1P047

パルス面積を用いたΛ型３準位系の量子制御

（慶大理工）　○常盤浩太郎、菅原道彦、藪下聡

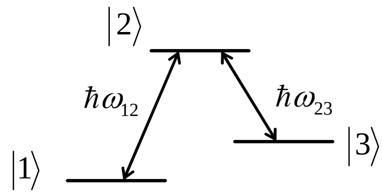

図１　Λ型３準位系モデル

【序】分子とレーザーのコヒーレントな相互作用を利用した量子制御法は分子の量子状態分布の反転、移動を実現するための有用な手段である。本研究では、共鳴条件化のΛ型３準位系の分布を、パルス面積を変化させることによって制御するレーザー場の理論設計を行った。

【理論】図１のような準位$|1\rangle$-$|3\rangle$間の光学遷移が禁制であるΛ型３準位系について考える。準位$|1\rangle$-$|2\rangle$間の励起を起こさせる角振動数ω_{12}、強度ε_{I}のパルスレーザーⅠと、準位$|2\rangle$-$|3\rangle$間の励起を起こさせる角振動数ω_{23}、強度$\varepsilon_{\mathrm{II}}$のパルスレーザーⅡは、共通の形状関数$f(t)$を用いてそれぞれ$\varepsilon_{\mathrm{I}} f(t)$、$\varepsilon_{\mathrm{II}} f(t)$と表されるものとする。レーザー場を量子化すると共に、分子とレーザー場の相互作用に双極子近似を適用し、シュレディンガー方程式を解析的に解く。波動関数を以下のように展開すると、

$$\left|\Psi(t)\right\rangle = c_1(t)\exp(i\omega_{12}t)\left|1\right\rangle + c_2(t)\left|2\right\rangle + c_3(t)\exp(i\omega_{23}t)\left|3\right\rangle \tag{1}$$

展開係数$c_i(t)$は形状関数の時間積分値$\tau \equiv \int_0^t dt f(t)$を用いて以下のように表される。

$$c_1(\tau) = \frac{S_{\mathrm{II}}(c_1(0)S_{\mathrm{II}} - c_3(0)\eta_{\mathrm{I}}) + S_{\mathrm{I}}(c_1(0)S_{\mathrm{I}} + c_3(0)S_{\mathrm{II}})\cos\left(\frac{1}{2}\sqrt{S_{\mathrm{I}}{}^2 + S_{\mathrm{II}}{}^2}\right) - ic_2(0)S_{\mathrm{I}}\sqrt{S_{\mathrm{I}}{}^2 + S_{\mathrm{II}}{}^2}\sin\left(\frac{1}{2}\sqrt{S_{\mathrm{I}}{}^2 + S_{\mathrm{II}}{}^2}\right)}{S_{\mathrm{I}}{}^2 + S_{\mathrm{II}}{}^2}$$

$$c_2(\tau) = \frac{c_2(0)\sqrt{S_{\mathrm{I}}{}^2 + S_{\mathrm{II}}{}^2}\cos\left(\frac{1}{2}\sqrt{S_{\mathrm{I}}{}^2 + S_{\mathrm{II}}{}^2}\right) - i(c_1(0)S_{\mathrm{I}} + c_3(0)S_{\mathrm{II}})\sin\left(\frac{\tau}{2}\sqrt{S_{\mathrm{I}}{}^2 + S_{\mathrm{II}}{}^2}\right)}{\sqrt{S_{\mathrm{I}}{}^2 + S_{\mathrm{II}}{}^2}} \tag{2}$$

$$c_3(\tau) = \frac{S_{\mathrm{I}}(c_3(0)S_{\mathrm{I}} - c_1(0)S_{\mathrm{II}}) + S_{\mathrm{II}}(c_1(0)S_{\mathrm{I}} + c_3(0)S_{\mathrm{II}})\cos\left(\frac{1}{2}\sqrt{S_{\mathrm{I}}{}^2 + S_{\mathrm{II}}{}^2}\right) - ic_2(0)S_{\mathrm{II}}\sqrt{S_{\mathrm{I}}{}^2 + S_{\mathrm{II}}{}^2}\sin\left(\frac{1}{2}\sqrt{S_{\mathrm{I}}{}^2 + S_{\mathrm{II}}{}^2}\right)}{S_{\mathrm{I}}{}^2 + S_{\mathrm{II}}{}^2}$$

ここで、S_{I}はレーザーパルスⅠのパルス面積であり、$|1\rangle$-$|2\rangle$間の遷移双極子モーメント$\boldsymbol{\mu}_{12}$、レーザー場の偏光ベクトル$\boldsymbol{\kappa}$、レーザーⅠの強度ε_{I}から$S_{\mathrm{I}} = |\boldsymbol{\mu}_{12}\cdot\boldsymbol{\kappa}|\varepsilon_{\mathrm{I}}\tau/\hbar$で定められる無次元量である。$S_{\mathrm{II}}$も同様に$|2\rangle$-$|3\rangle$間の遷移双極子モーメント$\boldsymbol{\mu}_{23}$とレーザーⅡの強度$\varepsilon_{\mathrm{II}}$から$S_{\mathrm{II}} = |\boldsymbol{\mu}_{23}\cdot\boldsymbol{\kappa}|\varepsilon_{\mathrm{II}}\tau/\hbar$と決まる。(1)式は、系の最終状態$|\Psi\rangle$がパルスの形状に無関係で、パルス面積のみに依存することを示している。以下ではパルス照射により任意の初期条件から、任意の準位分布を実現させる様にパルス面積S_{I}、S_{II}を設計することを目的として議論する。

【結果】パルス面積を$S_{\mathrm{I}} = AS_{\mathrm{II}}$とパルス面積比$A$を用いて表す。初期状態として準位$|1\rangle$にとり、目標分布を$|c_1|^2 = 1-m-n$、$|c_2|^2 = m$、$|c_3|^2 = n$と設定し、(1)、(2)式を$A$と$S_{\mathrm{II}}$について解くと、

$$A = \frac{1 \pm \sqrt{1-m-n}}{\sqrt{n}} \tag{3}$$

$$S_{\mathrm{II}} = \frac{2\left(\pm\arccos\left[\frac{A-(1+A^2)\sqrt{n}}{A}\right] + 2\pi N\right)}{\sqrt{1+A^2}} \tag{4}$$

と求まり、最大 4 通りの解が存在することが明らかになった。それぞれの解について、c_i の相対位相が異なっており、分布の割り振りだけでなく、相対位相の制御も可能であることがわかった。例として、$|c_1|^2=0.3$、$|c_2|^2=0.2$、$|c_3|^2=0.5$ を目標分布に、パルス形状関数 $f(t)=e^{-(t-50)^2/T^2}$ としてパルスを設計した。(3)、(4)式より目標分布を実現する S_{I} と S_{II} の値は 4 組求められ、それぞれパルス照射後に異なる c_i の相対位相関係①～④を実現することがわかった（表 1 参照）。このとき、パルス照射中の分布の時間発展は図 2 に示すように、①～④で異なっている。すなわち、異なる相対位相関係を実現するためにはパルス照射中の分布の時間発展の違いが重要であることがわかった。

ある初期条件に設定した場合、(2)式より比例定数 A が解析的に表されるとき、その初期条件からの実現可能な準位分布を求めることができる。例えば、$c_1(0)=1/\sqrt{2}$、$c_2(0)=1/\sqrt{2}$、$c_3(0)=0$ のときは $0\le|c_1|^2,|c_2|^2,|c_3|^2\le 1/2$ の範囲で実現可能である。また、$c_1(0)=1/\sqrt{2}$、$c_2(0)=0$、$c_3(0)=1/\sqrt{2}$ のときは $0\le|c_1|^2,|c_2|^2,|c_3|^2\le 1$ となり、どの様な分布も実現可能である。一方、$c_1(0)=\sqrt{3}/2$、$c_2(0)=1/2$、$c_3(0)=0$ のときは図 3 の斜線で示された範囲の準位分布を実現でき、複雑な様相を呈する。

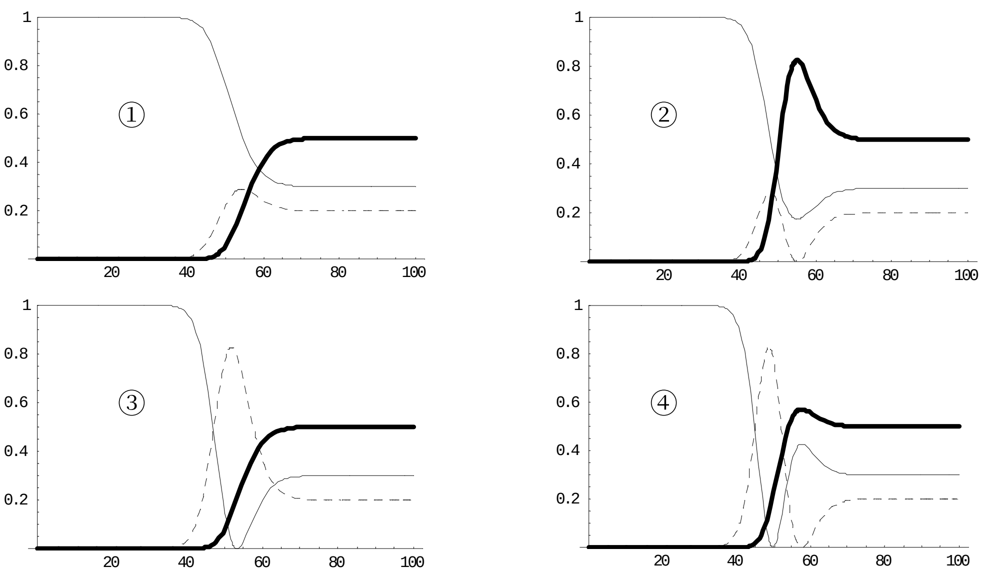

図 2　相対位相関係①～④における準位分布の時間発展。実線: $|c_1|^2$、破線: $|c_2|^2$、太線: $|c_3|^2$

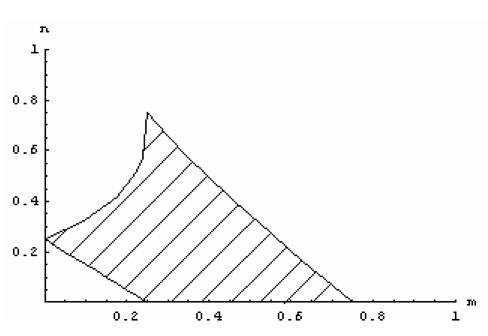

図 3　初期条件 $c_1(0)=\sqrt{3}/2$、$c_2(0)=1/2$、$c_3(0)=0$ から実現可能である準位分布

表 1　設計されたパルス面積と終状態における相対位相の関係

	①	②	③	④
S_{I}	2.330	4.440	4.780	6.650
S_{II}	3.643	6.943	2.184	3.038
c_1 の位相	0	0	π	π
c_2 の位相	-π/2	π/2	-π/2	π/2
c_3 の位相	π	π	π	π