

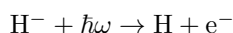
「原子衝突のキーワード」

原子における自由-自由遷移の光吸収断面積 (Photo-absorption cross sections in free-free transition in atoms)

衝突によって自由電子が減速し、光を放出する制動放射は自由-自由 (f-f) 遷移の一例である。太陽から外部に放出される光は厚さ 300~500 km の光球と呼ばれる表面の層で発生する。光球の最深部から出てくる光は黒体輻射と考えて良いが、光球中を通過する間に水素負イオン系の f-f 遷移

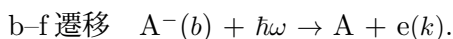


や束縛-自由 (b-f) 遷移



が起こり、連続スペクトルの形が黒体輻射からずれる [1]。そのため、太陽からのスペクトルには H, H⁻, 電子の密度, 電子温度に関する情報が含まれている。

始状態が連続状態のときの光吸収断面積は、始状態が束縛状態のときと比べてあまり馴染みがない。ここでは ϵ 方向に偏光する角振動数 ω の光を吸収して起こる負イオン系の b-f 遷移, f-f 遷移を例に、光吸収断面積の表式を整理する (後で示す断面積の式 (1), (2) は中性原子の場合にも基本的に同じ)。原子と光の相互作用は時間について 1 次摂動近似したフェルミの黄金則のもと、電磁場を双極子近似して扱うことにする。簡単のため、負イオン系 (A⁻) を 1 つの電子とコア (原子 A) と見なす 1 電子近似を用いる。



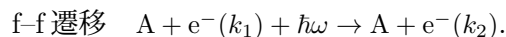
A⁻ の束縛状態 b (ψ_b , エネルギー ϵ_b) から、電子が運動量 $\hbar\mathbf{k}$ で飛び出す光脱離過程である。終状態 $\psi_{\mathbf{k}}^{(-)}$ を 1 辺 L の大きい立方体で規格化すると $L^{-\frac{3}{2}}\psi_{\mathbf{k}}^{(-)}$ と書ける。 $\mathbf{k}$ 空間の $(\frac{2\pi}{L})^3$ に 1 つ状態があることを使って、離散化された状態和を $\mathbf{k}$ 空間での積分で置き換えると、断面積は

$$\sigma(\omega) = 4\pi^2\alpha\hbar\omega \int | \langle L^{-\frac{3}{2}}\psi_{\mathbf{k}}^{(-)} | \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{r} | \psi_b \rangle |^2 \times \delta(\epsilon_k - \epsilon_b - \hbar\omega) (L/2\pi)^3 d^3\mathbf{k} \quad (1)$$

と書ける。上の式で α は微細構造定数である。 $d^3\mathbf{k} = k^2 dk d\Omega = \frac{mk}{\hbar^2} d\epsilon_k d\Omega$ より,

$$\sigma(\omega) = \frac{\alpha m \omega k}{2\pi\hbar} \int | \langle \psi_{\mathbf{k}}^{(-)} | \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{r} | \psi_b \rangle |^2 d\Omega$$

を得る。ここで $d\Omega$ は電子放出方向の微小立体角, 被積分関数は光電子の角度分布を表す。



上の過程では、運動量 $\hbar\mathbf{k}_1$ で入射した電子が原子 A の近くを通過して散乱される間に、外からやってきた光を吸収して $\hbar\mathbf{k}_2$ に加速されている。始状態, 終状態の散乱状態 $\psi_{\mathbf{k}_1}^{(+)}, \psi_{\mathbf{k}_2}^{(-)}$ を箱で規格化し、終状態の状態和を積分で置き換えると、断面積は

$$\sigma(\mathbf{k}_1, \omega) = 4\pi^2\alpha\hbar\omega \times \int | \langle L^{-\frac{3}{2}}\psi_{\mathbf{k}_2}^{(-)} | \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{r} | L^{-\frac{3}{2}}\psi_{\mathbf{k}_1}^{(+)} \rangle |^2 \times \delta(\epsilon_2 - \epsilon_1 - \hbar\omega) (L/2\pi)^3 d\mathbf{k}_2 \quad (2)$$

となる。 $\sigma = L^{-3}\sigma'$ と置くと

$$\sigma' = \frac{\alpha m \omega k_2}{2\pi\hbar} \int | \langle \psi_{\mathbf{k}_2}^{(-)} | \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{r} | \psi_{\mathbf{k}_1}^{(+)} \rangle |^2 d\Omega_2$$

となる [2, 3]。始状態が連続状態のとき、箱の大きさの依存性が σ に残る。 σ' は [長さ] の 5 乗の次元を持ち、単位電子密度あたりの断面積と解釈できる。電子数密度 n_e における有効断面積は $n_e\sigma'$ となる。

電子温度が T の場合は、マクスウェル分布 ($F(\mathbf{k}_1, T)$) で平均した

$$\sigma_e(\omega, T) = n_e \int \sigma'(\mathbf{k}_1, \omega) F(\mathbf{k}_1, T) d\mathbf{k}_1 \quad (3)$$

が有効断面積になる。角振動数 ω の光が Δx 進んだときの強度 $I(x)$ の f-f 遷移による微小変化 ΔI は、原子 A の数密度を n_A とすれば $\Delta I = -n_A\sigma_e(\omega, T)I\Delta x$ のように書ける。

(宮崎大学 五十嵐明則)

参考文献

- [1] 家 正則ら “宇宙の観測 (1) 光・赤外天文学” 日本評論社 (2007) 2 章.
- [2] A. Dalgarno and N.F. Lane, *Astrophys. J.*, **145**, 623 (1966).
- [3] S. Geltman, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* **13**, 602 (1973).