

Չերմային ճառագայթում, դրա առանձնահատկությունները:

Այն փաստը, որ դիտվում են լուսի ինտերֆերենցիայի, դիֆրակցիայի, բևեռացման երևոյթները, խոսում է լուսի ալիքային բնույթի մասին: Սակայն, օպտիկական երևոյթների ուսումնասիրման դաշտի ընդլայնման հետ մեկտեղ սկսեցին ի հայտ գալ երևոյթներ, որոնց լիարժեք բացատրությունը հնարավոր չէր տալ՝ ելնելով լուսի ալիքային բնույթից: Այդպիսի երևոյթներից են Չերմային ճառագայթումը, ֆոտոէֆեկտը, լուսի ճնշումը և այլն: Առաջին անգամ լուսի 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: Եթե էներգիայի համալրումը տեղի է ունենում քիմիական փոխակերպումների ժամանակ անջատվող էներգիայի հաշվին, ապա այդպիսի լուսարձակման տեսակը կոչվում է **քեմիլուստիմինեսցենտում**: Տարբեր տեսակի զազային ինքնուրույն պարզումների ժամանակ առաջացող լուսարձակումը կրում է **էլեկտրալյուստիմինեսցենտում** անվանումը: Պինդ մարմինների՝ էլեկտրոնների ոմբակոծումով առաջացած լուսարձակումը կոչվում է **կաթոդատումինհսցենտում**: Որոշ մարմիններ իրենք են սկսում լուսարձակել անմիջականորեն ճառագայթման ազդեցությամբ: Այդպիսի պրոցեսները միավորվում են **ֆոտոլյուստիմինեսցենտում** անվան տակ:

Մարմինների ամենատարածված լուսարձակման տեսակն է նրանց **տաքացման հետևանքով** առաջացող ճառագայթումը, որը կոչվում է **ջերմային**: Չերմային ճառագայթումը, բացի ամենատարածվածը լինելուց, ունի այլ առանձնահատկություն և՝ 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 փոխանակաման արդյունքում, կհաստատվի ջերմային հավասարակշություն, 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 հավասարակշությունը 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 ձառագայթումն աստիճանաբար թուլանում է (կամ ուժեղանում): Արդյունքում, մարմնի և ձառագայթման միջև նորից հաստատվում է հավասարակշռություն: Սա նշանակում է, որ ձառագայթող մարմնի ձառագայթման հետևանքով կորցրած էներգիան վերականգնվում է նրա իւկ կորմից առաքված ձառագայթումի կլանման հետևանքով: Վերսում թվարկված ձառագայթման բոլոր մյուս տեսակները, բացառությամբ զերմայինի, չեն կարող հավասարակշիռ լինել: Այսպիսով, տեսնում ենք, որ զերմային ձառագայթումը հավասարակշիռ է, և նրա համար այդպիսի հավասարակշիռ վիճակ ստեղծվում է ավտոմատորեն: Իսկ, օրինակ, քեմիյումինեսցենտրման ժամանակ ձառագայթման հետևանքով ծախսվում է որոշ քանակի *ρhνh*-ական նյութ, որը հնարավոր չէ վերականգնել՝ լուսավորելով այն նրա իւկ առաքած ձառագայթմամբ, այսինքն դա անհավասարակշիռ ձառագայթում է:

Հավասարակշիռ վիճակները և պրոցեսները համեմատաբար պարզ են և նրանց նկատմամբ զերմայինամիկայի օրենքների կիրառումը հեշտացվում է : Հետևաբար, զերմային ձառագայթման ուսումնասիրումը զերմայինամիկայի սկզբունքներից բխող ընդհանուր օրինաչափությունների հիման վրա պետք է լինի համեմատաբար ոյուրին:

Ճառագայթման և կլանման ընդունակություններ: Բացարձակ սև մարմին:

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

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

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

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

Այս արտահայտության մեջ մինուս 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:

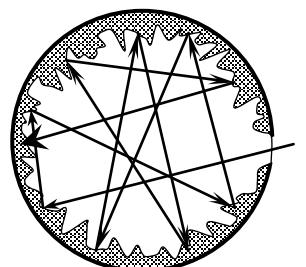
Բացի սպեկտրային ճառագայթման ընդունակությունից, ջերմային ճառագայթումը բնութագրելու համար օգտագործվում է նաև R_T **ինտեգրալային ճառագայթման ընդունակություն** ֆիզիկական մեծությունը, որը մարմնի մակերևույթի միավոր մակերեսից միավոր ժամանակում ճառագայթած էներգիան է առարկող հաճախությունների (ալիքի երկարությունների) ամբողջ միջակայքում: Պարզ է, որ R_T -ի և $r_{\nu,T}$ -ի ($r_{\lambda,T}$ -ի) միջև գոյությունը ունի կապ՝ $R_T = \int_0^\infty r_{\nu,T} d\nu = \int_0^\infty r_{\lambda,T} d\lambda$: Ինտեգրալային ճառագայթման ընդունակությունը անվանում են նաև մարմնի **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 $(\nu + dv)$ {ալիքի երկարությունների λ -ից $(\lambda + d\lambda)$ } միջակայքում մարմնի մակերևույթի միավոր մակերեսով կլանված $dW_{\nu,\nu+dv}^a$ էներգիայի քանակության և նրա վրա ընկած $dW_{\nu,\nu+dv}^i$ ճառագայթման ընդհանուր քանակության հարաբերությունը՝ $a_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+dv}^a}{dW_{\nu,\nu+dv}^i}$

$\left\{ a_{\lambda,T} = \frac{dW_{\lambda,\lambda+d\lambda}^a}{dW_{\lambda,\lambda+d\lambda}^i} \right\}$: $a_{\nu,T}$ -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 խոռոշ), որն իր մակերևույթի վրա ունի մարմնի չափերի համեմատությամբ շատ փոքր անցք: Անցքից ներս թափանցած լույսի ճառագայթները խոռոշից դուրս գալ չեն կարող առանց անոթի պատերից բազմաթիվ անդրադարձումների (տես նկար): Յուրաքանչյուր անդրադարձման ժամանակ էներգիա է կլանվում, որի հետևանքով այդպիսի խոռոշը 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 $a_{v,T} = a_T = \text{const} < 1$:

Կիրիհոֆի օրենքը:

Զերմային ճառագայթման ուսումնասիրումը կարևոր ուրի 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 տախս է ճառագայթման և կլանման մասին միայն որակական պատկերացում: Կիրիհոֆը, հիմնվելով ջերմադիմամիկայի II-րդ օրենքի վրա և վերլուծելով հավասարակշիռ ճառագայթման պայմանները մեկուսացված մարմինների համակարգում, հաստատեց քանակական կազ մարմինների $r_{v,T}$ սպեկտրալ ճառագայթման ընդունակության և $a_{v,T}$ սպեկտրալ կլանման ընդունակության միջև: Պարզվեց, որ **որևէ մարմնի $r_{v,T}$ -ի հարաբերությունը $a_{v,T}$ -ին կախում չունի մարմնի բնույթից, և բոլոր մարմինների համար՝ հաճախության և ջերմաստիճանի ունիկերսալ ֆունկցիա է**: Այս պնդումը հայտնի է **Կիրիհոֆի օրենք** անվան տակ և մաթեմատիկորեն արտահայտվում է $\frac{r_{v,T}}{a_{v,T}} = f_{v,T}$ առնչությամբ, որտեղ $f_{v,T}$ -ն կոչվում է **Կիրիհոֆի որենք**

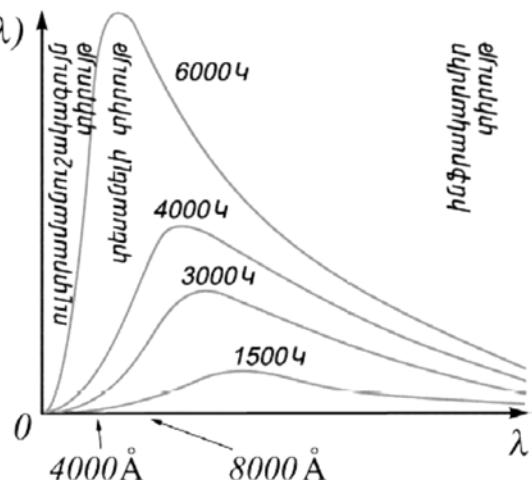
որենքի ունիկերսալ ֆունկցիա : Քանի որ սև մարմնի համար $a_{v,T} \equiv 1$, ապա Կիրիհոֆի օրենքից հետևում է, որ $f_{v,T}$ -ն սև մարմնի սպեկտրալ ճառագայթման ընդունակությունն է: Այսինքն, միևնույն հաճախության և ջերմաստիճանի դեպքում բոլոր մամինների համար ճառագայթման ընդունակությունների և կլանման ընդունակությունների 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:Վիճի շեղման օրենքը:

Ավստրիացի Փիզիկոս Ստեֆանը, վերլուծելով առկա փորձարարական տվյալները, եկավ այն եզրակացության, որ մարմինների ինտեգրալ ճառագայթման ընդունակությունն ուղիր 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 $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Վտ}/\text{մ}^2\text{Կ}^4$: 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) տարացվում 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 գցվում են էներգիան չափող սարքի վրա (որը կոչվում է բալոմետր) և գրանցվում է յուրաքանչյուր ալիքի երկարությանը համապատասխանող $I(\lambda)$ բարձրությամբ: 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 ալանընդհատ է, և էներգիայի բաշխումը սև մարմնի սպեկտրում անհավասարաչափ է: Բ)Բոլոր կորերը ունեն արտահայտված ա-



ռավելագույն (մաքսիմում), որը ջերմաստիճանի աճի հետ տեղափոխվում է կարծ ալիքների կողմը: Ավելին, փորձերից պարզվեց, որ $\varphi(\lambda_m)$ ալիքի երկարությունը, որը համապատասխանում է ձառագայթման ընդունակության առավելագույնին, հակադարձ համեմատական է T բացարձակ ջերմաստիճանին: η Եթիւ $\lambda \rightarrow \infty$ և $\lambda \rightarrow 0$, $r_{\lambda,T} \rightarrow 0$: ե) $r_{\lambda,T}$ -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 ձառագայթման ընդունակության և ջերմաստիճանի կապը, սակայն որևէ տեղեկություն չի տալիս ձառագայթման էներգիայի հաճախության հետ կապի մասին, այսինքն անհայտ է մնում Կիրիհոֆի 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 ձառագայթման ընդունակության կախվածությունը հաճախությունից և ջերմաստիճանից: Այդ ստացված արդյունքը ձևակերպվեց Վինի շեղման օրենք անվան տակ, համաձայն որի՝ *բացարձակ սև մարմինների ձառագայթման 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 \cdot Կ): Վինի օրենքը բացատրում է,թե ինչու շիկացած մարմինների սառեցման հետ (ջերմաստիճանի իջեցման հետ), նրանց սպեկտրում սկըսում է գերակշռել երկարալիք ձառագայթումը (օրինակ, մետաղների սառեցման ժամանակ սպիտակ շիկացումը անցնում է կարմիրի):

Ուելեյ-Զինսի բանաձեռք: Ուլտրամանուշակագույն աղետ:

Ստեֆան-Բոլցմանի և Վինի օրենքների դիտարկումից հետևում է, որ Կիրիհոֆի ունիվերսալ $r_{\lambda,T}$ ֆունկցիայի ձգրիտ տեսքը գտնելու խնդրի լուծման համար ջերմադինամիկական մոտեցումը չտվեց ցանկալի արդյունք: Հաջորդ $r_{\lambda,T}$ -ի կախվածության տեսականորեն դուրս բերման խիստ փորձը կատարվեց անզլիացի գիտնականներ Ուելեյի և Զինսի կողմից, որորնք ջերմային ձառագայթման 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 տրվ-յալների համեմատումը փորձնական տվյալների հետ ցույց տվեց, որ նրանք համընկնում են միայն ոչ շատ մեծ հաճախությունների և բարձր ջերմաստիճանների տիրույթում: Մեծ հաճախությունների տիրույթում Ռելեյ-Զինսի բանաձևը տարամիտում է թե փորձի, թե Վինի շեղման օրենքի հետ: Բացի այդ, եթե փորձ կատարվեց ստանալ Ստեֆան-Բոլցմա-

$$\text{նի օրենքը այս բանաձևից, հանգեցին անհեթեթության՝ } R_T = \int_0^\infty r_{\nu,T} d\nu = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^\infty \nu^2 d\nu = \infty,$$

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 բվանտացման մասին: Պլանկի բանաձևը բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման ընդունակության համար (առանց արտածման):

Բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման օրենքը տեսականորեն հաստատելու բազմաթիվ փորձերը, որոնք դրսնորվեցին 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 լի-արժեք արդյունքներ, եթե դիտարկվում են ջերմային ճառագայթումը պայմանավորող տարրական պրոցեսները: Ուրեմն, տեսնում ենք, որ դասական ֆիզիկայի շրջանակ-ներում չի հաջողվում տեսականորեն լրիվ նկարագրել փորձարարական արդյունքները. այսինքն՝ անհնարին է գտնել Կիրիստոֆի 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 իրաժարվել դասական ֆիզիկայում հաստատված այն դրույ-

թից, որի համաձայն կամայական համակարգի էներգիան կարող է փոփոխվել *անընդհատ*, 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 էրկրսեռներ (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 Կիրհոֆի 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 համընկնում 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 զրենք 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: Եթե $\lambda \rightarrow 0$, 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: