

固体水素中における光パルスの低群速度伝播

白田研究室 小野 夢樹

[目的]

位相緩和が極めて小さいという固体水素の性質を用いて、光パルスの低群速度伝播を観測する。

[概要]

光の群速度はパルスのピークが伝播する速度として定義され

$$\frac{1}{V_g} = \frac{1}{c} + \frac{\pi}{\lambda} \frac{\partial \chi'}{\partial \omega}$$

と表される。群速度は式からわかるように屈折率分散曲線の傾きに依存する。

共鳴2準位系の場合(図1)には光の群速度を定義することはできない。なぜなら、共鳴準位近傍に屈折率分散が生じるが、同時に媒質による光の吸収が起こるからである。

2光子過程の共鳴3準位系の場合(図2)には、準位|b>で緩和がないと仮定して、ポンプ光 ω_c を強く入射すると分散、吸収の曲線は図2で示されるようになる。この時準位|c>は強結合状態になり、プローブ光 ω の群速度は遅くなる。

さらに、遠共鳴3準位系(図3)について考える。中間準位が共鳴準位からかなり離れていることが図3に示されているが、この場合の強結合の条件は位相緩和係数がラビ周波数よりとても小さいことである。

Ω : ラビ周波数 γ : 位相緩和係数

強結合状態が作られれば、共鳴準位から離れた遠共鳴準位でも屈折率分散が生じて、光の低群速度伝播が実現する。

本研究では位相緩和が極めて小さいという固体水素の性質を利用し、固相媒質中における光パルスの低群速度伝播の観測を試みた。

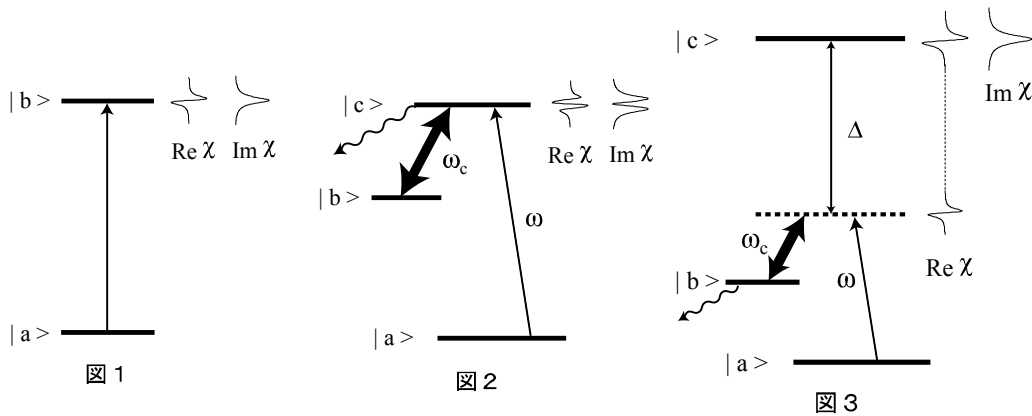


図4は固体水素における遠共鳴3準位系のエネルギースキームである。 v は振動量子数、 j は回転量子数を表し、 $|v=0, j=0\rangle$ は基底状態、 $|v=1, j=0\rangle$ は純振動励起状態で、その遷移エネルギーは 4149.6cm^{-1} であり、またこれは2光子離調である。中間状態 $|j\rangle$ は電子励起状態で約 80000cm^{-1} と非常に大きいので、誘導ラマン遷移とは遠共鳴となっている。

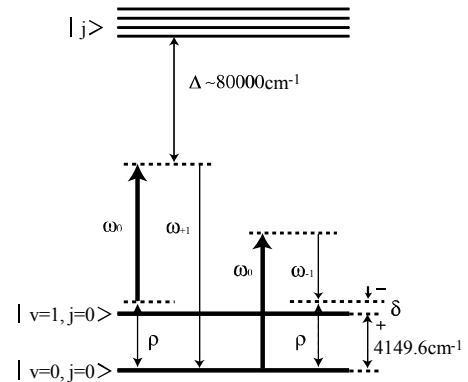


図4

ここでポンプ光 ω_0 が強く、プローブ光 ω_{+1} が弱く伝播する過程を考える。この時ラマンコヒーレンスが生成され、さらにその ω_0 とのビートによりマイナスサイドバンド光 ω_{-1} が発生する。2つの光 ω_{+1} と ω_{-1} は結晶中でお互いカップルしながら伝播する。これにより遠共鳴3準位系ではプローブ光 ω_{+1} とサイドバンド光 ω_{-1} を同等に扱わなければならない。このことが共鳴系とは本質的に異なる点である。本研究ではポンプ光 ω_0 を強く、そしてプローブ光として ω_{-1} を弱く結晶に入射させる過程で実験を行った。

[理論的考察]

プローブ光 E_{-1} とサイドバンド光 E_{+1} としてそれぞれの伝播方程式が

$$|T| \gg 1 \quad T: \text{パルス幅} \quad : 2 \text{光子離調}$$

という条件の下で次のように定式化されている。

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{V_{-1}} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) E_{-1}^* = -i\kappa_{-1} E_{-1}^* + \left(-i\sigma_{-1} + \frac{1}{V_{-1}} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) E_{+1}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{+1}} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) E_{+1} = i\kappa_{+1} E_{+1} + \left(i\sigma_{+1} - \frac{1}{V_{+1}} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) E_{-1}^*$$

σ_s : 単位長さあたりの位相シフト

σ_{\pm} : 2サイドバンド間の有効カップリング

$$\sigma_{\pm} = \frac{\delta_{\pm}}{\nu_{\pm}}$$

この2式の右辺にはそれぞれもう一方の項が含まれており、お互い影響を及ぼしあっていることがわかる。このことから、媒質中では2つのパルス波形は時間的に変化していることがわかり、このままでは群速度を定義することはできない。

このような状態についてパルスのノーマルモードが存在することが理論的に予言されている [1]。ノーマルモードとは媒質中を伝播する固有モードのことで、ノーマルモード E_u 、 E_v は 1 光子分散が無視できるという条件の下で、 E_{-1} と E_{+1} の線形結合で表せる。

$$E_u = \frac{\omega_{-1}}{\omega_0} E_{+1} + \frac{\omega_{+1}}{\omega_0} E_{-1}^* \quad : \text{Uncoupled mode}$$

$$E_v = E_{+1} + E_{-1}^* \quad : \text{Coupled mode}$$

ノーマルモードの伝播方程式は次のように表せる。

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) E_u = 0 \quad E_u : \text{真空中の光速 } c \text{ で伝播する}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \left(\frac{1}{c} + \frac{1}{V} \right) \frac{\partial}{\partial \tau} \right) E_v = i \frac{\delta_\epsilon}{V} E_v \quad E_v : \text{2 光子ラマン共鳴により低群速度で伝播する}$$

$$\frac{1}{V} = \frac{N \hbar \omega_m d_0^2 E_0^2}{\epsilon_0 c \delta_\epsilon^2}$$

m : 共鳴周波数 N : 固体水素密度 d_0 : 結晶の厚さ ϵ_0 : 真空の誘電率

[実験のセットアップ]

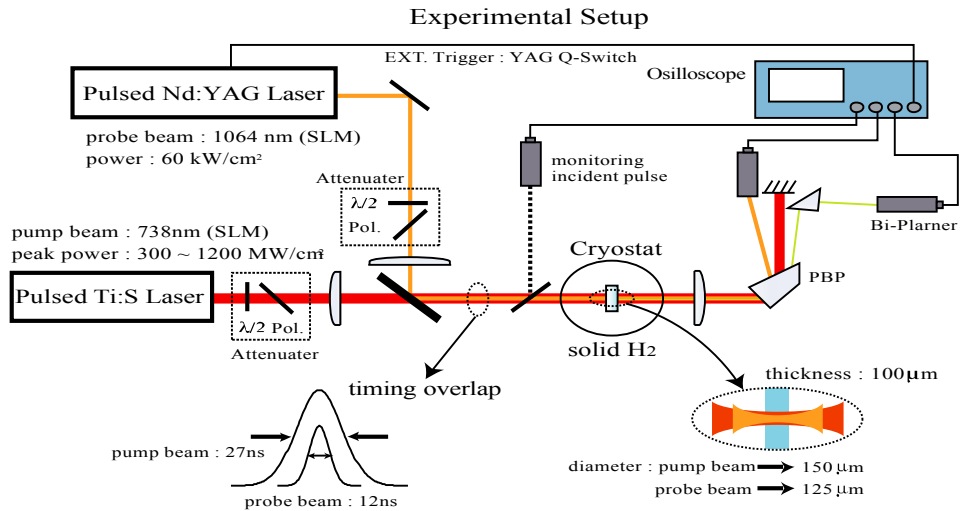


図 5

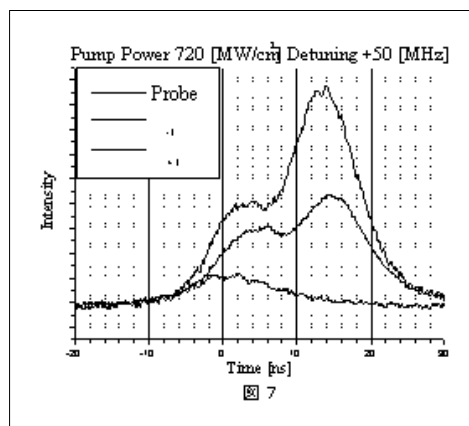
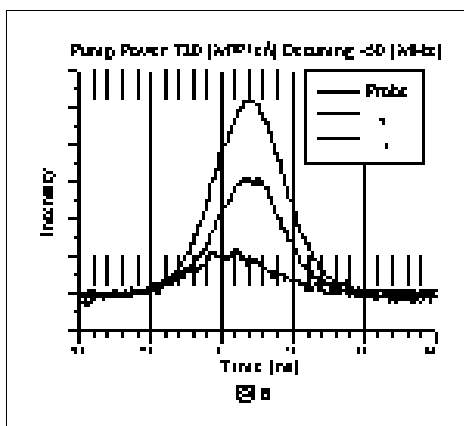
ポンプ光 ω_0 には波長 738 nm、パルス幅 27 ns の波長可変 Ti:S レーザー、プローブ光 ω_{-1} には波長 1064 nm、パルス幅 12 ns の Q スイッチ Nd:YAG レーザーを用いた。2 つのレーザーは空間的、時間的にオーバーラップさせた。さらにポンプ光のビームウェストがプローブ光のビームウェストよりも大きく、共に結晶の位置にくるようにそれぞれレンズを配置した。固体水素結晶は純度 99.9% 以上のパラ水素結晶で、クライオスタット内に液体ヘリウム温度で維持している。結晶の厚さは 100 μm である。

出射したビームはプリズムで分散し、プローブ光とサイドバンド光を別々にバイブレータで検出した。また、入射ビームも同時に観測した。

[結果]

図6はポンプ光強度 7.20 MW/cm^2 、2光子離調 -50 MHz とした時の出射ビームの時間波形である。この場合、プローブ光、サイドバンド光共に波形を保ったまま 4 ns の時間遅れを観測した。この場合の媒質中でのパルスの群速度は結晶の厚さが $100 \mu\text{m}$ であることから 2.5 km/s となり、これは真空中の光速の $1/2000$ に相当する。

図7はポンプ光強度 7.20 MW/cm^2 、2光子離調 $+50 \text{ MHz}$ とした時の出射ビームの時間波形である。2光子離調をプラス側にした時、このように波形のピークが2つに割れたパルスを観測した。



2-ピークパルスについては実効的な2光子離調がスタークシフトの影響を受けていることから説明できる。実効2光子離調は

$$\delta_e = \delta + \frac{(a_0 - b_0) \epsilon_0^2}{2} - i\gamma_{\text{eff}}$$

と表され、右辺第2項がスタークシフトによる項である。分散がスタークシフトの影響を受けて、共鳴の中心がプラス側にシフトし、プラス側で傾きが非常に急峻になる(図8)。ノーマルモード E_V の群速度は2光子分散の傾きに依存するのでプラス側では極めて遅くなり、そのため観測されたパルスにはピークが2つ含まれる。

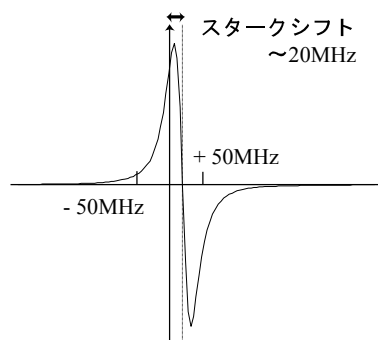


図8

[まとめ]

1. 固体水素中においてパルス光の超低群速度伝播を観測した
2. 遠共鳴3準位系における光パルスの伝播についてノーマルモードモデルで説明できることを発見した

[1] Fam Le kien & K.Hakuta Phys.Rev.A Vol 63, 023807 (2001)