ропно и равномерно заполняет нек-рый объём, напр. полость, стенки к-рой нагреты до темп-ры T (поэтому для И. р. применяют также термин «излучение в полости»), или объём, содержащий разреженное вещество (газ, плазму) при темп-ре T, в условиях, когда пробег излучения в веществе (см. *Поглощение света*) много меньше размеров этого объёма.

Основные (отнесённые к единице объёма) характеристики И. р. при данной темп-ре T, не зависящие от природы вещества, испускающего и поглощающего это излучение, — полная (интегральная) плотность энергии u_T и спектральная плотность энергии $u_{\nu,\,T}$ или $u_{\lambda,\,T}=(c/\lambda^2)u_{\nu,\,T}$, рассчитанная на единицу интервала частот ν или длин волн λ соответственно. Связь между данными величинами определяется соотношением:

$$u_T=\int_0^\infty u_{\nu,\,T}\,d\nu=\int_0^\infty u_{\lambda,\,T}\,d\lambda. \qquad (1)$$

Ф-ция $u_{\nu,\,T}$ (ф-ция распределения энергии И. р. по частотам) определяется *Планка законом излучения*, имеющим вид

$$u_{\nu,\,T}=\frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\,\frac{1}{e^{h\nu/kT}} \qquad (2)$$

и удовлетворяющим общему *Вина закону смещения*. Закон (2), впервые полученный М. Планком (M. Planck) в 1900, имеет квантовую природу и представляет собой *Бозе — Эйнштейна распределение* для фотонов.

Интегрирование ф-ции Планка (2), согласно (1), даёт *Стефана — Больцмана закон излучения* $u_T=aT^4$ для полной плотности И. р. в объёме, причём постоянная $a=8\pi^5k^4/15h^3c^3$.

В предельном чисто квантовом случае, когда $h\nu\gg kT$ (энергия фотона много больше ср. тепловой энергии частиц вещества), закон (2) переходит в *Вина закон излучения*: $u_{\nu,\,T}=(8\pi h^3/c^3)e^{-h\nu/kT}$, а в предельном чисто классич. случае $h\nu\ll kT$ — в *Рэлея — Джинса закон излучения*: $u_{\nu,\,T}=8\pi\nu^2kT/c^3$.

Закон (2) определяет объёмную плотность энергии И. р., экспериментально же измеряют потоки энергии излучения. Т. к. И. р. изотропно, поток энергии, проходящий за единицу времени через единичную площадку (в любом месте объёма, равномерно заполненного И. р.) в направлении нормали к ней в телесном угле $d\Omega$, равен $cu_{\nu,\,T}d\Omega/4\pi=I_{\nu,\,T}d\Omega$, где $I_{\nu,\,T}=cu_{\nu,\,T}/4\pi$ — интенсивность И. р. (поток энергии И. р., рассчитанный на единицу телесного угла). В направлении под углом ϑ к нормали поток энергии равен $I_{\nu,\,T}\cos\vartheta\,d\Omega$ (где $d\Omega=\sin\vartheta\,d\vartheta\,d\varphi$, φ — азимут). Поток энергии за единицу времени через единичную площадку во всех направлениях в пределах телесного угла 2π (т. е. в одну сторону) получается интегрированием по ϑ от 0 до $\pi/2$ и по φ от 0 до 2π, что даёт $\pi I_{\nu,\,T}=cu_{\nu,\,T}/4$. Такая же энергия испускается абсолютно чёрным телом с единицы его поверхности за единицу времени и определяет его спектральную испускательную способность (во всех направлениях, т. е. в телесном угле 2π) $\varepsilon^{(0)}_{\nu,\,T}=\pi B^{(0)}_{\nu,\,T}$, где $B^{(0)}_{\nu,\,T}=I_{\nu,\,T}=cu_{\nu,\,T}/4$ — энергетическая *яркость* этой поверхности (испускательная способность в определённом направлении), рассчитанная, как и интенсивность $I_{\nu,\,T}$, на единицу телесного угла. Согласно (2), получаем закон излучения Планка для спектральной испускательной способности

$$\varepsilon^{(0)}_{\nu,\,T}=\pi B^{(0)}_{\nu,\,T}=\frac{c}{4}\,u_{\nu,\,T}=\frac{2\pi h\nu^3}{c^3}\cdot\frac{1}{e^{h\nu/kT}-1} \qquad (3)$$

и соответственно закон излучения Стефана — Больцмана для полной испускательной способности абсолютно чёрного тела:

$$\varepsilon^{(0)}_T=\int_0^\infty \varepsilon^0_{\nu,T}\,d\nu=\sigma T^4, \qquad (4)$$

где $\sigma=\mathrm{const}=2\pi^5k^4/15h^3c^2$.

Спектральная испускательная способность нечёрного тела $\varepsilon_{\nu,\,T}$, поглощательная способность к-рого $a_{\nu,\,T}=a_{\lambda,\,T}$ зависит от ν (или λ), меньше спектральной испускательной способности абсолютно чёрного тела и, согласно *Кирхгофа закону излучения*, равна $\varepsilon_{\nu,\,T}=a_{\nu,\,T}\varepsilon^{(0)}_{\nu,\,T}$. Соответственно полная испускательная способность нечёрного тела $\varepsilon_T=\int_0^\infty\varepsilon_{\nu,\,T}d\nu=\int_0^\infty a_{\nu,\,T}\varepsilon^{(0)}_{\nu,\,T}d\nu$.

В случае *серого тела*, поглощательная способность a_T к-рого не зависит от частоты в определённых интервалах ν и имеет постоянное значение, меньшее 1, $\varepsilon_T=a_T\overset{0}{\varepsilon}_T$.

В квантовой теории удобно применять величины $u^{(0)}_{\nu,\,T}$, $\varepsilon^{(0)}_{\nu,\,T}$ и $B^{(0)}_{\nu,\,T}$. При эксперим. исследованиях (в частности, в *пирометрии оптической*) обычно пользуются соответствующими величинами в шкале длин волн $u_{\lambda,T}$, $\varepsilon_{\lambda,T}$ и $B_{\lambda,T}$.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 3 изд., М., 1985; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 4] — Оптика, М., 1985; Хунд Ф., История квантовой теории, пер. с нем., К., 1980; Шёпф Х.-Г., От Кирхгофа до Планка, пер. с нем., М., 1981.

М. А. Ельяшевич.

ИЗЛУЧЕ́НИЕ ЧАСТИ́Ц В УСКОРИ́ТЕЛЯХ — излучение эл.-магн. волн заряж. частицами в ускорителях. В *линейных ускорителях* излучение, связанное с ускорением частиц, незначительно, т. к. при прямолинейном движении ускорение частиц невелико. В циклич. ускорителях из-за искривления траектории магн. полем ускорение частиц (центростремительное) остаётся конечным даже при постоянстве величины скорости в релятивистской области и вызванное им эл.-магн. излучение (*синхротронное излучение*) может существенно сказаться на динамике частиц. Для релятивистских частиц синхротронное излучение обладает характерными особенностями: 1) сильной угл. направленностью излучения — оно сосредоточено в основном в узком конусе с углом раствора порядка $\gamma=\mathcal{E}/m_0c^2$ ($\mathcal{E}$ — полная энергия частицы, m_0 — её масса покоя); 2) наличием интенсивных высш. гармоник — макс. интенсивность приходится на гармонику с частотой в γ^3 раз больше частоты обращения частицы; 3) сильной зависимостью излучения от энергии частицы — мощность излучения P пропорц. квадрату энергии при фиксированном магн. поле и четвёртой степени энергии при фиксированном радиусе кривизны орбиты R:

$$P=\frac{2}{3}\,\frac{e^4B^2}{m_0^2c^3}\left(\frac{\mathcal{E}}{m_0c^2}\right)^2=\frac{2}{3}\,\frac{ce^2}{R^2}\left(\frac{\mathcal{E}}{m_0c^2}\right)^4 \qquad (1)$$

(B — магн. индукция, e — заряд частицы). Из (1) видно, что при данной энергии частицы мощность излучения обратно пропорциональна четвёртой степени массы покоя частицы, поэтому синхротронное излучение практически несущественно в совр. ускорителях для тяжёлых частиц (ионов, протонов) и играет определяющую роль в электронных ускорителях на большие энергии. Соотношение (1) ставит предел техн. возможностям циклич. электронных ускорителей, требуя больших ускоряющих полей для компенсации потерь на излучение: для достижения энергии $\mathcal{E}_m$ необходимо выполнение условия

$$eE_{\text{макс}}>\frac{2}{3}\,\frac{e^2}{R^2}\left(\frac{\mathcal{E}_m}{m_0c^2}\right)^4, \qquad (2)$$

где $E_{\text{макс}}$ — макс. технически достижимое ср. значение ускоряющего электрич. поля.

Излучение существенно сказывается на динамике электронов в ускорителях. Благодаря узкой направленности излучения на электрон действует сила отдачи $F_{\text{рад}}=P/c$, направленная противоположно скорости v (рис.; z — направление вертик. колебаний орбиты).