

第6章 光と原子との相互作用 光の吸収と放出

前章では、光と相互作用する原子の束縛電子状態は定常状態とは異なるが、定常状態の状態ベクトルで展開して表現できることが示された。原子 1 個の微視的雙極子モーメントの期待値から、巨視的な物質分極が導かれ、我々の観測できるマクロ的な光学定数が関連付けられた。本章では、状態の変化と、それに伴う光の吸収と放出について議論する。

6.1 量子論に基づく A 係数と B 係数

分散理論では、原子が光と相互作用している定常的な状態で雙極子モーメントの期待値がどのような時間変動をするかという議論をしてきた。状態ベクトルは時間的に変動するが、電磁波のように周期的な擾乱にさらされたときの状態ベクトルの変化も周期的であった。本節では時刻ゼロにおいて電磁波を原子に当てたとき、その後状態ベクトルはどのような変化をするか、ということについて考える。まず、原子に束縛されている電子についてのシュレーディンガー方程式である (5.5) 式から出発する。

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi = (H_0 + V(t))\psi \quad (5.5)'$$

ここで、相互作用ポテンシャル $V(t)$ は、(5.20) 式の雙極子 $\boldsymbol{\mu} = -e\mathbf{r}$ と (5.21) 式の電場

$\frac{\mathbf{E}_0}{2}(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$ とのカップリングとして、(5.22) 式の $V = -\frac{\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}_0}{2}(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$ として与える。シュ

レーディンガー方程式の解を摂動の次数で展開し、ゼロ次と 1 次の摂動項を摂動の無い定常状態での固有ベクトルで展開する。ここでは状態は "1" と "2" だけと考える。 $\psi = \psi^{(0)} + \psi^{(1)}$ として、

$$\psi^{(0)} = \sum_{\ell} a_{\ell}^{(0)}(t) u_{\ell}(\mathbf{r}) e^{-i\omega_{\ell} t} = a_1^{(0)}(t) u_1(\mathbf{r}) e^{-i\omega_1 t} + a_2^{(0)}(t) u_2(\mathbf{r}) e^{-i\omega_2 t}$$

$$\psi^{(1)} = \sum_{\ell} a_{\ell}^{(1)}(t) u_{\ell}(\mathbf{r}) e^{-i\omega_{\ell} t} = a_1^{(1)}(t) u_1(\mathbf{r}) e^{-i\omega_1 t} + a_2^{(1)}(t) u_2(\mathbf{r}) e^{-i\omega_2 t}$$

$$\psi = \psi^{(0)} + \psi^{(1)} = \left\{ a_1^{(0)}(t) u_1(\mathbf{r}) e^{-i\omega_1 t} + a_2^{(0)}(t) u_2(\mathbf{r}) e^{-i\omega_2 t} \right\}$$

$$+ \left\{ a_1^{(1)}(t) u_1(\mathbf{r}) e^{-i\omega_1 t} + a_2^{(1)}(t) u_2(\mathbf{r}) e^{-i\omega_2 t} \right\}$$

$$= \left\{ a_1^{(0)}(t) + a_1^{(1)}(t) \right\} u_1(\mathbf{r}) e^{-i\omega_1 t} + \left\{ a_2^{(0)}(t) + a_2^{(1)}(t) \right\} u_2(\mathbf{r}) e^{-i\omega_2 t}$$

である。摂動が無いときは状態 1 にいるとする。そうすれば、ゼロ次摂動の展開係数は $a_1^{(0)}(t) = 1$ お

よび $a_2^{(0)}(t) = 0$ となる。雙極子モーメントの行列要素の対角成分はゼロなので、 $V_{11} = V_{22} = 0$ であり、

1 次摂動の展開係数は (5.23) 式と (5.24) 式にこれらの条件を代入することで、

$$\dot{a}_1^{(1)}(t) = -\frac{i}{\hbar} a_2^{(0)}(t) V_{12} e^{i\omega_{21} t} = 0 \quad \text{および} \quad \dot{a}_2^{(1)}(t) = -\frac{i}{\hbar} a_1^{(0)}(t) V_{21} e^{i\omega_{21} t} = -\frac{i}{\hbar} V_{21} e^{i\omega_{21} t}$$

等の解としては、まず、状態 1 の 1 次摂動係数 $a_1^{(1)}(t)$ は定数なので、これをゼロとする。つまり、1 次

摂動の精度では電場の影響を受けた状態ベクトル ψ の準位 “1” への展開係数はほとんど変わらず 1 のままである。さらに、準位 2 への展開係数としてダンピング項を入れた (5.27) 式を用いる。

$$\dot{a}_2^{(1)}(t) = -\frac{i}{\hbar} V_{21} e^{i\omega_2 t} - \gamma_2 a_2^{(1)} = \frac{i\boldsymbol{\mu}_{21} \cdot \mathbf{E}_0}{2\hbar} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) e^{i\omega_2 t} - \gamma_2 a_2^{(1)} \quad (5.27)$$

この微分方程式の解は定数変化法により容易に解けて、解は同次方程式の一般解と非同次方程式の特解の和で与えられる。ただし、電場印加の摂動は時刻ゼロから始まったとすると、 $t < 0$ では $\mathbf{E}_0 = 0$ であったとして、

$$\begin{aligned} a_2^{(1)}(t) &= \frac{i}{2\hbar} \left\{ \int_0^t (\boldsymbol{\mu}_{21} \cdot \mathbf{E}_0 e^{i(\omega_2 + \omega - i\gamma_2)t} + \boldsymbol{\mu}_{21} \cdot \mathbf{E}_0 e^{i(\omega_2 - \omega - i\gamma_2)t}) dt \right\} e^{-\gamma_2 t} - a_2^{(1)}(0) e^{-\gamma_2 t} \\ &= \frac{\boldsymbol{\mu}_{21} \cdot \mathbf{E}_0}{2\hbar} \left[\frac{e^{i(\omega_2 + \omega)t} - 1}{\omega_2 + \omega - i\gamma_2} + \frac{e^{i(\omega_2 - \omega)t} - 1}{\omega_2 - \omega - i\gamma_2} \right] e^{-\gamma_2 t} \\ &= \frac{\boldsymbol{\mu}_{21} \cdot \mathbf{E}_0}{2\hbar} \left[\frac{e^{i(\omega_2 + \omega)t} - 1}{\omega_2 + \omega - i\gamma_2} + \frac{e^{i(\omega_2 - \omega)t} - 1}{\omega_2 - \omega - i\gamma_2} \right] \end{aligned} \quad (6.1)$$

として与えられる。ここで、初期条件より、 $a_2^{(1)}(0) = 0$ であることを用い、通常 $\gamma_2 t \ll 1$ なので $e^{-\gamma_2 t} \sim 1$ とした。

次に、原子にあたっている光の角周波数が準位 1、2 間の遷移周波数に近いとする。つまりほぼ共鳴している状況である。 $\omega_2 \approx \omega$ の条件を(6.1)式に適用すると、分母に $\omega_2 + \omega$ を持つ項は $\omega_2 - \omega$ の項に比べ無視できる。そうすると、

$$a_2^{(1)}(t) = \frac{\boldsymbol{\mu}_{21} \cdot \mathbf{E}_0}{2\hbar} \left(\frac{e^{i(\omega_2 - \omega)t} - 1}{\omega_2 - \omega} \right) \quad (6.2)$$

が得られる。これを回転波近似 (Rotational Wave Approximation) という。ここでは、話を簡単にするために分母に入っている γ_2 も落とした。したがって

$$\left| a_2^{(1)}(t) \right|^2 = \frac{|\boldsymbol{\mu}_{21} \cdot \mathbf{E}_0|^2}{\hbar^2} \frac{1 - \cos(\omega_2 - \omega)t}{(\omega_2 - \omega)^2} = \frac{|\boldsymbol{\mu}_{21} \cdot \mathbf{E}_0|^2}{\hbar^2} \frac{\sin^2 \frac{(\omega_2 - \omega)t}{2}}{(\omega_2 - \omega)^2} \quad (6.3)$$

となる。ここで、 $\left| a_2^{(1)}(t) \right|^2$ は準位 1 から 2 へ単位時間あたりに遷移する確率と考えられる。したがって、この結果から準位 2 へ励起される確率は時間的に周期的に変化することがわかる。もし、 $\omega_2 - \omega$ が大きいなら、つまり入射する光子のエネルギーが二準位間のエネルギー差と大きく異なる場合は、(6.3)式の分母が大きくなるために、この周期変動の幅は大変小さいと考えられる。実際、 ω_2 や ω などは 10^{15} の桁なので、分母は 10^{30} の桁となり、分子の $\sin^2 \frac{(\omega_2 - \omega)t}{2}$ は 1 以上になれないので(6.3)式の時間変動する部分は大変小さな値である。ところが、 $\omega_2 - \omega$ が小さいとき、つまり光子のエネルギーが準位間のエネルギー差に近いとき、言葉をかえるならば、光が原子遷移に共鳴するときは異なった振る舞いをする。 $\omega \rightarrow \omega_2$ のとき、

$$\frac{\sin^2 \frac{(\omega_{21} - \omega)t}{2}}{(\omega_{21} - \omega)^2} \rightarrow \frac{-t \sin \frac{(\omega_{21} - \omega)t}{2} \cos \frac{(\omega_{21} - \omega)t}{2}}{-2(\omega_{21} - \omega)} \rightarrow \frac{\frac{t^2}{2} \cos^2 \frac{(\omega_{21} - \omega)t}{2} - \frac{t^2}{2} \sin^2 \frac{(\omega_{21} - \omega)t}{2}}{2} \rightarrow \frac{t^2}{4} \quad (6.4)$$

となるので、時間の 2 乗に比例して遷移確率は増大する。振動しないのは、 $\omega_{21} - \omega$ が小さいときは振動の周期が長くなり、その極限では(6.4)式のようになるからである。あるいは見方を変えて、光子エネルギーが共鳴エネルギーに近いときは光の吸収放出の測定時間に比べて振動周期が長く、(6.4)式のような変化に見えるということである。

ここまでの結果では、(6.3)式で与えられる状態 2 への遷移確率（準位 2 に居る確率）は光が原子遷移に共鳴する場合は時間の 2 乗に比例して増えることがわかった。原子が光と相互作用して励起される場合、原子の共鳴周波数は厳密に決まった値ではなく、ある程度の幅を持つ。これは様々な要因で生じる。例えばエネルギーと時間との不確定性原理などが一例である。したがって、関数 (6.4) 式の最初の式を ω で積分する必要が生じ、積分した結果は $\pi t/2$ を与える。つまり、時間に比例する結果となる。

以上の考察と光エネルギー密度 $W = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E_0^2$ を用いれば、(6.3)式は

$$\left| a_2^{(1)}(t) \right|^2 = \frac{|\boldsymbol{\mu}_{21} \cdot \mathbf{E}_0|^2}{\hbar^2} \frac{\pi t}{2} = \frac{\pi e^2 W |x_{21}|^2 t}{\varepsilon_0 \hbar^2} \quad (6.5)$$

となり、準位 2 に原子が居る確率は時間に比例して増えていく。その比例係数として、光エネルギー密度と双極子モーメントの行列成分が関与する。つまり、原子に当たる光が強ければ、あるいは双極子モーメントの行列成分が大きければ、状態 2 へ励起される確率が増大する。原子数密度を N とすれば、準位 2 に励起されている原子数は $N \left| a_2^{(1)}(t) \right|^2$ で与えられると考えると、このことは、光が当たり続けていると準位 2 に励起される原子数 N_2 が時間に比例して増加することを物語る。このとき光は吸収されている。

(6.5)式を $\left| a_2^{(1)}(t) \right|^2 = WB_{12}t$ と書くと

$$\left| a_2^{(1)}(t) \right|^2 = WB_{12}t \quad \text{ここに} \quad B_{12} = \frac{\pi e^2 |x_{21}|^2}{\varepsilon_0 \hbar^2} \quad (6.6)$$

と書くことで、1→2 の単位時間あたりの遷移確率を表現できる。ここで、係数 B_{12} を**アインシュタインの B 係数**という。ここでの議論は、まず摂動の 1 次まで考慮していること、および遷移過程の経過時間が短いことを条件としている。時間が無限に長くなると遷移確率が無限大になるということはない。励起時間が長い場合は (6.6)式は成り立たない。また、1 次摂動以上の項を取り込む必要がある場合はここでの議論は成り立たない。高次摂動を考慮する必要性は光強度が非常に強い場合である。そのときは高次効果により非線形応答が得られる。

今までは、初期状態として、電場が印加されていないとき、つまり $t=0$ において原子は状態“1”に居たとした。代わって今度は状態“2”に居たとする。つまり、初は高いエネルギー状態に居たとする。今場合、1 次摂動までの近似においては、上述の議論をそのまま使える。ただし、状態ベクトルの展開係数である a_1 と a_2 の役割が交代する。今の場合、ゼロ次摂動の展開係数は $a_2^{(0)}(t) = 1$ および $a_1^{(0)}(t) = 0$ と

なる。双極子モーメントの行列要素の対角成分はゼロなので、 $V_{11}=V_{22}=0$ であり、1次摂動の展開係数は(5.23)式と(5.24)式にこれらの条件を代入することで、

$$\dot{a}_2^{(1)}(t) = -\frac{i}{\hbar} a_1^{(0)}(t) V_{21} e^{i\omega_2 t} = 0 \quad \text{および} \quad \dot{a}_1^{(1)}(t) = -\frac{i}{\hbar} a_2^{(0)}(t) V_{12} e^{i\omega_1 t} = -\frac{i}{\hbar} V_{12} e^{i\omega_1 t} \quad \text{で決められるが、これ}$$

等の解として $a_2^{(1)}(t)$ は定数であることが分かる。この定数をゼロとする。というのは、 $a_2^{(0)}(t)=1$ と固定値を取っているので、その後の時間展開において、これが定数であるということはゼロであるべきである。状態2の1次摂動係数 $a_2^{(1)}(t)$ をゼロとする、つまり、1次摂動の精度では電場の影響にもかかわらず、状態ベクトル ψ の準位“2”への展開係数はほとんど変わらず1のままである。次に準位“1”の展開係数は次の微分方程式で与えられる。

$$\dot{a}_1^{(1)}(t) = -\frac{i}{\hbar} V_{12} e^{i\omega_2 t} = \frac{i\boldsymbol{\mu}_{12} \cdot \mathbf{E}_0}{2\hbar} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) e^{i\omega_2 t} \quad (5.27)$$

この微分方程式を積分するに当たって、電場印加の摂動は時刻ゼロから始まったとすると、 $t < 0$ では $\mathbf{E}_0 = 0$ であったとして、

$$a_1^{(1)}(t) = \frac{i}{2\hbar} \left\{ \int_0^t (\boldsymbol{\mu}_{12} \cdot \mathbf{E}_0 e^{i(\omega_2 + \omega)t} + \boldsymbol{\mu}_{12} \cdot \mathbf{E}_0 e^{i(\omega_2 - \omega)t}) dt \right\} = \frac{\boldsymbol{\mu}_{12} \cdot \mathbf{E}_0}{2\hbar} \left[\frac{e^{i(\omega_2 + \omega)t} - 1}{\omega_2 + \omega} + \frac{e^{i(\omega_2 - \omega)t} - 1}{\omega_2 - \omega} \right] \quad (6.7)$$

が得られる。これは(6.1)式で $\gamma_2 = 0$ とした場合と同じ形をしていて、 $\omega_{12} = \omega_1 - \omega_2 < 0$ であることに注意すれば、第1項を取ればよいことが分かる。そこで、(6.2)式までの議論と同様の考察で $|a_1^{(1)}(t)|^2$ として(6.5)式と同形のものが得られる。

$$|a_1^{(1)}(t)|^2 = \frac{|\boldsymbol{\mu}_{12} \cdot \mathbf{E}_0|^2}{\hbar^2} \frac{\pi t}{2} = \frac{\pi e^2 W |x_{12}|^2 t}{\epsilon_0 \hbar^2} \quad (6.8)$$

これから、

$$|a_1^{(1)}(t)|^2 = W B_{21} t \quad \text{ここに} \quad B_{21} = \frac{\pi e^2 |x_{12}|^2}{\epsilon_0 \hbar^2} = \frac{\pi e^2 |\mathbf{r}_{12}|^2}{3\epsilon_0 \hbar^2} \quad [\text{s}^{-1}] \quad (6.9)$$

\mathbf{r}_{12} は電子の位置ベクトルの行列要素で、 $|\mathbf{r}_{12}|^2 = |x_{12}|^2 + |y_{12}|^2 + |z_{12}|^2$ であり、空間的に等方的なので、

$|x_{12}|^2 = |y_{12}|^2 = |z_{12}|^2$ であることから、 $|x_{12}|^2 = |\mathbf{r}_{12}|^2 / 3$ と置いた。2→1の単位時間あたりの遷移確率を表現できる。ここで、係数 B_{21} を遷移2→1における**アインシュタインのB係数**という。

ここまでの議論の物理的背景を確認する。まず単位時間あたりの遷移1→2と遷移2→1の確率を与えるものはアインシュタインの**B係数**であり、これ等は同じ表現を持つ。つまり同じ値である。

$$B_{21} = B_{12} \quad (6.10)$$

さらに、これ等は原子と相互作用している光のエネルギー密度、あるいは強度に比例している。強い光と相互作用すると**遷移する確率は光の強度に比例して増大する**。これ等の遷移を**誘導遷移**という。

エネルギー保存の故に、遷移 1→2 では原子がエネルギーを頂く代わりに光子が 1 個吸収され、光子は 1 個消滅する。遷移 2→1 では原子がエネルギーを失い、代わりに光子が 1 個生成される。**遷移 2→1 では光子を放出するので、この過程を誘導放射という。誘導放射の強さは原子に当たる光の強度に比例する。**また、遷移 1→2 は**誘導吸収**ということになるが、単に**吸収**ということが多い。

ところで、1 次摂動まで考えた近似では上準位 “2” に居る確率は $|a_2^{(0)}(t) + a_2^{(1)}(t)|^2 = |a_2^{(0)}(t)|^2 = 1$ で時間と共に変化しないことになる。ところが、実際は時間と共により低いエネルギー状態へ自然に遷移することが知られている。この現象は原子に光が当たっていても生じる。原子に束縛されている電子を減衰振子としてモデル化した (5.38) 式で、強制振動の項に含まれる電場振幅 E_0 をゼロにすることで表現できる。この場合、強制振動項がなく自由に振動する減衰振動で電子の双極子モーメントの動きを表現する。つまり、 $\mu = -e\langle r \rangle = -er_0 e^{-2\gamma_2 t} \cos \omega_{21} t$ である。振動する双極子モーメントはその振動数の光を放射するので、原子遷移のエネルギーに対応するフォトンエネルギー $\hbar\omega_{21}$ で振動しながら、減衰定数 $2\gamma_2$ で減衰する光を放射する。このモデルは古典的な描写であるが、量子論的に言うならば、単位時間あたりに放出されるエネルギーが $\hbar\omega_{21}$ のフォトン数が $e^{-2\gamma_2 t}$ で時間的に減少するということである。このことを、原子が上準位に居る確率が減少するという見方で捕らえる。まず、光が入射していない場合では上準位への展開係数は

$$a_2(t) = a_2(0) e^{-\gamma_2 t} \quad (6.11)$$

のように減衰すると考えられる。ここに、 $a_2(0)$ は $t=0$ における展開係数の初期条件である。この関係は摂動を用いた近似では出てこない。第 9 章で説明するように、原子と電磁場を同時に量子化することで、必然的に現れる項である。(6.11) 式を観測される現象と結びつけるために、 $|a_2(t)|^2$ を原子が状態 2 に居る確率と考えることを確認する。

ここで、原子の数密度を N とすると、準位 2 に居る原子数密度は

$$N|a_2(t)|^2 = N|a_2(0)|^2 e^{-2\gamma_2 t} \quad (6.12)$$

と考えられるが、(6.12) 式は時刻 t とともに状態 2 に居る原子の数密度が減少することを物語る。

$N|a_2(t)|^2 = N_2(t)$ で時刻 t における原子数密度を与えると、

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = -2\gamma_2 N_2(t) \quad \text{あるいは} \quad dN_2(t) = -2\gamma_2 N_2(t) dt \quad (6.13)$$

を満たす。(6.13) 式を積分すると、

$$N_2(t) = N_2(0) e^{-2\gamma_2 t} \quad (6.14)$$

が得られる。このことは、 $1/2\gamma_2$ は $N_2(t)$ が $1/e$ 倍まで減る時間を与えることを示す。単位時間に $2\gamma_2 N_2(t)$ 個の原子が準位 2 から準位 1 へ遷移するなら、単位時間にエネルギーが $\hbar\omega_{21}$ であるフォトン $2\gamma_2 N_2(t)$ 個を放出する。今の場合外部から光が入射していない場合なので、これは**自然放射** (自発放射) を意味する。ここで、

$$A_{21} = 2\gamma \quad [\text{s}^{-1}] \quad (6.15)$$

と書いて、アインシュタインの A 係数と呼び、単位時間当たりの自然遷移確率を与える。第 9 章で説明するが、 A 係数の具体的な表現として、

$$A_{21} = e^2 \omega_0^3 |x_{21}|^2 / \pi \epsilon_0 \hbar c^3 = e^2 \omega_0^3 |\mathbf{r}_{21}|^2 / 3\pi \epsilon_0 \hbar c^3 = \frac{1}{\tau_{spont}} \quad (6.16)$$

が得られる。ここで、 τ_{spont} は準位 “2” の寿命 (life time) と言われ、原子が自然遷移により準位 “2” に居る確率が $1/e$ まで減少する時間である。準位 “2” に居る原子の数密度を N_2 とすると、 τ_{spont} の時間で N_2 は $1/e$ まで減少すると考える。 A 係数と B 係数の間には (6.9) 式と (6.16) 式から、

$$B_{ba} = \frac{c^3 A_{21}}{4h\nu^3} \quad (6.17)$$

の関係がある。

A 係数がゼロであれば電気的雙極子遷移は生じない。しかし、自然遷移が決して生じないかという非常に弱いながらも生じる。原子に束縛された電子と光との相互作用として、電気的雙極子遷移は第 1 近似である。さらに、高次の近似を行えば、電気的四重極子遷移、あるいは磁氣的雙極子遷移が無視できなくなり、大変弱いながらも自然遷移が起こる。しかしながら、分光学的言葉として、準位間の遷移を

許容遷移	$A_{21} \neq 0$
禁制遷移	$A_{21} = 0$

と表現することが多い。

これまで、自然放射と誘導放射、そして (誘導) 吸収について基本事項を議論してきた。単位時間に単位体積中で状態 2 から 1 に遷移する原子数は $A_{21}N_2$ (個 / $\text{m}^3 \text{ s}$) であるので、原子 1 個が遷移すれば光子 1 個を放出するという事に注意すれば、自然放射で単位時間当たりに放出する光子数は

$$A_{21}N_2 \quad (\text{個} / \text{m}^3 \text{ s}) \quad (6.18)$$

である。このとき単位体積から単位時間に放出される光のエネルギー、あるいは別の言い方をすれば、単位体積から放射される光のパワーは

$$A_{21}N_2 h\nu \quad (\text{J}/\text{m}^3 \text{ s} \text{ あるいは } \text{W}/\text{m}^3) \quad (6.19)$$

で与えられる。自然放射では光子 (photons) は全方向に放射されることに注意すること。

ここで、状態 2 に励起された原子が周波数 ν の光のなかにさらされていると、誘導遷移により原子は光子を 1 個放出して状態 1 に落ちる。光が強ければそれだけ遷移しやすい。誘導遷移を起こす単位時間当たりの確率は (6.9) 式で与えられ、

$$WB_{21} \quad (6.20)$$

である。ここで、 W は光 (電磁波) のエネルギー密度である。

状態 2 にある原子数密度を N_2 とすると、単位体積当たり単位時間において、状態 2 から状態 1 へ誘導遷移で落ちる原子数は

$$N_2 WB_{21} \quad (\text{個} / \text{m}^3 \text{ s}) \quad (6.21)$$

で与えられる。

このとき単位時間に単位体積から誘導放射で放出されるフォトン数は

$$N_2WB_{21} \quad (\text{個} / \text{m}^3 \text{ s}) \quad (6.22)$$

であり、単位体積から単位時間に放射される光のエネルギー、あるいは単位体積から放射される光のパワーは

$$N_2WB_{21}h\nu \quad (\text{J}/\text{m}^3 \text{ s} \text{ あるいは } \text{W}/\text{m}^3) \quad (6.23)$$

で与えられる。このとき誘導放射される光子は、原子がさらされている光と同じ方向と周波数を持つことに注意する。

また、もし状態 1 の原子が光にさらされていればフォトンをもつて状態 2 に励起される。この単位時間あたりの遷移確率は (6.6) 式より、

$$WB_{12} \quad (\text{s}^{-1}) \quad (10)$$

の形で与えられる。状態 1 にある原子の数密度を N_1 とすると、状態 1 から状態 2 へ単位時間に遷移する原子数密度は、

$$N_1WB_{12} \quad (\text{個} / \text{m}^3 \text{ s}) \quad (20)$$

である。このとき単位体積内で単位時間あたりに吸収されるフォトン数は

$$N_1WB_{12} \quad (\text{個} / \text{m}^3 \text{ s}) \quad (21)$$

であり、単位体積内で単位時間あたりに吸収される光のエネルギー、あるいは単位体積内で吸収される光のパワーは

$$N_1WB_{12}h\nu \quad (\text{J}/\text{m}^3 \text{ s} \text{ あるいは } \text{W}/\text{m}^3) \quad (22)$$

で与えられる。

次章ではこれ等の考えを使って、レーザーについて考察する。