

ЗАКОН ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАНКА КАК СЛЕДСТВИЕ НЕРАВНОВЕСНОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ

В. А. Эткин¹⁾

Аннотация.

Показано, что закон излучения Планка может быть выведен из первых принципов неравновесной термодинамики без использования гипотезы Планка и других соображений квантово-механического характера. Вывод основан на представлении об излучении как о процессе, в котором частота играет роль потока волн, а осцилляторы излучателя обладают неограниченным числом гармоник. В таком случае квантом излучения становится одиночная волна, дискретная как во времени, так и в пространстве, а постоянная Планка приобретает смысл усреднённого удельного импульса волн, испускаемых абсолютно черным телом. При этом соотношение де Бройля вытекает как следствие закона излучения и отражает частицеподобные свойства волны. Предложенный подход снимает ряд противоречий квантовой теории с классической физикой.

Ключевые слова: неравновесная термодинамика, законы излучения, волна как квант, дуализм волна – частица, квантовая теория.

1. Введение.

Одной из главных причин, породивших квантово-релятивистскую революцию на рубеже XIX - XX веков, было отсутствие удовлетворительно объяснения экспериментально установленного распределения спектральной плотности излучения тел [1]. К этому времени уже было известно, что излучение тел не прекращается с наступлением теплового равновесия, а стационарное состояние излучателя несовместимо с равновесием и является следствием равенства потоков излучаемой и поглощаемой энергии. Однако теории излучения, которая могла бы учесть это обстоятельство, в то время не существовало. Поэтому М. Планк, получив в конце 1900 г. от Ф. Курлбаума и Г. Рубенса новейшие экспериментальные данные о распределении энергии в спектре абсолютно черного тела (АЧТ), использовал для согласования законов Вина (1893) и Рэлея (1900) представление Л. Больцмана об излучении как о разновидности идеальных газов с определенной температурой T и «электромагнитной» энтропией S . В центре внимания Планка было выражение для второй производной энтропии идеального газа S по его энергии U . В коротковолновой области (где справедлив закон Вина) производная $\partial^2 S / \partial U^2$ была обратно пропорциональна U^2 , тогда как в длинноволновой области – первой степени энергии U . Планк сконструировал величину $\partial^2 S / \partial U^2 = a / U(U + b)$, дающую их простейшее обобщение, и тем самым в течение нескольких дней нашёл «удачную интерполяционную формулу», удовлетворяющую экспериментальным данным во всем диапазоне частот [2]. Однако для последующего обоснования этой процедуры М. Планку пришлось прибегнуть к ряду постулатов, противоречащих классической физике. Главным из них явилось предположение, что атомы вещества как осцилляторы могут находиться только в определенных дискретных энергетических состояниях с энергиями $\epsilon_n = nh\nu$, пропорциональными частоте ν , где $n = 1, 2, \dots, \infty$ - квантовые числа, образующие натуральный ряд, а испускание и поглощение излучения происходит неделимыми порциями с энергией $\epsilon_0 = h\nu$. Согласно этому соотношению, энергия кванта излучения определялась исключительно его частотой и не зависела ни от амплитуды волны, ни от температуры и других свойств излучателя, что противоречило теории колебаний [3]. Поэтому сам М. Планк до конца жизни считал проблему теплового излучения нерешённой [4].

Самым удивительным в истории квантов является не замеченное до сих пор противоречие гипотезы Планка факту уменьшения, а не увеличения энергии волны с частотой. Чтобы убедиться в этом, достаточно поделить (1) на число осцилляторов $N_\nu = 2\pi\nu^3/c^3$, содержащихся в единице объёма излучателя:

¹⁾ Тольяттинский государственный университет, научно-исследовательский центр., Советник проректора по науке, д.т.н., профессор. (Тольятти, РФ)

$$\varepsilon_v = \rho_v/N_v = \rho A_v^2 c^3/4\pi v. \quad (12)$$

Поскольку $\rho_v = \rho c^2/2$ не зависит от частоты, а число осцилляторов N_v растёт пропорционально кубу частоты v , с её увеличением энергия одиночной волны резко уменьшается. Именно это и предотвращает так называемую «фиолетовую катастрофу», вытекающую из закона излучения Рэлея. Между тем согласно гипотезе Планка, энергия кванта неограниченно возрастает с увеличением частоты v , и для фотонов высокой частоты может превысить энергию самого осциллятора. На эту проблему избыточности энергии кванта сверхвысоких частот впервые обратил внимание А. Эйнштейн [18]. Он простым вычислением показал, что для длины волны 0,5 мкм при абсолютной температуре $T = 1700$ К энергия кванта $\varepsilon_0 = hv$ в $6,5 \cdot 10^7$ раз превышает энергию самого осциллятора!

С изложенных позиций становится очевидной ошибочность ряда представлений, лежащих в основании квантовой физики. Положение существенно изменилось лишь с появлением термодинамики стационарных необратимых процессов (ТНП), оперирующей понятием потоков энергии и их носителей [5,6]. Появилась возможность описать процесс неравновесного излучения, не прибегая к далёким от реальности модельным представлениям и к постулатам, чуждым классической физике. Ниже кратко излагается суть такого подхода.

2. Специфика описания процесса излучения с позиций ТНП

Принципиальным отличием предлагаемого подхода является рассмотрение излучения как необратимого процесса лучистого энергообмена между излучателем и окружающей его средой. Этот процесс отнюдь не сводим к теплообмену, занимающему очень незначительную часть диапазона частот, и сопровождается совершением полезной работы «против равновесия». Об этом свидетельствуют явления фотосинтеза, фотоэлектрические эффекты, фотохимические, фотоядерные и т. п. Стационарность состояния излучателя обусловлена в этом случае равенством потоков поглощённой J_r' и «переизлученной» энергии J_r'' , а не их исчезновением.

Это потребовало обобщения ТНП на процессы преобразования упорядоченных форм энергии во внутреннюю энергию излучателя U и наоборот. Такое обобщение было осуществлено нами в докторской диссертации [7] и монографиях [8,9]. Термокинетика как локально неравновесная термодинамика и энергодинамика как её расширение на любые формы энергии изучают кинетику реальных процессов переноса и преобразования энергии, не исключая из рассмотрения какую-либо (обратимую или необратимую) их часть. С этой целью они базируются не на выражении для «производства энтропии» dS/dt , а на более общем законе сохранения энергии $dU/dt = 0$. Благодаря этому они не нуждаются в гипотезе локального равновесия и дают последовательно термодинамическое (не опирающееся на соображения статистико-механического и квантово-механического характера) обоснование всех положений ТНП. Это послужило основанием для рекомендации «термокинетики» в качестве учебного пособия для российских технических вузов (1999) и награждения «энергодинамики» медалью Лейбница (2009) Европейской академии естественных наук (ЕАЕН).

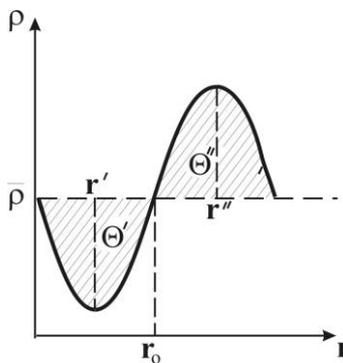


Рис.1. Волнообразование в небарионной материи

С позиций этих теорий поток подающей на излучатель энергии J_r' возбуждает в нём колебательный процесс любых структурных его элементов. Этот процесс иллюстрируется рисунком 1, из которого следует, что волна произвольной физической величины Θ (в данном случае массы M) образована смещением некоторого её количества $\Theta' = \Theta''$ из положения с радиус-вектором r' в положение r'' на расстояние $\Delta r = r'' - r'$, равное длине полуволны $\lambda/2$. Это смещение осуществляется за полупериод колебания с частотой v и осуществляется за время $\Delta t = 2/v$, т. е. протекает со средней скоростью $c = \Delta r/\Delta t = \lambda v$, численно равной скорости распространения света в данной среде. Если принять Δr за амплитуду A_v образующейся при этом продольной волны с частотой v , то плотность ρ_v её кинетической энергии $\rho c^2/2$ выразится известным из теории волн соотношением [10]:

$$\rho_v = \rho A_v^2 v^2/2, \text{ (Дж м}^{-3}\text{)}, \quad (1)$$

Представим теперь, как обычно, полную производную dp_v/dt от плотности энергии волны (1) в виде суммы конвективной $(c \cdot \nabla) \rho_v$ и локальной $(\partial \rho_v / \partial t)_r$ составляющей:

$$d\rho_\nu/dt = (\partial\rho_\nu/\partial t)_r + \rho A_\nu v c \cdot \nabla(A_\nu v), \text{ Вт м}^{-3} \quad (2)$$

Первое слагаемое в правой части (2) характеризует мощность излучения, поглощаемого телом единичного объёма на частоте ν , второе – поток лучистой энергии, передаваемый излучателем той же окружающей среде. Согласно ТНП, этот поток можно представить в виде произведения плотности потока носителя лучистой энергии $\mathbf{j}_r = \rho A_\nu v c$ и термодинамической силы $\mathbf{X}_r = -\nabla(A_\nu v)$, выраженной отрицательным градиентом величины $\psi_i = A_\nu v$, названной нами «амплитудо-частотным» потенциалом волны [11]. В таком случае закон лучистого энергообмена можно записать в форме, принятой в теории теплообмена [12] и физической кинетике для процессов теплопроводности, электропроводности, диффузии и т. п. [13]:

$$\mathbf{j}_r = L_r \mathbf{X}_r, \quad (3)$$

где L_r – коэффициент пропорциональности, зависящий в общем случае от состояния проводящей среды и в этом отношении аналогичный коэффициентам теплопроводности, электропроводности, диффузии и т. п.

Согласно (2), в стационарном состоянии излучателя ($d\rho_\nu/dt = 0$) мощность колебательного процесса в излучателе на любой частоте $(\partial\rho_\nu/\partial t)_r$ равна потоку излучаемой или поглощаемой энергии $\mathbf{j}_r \cdot \mathbf{X}_r$. Нетрудно заметить, что в этом выражении частота ν играет роль спектрального потока волн $J_\nu = \nu$, т. е. числа бегущих одиночных волн, возбуждаемых излучателем в окружающей среде в единицу времени. Таким образом, частота ν с позиций ТНП приобретает смысл функции процесса излучения, а не функции состояния излучателя как совокупности осцилляторов. Вполне естественно, что поток лучистой энергии в этом случае оказывается пропорциональным частоте как потоку волн.

В этом и состоит особенность рассмотрения излучения с позиций ТНП по сравнению с равновесной термодинамикой, где частота ν определяла лишь число стоячих волн $n_\nu = dN_\nu/dV$, возникающих в единице объёма полости АЧТ, т. е. являлась функцией состояния излучения как колеблющейся субстанции. Это и затрудняло понимание специфики процесса излучения. Теперь же появилась возможность рассматривать в качестве объекта исследования сам излучатель. Если к тому же учесть, что каждый его осциллятор помимо основной частоты колебания ν_0 имеет n гармоник, соответствующих удвоенной, утроенной и т. д. частоте $\nu_n = n\nu_0$ ($n = 1, 2, 3$ и т. д.), то энергия колебаний каждого такого осциллятора ε_n , предстанет как сумма энергий ε_ν всех его гармоник n :

$$\varepsilon_n = \sum_n \varepsilon_\nu n \quad (\text{Дж}), \quad (4)$$

Формально это выражение отличается от планковского $\varepsilon_n = n\varepsilon_0$ лишь тем, что в нём абстрактные квантовые числа натурального ряда n заменены номерами гармоник, свойственных любому осцилляторам. Однако при этом энергия осциллятора уже не предполагается состоящей из n равных и неделимых частей (квантов) с энергией $\varepsilon_0 = h\nu$, пропорциональной частоте ν . Теперь плотность радиационного потока энергии $\mathbf{j}_r = \rho_\nu c$ (Вт м⁻²) естественным образом определяется произведением средней величины энергии осциллятора $\langle \varepsilon_n \rangle$ на общее их число N в единице объёма излучателя, т. е. интегралом:

$$\rho_r = \int \langle \varepsilon_n \rangle dN = \int \langle \varepsilon_n \rangle n_\nu dv, \quad \text{Дж м}^{-3} \quad (5)$$

где $n_\nu = dN/dv$ – число осцилляторов в единице объёма излучателя, равное $8\pi\nu^2/c^3$.

Это делает необходимым такое же усреднение энергии осцилляторов по гармоникам, так и по ряду натуральных чисел теории Планка. Последний нашёл, что эта задача может быть решена путем разложения $\exp(-\varepsilon_\nu/kT)$ в ряд по n с последующей аппроксимацией этого ряда выражением

$$\langle \varepsilon_n \rangle = \varepsilon_\nu / [\exp(\varepsilon_\nu/kT) - 1]. \quad (6)$$

В таком случае

$$\rho_r = \int \langle \varepsilon_n \rangle n_\nu dv = \int (8\pi h\nu^2 \varepsilon_\nu / c^3) / [\exp(\varepsilon_\nu/kT) - 1] dv. \quad (7)$$

Подстановка в это выражение соотношения Планка $\varepsilon_\nu = h\nu$ непосредственно приводит к закону распределения спектральной плотности излучения $\rho_\nu = d\rho_r/dv = \langle \varepsilon_n \rangle n_\nu$, известному как закон излучения Планка [2]:

$$\rho_r = (8\pi h\nu^3 / c^3) / [\exp(h\nu/kT) - 1] \quad (8)$$

Таким образом, закон излучения (7) можно получить классическим путём, не привлекая гипотезы квантов, а лишь полагая распределение (6) по гармоникам подчиняющимся той же статистике Максвелла-Больцмана. Однако теперь сам факт пропорциональности потока лучистой энергии j_r потоку волн $j_v = \nu$ с усреднённой энергией $\langle \varepsilon_n \rangle$ не вызывает сомнений. В таком случае коэффициент пропорциональности h между энергией осциллятора $\varepsilon_v = h\nu$ и частотой ν может рассматриваться как величина, подлежащая экспериментальному определению. Для АЧТ её можно найти, например, из закона Стефана – Больцмана $J_r = \sigma_r T^4$ (Вт м⁻²).

Для этого необходимо прежде всего придать выражениям (7) и (8) размерность, соответствующую этому закону. Для этого перейдём в (8) от ρ_ν к спектральной плотности потока лучистой энергии $j_r = \rho_\nu c$ (Дж м⁻²). Тогда модуль полного (интегрального) потока лучистой энергии j_r получит смысл так называемой «энергетической светимости»:

$$j_r = \int j_r d\nu = (8\pi/c^2) \int \varepsilon_\nu \nu^2 [\exp(\varepsilon_\nu/kT) - 1]^{-1} d\nu, \text{ Вт м}^{-2} \quad (9)$$

Если теперь обозначить $\exp(\varepsilon_\nu/kT)$ через e^x , где $x = \varepsilon_\nu/kT = h\nu/kT$, то выражения (7) и (8) можно привести к виду

$$j_r = (8\pi k^4/c^2 h^3) \int x^3 (e^x - 1)^{-1} dx, \text{ Вт м}^{-2}. \quad (10)$$

Учитывая, что интеграл $\int x^3 (e^x - 1)^{-1} dx$ в интервале $0 < x < 1$, соответствующем диапазону частот $0 < \nu < \infty$, имеет точное значение $15/\pi^2$, и сопоставляя выражение (10) с известной из эксперимента величиной $\sigma_r = 5,67 \cdot 10^{-8}$ (Вт м⁻² К⁻⁴), находим при $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ (Дж К⁻¹), что коэффициент h и есть постоянная Планка $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж с. Таким образом, эта постоянная приобретает простой смысл усреднённого импульса бегущей волны, моделируемой АЧТ в окружающей светонесущей среде.

Обратим теперь внимание на то, что согласно (8) $\varepsilon_\nu = h\nu$. Сопоставляя это выражение с импульсом бегущей волны $p_\nu c = p_\nu \lambda \nu$, мы немедленно приходим к соотношению де Бройля [14]:

$$\lambda = h/p_\nu. \quad (11)$$

Это соотношение получено без каких-либо гипотез квантово-механического характера и отражает наличие как у бегущей волны, так и частицы, некоторого импульса p_ν . Однако теперь становится ясным, что эта аналогия свидетельствует не о дуализме волна-частица, т. е. не о волновых свойствах частицы, а о «частицеподобных» свойствах волны. Эти свойства особенно характерны для солитонов как уединённых структурно устойчивых волн возвышения [15], так что их существование не вызывает сомнений. Таким образом, истинным квантом излучения с позиций ТНП становится обычная (одионочная) волна, явным образом дискретная как во времени, так и в пространстве [16].

3. Обсуждение результатов.

Предложенное последовательно термодинамическое обоснование закона излучения существенно дополняет и упрощает данный ранее его вывод [17]. Этот вывод вполне согласуется с классическими представлениями о волновой природе процесса излучения и не опирается на какие-либо постулаты квантово – механического характера или физические модели типа полости с идеально зеркальными стенками, содержащей излучение со свойствами идеальных газов. В то же время он не требует отождествления лучистого энергообмена с теплообменом и существования теплового равновесия между веществом и излучением, явным образом отсутствующего в космическом пространстве. Не опирается он и на модельные представления об излучении как разновидности идеальных газов со свойственной им температурой и энтропией. Словом, предложенное доказательство планковского закона излучения носит самый общий характер.

Другой, не менее важной особенностью предпринятого подхода является учёт того, что квантовая природа излучения обусловлена самим характером волнового процесса, дискретность которого отнюдь не противоречит классическим представлениям. При этом обнаруживается, что универсальность величины h , названной де Бройлем «таинственной постоянной», соблюдается лишь для абстрактных АЧТ с характерной для них независимостью степени черноты от частоты и максвелл-больцмановским распределением амплитуд и импульсов колебаний между осцилляторами. Отсюда следует, что не существует какой-либо специфической «квантовой» физики со своими особыми законами – есть раздел единой физики, изучающий волновые процессы.

Таким образом, представление о том, что квантом излучения является дискретная в пространстве и времени волна, а квантом действия - её импульс, открывает перспективу сближения классической и квантовой физики [19].

4. Литература

- [1]. Б. И. Спасский. История физики. Том 2, часть 2-я. М.: Высшая школа, 1977.
- [2]. М. Planck. Über irreversible Strahlungsvorgänge. //Annalen der Physik, 306(1) 1900. 69-122.
- [3]. Н. Poincare. L'hypothese des quanta. //Revue scientifique, 17(4)1912. 225-232.
- [4]. М. Planck. Zur Geschichte der Auffindung des physikalischen Wirkungsquantums. //Naturwissenschaften, 31 (14,15). 1943.153–159.
- [5]. Пригожин И. Введение в термодинамику необратимых процессов. М.: Изд-во иностр. лит., 1960, 128 с. Prigogine I. Etude Thermodynamique des Phenomenes Irreversibles. – Liege, 1947
- [6]. С.Р. де Гроот, П. Мазур. Неравновесная термодинамика. М., Мир, 1964. De Groot S.R., Mazur P. Non-equilibrium Thermodynamics. – Amsterdam, 1962.
- [7]. В.А. Эткин. Синтез и новые приложения теорий переноса и преобразования энергии. Дисс. д-ра техн. наук.- М., МЭИ, 1998.
- [8]. В.А. Эткин. Термокинетика (термодинамика неравновесных процессов переноса и преобразования энергии). – Тольятти: Акад. бизнеса, 1999. Etkin V. Thermokinetics (Synthesis of Heat Engineering Theoretical Grounds).- Haifa, 2010.
- [9]. В.А. Эткин. Энергодинамика (синтез теорий переноса и преобразования энергии). М.:Наука, 2008. Etkin V. Energodynamics (Thermodynamic Fundamentals of Synergetics).- New York, 2011, 479 p.
- [10]. Ф. Крауфорд. Берклевский курс физики. Т.3. Волны.– М. Мир, 1968. Crawford F. Waves. Berkeley Physics course. Vol. 3.- McGraw-Hill, 1968.
- [11]. В. А. Эткин. О потенциале и движущей силе лучистого теплообмена. //Вестник Дома учёных Хайфы, 20(2010). 2-6.
- [12]. Г. Ф. Мучник, И. Б. Рубашов. Методы теории теплообмена. М.: Высшая школа, Т.1-3, 1974.
- [13]. Л.Д.Ландау, Е.М. Лившиц, Л.П. Питаевский. Т.Х. Физическая кинетика. М.:Наука, 1979. Landau L.D., Livshits E.M. Theoretical Physics. V.1.Mechanics. Edn 5.–М.: Fizmashlit, 2004
- [14]. L. de Broglie. [The Reinterpretation of Wave Mechanics](#). // [Foundations of Physics](#),_1(1).1970.6-18.
- [15]. А. Т Филиппов. Многоликий солитон. Изд. 2.— М.: Наука, 1990.
- [16]. V.A. Etkin. Wave as a real quantum of radiation. // World scientific news, 66(2017), 293-300.
- [17]. V. Etkin. Rethinking Plank’s radiation law. // Global Journal of Physics, 5(2), 2017, 547-553
- [18]. А. Einstein, L. Infeld. Evolution of Physics. – Cambridge, 1938. (Эйнштейн А., Инфельд Л. Эволюция физики – развитие идей от первоначальных понятий до теории). – М.: Наука, 1965.
- [19]. V.A. Etkin. Rethinking the fundamentals of quantum mechanics. // Problems of modern science and education, 12 (132) .2018, 6-14. DOI from 10.20861 / 2304-2338-2018-132-003. (In Russian)