

Неравновесная термодинамика процесса излучения

В.А.Эткин

Аннотация.

Дан вывод закона излучения М.Планка с позиций неравновесной термодинамики, не требующий привлечения постулатов и соображений квантово-механического характера и не опирающийся на условия теплового равновесия между телом и излучением, а также на свойства абсолютно черных тел. Показано, что так называемое «равновесное излучение» отражает в действительности стационарное состояние, обусловленное равенством потоков поглощаемой и излучаемой лучистой энергии, а истинным квантом излучения является волна, явным образом дискретная как во времени, так и в пространстве. Найдена величина этого кванта и показана возможность решить таким путем проблему избыточности энергии фотона сверхвысокой частоты.

Введение.

В 1900 году М.Планк, известный своими работами в области термодинамики, нашел, по его выражению, «удачную аппроксимацию» законов излучения Вина и Рэлея и получил формулу, хорошо воспроизводящую экспериментальные данные интенсивности излучения во всём диапазоне частот [1]. Для этого ему пришлось прибегнуть к ряду постулатов, расходящихся с представлениями классической физики. Главным из них явилось предположение, что полость абсолютно черного тела (АЧТ) заполнена осцилляторами, которые способны отдавать и получать энергию только неделимыми порциями $\varepsilon = h\nu$, где h – универсальная величина, получившая название «постоянной Планка». Иными словами, предполагалось, что энергетические уровни осцилляторов дискретны и образуют «эквидистантный» спектр частот ν с одинаковой разностью энергий $h\nu$ любых двух соседних уровней независимо от амплитуды их колебаний. Тем самым было положено начало квантовой физике, отрицающей применимость классических законов к микромиру.

Не менее важным допущением явилось также представление об излучении в воображаемой полости с идеально отражающей поверхностью и свойствами абсолютно черного тела (АЧТ) как о чем-то, находящемся в тепловом равновесии с расположенным внутри ее излучающим телом. На этом основании излучению приписывалась определенная температура T и энтропия S , т.е. параметры, присущие материальному объекту, обладающему тепловой формой энергии.

Противоречие с классической термодинамикой состояло прежде всего в подмене стационарного состояния, обусловленного равенством падающего на упомянутое тело и излученного им потока лучистой энергии, тепловым равновесием, характеризующимся прекращением процесса теплообмена [2]. Известно также, что изменение внутренней энергии излучающего тела сопровождается не только теплообменом, но и работой, что проявляется в явлениях фотоэффекта, фотосинтеза, ионизации, диссоциации, флуоресценции, в фотохимических, фотоядерных и т.п. превращениях. В теории теплообмена это учитывается отнесением к тепловому излучению только небольшой части лучистого энергообмена, воспринимаемой телами как теплота [3]. Для остальной, упорядоченной части энергообмена условия теплового равновесия неприменимы.

К числу допущений, носящих принципиальный характер, относится также постулирование М. Планком независимости энергии кванта от амплитуды колебаний осциллятора, а также особого, не сводимого к классической статистике Максвелла – Больцмана распределения осцилляторов по квантовым числам неизвестной в то время природы наряду с использованием в этой «статистике Планка» частных свойств идеальных газов вопреки универсальному характеру функции Кирхгофа $f(\nu, T)$. Поэтому обоснование

интерполяционной формулы, данное М.Планком, вызывало чувство неудовлетворенности не только у его современников и их последователей, но и у него самого [4].

Положение существенно изменилось лишь с возникновением и развитием термодинамики нестатических (необратимых) процессов [5-8]. Эта теория дополнила классическую термодинамику анализом стационарных состояний и рассмотрением процессов, характеризующихся равенством потоков поглощаемой и излучаемой энергии. Стало очевидным, что процесс излучения, который никогда не прекращается, не может быть отождествлен с равновесием. Доказательство И. Пригожиным принципа минимального производства энтропии в стационарных состояниях [6] исключило возможность обоснования закона излучения из условий теплового равновесия, базирующихся на достижении системой состояния с максимальной энтропии. Описание процессов излучения потребовало введения специфических параметров этого процесса – потоков энергии и ее носителей, а также учета необратимости процессов преобразования энергии, связанных с «переизлучением» поглощаемого телом потока лучистой энергии с другими частотно-фазовыми характеристиками [9]. Это делает необходимым переосмысление предложенного М.Планком обоснования найденного им закона излучения. Наиболее адекватным этой задаче является подход с позиций термокинетики как теории, объединяющей методы равновесной и неравновесной термодинамики и распространяющей их на процессы переноса и преобразования любых форм энергии [10]. В этой статье предлагается наиболее краткий и убедительный путь к достижению этой цели, более совершенный, чем предложенный автором ранее [11].

2. Термокинетическое обоснование закона излучения Планка.

Согласно неравновесной термодинамике, стационарное состояние излучающего тела является следствием равенства поглощенного $J_{\text{л}}'$ и излученного $J_{\text{л}}''$ им потока лучистой энергии. При этом интересующий нас поток $J_{\text{л}}''$ с очевидностью пропорционален потоку бегущих волн $J_{\text{в}}$, возбуждаемых им в окружающей среде. Таким образом, с позиций светонесущей среды частота излучения ν приобретает смысл потока волн, модулируемых в ней колеблющимися структурными элементами вещества, именуемыми для краткости осцилляторами. Спектральная плотность этого потока $u_{\nu} = dJ_{\text{л}}''/d\nu$ определяется произведением усредненной (по амплитуде) энергии одиночной волны (от узла до узла) $\bar{\epsilon}_{\nu}$ на их поток таких волн $J_{\text{в}}$, равный числу осцилляторов N_{ν} , (м^{-3}), содержащихся в единице объема излучающего тела и колеблющихся на этой частоте ν :

$$u_{\nu} = \bar{\epsilon}_{\nu} N_{\nu}, \quad (\text{Дж м}^{-3}) \quad (1)$$

В соответствии с классической статистикой Максвелла-Больцмана, N_{ν} составляет некоторую долю от общего числа осцилляторов N , которая уменьшается по мере увеличения их энергии по экспоненциальному закону:

$$N_{\nu}/N = \exp(-\epsilon_{\nu}/kT). \quad (2)$$

где $k = R_{\mu}/N_{\text{А}}$ – константа Больцмана.

В этом выражении экспоненциальный множитель $(-\epsilon_{\nu}/kT)$ характеризует отношение колебательной энергии осциллятора ϵ_{ν} к энергии хаотического (теплового) движения идеального газа в условиях равномерного ее распределения по степеням свободы движения его молекул с характерным для таких газов соотношением газовой постоянной R_{μ} и числом Авогадро $N_{\text{А}}$, т.е. жестко связан с конкретными свойствами идеальных газов. Между тем функция Кирхгофа вида $f(\nu, T)$, характеризующая зависимость излучаемой энергии от частоты и температуры, носит универсальный характер независимо от природы излучающих тел [2]. Чтобы удовлетворить этому требованию, учтем, что в стационарных состояниях поток лучистой энергии $J_{\text{л}}''$ в точности равен мощности диссипативных процессов, сопровождающихся «переизлучением» поглощенного телом потока энергии $J_{\text{л}}'$. В неравновесной термодинамике она характеризуется диссипативной функцией $\Psi = \sigma TN$ (Вт

м^{-3}), где σT в данном случае – скорость (мощность) рассеяния энергии одним осциллятором. В соответствии с этим в распределении (2) должна фигурировать доля мощности рассеяния σ_v/σ , обусловленная излучением на частоте ν . При этом

$$\sigma_v T = \varepsilon_\nu \nu = \varepsilon_\nu J_\nu, \quad (3)$$

поскольку отвод выделившейся при диссипации энергии осуществляется волнами той же частоты. Это выражение не зависит от его природы излучающего тела и характеризует отношение мощности упорядоченного (колебательного) движения в нем к мощности процессов рассеяния. Поэтому в данном случае распределение Максвелла – Больцмана принимает вид:

$$N_\nu/N = \exp(-\sigma_v/\sigma) = \exp(-\varepsilon_\nu \nu/\sigma T). \quad (4)$$

С учетом (4) выражение (1) принимает вид:

$$u_\nu \exp(\sigma_v/\sigma) d\nu = \bar{\varepsilon}_\nu N d\nu = \bar{\varepsilon}_\nu dn_\nu, \quad (\text{Вт м}^{-3}) \quad (5)$$

где n_ν (с м^{-3}) – число осцилляторов в диапазоне частот $d\nu$.

Это выражение характеризует плотность лучистого потока энергии в бесконечно малом интервале частот $d\nu$. Соответственно в конечном интервале частот $0 < \nu < \infty$, характерном для любого реального тела, левая часть выражения (5) примет вид:

$$\int_0^\nu u_\nu e^{\bar{\varepsilon}_\nu \nu/\sigma T} (\bar{\varepsilon}_\nu / \sigma T)^{-1} d(\bar{\varepsilon}_\nu \nu / \sigma T). \quad (6)$$

Вынося за знак интеграла $\bar{\varepsilon}_\nu / \sigma T$ и некоторое среднее значение величины \bar{u}_ν , соответствующей $\bar{\varepsilon}_\nu$, и учитывая, что оставшаяся часть может быть сведена путем подстановки $x = \varepsilon_\nu \nu / \sigma T$ к определенному интегралу вида $\int_0^x e^x dx = e^x - 1$, найдем:

$$\bar{u}_\nu = \sigma T n_\nu / (e^{\bar{\varepsilon}_\nu \nu/\sigma T} - 1), \quad \text{Дж м}^{-3}. \quad (7)$$

Поскольку в соответствии с (2)

$$\sigma T n_\nu = \sigma_\nu T n_\nu = \bar{\varepsilon}_\nu \nu n_\nu, \quad (8)$$

а $n_\nu = 2\pi\nu^2/c^3$, получим окончательно:

$$\bar{u}_\nu = 2\pi\nu^3 \bar{\varepsilon}_\nu c^{-3} / (e^{\bar{\varepsilon}_\nu \nu/\sigma T} - 1), \quad \text{Дж м}^{-3}. \quad (9)$$

Это выражение отличается от закона излучения М.Планка лишь тем, что в нем функция Кирхгофа $f(\nu, T)$ представлена выражением $\bar{\varepsilon}_\nu \nu / \sigma T$, а не через постоянную Планка $h\nu/kT$. Их идентичность становится особенно очевидной после подстановки $x = \varepsilon_\nu \nu / \sigma T = h\nu/kT$, сводящей оба представления к одному и тому же виду, сходному по структуре с законом Стефана – Больцмана $J_\nu = aT^4$:

$$J_\nu = \int_0^\infty \bar{u}_\nu d\nu = \frac{2\pi}{c^3} \bar{\varepsilon}_\nu T^4 \left(\frac{\nu}{xT} \right)^4 \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1}. \quad (10)$$

В таком представлении интеграл в правой части (10) будет иметь одну и ту же величину, равную применительно к АЧТ $\pi^4/15$. Тогда энергию волны $\bar{\varepsilon}_\nu$ можно будет найти, исходя из равенства $\bar{\varepsilon}_\nu / \sigma = h/k = 4,8 \cdot 10^{-11}$ (с К^{-1}) и приравнивая (10) выражению aT^4 с известным из эксперимента значением $a = 5,67 \cdot 10^{-8}$ $\text{Вт м}^{-2} \text{К}^{-4}$:

$$\bar{\varepsilon}_\nu = a \frac{15c^3}{2\pi^5} \left(\frac{\bar{\varepsilon}_\nu}{\sigma} \right)^4 \approx 2 \cdot 10^{-25} \text{ Дж}. \quad (11)$$

Это значение энергии одиночной волны как кванта энергии соответствует энергии фотона с частотой порядка $10^8 - 10^9$ Гц. Однако в отличие от последнего, энергия волны $\bar{\varepsilon}_\nu$ или ε_ν с увеличением частоты ν убывает. Чтобы убедиться в этом, достаточно поделить плотность энергии волны ρ_ν , определяемую для среды с плотностью ρ известным выражением [12]

$$\rho_v = \rho A_B^2 v^2 / 2, \text{ Дж м}^{-3}, \quad (12)$$

на число осцилляторов $N_v = 2\pi v^3 / c^3$, содержащихся в единице объема излучателя и колеблющихся на частоте v :

$$\varepsilon_v = \rho_v / N_v = \rho A_B^2 c^3 / 4\pi v. \quad (13)$$

Как следует из (13), при неизменной амплитуде волны A_B энергия кванта излучения уменьшается с ростом v в связи с более быстрым увеличением числа осцилляторов в единице объема N_v . Это обстоятельство станет еще более очевидным, если амплитуду волны A_B [м] выразить через ее длину λ коэффициентом формы волны где $k_B = A_B / \lambda$ ¹⁾. В таком случае

$$A_B = k_B \lambda = k_B c / v, \text{ и } \rho_v = \rho k_B^2 c^2 / 2. \quad (14)$$

Отсюда следует, что при постоянстве формы волны плотность ее энергии ρ_v становится не зависящей от частоты v , т.е. энергия одиночной волны ε_v убывает пропорционально частоте уже в третьей степени. Таким образом, реальное положение вещей расходится с постулатом М.Планка, согласно которому энергия кванта неограниченно возрастает с частотой. Впервые на это обстоятельство обратил внимание А.Эйнштейн, который простым вычислением показал, что для длины волны 0,5 мкм при абсолютной температуре $T = 1700$ К энергия колебаний осциллятора $\varepsilon = hv$ в $6,5 \cdot 10^7$ раз превышает энергию его самого [13]. Найденное выше значение энергии волны $\bar{\varepsilon}_v \approx 2 \cdot 10^{-25}$ Дж еще раз подтверждает правоту А.Эйнштейна, свидетельствуя о том, что уже в радиоволновом диапазоне частот энергия фотона $\varepsilon = hv$ сравнивается с $\bar{\varepsilon}_v$, а в видимой и ультрафиолетовой области частот превышает ее на много порядков. Таким образом, отказ от постулата Планка снимает проблему избыточности энергии фотона сверхвысоких частот.

3. Заключение.

Предложенный вывод закона излучения исходил из классических представлений о волновой природе этого процесса и не опирался на какие-либо постулаты квантово – механического характера или физические модели типа полости с идеально зеркальными стенками. Он не предполагал существования теплового равновесия между веществом и излучением, наличия у вещества свойств АЧТ и идеальных газов, и не накладывал каких-либо ограничений на «механизм» протекающего в нем процесса переизлучения. Это свидетельствует о том, что закон Планка описывает не только «равновесное», «тепловое» и «чернотельное» излучение, а носит общий характер, единый для АЧТ и «цветных» тел, установившихся процессов и частиц, участвующих в этом процессе. При этом энергия кванта излучения $\bar{\varepsilon}_v$ для реальных тел, излучающих в конечном диапазоне частот, имеющих дискретный спектр излучения и зависящую от частоты излучательную способность, может иметь несколько иное значение, нежели для АЧТ, и иное положение максимума интенсивности излучения, отличающееся от предсказанного законом Вина. Это

¹⁾ Возможность представления амплитуды волны A_B в функции ее длины λ особенно очевидна, если профиль волны представить в виде правильного треугольника с высотой A_B и основанием λ . В таком случае этот коэффициент выражается тангенсом угла переднего или заднего фронта волны.

обстоятельство, поддающееся экспериментальной проверке, и может играть роль «решающего эксперимента» для проверки предлагаемой теории.

Другой, не менее важный вывод состоит в том, что квантовая природа излучения обусловлена самим характером волнового процесса (дискретностью одиночной волны во времени и пространстве), что отнюдь не противоречит классическим представлениям и не требует квантования энергии как функции состояния¹⁾.

Еще одним важным следствием является придание кванту излучения простого и ясного смысла единичного возмущения окружающей материальной среды независимо от модельных представлений о ней. Все это опровергает расхожее мнение о беспомощности классической физики перед квантовыми законами действия света и вселяет надежду на установление единства законов микро- и макромира и органичный синтез классической и квантовой физики.

Литература.

1. Планк М. Теория теплового излучения – Л.-М, 1935. [Planck M. Über eine Verbesserung der Wienschen Spektralgleichung. //Verhandl. Dtsch. Phys. Ges., 1900, **2**, 237 – 245].
2. Базаров И. П. Термодинамика. Изд. 4-е. – М.: Высшая школа, 1991.
3. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. Изд. 5-е. – М.: Атомиздат, 2010.
4. Planck, M. Zur Geschichte der Auffindung des physikalischen Wirkungsquantums. //Naturwissenschaften, 1943, **31** (14–15), 153–159.
5. Денбиг К. Термодинамика стационарных необратимых процессов. М.: Изд-во иностр. лит., 1954. 119 с.[Denbigh K. G. Thermodynamics of the Steady State. - L.: Methuen, 1951].
6. Пригожин И. Введение в термодинамику необратимых процессов. М.: Изд-во иностр. лит., 1960, 128 с.(Prigogine I. Introduction to Thermodynamics of Irreversible Processes. Charles C. Thomas Publishers, Springfield. 1955).
7. Де Гроот С.Р., Мазур П. Неравновесная термодинамика.- М.: «Мир», 1964 [De Groot S.R., Mazur P. Non-equilibrium Thermodynamics. – Amsterdam,1962].
8. Пригожин И., Кондепуди Д. Современная термодинамика. – М.:Мир, 2002. [Kondepudi D., Prigogine I. Modern Thermodynamics: From Heat Engines to Dissipative Structures. Wiley. 1998].
9. Эткин В. А. Синтез и новые приложения теорий переноса и преобразования энергии: Дис. ...д-ра техн. наук. М., 1998. 213 с.
10. Эткин В.А. Термокинетика (термодинамика неравновесных процессов переноса и преобразования энергии. Тольятти, 1999, 228 с.[Etkin V. Thermokinetics (Synthesis of Heat Engineering Theoretical Grounds).- Haifa, 2010. – 334 p.].
11. **Etkin V.A. A new submission of the Plank's radiation law. <http://vixra.org/abs/1508.0302>. 29.08.2015.**
12. Крауфорд Ф. Берклеевский курс физики. Т.3: Волны. М.: Мир, 1965. 529 с. [Crawford F. Waves. Berkeley Physics course. Vol 3 McGraw-Hill, 1968].
13. Эйнштейн А., Инфельд Л. Эволюция физики – развитие идей от первоначальных понятий до теории). – М.: Наука, 1965.[Einstein A., Infeld L. Evolution of Physics. – Cambridge, 1938].

¹⁾ Никому же не придет в голову утверждать, что мировой океан дискретен только лишь потому, что таковы пополюющие его осадки!