^4$$

§1.8 Аптычная піраметрыя

Аптычная піраметрыя – гэта адзін з метадаў вызначэння тэмпературы цел, якая мае значэнне большае чым 2000 °С. Гэты метада дазваляе вызначаць тэмпературу цела без кантакту з ім. Прылады, якія выкарыстоўваюць для гэтай мэты, называюць піраметрамі.

1. Яркасны піраметр, ці піраметр з ніццю, якая знікае.

S – источник света, F – светофильтр (660 нм), Л – лампа нагрёва, А_к – окуляр.

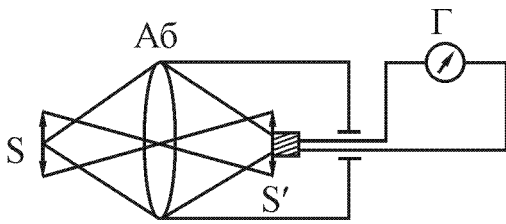


Спочатку дабівалися таго, каб яркасць лямпавай ніці = яркасці крыніцы. Гэтую тэмпературу называюць яркаснай тэмпературай цела ($T_я$).

$$T_я \approx T_{сапраўднай}$$

2. Радыяцыйны піраметр

Рэгіструе поўнае выпраменьванне цела. Тэмпература награвання пласцінкі S' залежыць ад энергіі выпраменьвання цела S ;



$$R = \sigma T^4 \text{ — Стэф.-Больц.}$$

S' – прыёмнік выпраменьвання.

Гальванометр загаддзя праград. у шкале тэмператур абсалютна чорнага цела.

З дапамогай піраметра вымяраецца радыяцыйная тэмпература: T_p – такая тэмпература абсалютна чорнага цела, пры якой яго інтэгральная выпраменьвальная здольнасць $R^0_T(T_p)$ роўна інтэгральнай выпраменьвальнай здольнасці цела $R_T(T)$; дзе T – сапраўдная тэмпература цела.

$$T_{сапр.} \sim T_p$$

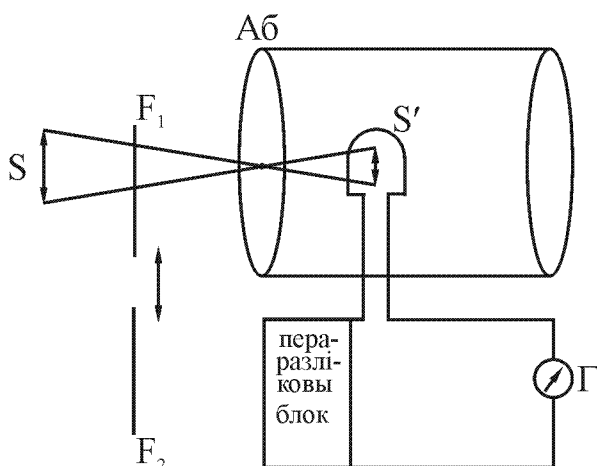
$$T_{сапр.} = T_p / \sqrt[4]{\beta_T}$$

дзе β_T – поўны каэфіцыент паглынання цела, які < 1 заўсёды, таму

$$T_p < T_{сапр.}$$

3. Піраметр для вымярэння колеравай тэмпературы.

Применяется для тел, которые обладают селективностью излучения по спектру.



Даследуюць размеркаванне энергіі выпраменьвання ў спектры абсалютна чорнага цела, вызначчаюць яго тэмпературу па закону Віна.

$$T = \frac{b}{\lambda_{max}}$$

$$F_1 = 470 \text{ нм} \quad F_2 = 660 \text{ нм}$$

Для некоторых цел размеркаванне энергіі выпраменьвання па спектру можна атаясаміць з размеркаваннем энергіі выпраменьвання некаторага чорнага цела пры некаторай тэмпературы T_k . Тэмпературу абсалютна чорнага цела, пры якой выпраменьванне абсалютна чорнага цела блізкае па колеру да выпраменьвання шэрых цел, называецца колеравай тэмпературай. T_k вышэйшая за сапраўдную тэмпературу T_c . Для нахадження ісцінай тэмпературы па колеравай знаходзяць манахраматычную выпраменьвальную здольнасць для розных даўжынь хваль, (фільтры $F_1(470 \text{ нм})$ $F_2(660 \text{ нм})$) то есць стасунак выпраменьвальнай здольнасці даследуемага цела і абсалютна чорнага цела для дадзенай даўжыні хвалі λ і тэмпературы T . Звычайна яе вызначаюць ў сіняй і чырвонай абласцях спектра.

$$\beta_{\lambda_1 T} = \frac{r_{\lambda_1} T}{r_{\lambda_1} T_k} ; \quad \beta_{\lambda_2 T} = \frac{r_{\lambda_2} T}{r_{0\lambda_2} T_k} ;$$

$$\frac{r_{\lambda_1} T}{r_{\lambda_2} T} = \frac{r_{0\lambda_1} T_k}{r_{0\lambda_2} T_k} ;$$

выкарастоўваючая формулу Віна: находім $T_{\text{сапр.}} \sim T_k$