

強光子場中におけるイオン化の複素エネルギー面に基く統一的理解  
— 低振動数理論の破綻と光誘起状態の発生 —

(東大院総合) 宮城 晴英, 染田 清彦

【序】原子分子に定常レーザー場を印加した系は、Floquet 理論を用いることで時間に依存しない多チャネル問題に置き換えられる。そして、この系の複素擬エネルギーリーマン面は (近似的に  $\pm N$  光子過程までを考慮すると)  $2^{2N+1}$  枚のリーマン面を張り合わせた構造をもつ。光子場強度が零のとき、原子分子の束縛状態に対応する散乱行列の極は、このリーマン面の実軸上に位置する。更に、図 1 に示したように、束縛状態の極の直下 (別のリーマン面の同じ位置) に実験的に観測できない極 (影極) が存在する。光子場強度を上げていくと束縛状態の極、及びその影極たちはそれぞれ独立にリーマン面上を動き回る。これらの極はリーマン面の限られた領域 (共鳴区域) にあるときだけ、実験的に共鳴状態として観測されうる (以下ではこれを共鳴極と呼称する)。従って、共鳴極が共鳴区域から外れて影極になったり、影極が共鳴区域に侵入して共鳴極に昇格する場合がある。後者の現象が光誘起状態の発現である。従来、光誘起状態の発現は時間非依存の高振動数理論 (Kramers-Henneberger 近似) において発生する新しい束縛状態として理解されていた [1]。しかし Floquet 理論に基づく先行研究 [2] によると、高振動数理論が適用できない中間的な振動数のレーザー場の場合にも、前述のような影極の共鳴極への昇格として、光誘起状態の発現が説明できる。

レーザー場中の原子分子イオン化過程に関する理論として KFR 理論が知られている [3]。これは低振動数のレーザー場に対して成立する理論であり、主にトンネルイオン化過程の記述に威力を発揮する。しかしこの低振動数理論から、光誘起状態発現に関する知見を得ることはできない。即ち、低振動数理論と高振動数理論には断絶があり、様々な振動数のレーザー場中における原子分子反応素過程を統一的に説明できる理論は今のところ存在しない。

本研究では、Floquet 理論に基づいて、レーザー場中におけるモデル原子の共鳴極および影極の振舞を調べた。そして、トンネルイオン化過程から光誘起状態の発現までを、複素擬エネルギーリーマン面上での影極の軌跡に基いて統一的に理解することを試みた。

【モデル】直線偏光、及び円偏光レーザー場を印加したモデル原子のイオン化過程を研究するには、直線偏光に対す

る計算では 1 次元原子を、円偏光に対する計算では 2 次元原子を用いるのが、物理的本質をついたモデル化であると考えられる。実際、直線偏光レーザー場中における原子の共鳴極の Floquet 理論に基いた計算では、1 次元モデル原子がよく採用されている [1,2]。そこで、本研究では、束縛状態を 1 つだけ有する 1 次元 Gaussian ポテンシャルに直線偏光レーザー場を印加した系、および 2 次元 Gaussian ポテンシャルに円偏光レーザー場を印加した系を、原子分子のイオン化を考察する為の単純なモデルとして採用した。

【共鳴極、及び影極の計算方法】上述の 2 つの系に対して、まず共鳴極の位置を複素スケーリング法、即ち複素回転変換した Floquet Hamiltonian の対角化によって計算した。そしてここで得られた共鳴極の位置を初期値として、Siegert 境界条件下での緊密結合方程式の数値解法により、影極の位置を計算した。

1 次元系に対する計算方法は [1] に基づいた。一方、2 次元モデル原子として、2 次元 Gaussian ポテンシャル  $V(r) = -V_0 \exp[-(r/r_0)^2]$  に 1 個の電子が束縛された原子を考え、これに円偏光レーザー場を印加す

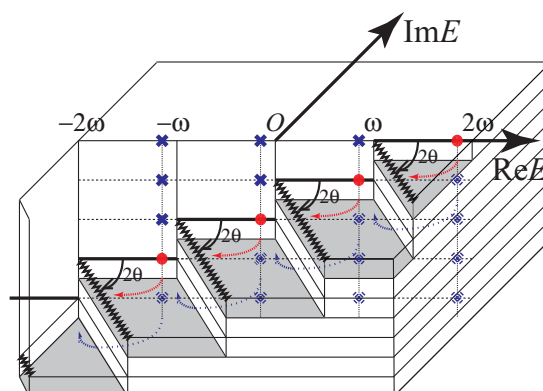


図 1: 複素擬エネルギーリーマン面の構造の概念図。束縛状態を 1 つもつ原子にレーザー場を印加した系の散乱行列の極の振舞を模式的に示した。光子場強度が零のとき図中の  $\bullet$  および  $\times$  の位置に極が現れる。 $\bullet$  が束縛状態の極、 $\times$  はその影極である。これらはレーザー場の強度の増加とともに、破線矢印の如く移動する。尚、本図では、極を見やすくする為に偏角  $\theta$  だけ複素スケーリングしたときのリーマン面の構造を示した。

る。この系の動径波動関数に対する緊密結合方程式は、原子単位を用いると

$$\left[ -\frac{1}{2} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d}{dr} \right) + \frac{(n+\mu)^2}{2r^2} + n\omega \right] G_n^\mu(r) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} V_{n-m}(r; \alpha) G_m^\mu(r) = E G_n^\mu(r), \quad (1)$$

$$\text{where } V_n(r; \alpha) = -V_0 \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2} - \frac{\alpha^2}{2r_0^2}\right) i^n I_n(\sqrt{2}\alpha r/r_0^2), \quad I_n(\cdot) \text{ は変形 Bessel 関数} \quad (2)$$

と書ける。 $\omega$  はレーザー場の角振動数、 $\alpha$  はポンドロモーティブ半径、そして  $\mu := M - n$  ( $M$  は角運動量子数、 $n$  は光子数) は系のもつ対称性に起因して生じた量子数である。この量子数  $\mu$  ごとに緊密結合方程式を解けばよい。即ち、計算コストは 1 次元系の計算と同程度である。

【計算結果】本要旨では 2 次元モデル原子に円偏光レーザー場を印加した系に関する計算結果のみを示す。ポテンシャル関数のパラメータは  $V_0 = r_0 = 1.404$  a.u. と設定した。このとき原子は約  $E = -0.477$  a.u. に唯一の束縛状態を有する。図 2 に、レーザー場の振動数を固定して光子場強度を変化させたときの、複素擬エネルギーリーマン面における共鳴極および影極の軌跡を示した。

低振動数レーザー場 ( $\omega = 0.2$  a.u.) の場合が図 2(a) である。光子場強度の変化に対して共鳴極と影極がチャンネル閾値付近で滑らかに繋がっている。即ち、共鳴極が閾値を通過して観測不可能な影極になろうとする瞬間に、別のリーマン面上で後を付けてきた影極が共鳴極に取って代わっている。結果として、閾値を跨いでも共鳴極は滑らかに繋がるので、実験における観測値も滑らかに推移することになるだろう。このような滑らかな軌跡は低振動数理論で予測される挙動である (図 2(a) の水色破線)。つまり、低振動数理論は、Floquet 理論の観点からは図 2(a) に示されるような極のバトンタッチ現象の結果として説明できる。

中間的な振動数 ( $\omega = 0.4$  a.u.) の場合を図 2(b) に示した。チャンネル閾値での共鳴極と影極のバトンタッチが不連続になっている。その為、バトンタッチ前後の共鳴状態 (赤線、青線) は同一の電子状態とはいえなくなった。また  $\alpha > 5$  a.u. では、一旦影極となっていた極が共鳴極へ復活し、2 つの共鳴状態が同時に存在している。これらの共鳴状態のエネルギー幅は、光子場強度の増加とともに減少し、イオン化抑制現象を示している。

高振動数レーザー場 ( $\omega = 0.6$  a.u.) では、図 2(c) に示したようにバトンタッチ現象は全く見られず、2 つの極の軌跡は完全に独立な挙動を示している。比較的弱い光子場強度で影極 (図 2(c) の青線) が共鳴状態に昇格し、束縛状態由来の共鳴状態 (図の赤線) と併せて、2 つの共鳴状態が同時に存在している。前者は原子に新しく誘起された状態、即ち光誘起状態である。

【まとめ】低振動数領域で見られる多光子イオン化やトンネルイオン化から、高振動数領域に特徴的なイオン化抑制および光誘起状態形成への変遷が、Floquet 理論における極のバトンタッチ現象とその破綻として、統一的に理解できることがわかった。

【参考文献】 [1] M. Marinescu and M. Gavrilă, Phys. Rev. A **53**, 2513 (1996). [2] T. Yasuike and K. Someda, Phys. Rev. A **66**, 053410 (2002); **71**, 017402 (2005). [3] H. R. Reiss, Phys. Rev. A **22**, 1786 (1980).

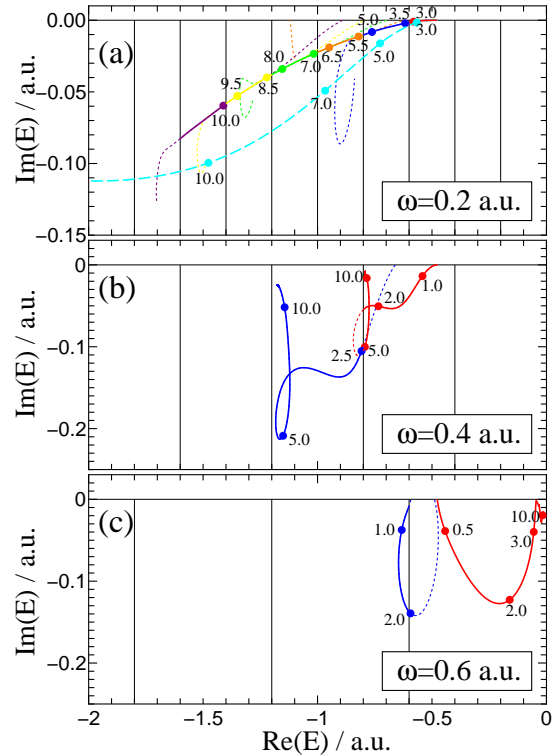


図 2: 2 次元モデル原子に円偏光レーザー場を印加した系に対する散乱行列の極を、複素擬エネルギーリーマン面にプロットした図。(a) はレーザー場の振動数を  $\omega = 0.2$  a.u. に固定し、光子場強度 (ポンドロモーティブ半径  $\alpha$ ) を変化させたときの極の軌跡である。(b) および (c) は、それぞれ  $\omega = 0.4$  及び  $0.6$  a.u. の場合である。チャンネル閾値を縦線で示した。実線と点線はそれぞれ共鳴極、及び影極の軌跡を表す。更にこれらはチャンネルが閉じていく順に、赤、青、橙、緑、黄、紫と色分けしてある。プロット点に付した数字は、その点における  $\alpha$  の値である。また (a) に示した水色の破線は、低振動数理論 [3] を 2 次元原子に適用した結果である。