

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ И ВЕЩЕСТВА

С.1. Элементарные процессы, ответственные за излучение и поглощение света

С.1.1. Свободно–свободные переходы (электрон в поле протона)

Энергия, излучаемая единицей объема при свободно–свободном (тормозном) излучении полностью ионизованной плазмы с концентрацией ионов n_i и свободных электронов n_e составляет:

$$\frac{dE}{dt dV} \equiv \epsilon^{ff} = \sqrt{\frac{2\pi kT}{3m}} \frac{2^5 \pi e^6}{3\hbar m_e c^3} Z^2 n_e n_i \bar{g}_B, \quad (\text{С.1})$$

где \bar{g}_B – усредненный фактор Гаунта, учитывающий квантово-механические поправки к классическому приближению. В видимом диапазоне $\bar{g}_B \sim 1$. Численно

$$\epsilon^{ff} \simeq 1.4 \cdot 10^{-27} (\text{эрг/с} \cdot \text{см}^3) \sqrt{T} n_e n_i Z^2.$$

С.1.2. Свободно–связанные переходы

Сечение поглощения фотона при свободно–связанных переходах с уровня n удобно выражается через радиус боровской орбиты a_0 , номер уровня и частоту кванта

$$\sigma_{bf} = \left(\frac{64\pi n g}{3\sqrt{3} Z^2} \right) \alpha a_0^2 \left(\frac{\nu_n}{\nu} \right)^3.$$

Здесь порог ионизации с уровня n определяется как

$$\nu_n \equiv \chi_n / h = \frac{\alpha^2 m_e c^2 Z^2}{2\hbar n^2}.$$

где χ_n — потенциал ионизации, а g — гаунт-фактор, который вблизи порога ионизации в видимом диапазоне равен 1 с точностью до 20%. Коэффициент поглощения получается из сечения σ_{bf} умножением на число атомов на соответствующем уровне: $\alpha_\nu = \sigma_{bf} N_n$.

С.1.3. Переходы между энергетическими уровнями

Происходят при поглощении кванта (вверх) и спонтанно (вниз). Характерное время жизни атома H в возбужденном состоянии — около 10^{-8} с. Если $E_1 < E_2$, то $h\nu = E_2 - E_1$.

Индукцированные переходы (вниз) Излучение в этом случае называется *мазерным*. Эффективно там, где время жизни атома на возбужденном уровне велико. Примеры: линии OH (18 см), H_2O (1.35 см), SiO (2–7 мм).

Столкновительное возбуждение (электронами) (вверх). Это т. н. электронные удары 1-го рода. Возбуждаются преимущественно нижние уровни; в очень холодном газе — возбуждение сверхтонкой структуры основного уровня (HI 21 см). Самые яркие примеры линий, возбуждаемыми ударами 1-го рода: HI (21 см), OI (63 мкм), $SiII$ (31 мкм), $FeII$ (26 мкм).

Столкновительная дезактивация (удары 2-го рода). Эффективны там, где время жизни атома на возбужденном уровне велико или в достаточно плотной среде.

С.1.4. Ионизация

Различают фотоионизацию и ударную ионизацию, когда необходимую для этого энергию атому передает электрон при столкновении с ним (удар 1-го рода). Частный случай — ионизация отрицательных ионов водорода с $E = 0.75$ эВ. Эффективна в атмосферах звезд типа Солнца. Может быть как ударной, так и радиационной.

С.1.5. Рекомбинация

Процесс, обратный ионизации. Может произойти на любой энергетический уровень атома. Если это не самый низкий (первый) уровень, то результат рекомбинации — объединение иона и электрона в возбужденный атом (рекомбинационное возбуждение). Последующие каскадные переходы вниз рожают серии спектральных линий. Такое излучение называют рекомбинационным (основной механизм излучения областей HII). Оно происходит не за счет тепловой энергии среды, а за счет энергии ионизирующих квантов, часть

которой переходит во внутреннюю энергию атома и излучается. Поэтому уносимая таким излучением энергия не приводит к остыванию газа. Более сложный двухэтапный процесс — диэлектронная рекомбинация, при которой электрон сначала возбуждает атом (ион) (т. н. автоионизационное состояние) с последующей ионизацией или радиативным каскадом (см. подробнее в главе 4). В последнем случае среда эффективно охлаждается, т. к. в излучение переходит практически вся кинетическая энергия сталкивающегося с атомом (ионом) электрона. Особенно важна при достаточно высоких температурах плазмы.

С.2. Признаки полного термодинамического равновесия

Для космической плазмы термодинамическое равновесие (ТР) означает, что одновременно выполняются следующие соотношения, определяемые одним общим параметром — температурой T :

1. Максвелловское распределение частиц по скоростям

$$f(v)dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv.$$

2. Больцмановское распределение частиц по энергиям, которое для заселенности атомных уровней с номерами i и j (соответственно, с энергиями E_i и E_j и статвесами g_i и g_j) записывается в виде

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{-(E_i - E_j)/kT}.$$

3. Закон действующих масс для химического равновесия, или в применении к условиям ионизованной плазмы — формула Саха для степени ионизации атомов и молекул

$$\frac{n_e n_{z+1}(i)}{n_z(j)} = \frac{2g_i (2\pi m_e kT)^{3/2}}{g_j (2\pi \hbar)^3} e^{-\Delta E/kT},$$

где n_e , n_z , n_{z+1} — концентрации электронов и ионов X_z элемента X , $g_{i,j}$ — статистические веса уровней i, j ионов, $\Delta E = \xi_z(j) + E_i$, $\xi_z(j)$ — энергия ионизации с уровня j иона X_z .

4. Законы излучения: Планка, Кирхгофа и Стефана–Больцмана для АЧТ (см. основную часть курса, глава 2).