TEORIA KUANTIKO ZAHARRA (I)

Dakigunez, Newton-en Mekanika ez da berez hurbilketa bat baizik: hau da, Mekanika hori objektuak higidura txikiz mugitzen direnerako tresna baliagarri bat da. Esandako objektuen abiadura handia denean, Mekanika horren ordez Mekanika Erlatibista erabili beharrean gara. Ez da, beraz, harrigarria izango beste zenbait kasutan, Newton-en Mekanika tresna motz gelditzea. Hain zuzen, higitzen ari diren gorputzak guztiz txikiak baldin badira, zenbait kontzeptu dinamiko (energia barne) ez dago jarraiki gisa kontsideratuz adierazterik.

Kontzeptu batzuek, esandako eskala txiki horretan, ez daukate balio-multzo jarrai bat hartzerik: maiztasuneko erradiazioak adibidez, energi unitate mugatu batzuk ditu, hots, kuantu batzuk; eta kuantu bakoitzaren energia $h\nu$ da, h hori Planck-en konstantea izanik. Beste aldagai batzuk ere kuantifikaturik daude. Kuantifikatze hau berez erakar daiteke materiaren "uhin-teoriaren" bidez. Baina hemen Teoria Kuantiko zaharraz arituko gara orain; hots, esperientziaren bidez ikusitako zenbait ondorio adierazteko behar izan zen kuantifikatzearen beharra postulatu gisan sartuz sortutako teoriaz. Newton-en Mekanikari postulatu hori ezarriz gero, fisika atomikoaren eta egoera solidoaren fenomeno desberdin asko adieraz daiteke. Gaur egun, nahiz eta Teoria Kuantiko Zaharra gaindituta egon, batez ere 1926. urtetik hona oinarrizkoagoak diren teorien bidezke garapenaz, oraindik zenbait problema ikertzeko oso tresna egokia da.

GORPUTZ BELTZAREN ERRADIAZIOA

Energiaren kuantifikatzearen beharra bero-erradiazioaren estudioaren bitartez azaldu zen. Gorputz beltz batek maiztasun-multzo jarrai bateko uhin elektromagnetikoak emititzen ditu; erradiatzen den maiztasun-espektroak maximo bat dauka maiztasun batean, eta maiztasun hori gorputzaren tenperatura absolutuarekiko zuzenki proportzionala da. Beste aldetik, intentsitate irradiatua $\nu \rightarrow 0$ eta $\nu \rightarrow \infty$ doanean zerorantz doa. XIX. mendean fenomeno arrunt hau Teoria Klasikoaren bidez adierazten saiatu zirenean ez zuten gauza handirik lortu. XIX. mendearen azkeneko hiletan, Max Planck-ek ikusitako fenomenoa gidatzen duen formula aurkitu zuen; baina, hori adierazteko onartu behar izan zen postulatua (hots, kuantifikazioa) hain ausarta eta gogorra zenez gero, oso zientzigizon gutxik sinestu zuen hartan. Planck bera ere, hurrengo hamabost urteetan, berrikitan lortutakoa Teoria Klasikoaren bidez adierazten saiatu zen. Azkenik, halere, beste alor batzutan energiaren kuantifikazioa nabarmenago azaldu zenez, Planck-en lanak denek onartu behar izan zituzten.

Planck-en teoriak, duen garrantzi historikoa kontuan izanik, estudio sakontxo bat merezi du. Ikerketa hau egiteko has gaitezen gorputz beltz edo teoriko batekin. Gorputz beltz bat honela definitzen da: beraren kontra intziditzen duen edozein maiztasunetako erradiazio osoa irensten duen gorputza. Definizio hau ez da, bere osotasunean, errealitatean inoiz gertatzen; baina hurbilketa on bat zera da, ontzi itxi handi batean egindako zulotxo bat. Zulo hori oso txikia bada, sartzen den erradiazio bat (islada batzuk izan ondoren) irentsia izan baino lehen berriz kanporatzeko daukan probabilitatea guztiz txikia da. Hori dela eta, zuloa "beltza" da.

Emandako definizioa dela eta, tenperatura finko batean gorputz beltz guztiek erradiazio-espektro berdin bat izan behar dutena ez da begi-bistako gauza. Hori ulertzeko, begira dezagun gure ganbara horretan zer gertatzen den.

Ganbara edo hutsuneko hormen elektroien eragite termikoa dela eta, teoria elektromagnetiko klasikoaren arabera uhin elektromagnetikoak emititzen dira. Eragite termiko hori maiztasun desberdineko oszilazio harmoniko sinple batzuren gainezarmen baten moduan kontsidera daiteke, eta emititzen diren uhinak maiztasun horietakoak dira. Gorputz beltzaren espektroa jarraia denez gero, elektroiek izango duten oszilaziozko maiztasun-multzoa ere jarraia izango dela suposatu behar da. Beraz, elektroiek edozein maiztasunetako uhin elektromagnetikoak irents ditzateke. Elektroi batek emititzen duen uhin elektromagnetiko bat hutsunearen barnean alde batetik bestera isladatua izaten da, beste elektroi batek irensten ez duen bitartean behintzat. Hutsunearen erresonantzi maiztasunekoak ez direnak erresonantzi maiztasunekoak baino askozaz lehenago irentsiak izaten dira. Beraz, hutsunearen barnean erresonantzi maiztasunetako uhin batzuren gainezarmen bat dago eta uhin estazionarioren multzo bat izango dugu. Uhin estazionario hauen energiaren parterik handiena maiztasun altuko uhinetan metatuta egongo da eta uhin horien uhinluzera guztiz txikia izango da hutsunearen neurriekin alderatuz. Baldintza horiekin segidako erresonantzi maiztasunak oso hurbil daude eta azaldutako hutsuneko energiaren maiztasun-espektroak jarraia dirudi. Beraz, hutsunearen neurriek ez daukate horretan inolako eragipenik.

Gorputz beltz huts baten espektro teorikoaren kalkulua bildu zaigu beraz: T tenperaturan hutsunearen barneko uhin estazionarioen energi dentsitatea maiztasunaren funtzio gisa aurkitzea. Hau da, T tenperaturan ν_1 eta ν_2 maiztasunen arteko erradiazioaren bolumen-unitateari dagokion energia $\int_{\nu_1}^{\nu_2} u(\nu)\, d\nu$ baldin bada u (ν) funtzio hori aurkitu behar da. u (ν) hori aurkitu ondoren gorputz beltzaren espektroari dagokion suposaketa razional bat egin daiteke; hots, hutsunetik partituz zuloan barrena aldegiten duen energia irradiatua hutsunearen barnean dagoen espektroa bezalakoa dela. Hau egia izan dadin, dauden uhin-luzerekiko zuloak handia izan behar du.

Analisi termodinamiko baten bidez, Wien-ek u (ν) -ren ondoko itxura hau lortu zuen:

$$u(\nu) = \nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right) \qquad (1)$$

Hemen, ikusten denez, $F\left(\frac{\nu}{T}\right)$ hori ν-ren eta T-ren arteko zatiduraren funtzio diferentziagarri bat da (eta ez ν-ren edo T-ren balioena).

Funtzio hori onarturik, u (ν) maximoa egiten duen maiztasuna T-rekiko zuzenki proportzionala dela demostra daiteke:

$$\frac{du(\nu)}{d\nu} = 3\,\nu_2\, F\left(\frac{\nu}{T}\right) + \frac{\nu^3}{T} F'\left(\frac{\nu}{T}\right) = \nu^2 \left[3\,F\left(\frac{\nu}{T}\right) + \frac{\nu}{T} F'\left(\frac{\nu}{T}\right) = \nu^2\, G\left(\frac{\nu}{T}\right)\right]$$

Maximoa lortzeko, $G\left(\frac{\nu}{T}\right) = 0$ izango da. Beraz, experimentua T_1 tenperatura batean egiten bada, hari dagokion ν_1-k zera beteko du: $G\left(\frac{\nu_1}{T_1}\right) = 0$; orain, experimentua beste T_2 tenperatura batean egiten bada, hari dagokion ν_2 maiztasunak honako hau bete beharko du: $\frac{\nu_2}{T_2} = \frac{\nu_1}{T_1}$; horixe ikusi nahi genuen hain zuzen (experimentu bidez, u (ν)-k tenperatura bakoitzean maximo bakar bat daukala demostratzen da). Intentsitate maximoari dagokion maiztasunaren eta tenperaturaren arteko proportzionaltasunari "Wien-en desplazamendu-legea" esaten zaio.

Teoria Klasikoaren bidez zaila da Wien-en legetik baino gehiago lortzea. $F\left(\frac{\nu}{T}\right)$-ren funtzioaren itxura lortu nahi dugunean, sortutako zailtasuna ia ezintasuna bilakatzen zaigu. Problema hau askatu nahirik, Lord Rayleigh-ek eta Sir James Jeans-ek energia banaketakidearen hastapena aplikatu zieten hutsuneko uhin estazionarioei. Horren arabera, T tenperaturan oreka termikoan dagoen sistema batean askatasun-gradu bakoitzari dagokion batezbesteko energia kT/2 da. Rayleigh-ek eta Jeans-ek hutsuneko erradiazio elektromagnetikoaren askatasun-graduak kontatu zituzten. Horretarako, eremu elektromagnetikoa oszilazio-era desberdineko uhin batzuren gainezarmena zela suposatu zuten.

Oszilazio-era bakoitzak bi askatasun-gradu ditu: hau da, oszilatzaile harmoniko dimentsiobakarrak bezalaxe. Azken honen energia osoa bi atalen batura bezala eman daiteke: energia zinetikoa gehi energia potentziala; horietako bakoitzaren batezbesteko energia kT/2 da, eta askatasun-gradu bat ematen zaigu. Beste hitzez esanda: anplitudea eta fasea independenteak dira eta, beraz, bi askatasun-gradu daude. Hori dela eta, gradu bakoitzari dagokion batezbesteko energia kT/2-koa bada, eta bi gradu dauzkagunez gero, batezbesteko energia osoa kT-koa izango litzateke.

V bolumeneko hutsune bateko maiztasuna ν bat edo hori baino txikiagoa duen oszilazio-eraren kopurua $8\ \pi\ V\ \tau^3/3\ c^3$ dela demostratzen da.

Horretarako, hutsunea "a" aldeko kubo bat dela kontsidera dezagun. Muga-baldintzak betetzen dituen eremu elektrikoaren osagaiak (horma bakoitzean E-ren osagai tangentziala deusezta daitezen) honela idatz daiteke:

$$\begin{aligned} E_x &= A \cos \frac{l\pi x}{a} \sin \frac{m\pi y}{a} \sin \frac{n\pi z}{a} \cos(2\pi\nu t) \\ E_y &= B \sin \frac{l\pi x}{a} \cos \frac{m\pi y}{a} \sin \frac{n\pi z}{a} \cos(2\pi\nu t) \qquad (2) \\ E_z &= C \sin \frac{l\pi x}{a} \sin \frac{m\pi y}{a} \cos \frac{n\pi z}{a} \cos(2\pi\nu t) \end{aligned}$$

l, m eta n zenbaki oso eta positiboak izanik. A, B eta C konstanteak $\vec{\nabla}\cdot\vec{E} = 0$ baldintzarekin erlazionatuta daude. Beraz, nC = -Al-Bm. Oraindik bi konstante independente daude: hau da, edozein l, m, n multzo bati dagozkion oszilazioera linealki independenteak bi dira; bi polarizazio-direkzio independente daude.

(2).ekuazio-multzoari $\vec{\nabla}^2 \vec{E} = \frac{l}{C^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$ uhin-ekuazioa aplikatzen badiogu $\nu^2 = \frac{C^2}{4a^2}(l^2 + m^2 + n^2)$ dela azaltzen da. Edozein ν_0 maiztasun bat emanik maiztasun hori baino txikiagoa duten eren kopurua zera da:

$$\frac{C^2}{4a^2}(l^2 + m^2 + n^2) < \nu_0^2 \qquad \text{edo} \qquad l^2 + m^2 + n^2 < \frac{4a^2\nu_0^2}{C^2} \qquad (3)$$

egiten duten l, m, n zenbaki oso eta positiboen multzo-kopurua bi aldiz. Konta dezagun multzo-kopuru hori. l, m eta n hiru dimentsiotako puntu baten koordenatuak direla kontsideratzen baldin badugu, orduan l, m, n zenbaki-multzo bakoitzak "espazio" horretan bolumen-unitate bat "betetzen" du eta (3).ekuazioa betetzen duen edozein multzo $(l^2 + m^2 + n^2)^{1/2} = \frac{2a\nu_0}{c}$ erradioko "esfera" baten barnean dago. Gure zenbaki horiek osoak eta positiboak izan behar dutenez gero, horien multzo-kopurua ia esferaren bolumenaren 1/8 da eta, beraz, oszilazio-eren kopurua bi aldiz hori da:

$$2.\left(\frac{1}{8}\right)\left(\frac{4}{3}\pi\right)\left(\frac{2a\nu_0}{c}\right)^3 = \frac{8\pi V \nu_0^3}{3c^3} \qquad (4)$$

Hori dela eta, maiztasuna baino txikiagoa duten oszilazio-eren energia osoa $\frac{8 \pi V \nu^3}{3 c^3} \cdot kT$ da. Eta, ν eta $\nu + d\nu$ -ren tarteko maiztasun-multzoaren energia adierazpen horren diferentziala izango da, eta bolumen —unitateari dagokiona hauxe izango da

$$u(\nu)\, d\nu = \frac{8 \pi \nu^2}{c^3} kT \cdot d\nu \tag{5}$$

Beraz,

$$u(\nu) = \frac{8 \pi \nu^2 kT}{c^3} = \frac{8 \pi k}{c^3} \nu^3 \left(\frac{\nu}{T}\right)^{-1} \tag{6}$$

eta hau (1). ekuazioarekin alderatu ondoren

$$\left(F \frac{\nu}{T}\right) = \frac{8 \pi k}{c^3} \left(\frac{\nu}{T}\right)^{-1}$$

dela lortzen da.

Zoritxarrez, Rayleigh -ek eta Jeans-ek zekiten bezala aurkitutako u (ν) funtzioaren itxura ez zen zuzena, formula horren arabera $\nu \rightarrow \infty$ doanean u (ν) ere infiniturantz bait doa eta energi dentsitate bat infinitu izatea ezinezkoa bait da. Porrot honen garrantzia izugarria izan zen, eta horregatik maiztasun altuko teoriaren jokaerari "ultramorearen amiltzea" deitu zitzaion. u (ν) funtzioaren lorpen teorikoaren urratsak ongi emanak zeuden. Beraz, ondorioa egokia ez bazen oinarriek gaizki egon beharko zuketen; hots, hastapen klasikoetan zerbait gaizki zegokeen. Alde batetik, oszilazio-eren kopuruaren kontaketa, hain xinplea zenez gero, zuzen zegoen.

Orduan, eskueran zegokeen irteera bakarra zera zen: energi banaketakidearen hastapena okerra zitekeela pentsatzea, edo-eta kasu honetarako baliogabea.

ν handiagotu ahala, maiztasun-tarte unitario bakoitzari dagokion oszilazio-eren kopurua handiagoa egiten denez gero, oszilazio-era bakoitzari dagokion batezbesteko energiak txikiago izan behar du. Orduan u (ν) zerorantz joango da eta ez infiniturantz ν infiniturantz doanean. Baina, zergatik jokatu behar zuten honela maiztasun altuko oszilazio-erek? Jeans-ek, galdera honi erantzuna aurkitzeko, ondoko suposaketa hau egin zuen: hutsunean benetako oreka termikoa ez zela inoiz lortzen, eta maiztasun altuko erak askozaz motelagoak zirela energi orekaren balioa lortzeko*. Baina, suposaketa horretan oinarriturik, Jeans-ek ez zuen inoiz u (ν) funtzioaren itxura zuzen bat lortu.

* J. H. Jeans, Phil. Mag 10, 91-97 (1905).

Jeans ikertzailea idea hauekin zebilen aldian, Planck-ek problema zehaztasun guztiekin zeharo askatua zeukan dagoeneko. Hutsuneko energi dentsitatearen adierazpena, maiztasunaren funtzio bidez, Planck-en formularen bidez emana zegoen:

$$u(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}\left(\frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}\right) \qquad (7)$$

Fisika Kuantikoa formula honetatik abiatu zen. Eta formula hau lortzeko, historian lehen aldiz, energia kuantifikaturik zegoela suposatu behar izan zen.

Planck-ek, hasiera batean, (7). formula enpiriko modukoa azaldu zuen; hau da, gorputz beltzaren espektroaren portaerari zegokion inongo demostraziorik gabeko formula baten moduan. Baina ordurarte ezagutzen ziren datuek guztiz ongi betetzen zuten formula; hau da, enpirikoki lortutako zerbait izateko, zehaztasuna izugarria zen. Hori zela eta, formula horretan oinarrizko zerbait zegokeela pentsatu zuen Planck-ek, eta zerbait hori zer izan zitekeen aurkitzen saiatzen hasi zen. Bi hilabete geroago, 1900-ko abenduan, kuantuaren kontzeptua zeraman bere teoria aurkeztu zuen.

Planck-en teoriak kuantuaren kontzeptua nola dakarren ikusteko, begira dezagun $h \cdot \nu/(e^{h\nu/kT} - 1)$ gaia. Rayleigh-en eta Jeans-en formulan kT-ren ordez gai hori ipintzen badugu, Planck-en formula azaltzen zaigu. Eta gai hori zera da: Planck-en teorian oszilazio-era bati dagokion batezbesteko energia. Planck-ek berak ere hutsuneko hormen oszilatzaileen (elektroien) energia kontsideratu zuen, eta ez uhin estazionarioena; baina emaitza bera da. Bi teoria hauen arabera, oszilatzaileen energia Boltzmann-en estatistikak emango digu: hau da, ϵ-ren eta $\epsilon + d\epsilon$ -ren arteko energia duen oszilatzaileen kopurua $e^{-\epsilon/kT}$ Boltzmann-en faktorearekin zuzenki proportzionala da. Energia aldagai jarrai bat baldin bada, tarte horretako oszilatzaile guztien energia osoa $\epsilon e^{-\epsilon} \times K^T \cdot d\epsilon$ -koa da, eta oszilatzaile guztien energia osoa aurkitzeko ϵ-ren balio guztietara hedatuta dagoen integrala egin beharko genuke. Beste aldetik, oszilatzaile guztien kopurua $\int_0^\infty e^{-\epsilon/kT}\, d\epsilon$ -koa da. Beraz, oszilatzaile bati dagokion batezbesteko energia hauxe da:

$$\bar{\epsilon} = \frac{\int_0^\infty \epsilon e^{-\epsilon} K^T\, d\epsilon}{\int_0^\infty e^{-\epsilon} K^T\, d\epsilon}$$

Zenbakitzailearen integrala partetan egin ondoren

$$\bar{\epsilon} = kT$$

lortzen da. Eta hau Rayleigh-ek eta Jeans-ek erabiltzen zuten balioa da, noski.

Orain daukagu koxka! Eta hemen hasten da alde batetik Rayleigh eta Jeans-en teoriaren, eta bestetik Planck-en teoriaren arteko desberdintasuna. Planck-ek zera suposatu zuen: ϵ ez dela aldagai jarrai bat, baizik ν maiztasuneko oszilatzaile baten energiak $h \cdot \nu$-ren multiplo oso bat izan behar duela, h hori saiakuntzen bidez atera daitekeen konstante txiki bat izanik. Ikus dezagun suposaketa honek dakarren ondorioa. Horretarako har dezagun ν maiztasun bakarreko oszilatzaile-multzo bat, eta oszilatzaile hauen eta ez besteen, batezbesteko energia aurki dezagun. Oszilatzaile horiek izan dezaketen energia 0, $h\nu$, $2\,h\nu$, e.a. da. Energia bakoitzari dagokion oszilatzaile-kopuru erlatiboa Boltzmann-en faktoreak ematen digu: zero energia duen oszilatzaileen kopurua A baldin bada, $h\nu$ energia duena $Ae^{-h\nu/kT}$ da eta $2\,h\nu$ duena $Ae^{-2h\nu/kT}$, e.a. Beraz, ν maiztasuneko oszilatzaile guztien kopurua hauxe da:

$$N = A + Ae^{-h\nu/kT} + Ae^{-2h\nu/kT} + \ldots = A\,[1 + e^{-h\nu/kT} + e^{-2h\nu/kT} + \ldots]$$

Baina $e^{-h\nu/kT}$ beti bat baino txikiagoa denez gero amaigabeko serie hori $1/(1\text{-}e^{-h/kT})$-rantz konbergitzen da. Eta oszilatzaile guzti horien energia osoa aurkitzeko serie horretako gai bakoitza dagokion energiaz biderkatu egin behar da:

$$\begin{aligned} E &= A \cdot 0 + h\nu \cdot Ae^{-h\nu/kT} + 2\,h\nu \cdot A^{-2h\nu/kT} + \ldots = \\ &= A \cdot h\nu \cdot e^{-h\nu/kT}\,[1 + 2e^{-h\nu/kT} + 3\,(e^{-h\nu/kT})^2 + \ldots] \end{aligned}$$

Azken serie hau ere konbergentea da, oraingoan $1/(1\text{-}^{-h\nu/kT})^2$ baliorantz.

Beraz, oszilatzaile baten batezbesteko energia hauxe da:

$$\frac{E}{N} = \frac{\dfrac{A \cdot h \cdot \nu \cdot e^{-h\nu/kT}}{(1 - e^{-h\nu/kT})^2}}{\dfrac{A}{(1 - e^{-h\nu/kT})}} = \frac{h \cdot \nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

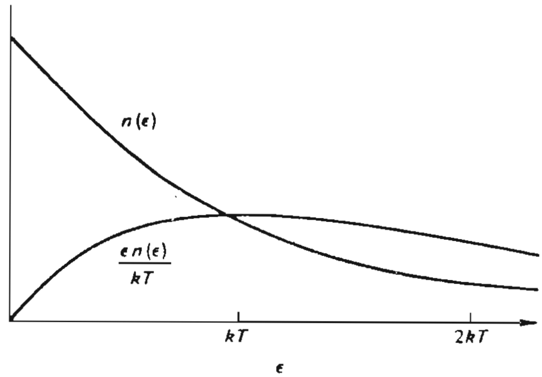
eta hauxe da, hain zuzen, Planck-en formulan agertzen den faktorea.

Kontura gaitezen Planck-en faktorea kT-rantz doala $\nu \rightarrow \infty$ doanean.

$$\lim_{\nu \to \infty} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} = \lim_{\nu \to \infty} \frac{h\nu}{1 + \dfrac{h\nu}{kT} - 1} = kT$$

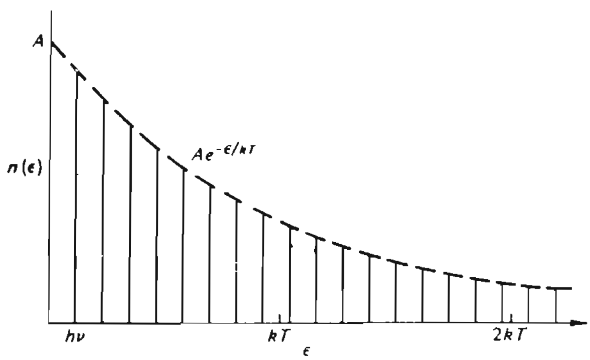
Beraz, kT-rekin alderatuz $h\nu$ txikia denean energiaren izaera diskretua ez da garrantzitsua, eta orduan jarraiki gisa kontsidera daiteke. Baina ν handiagoa izan ahala oszilatzaileen batezbesteko energia txikiagotú egiten da, lehen esan genuen bezala. Begira dezagun hau grafiko batzuren bidez. h zero izango balitz, ϵ jarraia izango litzateke eta egoera 1.irudian ikusten den bezalakoa. n (ϵ) kurbaren azpitik dagoen azalerak oszilatzaileen kopurua adierazten digu eta $\epsilon n\ (\epsilon)$ azpitik dagoenarenak horien energia osoa.

Kasu honetan ez dago zero hutsezko energiako oszilatzailerik eta zero eta 2 kT energien arteko oszilatzaileek ematen dute energia gehiena.



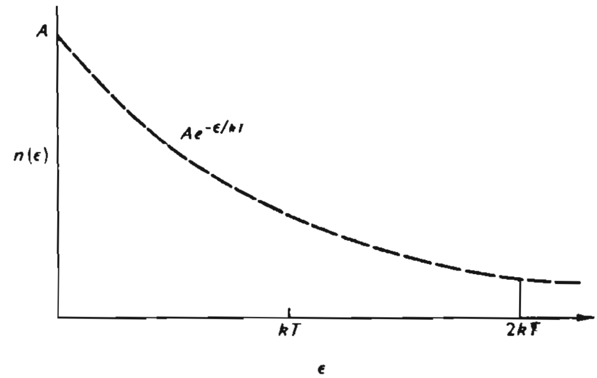
1 IRUDIA

Energia diskretua denean $h\nu \ll kT$ baldin bada egoera antzekoa da (ikus 2.irudia).



2. IRUDIA

Baina, $h \cdot \nu$ handia denean, $h\nu = 2$ kT adibidez (ikus 3. irudia), oszilatzaile gehienek zero energia daukate, eta oszilatzaile bakoitzaren batezbesteko energia askozaz txikiagoa egiten zaigu. Bestetik $h \cdot \nu$ txikia zeneko 0 eta 2 kT-ren arteko energiako oszilatzaileek orain 0 energia edo 2 kT energia eduki beharko dute zehazki, eta horietariko gehienek zero dute. Guzti hori dela eta, maiztasun altuko erek batezbesteko energia txikiagoa daukate eta energia hori zerorantz doa ν infiniturantz doanean.



3. IRUDIA

Beraz, eta laburpen gisa, Planck-ek zera lortu zuen:

a) Kuantifikazioaren idea iraultzailea ezartzea. Idea hau, gaur egun, Fisikaren oinarri bat da.

b) Idea horren bidez gorputz beltzaren erradiazioa zehaztasun guztiarekin azaltzea.

c) h oinarrizko konstantea aurkitzea (gaur egun Planck-en konstantea deritzoguna) eta bere balioa kalkulatzea.

d) Elektroien e kargaren balioa aurkitzea. Garai hartan fisikari asko oinarrizko konstante hori neurtzen saiatzen zen; Planck-en lorketa bere garaiko zehatzena izan zen.

Halaz guztiz ere, bere garaian Planck-en lanak ez zuen espero zitekeen eragipena izan. Zorionez, bere lan hori ez zen Albert Einstein-en begietatik ohartu gabe pasa. Baina hori hurrengo baterako utziko dugu.

L. M. BANDRES