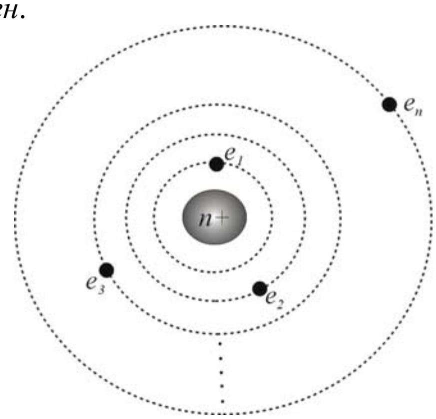
ПЛАНЕТАРЕН МОДЕЛ НА АТОМА. ЗАКОНИ НА ИЗЛЪЧВАНЕТО

1. Планетарен модел на атома

Изучаването на строежа на атомите е било обект на внимание на много учени. Така например в 1909 г. Гайгер и Мердсен установяват, че при преминаване на тесен сноп α-частици през златно фолио част от тях се разсейват. Въпреки, че средният ъгъл на разсейване е около 2 градуса, тъй като голяма част от α-частиците преминават през фолиото, се наблюдават и такива, при които ъгълът на разсейване надминава 90^o. Обяснение на този експериментален ефект е дадено от Ръдърфорд (1911 г.), според който отклонението на една положително заредена частица с повече от 90^o може да стане само, ако тя е минала покрай много голям положителен заряд, съсредоточен във вътрешността на атома. Тази част от атома Ръдърфорд нарича *атомно ядро* и изказва препположението, че ядрото е заобиколено с толкова електрони, колкото положителни заряда то носи в себе си. Той предлага модел за строежа на атома, наподобяващ Слънчевата система – центъра и е Слънцето, респективно ядрото в атома, а електроните се отъждествяват с планетите, които се движат по орбити около Слънцето. Ето защо моделът на Ръдърфорд се нарича *планетарен*.



Фиг. 1. *Планетарен модел на атома, предложен от Ръдърфорд*

Въвеждането на планетарния модел веднага поражда въпрос като този как електроните могат да съществуват продължително време в близост до положително натовареното ядро. За обяснение на това Ръдърфорд изказва предположение, че електроните се движат по кръгови или елиптични орбити, като при това електричната сила на привличане електрон-ядро се компенсира с центробежната сила, което не е в противоречие с класическата механика:

$$\frac{mV^2}{r} = \frac{Ze^2}{r^2} , \qquad (1)$$

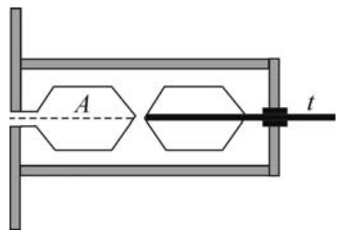
където m – маса на електрона, V – неговата скросот, Z – заряд на ядрото.

Една такава представа обаче е в противоречие с класическата електродинамика, защото при движението си около ядрото елректронът трябва да излъчва непрекъснато електромагнитни вълни и по този начин да губи енергия. В даден момент той би трябвало да се сблъска с ядрото, което на практика не става. Освен това експерименталните изследвания на емисията и абсорбцията на светлина в газове показва, че обмяната на лъчиста енергия между атомите и околната среда не става непрекъснато, а атомите емитират и абсорбират само електромагнитни вълни с определени дължини на вълните.

Още преди планетарния модел на Ръдърфорд подобен род проблеми са вълнували учените, например когато трябваше да се обяснят емпирично установените закономерности на светлинното излъчване на т. нар. *абсолютно черно тяло*. Как топлинната енергия на един атомен осцилатор се превръща в електромагнитни вълни беше изяснено от Планк (1900 г.), който въведе една хипотеза с голямо значение за развитието на науката, а именно, че осцилаторът не може да обменя с околната среда непрекъснато, а само в количества, кратни на едно определено количество енергия, означено като *квант*. По-късно принципът на Планк беше използван от Бор (1913 г.) за т. нар *динамичен модел* на атома.

2. Абсолютно черно тяло

В средата на деветнадесети век Кирхоф установява, че по-голямата част от лъчистата енергия, получена от топлинната енергия чрез нагряване на телата, се излъчва от т. нар.. *абсолютни черни тела* (АЧТ). Теоретично, под понятието АЧТ се разбира такова тяло, което абсорбира напълно попадналата върху него лъчиста енергия. Експериментално АЧТ може да се конструира от кухо тяло с стени в черен цвят вътре в кухината. Такъв модел е представен на фиг. 2. АЧТ може да е изработено от меден блок с две кухи пространства. След попадане на лъчението в кухината А през отверстието и многократно отразяване в стените то се поглъща напълно.



Фиг. 2. *Схема на абсолютно черно тяло, предложена от Рубенс*

Втората кухина е снабдена с термометър за измерване на температурата на блока. Възможен и обратния случай – когато се нагрее тялото става източник на лъчиста енергия, която се излъчва от отверстието на кухината А. Ако околната среда и тялото имат еднаква температура, то тялото поглъща от нея толкова топлина за единица време, колкото е излъчена от него за същото време.

При постоянна температура, лъчиста енергия, която излиза през $1\ cm^2$ от отверстието за една секунда се бележи с E и се нарича *обща лъчиста енергия*. В действителност, лъчението, което излъчва АЧТ е непрекъснато и обхваща голям интервал от дължини на вълните. В такъв случай можем да дефинираме т. нар. *спектрална излъчвателна способност* E_λ (или E_ν - дефинирана, чрез честотата на лъчението), която да използваме за разпределението на светлината в спектъра на излъчването. С други думи, интегрирайки произведението $E_\lambda d\lambda$ можем да изчислим излъчената лъчиста енергия с дължини на вълните в интервала от λ до $\lambda + d\lambda$. Ако се интегрира по целия спектър на излъчване на АЧТ (да предположим, че това е интервалът от нула до безкрайност) ще получим общата лъчиста енергия, т.е.

$$E = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda . \qquad (2)$$

Връзката между спектралната излъчвателна способност, изразена чрез дължината на вълната и честотата е

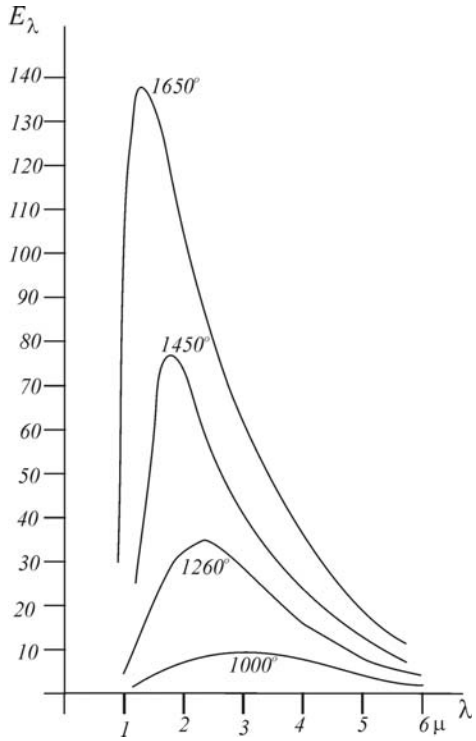
$$E_\lambda d\lambda = -E_\nu d\nu , \qquad (3)$$

но тъй като

$$d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda \quad \left(\nu = \frac{c}{\lambda} \right), \qquad (4)$$

се получават изразите

$$E_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} E_\nu \text{ или } \quad \lambda E_\lambda = \nu E_\nu . \qquad (5)$$



Фиг. 3. *Криви на Лумер – Прингсхайм*

Лумер и Прингсхайм доказват експериментално (1897-1899г.), че стойностите на E, E_λ и E_ν зависят единствено от температурата на АЧТ. При различни температури, разпределението на спектралната излъчвателна способност по дължини на вълните е представено на фиг. 2. Кривите носят името на двамата учени (*криви на Лумер – Прингсхайм*). За всяка температура, площта под конкретната крива е равна на общата лъчиста енергия. Ако направим анализ на кривите на Лумер – Прингсхайм се вижда, че с нарастване на температурата общата лъчиста енергия се увеличава силно. Освен това, с нарастване на температурата, максимумът на всяка крива се измества към късите дължини на вълните. Количествена връзка между общата лъчиста енергия и температурата е дадена от Стефан и Болцман и носи наименованието *закон на Стефан – Болцман*:

$$E = \sigma T^4 , \qquad (6)$$

където σ е константа, чиято емпирична стойност е $1{,}38.10^{-12}\ cal.cm^{-2}.s^{-1}.K^{-4}$.

През 1894 г. Вин установява, че произведението на температурата и дължината на вълната, при която съответната крива на Лумер – Прингсхайм има максимум (λ_{max}) е постоянна величина. Този така наречен *закон на Вин за преместването* се изразява с уравнението:

$$T.\lambda_{max} = A , \qquad (7)$$

където A има стойност *0,2885 cm.K*. С други думи, за да бъде произведението $T.\lambda_{max}$ постоянно, при повишаване на температурата, максимумът на кривите от фиг. 2. се отмества към по-малките дължини на вълните. Вижда се, че уравн. (7) е количествен израз, описващ хода на кривите на Лумер-Прингсхайм при различни температури. С помощта на закона на Вин може да се пресметне температурата на Слънцето. Максимумът на слънчевите лъчи е в жълтозелената част на електромагнитния спектър, $\lambda_{max} = 500nm$. Според уравн. (7) този максимум отговаря на температура *5770 K*, която фактически е температурата на слънчевата корона.

По-нататък теорията на АЧТ е доразвита в търсене на зависимост между спектралната излъчвателна способност и температурата и дължината на вълната. Такава връзка първи дават Релей и Джийнс (1900 г.), които изхождат от предпоставката, че електроните на повърхността на кухината на АЧТ трептят с определена честота ν, което води до възникване на хармонично електромагнитно лъчение със същата честота. Електроните се разглеждат като линейни хармонични осцилатори с енергия U_ν, която според теорията на Максуел, може да се използва за изчисляване на спектралната излъчвателна способност E_ν по уравнението

$$E_\nu = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} U_\nu \qquad \text{или} \qquad E_\lambda = \frac{2\pi c}{\lambda^4} U_\lambda . \qquad (8)$$

Тъй като линейния хармоничен осцилатор има две степени на свобода и на всяка степен свобода се пада по равно количество енергия (съгласно закона за разпределение на енергията), то от тук следва, че $U_\nu = kT$ (*к*- Болцманова константа) или уравн. (8) добиват вида

$$E_\nu = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \qquad \text{или} \qquad E_\lambda = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT . \qquad (9)$$

Уравн. (9) са познати като *закон за излъчването на Релей – Джийнс*. По тях могат да се възпроизведат експерименталните стойности на E_ν (респективно E_λ) при високи температури към големите дължини на вълните. С други думи, те описват задоволително кривите на Лумер – Прингсхайм при високи температури от максимума надолу към растящите стойности на дължината на вълната. Обаче от максимума към намаляващите стойности на λ уравн. (9) не възпроизвеждат експерименталния ход на кривите на Лумер – Прингсхайм, тъй като според закона на Релей – Джийнс E_ν (респективно E_λ) трябва да нараства неограничено с намаляване на дължината на вълната.

От термодинамична гледна точка Вин предлага следното уравнение, което ще отговаря на кривите на Лумер – Прингсхайм

$$E_\lambda = \frac{1}{\lambda^5} f(\lambda T), \tag{10}$$

където $f(\lambda T)$ е определена функция от дължината на вълната и абсолютната температура. Тази функция според Вин има вида

$$f(\lambda T) = \alpha . e^{-\beta/\lambda T}, \tag{11}$$

където α и β са опитни константи. Тогава уравн. (10) става

$$E_\lambda = \frac{1}{\lambda^5} \frac{\alpha}{e^{\beta/\lambda T}}. \tag{12}$$

Уравн. (12) е известно като *закон за излъчването на Вин*. То обаче описва добре само растящата част на кривите на Лумер – Прингсхайм в областта на късите вълни и то при ниски температури.

Двата закона на Релей – Джийнс и Вин са обединени в едно уравнение от Планк, което има вида

$$E_\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5 \left(e^{c_2/\lambda T} - 1 \right)}. \tag{13}$$

В него c_1 и c_2 са *константи на Планк за излъчването*. Уравн. (13) вече описва целия ход на кривите на Лумер – Прингсхайм, а уравн. (9) и (12) се получават от него като гранични случаи за големи и малки стойности на произведението λT. Предпоставките са извеждането на уравн. (13) са същите като тези на Релей и Джийнс, като Планк предполага още, че линейният осцилатор може да отдава или да приема енергия само в количества, кратни на даден енергетичен квант ε, който е пропорционален на честотата ν на електромагнитното лъчение. Т.е.

$$\varepsilon = h\nu, \tag{14}$$

където h е универсална константа на пропорционалност (наречена константа на Планк), която фигурира почти във всички уравнения на квантовата теория. Определената емпирична стойност на константата е $6{,}626076.10^{-34}$ *J.s*.

Изхождайки от предпоставката за поглъщане на енергия, кратна на елементарния квант ε, за средната енергия на линейния осцилатор с две степени свобода Планк получава следния израз

$$\overline{U} = \frac{\varepsilon}{e^{\varepsilon/kT} - 1} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}. \tag{15}$$

Като заместим този израз в уравнението за спектралната излъчвателна способност, което се използва и от Релей и Джийнс (уравн. (9)) получаваме

$$E_\nu = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \qquad \text{или} \qquad E_\lambda = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}. \tag{16}$$

Ако сравним уравн. (13) с уравн. (16) виждаме, че константите на Планк за излъчването са съответно равни на

$$c_1 = 2\pi hc^2 \quad \text{и} \quad c_2 = \frac{hc}{k}. \tag{17}$$

От техните опитно намерени стойности Планк за първи път намира стойността на константата h.

Нека сега да заместим израза за E_λ от уравн. (16) в уравн. (2). Получава се

$$E = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda = 2\pi hc^2 \int_0^\infty \frac{1}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{e^{hc/\lambda kT} - 1} = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 . \tag{18}$$

Последната част на уравн. (18) е идентична със закона на Стефан – Болцман, откъдето абсолютната стойност на емпиричната константа σ представлява израза $\frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}$. По подобен начин с помощта на уравнението на Планк се определя и стойността на произведението $T.\lambda_{max}$ от закона на Вин, което е $T.\lambda_{max} = \frac{hc}{4{,}965k}$.