

Զերմային ճառագայթում, դրա առանձնահատկությունները:

Այն փաստը, որ դիտվում են լույսի ինտերֆերենցիայի, դիֆրակցիայի, բևեռացման երևույթները, խոսում է լույսի ալիքային բնույթի մասին: Սակայն, օպտիկական երևույթների ուսումնասիրման դաշտի ընդլայնման հետ մեկտեղ սկսեցին ի հայտ գալ երևույթներ, որոնց լիարժեք բացատրությունը հնարավոր չէր տալ՝ ելնելով լույսի ալիքային բնույթից: Այդպիսի երևույթներից են ջերմային ճառագայթումը, ֆոտոէֆեկտը, լույսի ճնշումը և այլն: Առաջին անգամ լույսի վերաբերյալ ալիքային պատկերացումների ոչ բավարար լինելու փաստը երևան եկավ բացարձակ սև մարմինների ջերմային ճառագայթման օրենքներն ուսումնասիրելիս:

Մարմինների ճառագայթումն ուղեկցվում է էներգիայի կորուստով: Որպեսզի ճառագայթումը տևական լինի, պետք է լրացնել մարմնի էներգիայի այդ կորուստը: Երբ էներգիայի համալրումը տեղի է ունենում քիմիական փոխակերպումների ժամանակ անջատվող էներգիայի հաշվին, ապա այդպիսի լուսարձակման տեսակը կոչվում է **քեմիլյումինեսցենստում**: Տարբեր տեսակի գազային ինքնուրույն պարպումների ժամանակ առաջացող լուսարձակումը կրում է **էլեկտրալյումինեսցենստում** անվանումը: Պինդ մարմինների՝ էլեկտրոնների ուժեղացումով առաջացած լուսարձակումը կոչվում է **կաթոդա-սումինեսցենստում**: Որոշ մարմիններ իրենք են սկսում լուսարձակել անմիջականորեն ճառագայթման ազդեցությամբ: Այդպիսի պրոցեսները միավորվում են **ֆոտոլյումինեսցենստում** անվան տակ:

Մարմինների ամենատարածված լուսարձակման տեսակն է նրանց *տաքացման հետևանքով* առաջացող ճառագայթումը, որը կոչվում է **ջերմային**: Զերմային ճառագայթումը, բացի ամենատարածվածը լինելուց, ունի այլ առանձնահատկություն ևս՝ դա գործնականորեն միակ **հավասարակշիռ ճառագայթումն է**: Պարզաբանենք, թե ինչ ենք հասկանում հավասարակշիռ ճառագայթում ասելով:

Համակարգի վիճակը կոչվում է հավասարակշիռ, եթե էներգիայի բաշխումը մարմնի (կամ մարմինների) և ճառագայթման միջև ժամանակի ընթացքում մնում է անփոփոխ: Ենթադրենք, թե տաքացված (ճառագայթող) մարմինը տեղադրված է իդեալական հայելային թաղանթով սահմանափակված խոռոչում: Այդ դեպքում, ճառագայթված լույսը պատերից անդրադարձման հետևանքով չի ցրվի տարածության մեջ, այլ կմնա հայելային խոռոչի սահմաններում: Ժամանակի ընթացքում մարմնի և ճառագայթման միջև, էներգիայի անընդհատ փոխանակման արդյունքում, կհաստատվի ջերմային հավասարակշռություն, այսինքն, մարմինը միավոր ժամանակում կկլանի նույնքան էներգիա, որքան նա ճառագայթում է, և մարմնի ջերմաստիճանը չի փոխվի: Իրոք, դիցուկ, ժամանակի մի ինչ որ պահի ինչ-որ պատճառով հավասարակշռությունը խախտվել է, և մարմինը ավելի շատ ճառագայթում է, քան կլանում (կամ հակառակը): Դրա հետևանքով մարմնի ջերմ-

աստիճանը սկսում է նվազել (կամ աճել), և այդ պատճառով նրա ճառագայթումն աստիճանաբար թուլանում է (կամ ուժեղանում): Արդյունքում, մարմնի և ճառագայթման միջև նորից հաստատվում է հավասարակշռություն: Սա նշանակում է, որ ճառագայթող մարմնի ճառագայթման հետևանքով կորցրած էներգիան վերականգնվում է նրա իսկ կողմից առաքված ճառագայթումի կլանման հետևանքով: Վերևում թվարկված ճառագայթման բոլոր մյուս տեսակները, բացառությամբ ջերմայինի, չեն կարող հավասարակշիռ լինել: Այսպիսով, տեսնում ենք, որ ջերմային ճառագայթումը հավասարակշիռ է, և նրա համար այդպիսի հավասարակշիռ վիճակ ստեղծվում է ավտոմատորեն: Իսկ, օրինակ, քեմիլումինեսցենսումնային ճառագայթման հետևանքով ծախսվում է որոշ քանակի *քիմիական էներգիա*, որը հնարավոր չէ վերականգնել՝ լուսավորելով այն նրա իսկ առաքած ճառագայթումով, այսինքն դա անհավասարակշիռ ճառագայթում է:

Հավասարակշիռ վիճակները և պրոցեսները համեմատաբար պարզ են և նրանց նկատմամբ ջերմադինամիկայի օրենքների կիրառումը հեշտացվում է : Հետևաբար, ջերմային ճառագայթման ուսումնասիրումը ջերմադինամիկայի սկզբունքներից բխող ընդհանուր օրինաչափությունների հիման վրա պետք է լինի համեմատաբար դյուրին:

Ճառագայթման և կլանման ընդունակություններ: Բացարձակ և մարմին:

Նախքան ջերմային ճառագայթման հիմնական օրենքների շարադրմանն անցնելը՝ ծանոթանանք որոշ անհրաժեշտ հասկացությունների հետ: Ջերմային ճառագայթման քանակական բնութագիր է $r_{\nu,T}(r_{\lambda,T})$ *սպեկտրային ճառագայթման ընդունակություն ֆիզիկական մեծությունը*, որը *հաճախությունների (ալիքի երկարությունների) միավոր միջակայքում մարմնի մակերևույթի միավոր մակերեսից միավոր ժամանակում ճառագայթած էներգիան է*: Եթե dt ժամանակում ճառագայթող մարմնի մակերևույթի dS մակերեսից հաճախությունների ν -ից $(\nu + d\nu)$ [ալիքի երկարությունների λ -ից $(\lambda + d\lambda)$] միջակայքում ճառագայթած էներգիան նշանակենք $dW_{\nu,\nu+d\nu}$ -ով ($dW_{\lambda,\lambda+d\lambda}$ -ով), ապա

սպեկտրային ճառագայթման ընդունակությունը կարելի է որոշել $r_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}}{dS dt d\nu}$

$\left(r_{\lambda,T} = \frac{dW_{\lambda,\lambda+d\lambda}}{dS dt d\lambda} \right)$ բանաձևով: $r_{\nu,T}$ -ն ($r_{\lambda,T}$ -ն) կախված է մարմնի T ջերմաստիճանից և ճառագայթման ν հաճախությունից (λ ալիքի երկարությունից) : Այս բանաձևից հետևում է, որ $r_{\nu,T} d\nu = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}}{dS dt}$ և $r_{\lambda,T} d\lambda = \frac{dW_{\lambda,\lambda+d\lambda}}{dS dt}$: Քանի որ $\frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}}{dS dt} = \frac{dW_{\lambda,\lambda+d\lambda}}{dS dt}$, ապա

$r_{\nu,T} d\nu = r_{\lambda,T} d\lambda$, որտեղից՝ $r_{\nu,T} = r_{\lambda,T} \frac{d\lambda}{d\nu}$: Հայտնի է, որ $\lambda = \frac{c}{\nu}$, ապա $\frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2} = -\frac{\lambda^2}{c}$:

Այս արտահայտության մեջ միևնույն նշանը ցույց է տալիս, որ ν կամ λ մեծություններից մեկի աճը համապատասխանում է մյուսի նվազմանը, ուստի այն կարելի է բաց թողնել և

գրել $r_{\nu,T} = r_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c}$: Գիտենալով $r_{\nu,T}$ -ն՝ այս բանաձևի օգնությամբ կարելի է գրել $r_{\lambda,T}$ -ն:

Բացի սպեկտրային ճառագայթման ընդունակությունից, ջերմային ճառագայթումը բնութագրելու համար օգտագործվում է նաև R_T **ինտեգրալային ճառագայթման ընդունակություն** ֆիզիկական մեծությունը, որը *մարմնի մակերևույթի միավոր մակերեսից միավոր ժամանակում ճառագայթած էներգիան է առաքվող հաճախությունների (ալիքի երկարությունների) ամբողջ միջակայքում*: Պարզ է, որ R_T -ի և $r_{\nu,T}$ -ի ($r_{\lambda,T}$ -ի) միջև գոյություն ունի կապ՝

$$R_T = \int_0^\infty r_{\nu,T} d\nu = \int_0^\infty r_{\lambda,T} d\lambda: \text{ Ինտեգրալային ճառագայթման ընդունակությունը անվանում են նաև մարմնի } \textbf{լուսատվություն}:$$

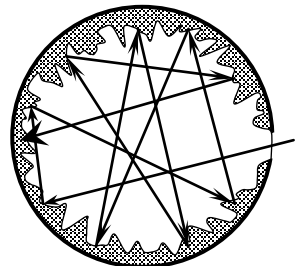
Որևէ մարմնի վրա ընկնող ճառագայթումը մասամբ անդրդառնում է, մասամբ՝ կլանվում: Մարմինների կողմից՝ ճառագայթման *կլանումը բնութագրելու* համար ներմուծվում է $a_{\nu,T}$ **կլանման ընդունակություն** հասկացությունը: Մարմնի *կլանման ընդունակություն* ասելով հասկացվում է *հաճախությունների ν -ից ($\nu + d\nu$) {ալիքի երկարությունների λ -ից ($\lambda + d\lambda$)}* միջակայքում *մարմնի մակերևույթի միավոր մակերեսով կլանված $dW_{\nu,\nu+d\nu}^a$ էներգիայի քանակության և նրա վրա ընկած $dW_{\nu,\nu+d\nu}^i$ ճառագայթման*

ընդհանուր քանակության հարաբերությունը՝ $a_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^a}{dW_{\nu,\nu+d\nu}^i}$

$\left\{ a_{\lambda,T} = \frac{dW_{\lambda,\lambda+d\lambda}^a}{dW_{\lambda,\lambda+d\lambda}^i} \right\}$: $a_{\nu,T}$ -ն ($a_{\lambda,T}$ -ն) չափայնություն չունեցող մեծություն է:

Ընդունված սահմանման համաձայն $a_{\nu,T}$ -ն ($a_{\lambda,T}$ -ն) միշտ կանոնավոր կոտորակ է, և նրա առավելագույն արժեքը հավասար է մեկի: Ընդհանուր առմամբ r -ը և a -ն, կախված են մարմնի տեսակից (բնույթից), T ջերմաստիճանից և ν հաճախությունից:

Այն մարմինները, որոնց համար *կլանման ընդունակությունը նույնաբար հավասար է մեկի* բոլոր հաճախությունների (ալիքի երկարությունների) և ջերմաստիճանների դեպքում, անվանենք **բացարձակ սև մարմին**: Բնության մեջ բացարձակ սև մարմիններ գոյություն չունեն: Բայց կարելի է նշել մարմիններ, որոնք իրենց հատկություններով շատ մոտ են բացարձակ սև մարմիններին հաճախությունների որոշակի տիրույթում (մուրը, սև թավիշը և այլն): Փորձարարական հետազոտություններում որպես բացարձակ սև մարմնի կատարյալ նմանակ օգտագործվում է



ինքնապարփակ սնամեջ մարմինը (խուփ խոռոչ), որն իր մակերևույթի վրա ունի մարմնի չափերի համեմատությամբ շատ փոքր անցք: Անցքից ներս թափանցած լույսի ճառագայթները խոռոչից դուրս գալ չեն կարող առանց անոթի պատերից բազմաթիվ անդրադարձումների (տես նկար): Յուրաքանչյուր անդրադարձման ժամանակ էներգիա է կլանվում, որի հետևանքով այդպիսի խոռոչը գործնականում կլանում է ցանկացած հաճախության ամբողջ ճառագայթումը: Այսպիսով, *սնամեջ մարմնի վրայի փոքրիկ անցքը կատարում է բացարձակ սև մարմնի դեր*: Սև մարմին հասկացության հետ միասին օգտագործվում է նաև **գորշ մարմին** հասկացությունը, մարմին, որի կլանման ընդունակությունը փոքր է մեկից, բայց **նույնն** է բոլոր հաճախությունների համար և կախված է միայն մարմնի ջերմաստիճանից, նյութից և մակերևույթի վիճակից: Այսպիսով, գորշ մարմնի համար $a_{\nu,T} = a_T = \text{const} < 1$:

Կիրխոֆի օրենքը:

Ջերմային ճառագայթման ուսումնասիրումը կարևոր դեր խաղաց լույսի քվանտային բնույթի պարզաբանման և համապատասխան տեսության ստեղծման գործում: Այդ իսկ պատճառով ավելի մանրամասն ծանոթանանք այն օրենքների հետ, որոնց ենթարկվում է այդ ճառագայթումը:

Փորձերի տվյալների հիման վրա եկան այն եզրակացության, որ եթե երկու տարբեր մարմիններից մեկը ավելի մեծ քանակությամբ էներգիա է կլանում, ապա ճառագայթելիս նույնպես այն համապատասխանաբար ավելի մեծ էներգիա է ճառագայթում: Այս պնդումը հայտնի է Պրևոյի կանոն անվան տակ և տալիս է ճառագայթման և կլանման մասին միայն որակական պատկերացում: Կիրխոֆը, հիմնվելով ջերմադինամիկայի II-րդ օրենքի վրա և վերլուծելով հավասարակշիռ ճառագայթման պայմանները մեկուսացված մարմինների համակարգում, հաստատեց քանակական կապ մարմինների $r_{\nu,T}$ սպեկտրալ ճառագայթման ընդունակության և $a_{\nu,T}$ սպեկտրալ կլանման ընդունակության միջև: Պարզվեց, որ ***որևէ մարմնի $r_{\nu,T}$ -ի հարաբերությունը $a_{\nu,T}$ -ին կախում չունի մարմնի բնույթից, և բոլոր մարմինների համար՝ հաճախության և ջերմաստիճանի ունիվերսալ ֆունկցիա է***: Այս պնդումը հայտնի է **Կիրխոֆի օրենք** անվան տակ և մաթե-

մատիկորեն արտահայտվում է $\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} = f_{\nu,T}$ առնչությամբ, որտեղ $f_{\nu,T}$ -ն կոչվում է **Կիրխո-**

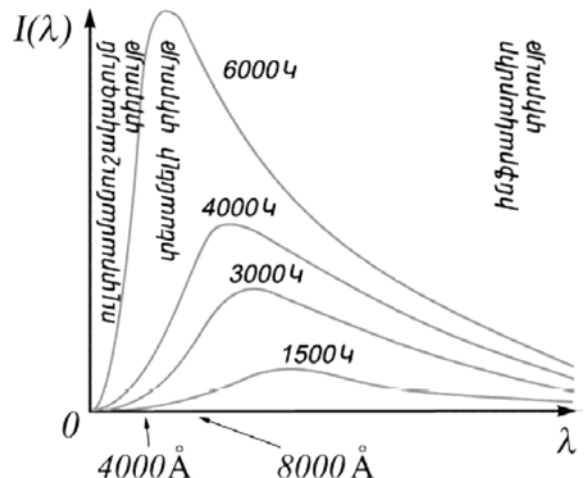
հոֆի ունիվերսալ ֆունկցիա: Քանի որ սև մարմնի համար $a_{\nu,T} \equiv 1$, ապա Կիրխոֆի օրենքից հետևում է, որ $f_{\nu,T}$ -ն սև մարմնի սպեկտրալ ճառագայթման ընդունակությունն է: Այսինքն, միևնույն հաճախության և ջերմաստիճանի դեպքում բոլոր մարմինների համար ճառագայթման ընդունակությունների և կլանման ընդունակությունների հարաբերությունը հավասար է բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման ընդունակությանը:

Այսպիսով, սև մարմնի $f_{\nu,T}$ ճառագայթման ընդունակությունը ունիվերսալ մեծություն է, և նրա հաճախությունից և ջերմաստիճանից բացահայտ կախվածության որոշումը դառնում է ջերմային ճառագայթման տեսության հիմնական խնդիրը:

Ստեֆան – Բոլցմանի օրենքը: Բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման ընդունակության՝ ալիքի երկարությունից կախվածության ֆունկցիայի փորձնական տեսքը: Վինի շեղման օրենքը:

Ավստրիացի ֆիզիկոս Ստեֆանը, վերլուծելով առկա փորձարարական տվյալները, եկավ այն եզրակացության, որ մարմինների ինտեգրալ ճառագայթման ընդունակությունն ուղիղ համեմատական է բացարձակ ջերմաստիճանի չորրորդ աստիճանին: Բոլցմանը նույնպես, կիրառելով ջերմադինամիկական մեթոդներ, տեսականորեն ցույց տվեց, որ բացարձակ սև մարմնի գումարային ճառագայթումը պետք է լինի համեմատական ջերմաստիճանի չորրորդ աստիճանին, այսինքն $R_T = \sigma T^4$: σ -ն կոչվում է Ստեֆան-Բոլցմանի հաստատուն, և նրա փորձարարական արժեքն է $5,67 \cdot 10^{-8}$ Վտ/մ²Կ²: Այսպիսով, Ստեֆանը և Բոլցմանը կարողացան միայն մասամբ լուծել ջերմային ճառագայթմանը վերաբերող խնդիրը, հաստատելով սև մարմնի ինտեգրալային լուսատվության կախումը ջերմաստիճանից, որը հայտնի է ***Ստեֆան-Բոլցմանի օրենք*** անվան տակ: Այս օրենքը, որոշելով R_T -ի կախումը T -ից, սև մարմնի ճառագայթման սպեկտրային կազմության վերաբերյալ ինֆորմացիա չի տալիս:

Մինչդեռ, $r_{\lambda,T}$ -ի λ -ից կախվածության մասին կարելի է պատկերացում կազմել *փորձարարական տվյալների* հիման վրա, որոնք կարելի է ստանալ հետևյալ փորձից: Բացարձակ սև մարմինը (նմանակի նկարագրությունը տես վերևում) տաքացվում է մինչև ցանկալի T ջերմաստիճանը, և նրա անցքից դուրս եկած ճառագայթումը անց է կացվում սպեկտրային վերլուծական սարքի միջով (սպեկտրոգրաֆի միջով): Նրանից դուրս եկած սպեկտրի վերածված տարբեր ալիքի երկարությամբ ճառագայթները զցվում են էներգիան չափող սարքի վրա (որը կոչվում է բալոմետր) և գրանցվում է յուրաքանչյուր ալիքի երկարությանը համապատասխանող էներգիան: Ստացված տվյալներով կառուցվում են համապատասխան գրաֆիկներ, որոնց կանվանենք փորձարարական կորեր: Փորձարարական կորերը տարբեր T -երի դեպքում ցույց են տալիս (տես նկ.), որ սև մարմնի ճառագայթման սպեկտրը ***ա***նընդհատ է, և էներգիայի բաշխումը սև մարմնի սպեկտրում անհավասարաչափ է: ***բ***Բոլոր կորերը ունեն արտահայտված ա-



ռավելագույն (մաքսիմում), որը ջերմաստիճանի աճի հետ տեղափոխվում է կարճ ալիքների կողմը: Ավելին, փորձերից պարզվեց, որ $q) \lambda_m$ ալիքի երկարությունը, որը համապատասխանում է ճառագայթման ընդունակության առավելագույնին, հակադարձ համեմատական է T բացարձակ ջերմաստիճանին: $\eta)$ Երբ $\lambda \rightarrow \infty$ և $\lambda \rightarrow 0$, $r_{\lambda,T} \rightarrow 0$: $\epsilon)$ $r_{\lambda,T}$ -ի λ -ից կախվածության կորերով և աբսցիսների առանցքով պարփակված մակերեսի մեծությունը թվապես համեմատական է սև մարմնի R_T լուսատվությանը: Պարզվում է, որ այն համեմատական է ջերմաստիճանի չորրորդ աստիճանին, այսինքն, համապատասխանում է Ստեֆան-Բոլցմանի օրենքին :

Ինչպես նշվեց վերևում, տեսականորեն ստացված՝ Ստեֆան-Բոլցմանի օրենքը որոշում է բացարձակ սև մարմնի ինտեգրալ ճառագայթման ընդունակության և ջերմաստիճանի կապը, սակայն որևէ տեղեկություն չի տալիս ճառագայթման էներգիայի հաճախության հետ կապի մասին, այսինքն անհայտ է մնում Կիրխհոֆի ունիվերսալ ֆունկցիայի բացահայտ տեսքը: Այդ ուղղությամբ կարևոր առաջընթաց քայլ կատարվեց գերմանացի Վինի կողմից, որը հիմնվելով ջերմադինամիկայի և էլեկտրադինամիկայի օրենքների վրա, տեսականորեն որոշեց բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման ընդունակության կախվածությունը հաճախությունից և ջերմաստիճանից: Այդ ստացված արդյունքը ձևակերպվեց *Վինի շեղման օրենք* անվան տակ, համաձայն որի՝ *բացարձակ սև մարմինների ճառագայթման ընդունակությանը համապատասխանող λ_m ալիքի երկարությունը հակադարձ համեմատական է նրանց T ջերմաստիճանի առաջին աստիճանին՝ $\lambda_m = b/T$* : Այստեղ b -ն ջերմաստիճանից կախում չունեցող հաստատուն է:

Փորձնական կորերը հաստատում են այդ եզրակացությունը և հնարավորություն են տալիս հաշվել b -ն ($b = 0,2896$ սմ·Կ): Վինի օրենքը բացատրում է, թե ինչու շիկացած մարմինների սառեցման հետ (ջերմաստիճանի իջեցման հետ), նրանց սպեկտրում սկզբում է գերակշռել երկարալիք ճառագայթումը (օրինակ, մետաղների սառեցման ժամանակ սպիտակ շիկացումը անցնում է կարմիրի):

Ռեյ-Ջինսի քանաձևը: Ուլտրամանուշակագույն աղետ:

Ստեֆան-Բոլցմանի և Վինի օրենքների դիտարկումից հետևում է, որ Կիրխհոֆի ունիվերսալ $r_{\lambda,T}$ ֆունկցիայի ճշգրիտ տեսքը գտնելու խնդրի լուծման համար ջերմադինամիկական մոտեցումը չտվեց ցանկալի արդյունք: Հաջորդ $r_{\lambda,T}$ -ի կախվածության տեսականորեն դուրս բերման խիստ փորձը կատարվեց անգլիացի գիտնականներ Ռեյ-Ջինսի և Ջինսի կողմից, որորնք ջերմային ճառագայթման նկատմամբ կիրառեցին վիճակագրական ֆիզիկայի մեթոդները, օգտվելով էներգիայի՝ ըստ ազատության աստիճանների հա-

վասարաբաշխման դասական օրենքից: Արդյունքում նրանք $r_{\lambda,T}$ -ի համար ստացան

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \varepsilon \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \text{ արտահայտությունը, որտեղ } \langle \varepsilon \rangle = kT \text{ -ն } \nu \text{ սեփական հա-}$$

ճախությամբ օսցիլատորի միջին էներգիան է: Սակայն, այս բանաձևով ստացվող տրվյալների համեմատումը փորձնական տվյալների հետ ցույց տվեց, որ նրանք համընկնում են միայն ոչ շատ մեծ հաճախությունների և բարձր ջերմաստիճանների տիրույթում: Մեծ հաճախությունների տիրույթում Ռեյլեյի-Ջինսի բանաձևը տարամիտում է թե փորձի, թե Վինի շեղման օրենքի հետ: Բացի այդ, երբ փորձ կատարվեց ստանալ Ստեֆան-Բոլցմանի օրենքը այս բանաձևից, հանգեցին անհեթեթության՝ $R_T = \int_0^\infty r_{\nu,T} d\nu = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^\infty \nu^2 d\nu = \infty$,

մինչդեռ, R_T -ը համեմատական է ջերմաստիճանի չորրորդ աստիճանին՝ T^4 : Այս արդյունքը ստացավ «ուլտրամանուշակագուն աղետ» անվանումը, քանի որ ստացվում է, որ սև մարմինը ճառագայթում է անվերջ էներգիա, ինչը անհնարին է:

Այսպիսով, դասական ֆիզիկայի սահմաններում չհաջողվեց բացատրել էներգիայի բաշխման օրենքները բացարձակ սև նարմնի սպեկտրում:

Պլանկի վարկածը տատանակի (օսցիլատորի) էներգիայի քվանտացման մասին: Պլանկի բանաձևը բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման ընդունակության համար (առանց արտաձման):

Բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման օրենքը տեսականորեն հաստատելու բազմաթիվ փորձերը, որոնք դրսևորվեցին մի շարք կարևոր մասնավոր օրենքների տեսքով, չկարողացան տալ խնդրի ընդհանուր լուծումը: Դրանք հանգեցնում էին այնպիսի եզրակացությունների, որոնք փորձի հետ համաձայնեցվում էին T -ի և ν -ի միայն որոշակի սահմանափակ միջակայքում և չէին բացատրում էներգիայի բաշխման օրենքները բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման սպեկտրում: Այդ անհաջողությունների պատճառը շատ խորն էր: Պարզվում է, որ դասական ֆիզիկայի այն օրենքները, որոնց հիման վրա կատարվում են այդ բոլոր հետազոտությունները, սահմանափակ են և տալիս են ոչ լիարժեք արդյունքներ, երբ դիտարկվում են ջերմային ճառագայթումը պայմանավորող տարրական պրոցեսները: Ուրեմն, տեսնում ենք, որ դասական ֆիզիկայի շրջանակներում չի հաջողվում տեսականորեն լրիվ նկարագրել փորձարարական արդյունքները. այսինքն՝ անհնարին է գտնել Կիրխհոֆի ունիվերսալ ֆունկցիայի բացահայտ տեսքը ցանկացած ջերմաստիճանի և հաճախության դեպքում:

1900թ. Պլանկին հաջողվեց գտնել $f(\nu, T)$ ֆունկցիայի տեսքը, որը ճշտորեն համապատասխանում է փորձարարական տվյալներին: Այդ ֆունկցիայի տեսքը գտնելու համար անհրաժեշտ եղավ հրաժարվել դասական ֆիզիկայում հաստատված այն դրույ-

թից, որի համաձայն կամայական համակարգի էներգիան կարող է փոփոխվել *անընդ-հատ*, այսինքն կարող է ընդունել ցանկացած՝ որքան ուզեք մոտ արժեքներ: Հայտնի է, որ ջերմային ճառագայթումը արձակվում է նյութը կազմող ատոմների կողմից, որոնք ճառագայթման վերաբերյալ հարցերի տեսական հետազոտումների ժամանակ դիտարկվում են որպես էլեկտրական երկբևեռներ (դիպոլներ) և անվանվում են օսցիլատորներ (տատանակներ): Պլանկի կողմից առաջ քաշված *քվանտային վարկածի* համաձայն ատոմական օսցիլատորները էներգիա են առաքում ոչ թե անընդհատ, այլ որոշակի չափաբաժիններով (պորցիաներով), որոնց անվանում են *քվանտներ*, ընդ որում քվանտի էներգիան համեմատական է օսցիլատորի տատանումների հաճախությանը. $\varepsilon_0 = h\nu = hc/\lambda$: Այստեղ h -ը Պլանկի հաստատունն է:

Քանի որ ճառագայթումը առաքվում է չափաբաժիններով, ապա օսցիլատորի ε էներգիան կարող է ընդունել միայն որոշակի *դիսկրետ* արժեքներ, որոնք բազմապատիկ են էներգիայի տարրական ε_0 չափաբաժնին՝ $\varepsilon = nh\nu$ ($n = 0, 1, 2, \dots$):

Օգտագործելով վիճակագրական մեթոդները և ջերմային ճառագայթման վերաբերյալ քվանտային պատկերացումները, Պլանկը դուրս բերեց Կիրխոֆի ունիվերսալ

ֆունկցիայի համար
$$f(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/(kT)} - 1}$$
 բանաձևը, որը փայլուն կերպով համ-

ընկնում է բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման սպեկտրում էներգիայի բաշխման փորձարարական տվյալների հետ հաճախությունների 0-ից մինչև ∞ տիրույթում և տարբեր ջերմաստիճաններում: Անցնելով հաճախություններից ալիքի երկարություններին,

Պլանկի բանաձևը գրենք նաև հետևյալ տեսքով՝
$$f(\lambda, T) = \frac{2\pi c^2}{\lambda^5} \frac{h}{e^{hc/(\lambda kT)} - 1},$$
 որը

հարմար է փորձի տվյալների հետ բաղդատելու համար: Ստացված բանաձևից, ինչպես դա երևում է վերը քննարկված փորձնական կորից, հետևում է, որ ալիքի երկարության փոքրացման հետ $f(\lambda, T)$ -ն չի ձգտում անվերջության, այլ ունի առավելագույն՝ որոշ λ_{\max} արժեքի դեպքում: Երբ $\lambda \rightarrow 0$, ապա Պլանկի բանաձևը կանխագուշակում է $f(\lambda, T)$ -ի էքսպոնենցիալ նվազում, որը նույնպես լիովին համապատասխանում է փորձի տվյալներին:

Պլանկը այս բանաձևի դուրս բերումը առաջին անգամ ներկայացրեց գերմանական ֆիզիկական ընկերության նիստում 1900 թվականի դեկտեմբերի 14-ին, և այդ օրը դարձավ *քվանտային ֆիզիկայի* ծննդյան տարեթիվ: