АТОМНАЯ ФИЗИКА. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ.

Глава 1. Квантовые свойства излучения.

1.1. Тепловое излучение

1.1.1. Введение.

К концу XIX века в физике сложилась ситуация кажущегося благополучия и близкого завершения физической картины мира. Перечислим ее основные моменты, достигнутые в физике к этому времени.

1) Классическая механика Ньютона приобрела законченный вид и хорошо описывала динамику движения частиц и тел.
2) Статистические методы довершили построение теории объектов, состоящих из большого числа частиц, и приводили к описанию эмпирических законов термодинамики.
3) Победила волновая природа света. С ее помощью описаны такие явления как интерференция, дифракция. Опыт Фуко с определением скорости света в воде показал, что скорость света в воде $v = c/n(\omega)$, как и предсказывала волновая теория; при этом измеренное значение скорости света совпало с вычисленной скоростью распространения электромагнитных волн. Были объяснены и другие явления.

Физическому сообществу казалось, что остается лишь несколько нерешенных небольших проблем, что надо совершить еще одно небольшое усилие и физическая картина мира будет ясна полностью. Какие проблемы оставались нерешенными? Приведем к примеру следующие явления и факты, не имевшие в то время объяснения:

а). Явление фотоэффекта (открыто в 1887 г. Г.Герцем).
б) Линейчатые спектры излучения атомов, полосатые спектры молекул (обнаружены в 1885 г. И. Бальмером).
в) Тепловое излучение вещества.

С обсуждения проблемы теплового излучения мы и начнем изложение в этом разделе.

Примечание 1. *Генрих Рудольф Герц, немецкий физик, 1857–1894;*
Иоганн Якоб Бальмер, швейцарский физик, 1825–1898.

1.1.2. Равновесное излучение

Тепловое излучение – испускание электромагнитных волн за счет внутренней энергии тела. Оно происходит при любой температуре T тела и имеет сплошной спектр, положение максимума которого зависит от температуры тела (вещества). При невысоких температурах излучаются лишь электромагнитные волны с большой длиной волны (инфракрасная область спектра). С повышением температуры возрастает общая энергия испускаемого теплового излучения, а положение максимума перемещается в область малых длин волн. Тепловое излучение испускается, например, с поверхности накаленного металла, в земной атмосфере, с кожного покрова человека и т.д.

Все остальные виды излучения, возбуждаемые за счет любого другого вида энергии, кроме внутренней (например, налетающими частицами, фотонами, механическим воздействием), носят название – *люминесценции*. Важно отличать ее от теплового излучения: люминесценция всегда неравновесна, а тепловое излучение может быть равновесным.

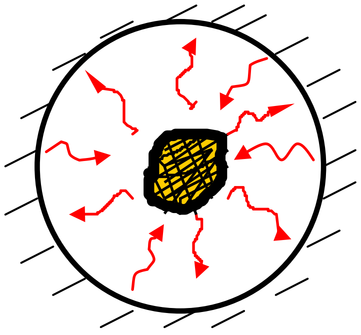


Рис. 1.1.

В качестве примера равновесного теплового излучения можно рассмотреть следующую модель: имеем идеально отражающую оболочку, внутри которой находится тело при температуре T и оно, следовательно, излучает (см рис. 1.1). За счет отражения происходит обмен энергией: излучение $\rightarrow$ отражение $\rightarrow$ поглощение телом отраженного излучения $\rightarrow$ снова излучение $\rightarrow$ ....и так далее.

Равновесное излучение – процесс, при котором распределение энергии между телом и излучением остается неизменным для каждой длины волны. Другими словами, сколько энергии излучается, столько и поглощается для данной длины волны λ. Такое состояние системы "*тело + излучение*" – равновесно, и к нему могут быть применены законы термодинамики.

Какие свойства равновесного излучения можно отметить?

Экспериментально установлены следующие факты о равновесном излучении:

1) оно не зависит от материала излучаемого тела и его формы;

2) его характеристики зависят только от температуры (спектральный состав, интенсивность);

3) оно однородно, изотропно, неполяризовано.

Можно, вообще говоря, отделить равновесное излучение от тела, с которым оно находится в равновесии, и характеризовать его плотностью энергии излучения в пространстве.

1.1.3. Количественные характеристики излучения.

Количественные характеристики теплового излучения аналогичны характеристикам, определяемым в фотометрии (собственно это одно и то же): *энергетическая светимость, испускательная способность, плотность энергии излучения, поглощательная способность*.

Равновесное тепловое излучение можно характеризовать двумя способами:

I. Через равновесие с телом

как количество энергии, исходящее с единицы поверхности тела в единицу времени (рис. 1.2 а)

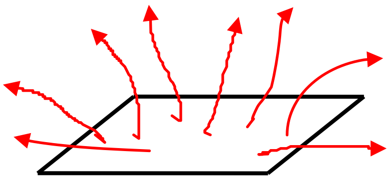


Рис. 1.2 а.

1). *Энергетическая светимость*

$R = R(T)$ – поток энергии, испускаемый единицей поверхности излучающего тела по всем направлениям, т.е. в телесный угол 2π.

Размерность: $[R]$ = *Эрг/с·см*^{2} или *Дж/с·м*^{2}.

II. Излучение без тела

как количество энергии, содержащееся в единице объема (рис. 1.2 б)

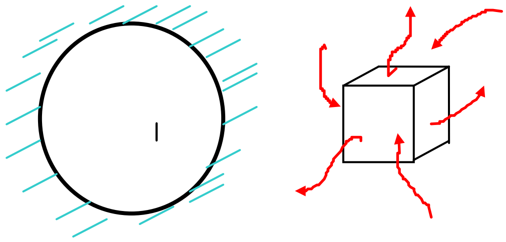


Рис. 1.2 б.

1). *Плотность энергии излучения*

$U = U(T)$ – энергия, приходящаяся на единицу объема пространства.

Размерность: $[U]$ = *Эрг/см*^{3} или *Дж/м*^{3}.

Это были общие характеристики излучения, интегральные, просуммированные по всем частотам (или длинам) э/м волн.

Спектральные характеристики теплового излучения:

2). *Испускательная способность тела*

$$r_\omega \equiv dR_\omega / d\omega = r(\omega, T), \qquad (1.1.1)$$

где dR_ω – поток энергии, испускаемый единицей поверхности в интервале частот от ω до $\omega + d\omega$.

Размерность: $[r_\omega] = [d\Phi]/[ds][d\omega]$ = *Эрг/см*^{2}.

При этом:

$$R(T) = \int_0^\infty dR_\omega(T) = \int_0^\infty r(\omega, T)\, d\omega \qquad (1.1.3)$$

3). *Испускательная способность* в длинах волн (или *спектральная энергетическая светимость*)

$$r_\lambda \equiv dR_\lambda / d\lambda = r(\lambda, T). \qquad (1.1.5)$$

Размерность: $[r_\lambda]$ = *Эрг/с·см*^{3}.

$$R(T) = \int_0^\infty dR_\lambda = \int_0^\infty r(\lambda, T) d\lambda \qquad (1.1.7)$$

2). *Спектральная плотность энергии излучения*

$$u_\omega = u(\omega, T) \equiv dU_\omega / d\omega, \qquad (1.1.2)$$

где dU_ω – энергия в единице объема и в интервале частот от ω до $\omega + d\omega$.

Размерность: $[u_\omega] = [dW]/[dV][d\omega]$ = *Эрг·с/см*^{3}.

При этом:

$$U(T) = \int_0^\infty dU_\omega = \int_0^\infty u(\omega, T)\, d\omega \qquad (1.1.4)$$

3). Аналогично имеем *спектральную плотность энергии излучения* в длинах волн

$$u_\lambda = u(\lambda, T) \equiv dU_\lambda / d\lambda. \qquad (1.1.6)$$

Размерность: $[u_\lambda]$ = *Эрг/см*^{4}.

$$U(T) = \int_0^\infty u(\lambda, T)\, d\lambda \qquad (1.1.8)$$

Можно записать связь между r_ω и r_λ: $r_\omega d\omega = r_\lambda d\lambda$ и так как $\lambda = 2\pi c/\omega$, получаем:

$$r_\omega = \frac{\lambda^2}{2\pi c} r_\lambda \qquad (1.1.9)$$

Связь между u_ω и u_λ получаем аналогично (1.1.9):

$$u_\omega = \frac{\lambda^2}{2\pi c} u_\lambda \qquad (1.1.10)$$

4). *Поглощательная способность*:

$$a_{\omega,T} = d\Phi'_\omega / d\Phi_\omega ,$$

где $d\Phi'_\omega$ – часть потока энергии, поглощенная телом в интервале частот ($\omega \div \omega + d\omega$), $d\Phi_\omega$ – падающий поток энергии в том же интервале $d\omega$. Видно, $a_{\omega,T}$ – безразмерная величина, по определению $a_{\omega,T} \le 1$.

1.1.4. Экспериментальные законы. Абсолютно черное тело.

В XIX веке проводились многочисленные исследования излучения нагретых тел. Эти исследования позволили установить, что между испускательной и поглощательной способностью любого тела существует определенная связь.

1) Пьер Прево (1809г.) нашел правило: *если два тела поглощают различные количества энергии, то они и излучают разные количества энергии*. В труде "Теория обменов" писал: "равновесие теплоты между соседними свободными объемами состоит в равновесии обменов".

2) Густав Кирхгоф (1859г.) использовал рассуждения Прево при доказательстве теоремы (закона Кирхгофа), доложенной Берлинской Академии в 1859г. ("О связи между испусканием и поглощением света и тепла"). Закон Кирхгофа: отношение испускательной и поглощательной способностей не зависит от природы тела, оно является для всех тел универсальной (одной и той же) функцией частоты ω (или λ) и температуры T.

$$\left(\frac{r_{\omega,T}}{a_{\omega,T}}\right)_1 = \left(\frac{r_{\omega,T}}{a_{\omega,T}}\right)_2 = \left(\frac{r_{\omega,T}}{a_{\omega,T}}\right)_3 = \ldots\ldots = \frac{r_{\omega,T}}{a_{\omega,T}} = f(\omega,T) \qquad (1.1.11)$$

где 1,2,3,.... соответствуют разным телам, а $f(\omega,T)$ – универсальная функция. Сами величины $r_{\omega,T}$ и $a_{\omega,T}$ могут меняться очень значительно от одного тела к другому, однако их отношение оказывается одинаковым для всех тел. Другими словами, сильнее поглощающее какие-либо лучи тело, будет их и сильнее испускать (не путать испускание с отражением).

В конце XIX века перед физиками встала новая задача: найти универсальную функцию $f(\omega,T)$. Трудности ее решения состояли в том, что необходимо иметь дело с двумя характеристиками одновременно: $r_{\omega,T}$ и $a_{\omega,T}$. Проблема состояла в том, чтобы избавиться от поглощательной способности $a_{\omega,T}$, отсюда возникла идея абсолютно черного тела.

3) *Абсолютно черное тело*: $a_{\omega,T} = 1$, т.е. поглощается все, что падает на это тело при всех частотах излучения. Абсолютно черных тел не бывает в природе. Наиболее близко к нему приближаются: *сажа, платиновая чернь*, но и то лишь в некоторой области частот ω.

Примечание 2. Иногда вводят понятие серого тела, у которого $a_{\omega,T} = const < 1$, т.е. поглощается часть падающей энергии, но одинаковая для всех частот.

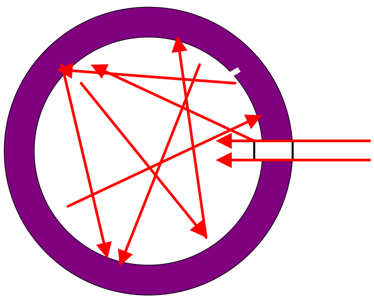


Рис. 1.3.

Абсолютно черное тело интересно тем, что его испускательная способность равна универсальной функции $r_{\omega,T} = f(\omega,T)$ из (1.1.11). Поэтому основная идея в исследовании теплового излучения состояла в том, чтобы создать модель абсолютно черного тела и изучать его испускательную способность.

Реализация модели абсолютно черного тела (1861г.). Другими словами, необходимо создать устройство, сколь угодно близкое по своим свойствам к модели абсолютно черного тела. Такое устройство представляет собой замкнутую полость (см рис. 1.3), снабженную маленьким отверстием, стенки которой поддерживаются при определенной температуре T. Излучение, попадающее через отверстие в полость, может долго находиться внутри нее, испытывая отражение от стенок, поглощаясь ими, переизлучаясь и вновь поглощаясь. Этот непрерывный процесс со временем становится стационарным – происходит, так называемая, термолизация излучения. Поэтому для маленького отверстия поглощательная способность $a_{\omega,T} \approx 1$.

Пример. Если в яркий солнечный день рассматривать внутренность комнаты через открытое окно, то комната кажется темной.

В полости находится практически равновесное излучение, которое, претерпев многократные отражения, будет выходить из отверстия. Таким образом, если стенки полости поддерживать при некоторой постоянной температуре T, то из отверстия выходит излучение весьма близкое по спектральному составу к излучению АЧТ при той же температуре T. Разлагая это излучение с помощью дифракционной решетки или системы зеркал в спектр и измеряя интенсивность различных участков спектра, можно экспериментально получить универсальную функцию $r_{\omega,T} \approx f(\omega,T)$.

Опытным путем было найдено, что энергетическая светимость абсолютно черного тела сильно возрастает с температурой. На рисунке 1.4 показаны экспериментальные зависимости энергетической светимости от частоты излучения (А) и длины волны (Б) при разных температурах. Видно, что максимум испускательной способности с увеличением температуры сдвигается в коротковолновую область спектра, а интегральная интенсивность (площадь под кривой) быстро возрастает.

В экспериментальных исследованиях удобнее пользоваться функцией длины волны $\varphi(\lambda,T)$. В теоретических работах, как правило, используют функцию частоты $f(\omega,T)$. Между этими функциями существует следующая связь:

$$\varphi(\lambda,T) = \frac{\omega^2}{2\pi c} f(\omega,T); \qquad f(\omega,T) = \frac{\lambda^2}{2\pi c}\varphi(\lambda,T). \tag{1.1.12}$$

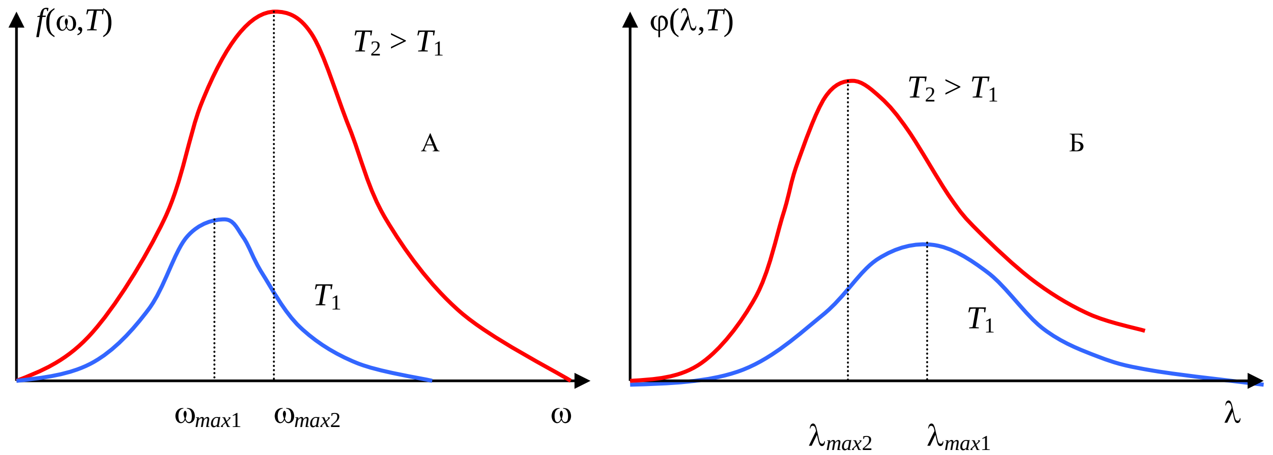


Рис. 1.4.

Для абсолютно черного тела интегральная испускательная способность (≡ энергетическая светимость) равна площади под кривой:

$$R(T) = \int_0^\infty r(\omega,T)d\omega = \int_0^\infty f(\omega,T)d\omega = \int_0^\infty \varphi(\lambda,T)d\lambda\,. \tag{1.1.13}$$

Примечание 3. *Пьер Прево, швейцарский физик, 1751–1839;*
Густав Роберт Кирхгоф, немецкий физик, 1824–1887.

1.1.5. Связь между энергетической светимостью и плотностью энергии излучения.

Для абсолютно черного тела легко найти связь между энергетической светимостью $R(T)$ и плотностью энергии излучения $U(T)$, или между спектральными характеристиками $r(\omega,T) = f(\omega,T)$ и $u(\omega,T)$.

Пусть имеется полость с абсолютно черными стенками, которые поддерживаются при постоянной температуре T. Внутри полости через любую точку во всех направлениях проходит поток энергии одинаковой плотности $u(\omega,T)$ [или $U(T)$]. Далее, запишем долю объемной плотности энергии, которая распространяется в телесном угле $d\Omega$:

$$du = du_\theta = u\frac{d\Omega}{4\pi} = u\frac{\sin\theta\, d\theta\, d\varphi}{4\pi} \qquad (1.1.14)$$

. Тогда на площадку Δs под углом θ за время Δt попадет энергия (см рис. 1.5)

$$dW = du\cdot\Delta V = u\frac{d\Omega}{4\pi}c\,\Delta t\,\Delta s\cos\theta. \qquad (1.1.15)$$

Полная энергия, прошедшая через площадку Δs за время Δt (излучение падает со всех сторон, телесный угол полупространства $\Omega = 2\pi$), равна:

$$\Delta W = \frac{uc\Delta t\Delta s}{4\pi}\int_0^{\pi/2}\cos\theta\sin\theta d\theta\int_0^{2\pi}d\varphi = \frac{c}{4}u\Delta t\Delta s \qquad (1.1.16)$$

Плотность потока энергии через (или на) единичную площадку равна:

$$\Delta\Phi = \frac{\Delta W}{\Delta t\cdot\Delta s} = \frac{c}{4}u\,. \qquad (1.1.17)$$

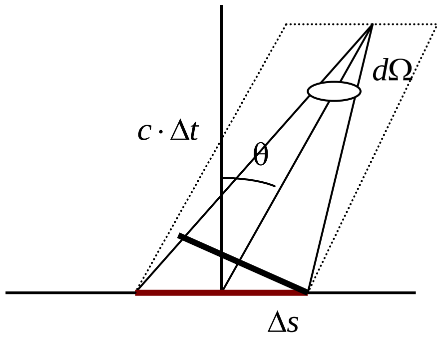


Рис. 1.5.

Поток энергии, испускаемый единицей поверхности, также определяется соотношением:

$$R = \frac{\Delta W}{\Delta s\cdot\Delta t}\,. \qquad (1.1.18)$$

Так как в равновесии исходящий и приходящий потоки энергии равны, то

$$R(T) = \frac{c}{4}U(T), \qquad (1.1.19)$$

или для спектральных характеристик имеем

$$r(\omega,T) = f(\omega,T) = \frac{c}{4}u(\omega,T). \qquad (1.1.20)$$

Соотношения (1.1.19) и (1.1.20) и дают связь между энергетической светимостью и плотностью излучения.

1.1.6. Закон Стефана-Больцмана.

Долгое время попытки теоретически получить вид функции $f(\omega,T)$ не приводили к успеху. В 1879 г. Й. Стефан, анализируя экспериментальные данные, пришел к выводу, что энергетическая светимость тел пропорциональна четвертой степени термодинамической температуры: $R(T)\sim T^4$. Стефан считал, что этот закон справедлив для интегральной светимости всех тел. Однако оказалось, что он строго выполняется только для абсолютно черного тела. Это показал в 1884 г. Л. Больцман, исходя из законов классической термодинамики и используя результаты теории электромагнетизма Максвелла.

$$R^{АЧТ} = \int_0^\infty f(\omega,T)d\omega = \sigma T^4\,. \qquad (1.1.21)$$

Приведенное соотношение между энергетической светимостью абсолютно черного тела и его термодинамической температурой получило название *закона Стефана – Больцмана*. Оно означает, что площадь под кривой $f(\omega,T)$ растет пропорционально T^4. Константу σ называют *постоянной Стефана-Больцмана*. Ее экспериментальное значение равно:

$$\sigma = 5.6696\cdot 10^{-8}\ Вт/м^2К^4.$$

Из термодинамических соотношений зависимость $R\sim T^4$ можно получить, если использовать одну из общих термодинамических формул (см Приложение 1 в конце параграфа):

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V - P\,, \qquad (1.1.22)$$

где P – давление, V – объем, U – внутренняя энергия газа.

Для газа молекул и, аналогично, для излучения получаем, что внутренняя энергия U аддитивна:

$$U = V \cdot u(T), \tag{1.1.23}$$

где $u(T)$ – объемная плотность энергии. Давление света, согласно максвелловской теории равно (вывод см в Приложении 2 в конце параграфа):

$$P = \frac{1}{3}u(T). \tag{1.1.24}$$

Подставляя (1.1.23) и (1.1.24) в (1.1.22), получаем для производной по объему:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = \frac{\partial}{\partial V}(V \cdot u(T))_T = u(T)$$

и далее получаем следующее уравнение:

$$u(T) = T\frac{1}{3}\frac{du(T)}{dT} - \frac{1}{3}u(T)$$

$$\frac{4}{3}u(T) = \frac{1}{3}T\frac{du(T)}{dT} \tag{1.1.25}$$

Решая это дифференциальное уравнение путем разделения переменные, имеем:

$$4\frac{dT}{T} = \frac{du(T)}{u(T)} \quad \text{и} \quad 4\ln T = \ln u(T) + \ln A.$$

Откуда получаем закон Стефана – Больцмана:

$$u(T) = AT^4 \tag{1.1.26}$$

Аналогичный результат можно получить также с помощью рассмотрения цикла Карно.

Приведем несколько примеров, как провести оценки с помощью закона Стефана – Больцмана.

1) При температуре $T = 300K$ абсолютно черное тело с $1\ м^2$ поверхности излучает

$$R(300K) = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \cdot 3^4 \cdot 10^8 = 5{,}67 \cdot 81 \cong 460\ Вт \cong 0{,}5\ кВт.$$

2) Пусть АЧТ с температурой T_1 находится в среде с температурой T_2, причем $T_2 < T_1$. Количество энергии, уходящей с поверхности тела, определяется

$$W = \sigma(T_1^4 - T_2^4)s \approx 4s\sigma \cdot T^3\Delta T,$$

при $T_1, T_2 >> \Delta T = T_1 - T_2$.

а) Если в комнате теплее, чем на улице (среда) на $\Delta T = 20^o$, и температура наружного воздуха $T = 300K$, то уходящее из помещения через окно (как черное тело) излучение уносит энергию

$$W/S = 4 \cdot 5{,}7 \cdot 10^{-8} \cdot 3^3 \cdot 10^6 \cdot 20 \cong 123\ Вт/м^2 \approx 0{,}1\ кВт/м^2.$$

б) У змей высокая чувствительность к тепловому излучению. Кобра улавливает тепловое излучение тел, температура которых отличается от температуры среды на $10^{-1} \div 10^{-2}\ K$, что соответствует потоку энергии с единицы $(1\ м^2)$ поверхности тела приблизительно $0{,}10 \div 0{,}06\ Вт$.

в) Высокочувствительные люди – экстрасенсы. Их чувствительность в инфракрасной (ИК) области очень высока, но зависит не только от интегральной интенсивности, но и от положения максимума энергетической светимости.

3) Следует отметить, что для нечерных тел закон Стефана-Больцмана не выполняется. Однако в некоторых случаях удовлетворительно выполняется соотношение $R = \gamma\sigma T^4$, если

а) ввести коэффициент серости $\gamma < 1$.

б) изменить показатель степени, сделав его больше или меньше 4.

в) существуют селективные излучатели, испускающее тепловое излучение лишь в определенном частотном интервале.

Примечание 4. *Йозеф Стефан, австрийский физик, 1835–1893;*
Людвиг Больцман, австрийский физик-теоретик, 1844–1906.

Приложение 1. Вспомним, как получается приведенная выше формула (1.1.22).

1) Первое начало термодинамики:

$$dQ = dU + PdV; \qquad dQ = TdS; \qquad dU = TdS - PdV\,,$$

делим на элемент объема dV при постоянной температуре T (напомним, что здесь S – энтропия):

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T - P\,.$$

2) Свободная энергия $F = F(V,T)$ определяется:

$$F = U - TS; \;\; dF = dU - TdS - SdT = -PdV - SdT\,.$$

При этом

$$\left.\begin{aligned} &\underbrace{S = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V}_{\substack{\text{дифференцируем}\\ \text{по } V}} \\ &\underbrace{P = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T}_{\substack{\text{дифференцируем}\\ \text{по } T}} \end{aligned}\right\} \Rightarrow \left.\begin{aligned} &\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = -\frac{\partial}{\partial V}\frac{\partial F}{\partial T} \\ &\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V = -\frac{\partial}{\partial T}\frac{\partial F}{\partial V} \end{aligned}\right\} \Rightarrow$$

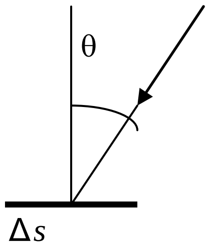
$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V$$

Таким образом, получаем соотношение (1.1.22).

Приложение 2. Поток энергии равен:

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi}\left[\vec{E},\vec{H}\right] \quad \text{или иначе:} \quad \left|\vec{S}\right| = c\cdot u(T).$$

Здесь $\vec{S}$ – вектор Пойнтинга. Поглощаемое площадкой Δs излучение, падающее под углом θ, передает за время dt импульс:



$$dp_\perp = \frac{1}{c}dW\cdot\cos\theta = \frac{1}{c}\cdot u(T)\cdot\frac{d\Omega}{4\pi}\cdot c\cdot dt\cdot\Delta s\cdot\cos^2\theta.$$

Давление этой компоненты излучения определяется импульсом, переданным в единицу времени:

$$dP = \frac{dp_\perp}{dt\cdot\Delta s} = u(T)\cdot\cos^2\theta\,\frac{\sin\theta\cdot d\theta\cdot d\varphi}{4\pi}\,.$$

Полное давление, оказываемое на стенку поглощаемым излучением равно:

$$P = \frac{u(T)}{4\pi}\int_0^{\pi/2}\cos^2\theta\cdot\sin\theta\cdot d\theta\int_0^{2\pi}d\varphi = \frac{1}{6}u(T).$$

Если стенка излучает столько же, сколько поглощает, то $dp_{0\perp} = 2dp_\perp$, и давление на стенку, обусловленное поглощением и излучением равных порций излучения определяется формулой (1.1.24).
