

ГЛАВА VII

ТЕРМОДИНАМИКА ИЗЛУЧЕНИЯ И СВЕТОВОЙ ПОТОК ¹⁾

§ 49. Излучение черного тела. Формула Планка. Закон Вина

Чтобы возбудить свечение какого-либо тела, надо сообщить ему дополнительную энергию. Наиболее простым способом возбуждения свечения является нагрев. При нагреве состав и интенсивность излучения зависят от природы тела и от температуры (т. I, § 90, 1959 г.; в пред. изд. § 94). Представим себе, что какое-либо более или менее нагретое тело помещено в пространство, ограниченное со всех сторон твердой оболочкой, внутренняя поверхность которой подобно идеальному зеркалу отражает все падающие на нее лучи. В зависимости от химической природы тело будет излучать энергию преимущественно тех или иных частот. Казалось бы поэтому, что упомянутое пространство, ограниченное зеркальной оболочкой, окажется в результате заполненным излучением именно тех частот, которые соответствуют цвету излучения взятого нами тела. В первый момент времени это будет действительно так. Однако в последующем спектральный состав излучения изменится и распределение энергии излучения по частотам приобретет некоторый вполне определенный характер, вовсе не зависящий от химических свойств излучающего тела. Спектральный состав излучения будет вначале меняться, потому что отраженные от зеркальных стенок лучи, падая обратно на поверхность излучающего тела, будут отчасти поглощаться этим телом, причем процент поглощаемой энергии будет неодинаков для лучей различных частот. Когда между излучением и телом установится равновесие, то окажется, что *равновесное излучение количественно и по спектральному составу тождественно с излучением абсолютно черного тела, имеющего температуру, одинаковую с температурой взятого нами нечерного тела.*

Что все это будет действительно происходить так, в этом нетрудно убедиться путем следующего рассуждения. Допустим, что с самого начала внутри оболочки были помещены два тела одинаковой температуры: одно, выбранное нами произвольно, другое — *абсолютно черное* (т. I, § 90). Выждем, когда установится равновесие этих тел с излученной ими энергией. В состоянии равновесия количество

¹⁾ §§ 49 и 50 написаны К. А. Путиловым.

лучистой энергии, проходящей в 1 сек через какую-либо мысленно выделенную нами внутри объема площадку в одном направлении, будет таково же, как и количество энергии, проходящей в 1 сек через ту же площадку в обратном направлении; это справедливо, очевидно, и для суммарного потока энергии, и для энергии любой частоты (рис. 182), поэтому равновесие не нарушится, если мы теперь разделим рассматриваемый нами объем зеркальной (с обеих сторон) стенкой на две части, отделив таким образом первое произвольное тело от второго — абсолютно черного (рис. 183). В каждой из этих частей излучение останется таким же, каким оно было во всем объеме до того, как мы поставили указанную перегородку;

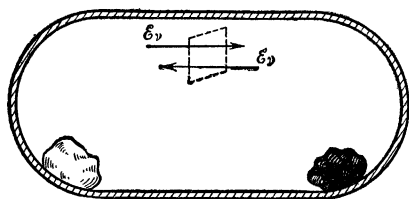


Рис. 182.

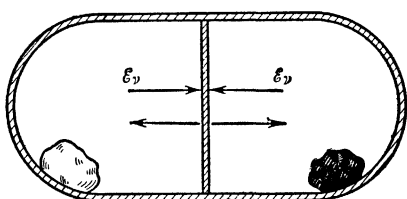


Рис. 183.

следовательно, по суммарному количеству энергии, приходящейся на единицу объема пространства, и по своему спектральному составу излучение, находящееся в равновесии с нашим произвольно избранным телом, совершенно тождественно с излучением абсолютно черного тела той же температуры.

Чем выше температура тела, тем большая часть излучаемой телом энергии приходится на долю больших частот (коротких волн). Подобно тому как в газе существует некоторое вполне определенное распределение молекулярных скоростей (т. I, § 82, 1959 г.; в пред. изд. § 88), так и в черном (равновесном) излучении имеется определенное распределение частот.

Все попытки вывести правильную формулу для распределения энергии по частотам, исходя из представления об атомах как о классических осцилляторах, оказались совершенно неудачными. Получалась формула, дающая рост энергии, пропорционально квадрату частоты. Эта формула неплохо согласовывалась с экспериментальными данными в области малых частот и резко расходилась с ними в области больших частот (коротких фиолетовых волн), что получило название «фиолетовой катастрофы». Главное же, формула была явно физически бессмысленна, ибо спектр частот излучения неограничен, а следовательно, полная энергия излучения, согласно этой формуле, должна быть бесконечной.

Только путем введения принципиально новых квантовых воззрений в 1900 г. Планку удалось получить формулу, находящуюся в полном согласии с опытом (§ 57).

Обозначим через $\mathcal{E}_{\nu, \nu+dv}$ ту часть энергии, излучаемой 1 см^2 поверхности черного тела в 1 сек , которая складывается из квантов с частотами, лежащими в пределах ν и $\nu+dv$. Тогда формулу Планка можно записать так:

$$\mathcal{E}_{\nu, \nu+dv} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} dv. \quad (1)$$

Здесь T — абсолютная температура, $h = 6,625 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}$. — постоянная Планка (т. I, § 90), $k = 1,3804 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}$ — постоянная Больцмана (т. I, § 90) и $c = 2,99793 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$ — скорость света.

Если вместо частоты ν для характеристики спектрального состава излучения мы выберем длину волны λ , то ту же самую формулу Планка надо будет переписать так ¹⁾:

$$\mathcal{E}_{\lambda, \lambda+d\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda^5} \frac{hc^2}{e^{\lambda kT} - 1} d\lambda. \quad (2)$$

На рис. 184 показан ряд вычерченных по формуле Планка кривых распределения лучистой энергии по длинам волн для различных температур. На оси абсцисс отложены выраженные в микронах значения длин волн излучения (частоты возрастают в направлении, обратном возрастанию длин волн); величина $\mathcal{E}_{\lambda, \lambda+d\lambda}$ на этой диаграмме выражена площадью узких вертикальных полосок, имеющих ширину $d\lambda$ и ограниченных сверху кривой распределения; в соответствии с этим на оси ординат отложены значения $\frac{\mathcal{E}_{\lambda, \lambda+d\lambda}}{d\lambda}$.

Рис. 184. Распределение энергии по длинам волн в излучении абсолютного черного тела.

Вся площадь под каждой из кривых распределения изображает суммарную энергию \mathcal{E} всех длин волн, излучаемую 1 см^2 поверхности абсолютно черного тела в 1 сек .

Рассматривая этот график, мы видим, что суммарная энергия \mathcal{E} быстро возрастает с увеличением температуры. Далее мы видим,

¹⁾ Формула (2) получается из формулы (1) заменой ν через $\frac{c}{\lambda}$ и dv через $-\frac{c}{\lambda^2}d\lambda$.

что чем выше температура, тем большая в процентном отношении часть энергии приходится на долю коротких волн. Каждой температуре соответствует определенная длина волны λ_{\max} , которой соответствует максимальное $\mathcal{E}_{\lambda, \lambda+d\lambda}$; график позволяет легко определить эти длины волн, для этого надо только из вершин кривых опустить перпендикуляры на ось абсцисс. Длину волн λ_{\max} , которой при температуре T соответствует максимальная энергия излучения, можно точно вычислить по формуле Планка. Если λ_{\max} измерять в микронах, то получается:

$$\lambda_{\max} T = 2898 \text{ мк} \cdot \text{град.} \quad (3)$$

Эту формулу называют *законом смещения Вина*. Закон Вина получил широкое применение для определения температур оптическим способом посредством особых приборов — пирометров.

Обозначим через \mathcal{E} поток энергии всех частот, излучаемой 1 см^2 поверхности черного тела в 1 сек . Пусть излучение абсолютно черного тела равномерно заполняет некоторый объем. Тогда величина \mathcal{E} будет представлять собой количество энергии, проходящей в течение 1 сек через любую мысленно выделенную внутри рассматриваемого объема площадку в 1 см^2 ¹⁾.

Обозначим через U и назовем *плотностью излучения* то количество энергии излучения, которое содержится в каждом кубическом сантиметре этого объема. Нетрудно понять, что плотность излучения U должна так же расти с температурой, как и количество излучаемой черным телом энергии \mathcal{E} .

Если рассматриваемый нами объем состоит из двух частей (из двух граничных друг с другом сред) и если в одной части скорость распространения лучистой энергии будет больше, чем в другой, то очевидно, что плотность лучистой энергии будет меньше там, где скорость распространения больше. Можно предвидеть таким образом, что плотность излучения U будет пропорциональна частному от деления величины \mathcal{E} на скорость распространения света c . Расчет показывает, что

$$U = 4 \frac{\mathcal{E}}{c}. \quad (4)$$

Количество энергии \mathcal{E} , излучаемой черным телом, и плотность равновесного излучения пропорциональны четвертой степени

¹⁾ Имеется в виду энергия, проходящая в одном каком-либо направлении (в обратном направлении через площадку проходит такое же количество энергии); должны учитываться лучи, пронизывающие площадку под всеми углами от 0 до 90° . Величину \mathcal{E} часто называют *полусферическим излучением* в отличие от *интенсивности*, под которой понимают аналогичный поток энергии, но с учетом только тех лучей, которые пронизывают площадку под углами, заключенными внутри единичного телесного угла, охватывающего нормаль к площадке. Для равновесного излучения полусферическое излучение \mathcal{E} в 4 раз больше, чем интенсивность излучения.

абсолютной температуры (закон Стефана — Больцмана, т. I, § 90, 1959 г.; в пред. изд. § 94):

$$\mathcal{E} = \sigma T^4, \quad U = aT^4, \quad (5)$$

где

$$a = 4 \frac{\sigma}{c} = 7,62 \cdot 10^{-15} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \cdot \text{град}^4}.$$

Аналогично величине $\mathcal{E}_{\nu, \nu+d\nu}$ введем плотность спектральной компоненты излучения $U_{\nu, \nu+d\nu}$, это та часть энергии, содержащейся в каждом кубическом сантиметре равновесного излучения, которая приходится на долю лучей, имеющих частоты от ν до $\nu+d\nu$. Между величинами $U_{\nu, \nu+d\nu}$ и $\mathcal{E}_{\nu, \nu+d\nu}$ существует точно такое же соотношение, как и между суммарными величинами U и \mathcal{E} . Поэтому формула Планка, написанная для плотности энергии спектральной компоненты равновесного излучения, будет иметь следующий вид:

$$U_{\nu, \nu+d\nu} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu. \quad (6)$$

§ 50. Излучение нечерных тел. Законы Кирхгофа

Излучение может быть вызвано не одним только нагреванием, но и другими причинами, например электрическим разрядом, химической реакцией, флуоресценцией под действием лучей Рентгена и т. д. Здесь, как и ранее, мы будем говорить только о температурном излучении. Выводы данного параграфа, как и предыдущего, неприменимы к остальным видам излучения.

Возьмем любое не черное тело, например кусок металла, дерева, стекла. Количество энергии, излучаемой 1 см^2 поверхности этого тела в 1 сек , обозначим через E в отличие от \mathcal{E} , означающего аналогичную величину для абсолютно черного тела. Под $E_{\nu, \nu+d\nu}$ (аналогично величине $\mathcal{E}_{\nu, \nu+d\nu}$, относящейся к черному телу) будем подразумевать ту часть указанного количества энергии, которая приходится на долю лучей, имеющих частоты от ν до $\nu+d\nu$.

Под коэффициентом лучепоглощения A_ν мы условимся понимать дробь, показывающую, какая часть падающей на поверхность тела энергии лучей определенной цветности поглощается телом. Понятно, что чем ближе тело подходит по своим свойствам к абсолютно черному телу, тем ближе A_ν (для всех частот) к единице; для идеального зеркала $A_\nu = 0$.

Поскольку A_ν указывает долю поглощенной энергии, то, очевидно, $1 - A_\nu$ определяет долю отраженной энергии (для непрозрачного тела).

Выше было доказано, что равновесное излучение любого тела тождественно по своему составу с излучением черного тела. Обратимся к рис. 182 и 183 и фиксируем внимание на левых частях этих