

物性研だより

第36卷
第3号

1996年9月

目 次

研究室だより

- 河野研究室 河野公俊 1

短期研究会報告

- 「ナノ構造の光物性の新局面」 6
 世話人 伊藤 正, 末元 徹, 萱沼洋輔, 中村新男, 中山正昭
 舛本泰章

- 物性研究所談話会 73

物性研ニース

- 東京大学物性研究所 助手公募 74
○ 人事異動 76
○ 1997年度日米科学協力事業「中性子散乱」研究計画の公募 77
○ 第7回 I S S P 国際シンポジウム公募案内 78
○ 日米協力「中性子散乱」合同運営委員会開かれる 80
○ テクニカル・レポート 新刊リスト 81

編集後記

東 京 大 学 物 性 研 究 所

ISSN 0385-9843

研究室だより

河野研究室

河野公俊

物性研に赴任したのが平成4年4月だから、すでに5年が立とうとしている。超流動ヘリウム3（サブミリケルビン温度領域）の実験に挑戦してみたくて、石本先生を指導者と仰ぎ研鑽を積んできたが、やはり超低温の道はなお遠く、いまだミリケルビンの領域でうろついている。それでもこの5年間、「量子液体の表面・界面現象の研究」を標榜して研究室の整備を行なってきたところ、まずはますのスタートが切れたものと自負している。これもひとえに超低温グループをはじめとする物性研の皆様、および物性研を外から支えて下さる方々の暖かいご支援によるものと感謝している。

この5年間を振り返ると、まず平成5年4月に白濱圭也氏が助手として加わり、意欲的に実験に取り組んでくれた。その結果、後で紹介するようにヘリウム液面に乗せた2次元電子の磁気抵抗に特異な非線形現象を発見し、ちょっとした話題となった。そのこともあるって、本年3月からはYuri P.Monarkha博士が外国人研究員として実験結果の理論的解析に加わることになり、また、9月からはOleg I. Kirichek博士が実験に参加する。今後益々国際的な研究活動を展開して行こうと考えている。

大学院学生の研究室立ち上げ時期における活躍も大きな力となった。特に筑波大学から私とともに物性研にやってきた3名の学生たちは、いま使用している実験器機の建設整備に貢献し、現在の研究活動を支えている。そのうち、鈴木伸之君は修士課程を修了して日立製作所に就職し、また伊藤新一郎君はこの春博士号を取得して北海道鹿追高等学校の教師になった。

ちょうど私が物性研に来た頃より大学院重点化が始まり、物性研に在籍する学生の数も急増はじめた。ちなみに、我々の研究室にも筑波大から博士課程に転入した小室 拓君（D2）をはじめ、川島洋徳君（D1）、須藤裕之君（D1）、井上 修君（M2）、金子 桂さん（M1）、椎野俊之君（M1）ら6名が在籍するようになり、あっという間に大所帯になった。研究室の活性化はこれらの若い人々の活力に負うところが大きい。

もう一つこの5年間の出来事で特筆すべきは、研究所の転移に伴う改組である。赴任の時点では極限物性部門超低温物性の一員であったが、この4月から先端領域研究部門の所属となった。この新組織のもと平成11年には柏に移転することが確実な情勢である。超低温物性では小川先生の後任ということになるが、実験室や実験設備などの点では生嶋研を受け継いでいる。生嶋研の助手であった奥田雄一氏（現在、東工大）らの整備した冷凍機が赴任直後からとてもよい状態で利用できることは、これまでの研究成果を生むうえでおおきな支えとなった。先端領域研究部門では表面・界面や人工物質・微細構造等において展開される新しい物性現象の追求を目指している。先端的な微細加工や表面プローブなどの導入によって量子液体・固体の分野に特色のある研究領域を創成することが、新部門に移行したことの私にとっての意義であり、また責務であると考えている。

さて、この5年間に我々が扱った系は、大きく分けて二つある。一つは液体ヘリウムの表面に乗せた2次元電子系、あるいは、2次元電子系を用いたヘリウム表面の研究である。この系に関して、この小文では先にも触れた磁気抵抗に現れる非線形現象について紹介したい。また、もう一つの系は固体表面に吸着したヘリウム膜の実験である。こちらに関しては、ペンローズ格子中を伝播する第3音波の透過スペクトルを求める実験について紹介したいと思う。

ヘリウム液面に乗せた2次元電子系はウィグナー結晶を形成することで有名である。1979年にベル研のGrimesとAdamsが発見し、話題となった。典型的な電子面密度 $1 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ のウィグナー結晶の融点は、230mKである。融点は電子密度の平方根に比例する。超流動ヘリウム3を研究するためには必然的に実験温度域が1mK以下となる。このような低温では通常実験で使う電子密度の2次元電子系はウィグナー結晶を組んでしまう。それゆえ2次元電子を用いて超流動ヘリウム3の表面を研究するには、ウィグナー結晶の特性を理解しておく必要がある。ウィグナー結晶が形成され、電子が格子点に局在するようになると図1に示すように、液面にへこみができる。電子が格子点下の液面を局所的に押しつけることによって、へこみが生じる。このへこみの深さは約0.1Åと浅く、これによって得られるエネルギーの得は1mK($\sim 0.1 \mu\text{eV}$)程度である。

へこみが生じることでウィグナー結晶の感じるポテンシャルは平坦ではなくなり、 $\sim 0.1 \mu\text{eV}$ ぐらいの振幅で、約 10^{-4} cm の周期を持つ波打ったものとなる。ただしここで、電子は液面の変形速度より速く動くものと仮定する。下地は液体であり、もしもウィグナー結晶がゆっくり動けば、へこみもそれにともなって移動し、ウィグナー結晶の平行移動に対してポテンシャルエネルギーは変化しないことになる。このポテンシャルの空間変化を電場に換算するとおおよそ $0.1 \mu\text{V}/10^{-4} \text{ cm} \sim 1 \text{ mV/cm}$ くらいになる。すなわちこの程度の電場を液面に平行な方向に加えてやれば、ウィグナー結晶はスライディングを起こしヘリウム液面のへこみから抜け出すことが予想される。ひとたび電子がへこみから抜け出すと液面を変形させる局所的な圧力は消滅し、液面は平坦になるので、強い非線形性が期待される。

実際、図2に示すように伝導度の急激なジャンプとして上記の現象が観測された。図2は磁場中の伝導度 σ_{xx} (の逆数)が入力振幅に対してどのような依存性を持つか、温度をパラメータとして示している。この図の条件でのウィグナー結晶の融点は230mKで、それより高い温度では電子系は液体状態にある。図から液体状態の2次元電子系には伝導度の入力振幅依存性がほとんどないことが分かる。すなわち、この領域での伝導度はオーミックである。ところが、ウィグナー結晶の融点より低温側では、伝導度は入力振幅に強く依存はじめ、ついには伝導度のジャンプという強い非線形性を示す。このジャンプが先に述べたスライディングであるとすると磁場の強さや周波数などに対する様々な振舞いを説明することができる。また、スライディングの起きる閾電場をサンプル中の電流密度と σ_{xx} から見積もると大体先ほどの値 1 mV/cm に一致する。ここで磁場は、コルビノ電極と組み合わせることで、ウィグナー結晶に有効に電場をかける働きをしていると考えら

れる。

この現象はピニングのないウィグナー結晶のスライディングというユニークな側面をもつ一方、ポーラロン的に歪んだ液面から電子がリプロン（量子化された表面張力波）を放出して自由な状態に転移するものと見れば、ポーラロン形成のダイナミックス研究の恰好なモデルとして普遍的な面を持っている。

液面のへこみをともなったウィグナー結晶を、リプロンと電子が強く結合した系と見ると、この系の伝導現象が色々と基本的な問題を含むことが推察される。例えば、スライディングを起こす直前のこの系の速度は、リプロンの位相速度と同程度がそれよりも速い。従って、リプロンのチレンコフ放射が伝導度に影響を与えるという可能性が示唆されている。我々の発見を契機にして、へこみを伴ったウィグナー結晶の伝導が深刻な興味をもって研究されはじめている。

我々はフェルミ液体（ヘリウム3）の表面でリプロンがどのような振舞いをするのかに、特に興味をもっている。ヘリウム3では粘性率が T^{-2} に比例して温度の低下とともに増大する。その結果、リプロンの減衰も大きくなることが予想される。バルクなヘリウム3では通常の音波からゼロ音波への移行が知られているが、表面では、はたしてそれに対応する現象は起きるのだろうか。

現在、ヘリウム液面のへこみの影響を直接反映する2次元電子のプラズモマ振動の実験とヘリウム3に乗せた2次元電子系の実験を行なっている。電子の移動度はヘリウム3の粘性率の温度変化を直接反映していることが分かり、柏移転までには、超流動ヘリウム3の表面で何が起こるのか、明らかにできると思う。

当研究室のもう一つの研究対象である超流動ヘリウム膜に関する実験について一つ紹介しよう。超流動ヘリウム膜には水波に類似の波動現象、いわゆる第3音波が存在する。われわれはフォトリソグラフィーによってガラス基板のうえに作り込んだアルミ蒸着膜の構造が第3音波に対してよく制御された散乱体となることを発見した。このことを応用して最近2次元準周期系、ペンローズ格子中を伝播する第3音波の透過スペクトルを観測することに成功した。これはあらゆる波動現象を通じて、はじめてのことである。その結果、透過スペクトルに現れる構造には多重回折の効果が重要であることが分かった。

図3は実験に用いたサンプルとペンローズ格子の構造因子である。サンプルは第3音波のエミッターとディテクターの間にペンローズ格子をサンドイッチし、前方への透過係数を測定するものである。構造因子は、10回対称性を持ち、ブレッゲスポットの集まりであるという特徴がある。スポットは強度の弱いものまで含めると（無限系では）稠密に分布する。このような構造因子をもつ媒質に入射した波は、どの方向から入って来ても、ほとんどすべて回折され、前方に透過するものはほとんどないという予想が成立する。このあまり面白みがない予想は無限系については成り立つのかもしれないが、有限系においてはもっと多彩な現象が観測された。

実験的に明らかになったことは、透過スペクトルが第3音波の入射方向に強く存在し、また鋭い

構造を持つということである。図4は図3に示したサンプルを用いて測定した第3音波の透過スペクトルと、その入射方向に対応したエヴァルトの作図である。この図から明らかなように実線で示したエヴァルト円に対応して透過率の鋭い落ち込みがある。破線で示したエヴァルト円には比較的強度の強いプラグスポットが乗っており、しかも後方散乱に寄与するはずであるが、透過スペクトルには比較的小さな構造しか認められない。実線上に乗っている複数のプラグスポットによって回折された波の伝播方向は回折前の伝播方向に等価であることが分かる。すなわち、多重回折の起きる条件を満たしている。

我々がヘリウム膜に関連した実験で今後目指している方向は、厚い膜 ($\sim 1000 \text{ \AA}$) の第3音波を容量性のセンサーで検出することである。現在そのために、予備的な実験を行なっている。その目的は超流動ヘリウム3膜の研究にある。超流動ヘリウム3膜の動的な性質は全くと言って良いほど研究されていない。超流動ヘリウム3では複数種の量子渦を含め、いくつものトポロジカルな励起が存在すると言う。このような励起がヘリウム膜のダイナミックスにどのような影響を与えるのかを実験的に明らかにしようと考えている。この実験にはまだ予想外の困難が待ち受けているかもしれない。次回また「研究室だより」を書く機会がめぐってきた時に結果を報告できるように努力したい。

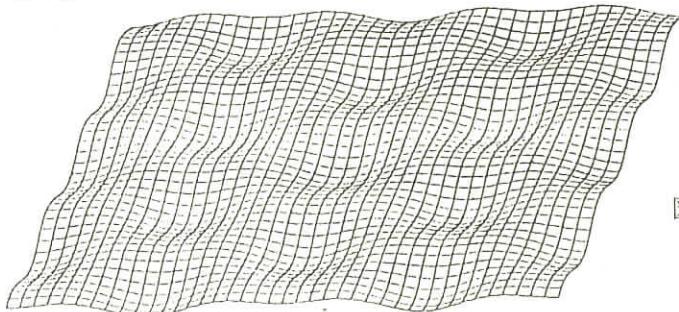
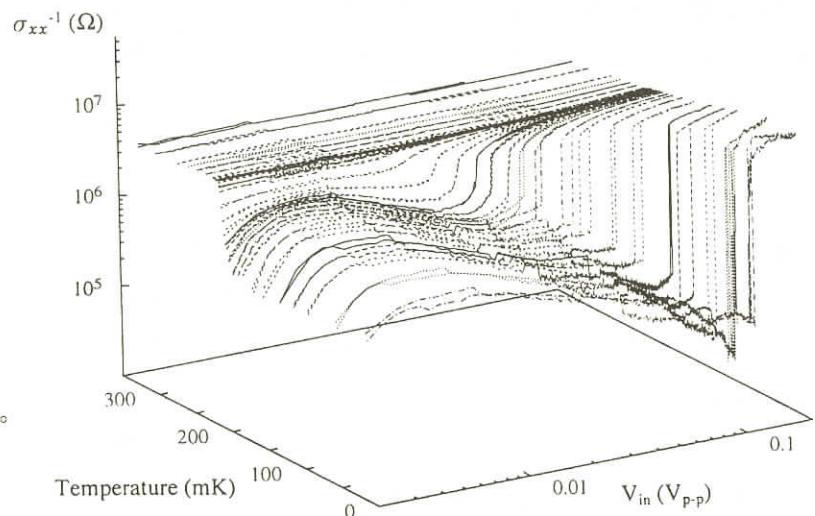


図1：ウィグナー結晶の形成とともに現れるヘリウム液面の変形の概念図。

図2：ウィグナー結晶の伝導率 σ_{xx} の入力振幅依存性。温度をパラメータとする。





(a)

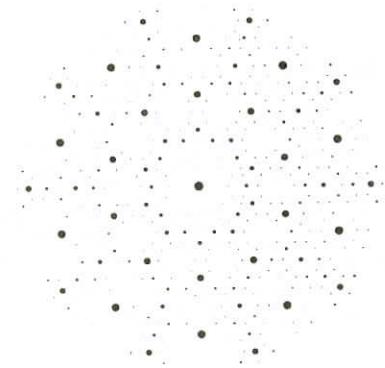


図3：ペンローズ格子中を伝播する第3音波の透過スペクトルを測定するためのサンプル(a)とペンローズ格子の構造因子(b)。

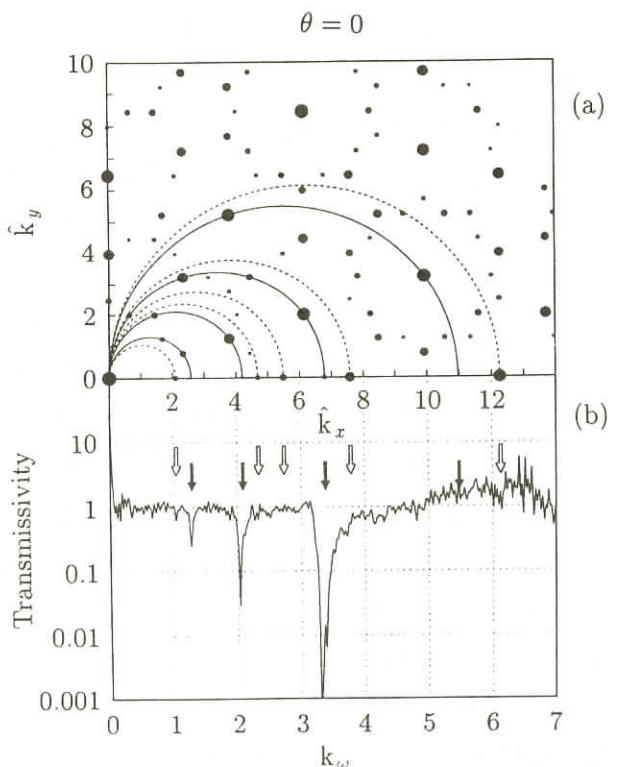


図4：図3のサンプルによって得られた透過スペクトル(b)。
横軸は規格化した波数。
(a) はエヴァルトの作図。
実線の半円は多重回折の起きる場合。破線は単純な後方散乱の起きる場合に対応する。

物性研究所短期研究会報告

世話人	東北大・工	伊藤 正
	東大・物性研	末元 徹
	大阪府大・工	萱沼 洋輔
	名大・理工総研	中村 新男
	大阪市大・工	中山 正昭
	筑波大・物理	舛本 泰章

「ナノ構造の光物性の新局面」(1996.6.3~4)

半導体量子井戸・超格子、超微粒子、マイクロクラスターの光物性研究の発展により、ナノ構造物質については現在までに多くの成果が発表されている。主なものとしては、材料や構造の開発、電子・励起子の量子閉じ込めの実現、外場印加による量子効果の発現、励起子ダイナミクスの観測、光学非線形性の増強等が挙げられる。これらの特徴の多くは、「電子の波動性とコヒーレンスの顕在化」に集約される。しかし、

- 1) ナノ構造物質において「電子の波動性とコヒーレンスの顕在化」と相並ぶような固有の新物性はあるのか。
- 2) ナノ構造物質特有の光学非線形性や緩和現象とは何か。
- 3) ナノ構造の表面・界面はどのような物性に寄与するか。
- 4) 単一サイズナノ粒子の \mathcal{Z} 、3次元配列超格子構造でどのような物性が期待できるのか。
- 5) 顕微・近接場分光でナノ構造物質の何が見えるのか。

等については、いまだ明確な回答が得られていない。従って、これらの課題について討論し、その疑問に答えることは、ナノ構造物質の新規光物性開拓の鍵となり得ると考えられる。そのためには、以下の3点を目的として本研究会を企画・開催することとした。

- 1) 従来のナノ構造光物性研究を異なった視点で問題提起し直す。
- 2) 既に芽生えている新しい研究方向の紹介と将来展望を行なう。
- 3) これらの討論からナノ構造物質の光物性研究の新局面を切り開く。

このような趣旨に対して、幸い多くの方々から御賛同をいただき、最近の成果、問題提起、今後の研究方向を含む合計51件の研究報告（基調講演22件、一般申込み講演29件）が行なわれた。会場の熱気と、多様な内容にもかかわらず、様々な分野から 117名もの多くの方々の参加と、活発な質疑討論をしていただいた。このテーマに対する感心の高さも反映して講演数が多く、十分な討論時

間の確保が難しかった点もあるが、1セッションで全体の「新展開の動き」を知り、討論できるよい機会であったと多くの方々の支持をいただいた。今後はこの研究会の成果として、ナノ構造光物性研究の新しい局面がより明確に開かれるとともに、これらの研究内容が物理、応用物理全般に対して新しいインパクトとなることを期待したい。

最後に、連日多くの参加者のためにお世話をいただいた物性研の担当の方々に世話人一同厚くお礼を申し上げたい。

「ナノ構造の光物性の新局面」 プ ロ グ ラ ム

開催期間：平成8年6月3日（月）11：00～18：28

4日（火）9：20～18：00

場 所：東大物性研Q棟 3日：3F生産研会議室

4日：1F物性研講義室

6月3日（月）

午前 I. 11：00～12：19（シリコンナノ構造）座長：伊藤 正

1. はじめに（5分）

東北大・工：伊藤 正

2. 「シリコンナノ構造からの可視発光：最近の進展」（20分）

筑波大・物理：金光 義彦

3. 「ポーラスSiなどの発光スペクトルにおけるフォノン構造」（15分）

東大・物性研：末元 徹*, 齊藤 晶

4. 「高不純物濃度ポーラスSiの可視発光」（12分）

阪大・理：中田博保*, 大山忠司

5. 「シリコンオリゴマーの光励起状態」（15分）

JRCAT : Zhihua Liu, 阿部修治*, 寺倉清之

6. 「ポリシラン及びオリゴシランの励起子発光機構」（12分）

東北大・理：須藤彰三*, 後藤武生

（昼休み 61分）

午後 I. 13：20～14：56（励起子・格子相互作用、二光子分光）座長：中山正昭

7. 「Size-selective spectroscopy of excitons and phonons in semiconductor

nanocrystals」（20分）

A.F. Ioffe Phys. Tech. Institute : A.I. Ekimov

8. 「半導体微結晶における 2 光子共鳴分光と励起子－格子相互作用」(20分)

北大・電子科学研：井上久遠

9. 「超格子系の励起子－格子相互作用」(12分)

山口大・工：松浦 満

10. 「BiI₃/CdI₂ ナノ構造における励起子遷移と励起子・格子相互作用」(12分)

大阪市大・理：金 大貴*, 唐沢 力, 赤井一郎, 小松晃雄

11. 「SiO₂マトリックス中のSbナノ粒子のラマン散乱」(12分)

筑波大・物工：大成誠之助

12. 「半導体超微粒子の二光子分光」(20分)

東北大・工：枝松圭一*, 久川浩司, 伊藤 正

(休憩 19分)

午後Ⅱ. 15:15～16:45 (永続的ホールバーニング, 有機ナノ構造, クラスター)

座長：萱沼洋輔

13. 「永続的ホールバーニング現象」(20分)

筑波大・物理：舛本泰章

14. 「半導体ナノ構造における光黒化効果」(12分)

山口大・工：三好正毅

15. 「フレンケル励起子の界面における散乱, 励起子状態密度, 波数ベクトルの選択則」(10分)

^A甲南大・理, ^B東北大・理：松井敦男^{*A}, 水野健一^A, 竹島真澄^A, 後藤武生^B

16. 「階層構造 J 会合体中の一次元励起子」(12分)

東大・理：三沢和彦*, 小林孝嘉

17. 「PIC J 会合体の励起子帯のコヒーレント緩和－励起波長依存性」(12分)

電総研・材料科学：小林俊介*, 佐々木史雄

18. 「フラーレン及びフッ化フラーレンの発光と光物性」(12分)

京大・理：神野賢一*, 秋元郁子

19. 「半導体にも金属にもなる正20面体クラスター固体の光物性」(12分)

東大・工：武田雅敏*, 田村隆治, 藤森正成, 松田弘文, 木村 薫

(休憩 15分)

午後Ⅲ. 17:00～18:28 (光学非線形性, 超高速光応答, 励起子緩和)

座長：唐沢 力

20. 「ナノ結晶における多励起子状態と光学非線形性」(20分)

NTT基礎研：高河原俊秀*, セルバクマール・ナイア

21. 「ナノ結晶の超高速非線形光学応答」(20分)

名大・理工総研：中村新男

22. 「ハロゲン化銅ナノクリスタルにおける励起子の緩和過程」(12分)

筑波大・物理・T A R A : 奥野剛史^{*}, 佐竹昭泰, 阪本泰章

23. 「ポリマー中 PbI₂ 微粒子のサブピコ秒分光」(12分)

^A東北大・理, ^B東北大・金研: 山本愛士^{A*}, 中原久司^A, 吉原正典^A, 矢野 聰^A,
後藤武生^A, 細谷厚生^B

24. 「ナノ構造中の内部電場の共鳴構造と非線形光学応答」(12分)

阪大・基礎工: 石原 一

25. 「II-VI族半導体多重量子井戸, 非対称二重量子井戸における励起子ダイナミクス」(12分)

東北大・科研: 岡本 博^{*}, 久次智文, 曽 紀南, 高野修司, 江川一樹, 高橋昌明,

岡 泰夫

(引続き18:30より懇親会)

6月4日(火)

午前 I. 9:20~10:54 (量子細線, 磁気光学効果)

座長: 中村新男

26. 「量子細線でのWannier 励起子と Mahan 励起子」(20分)

大阪市大・工: 小川哲生

27. 「GaAs 量子細線の光物性と顕微・近接場分光」(20分)

東大・物性研: 秋山英文

28. 「p型変調ドープ量子細線の光物性」(12分)

^A理研フロンティア・ナノ電子材料, ^B東大・物性研: 野村晋太郎^{A*}, 一色秀夫^A,
青柳克信^A, 菅野卓雄^A, 内田和人^B, 三浦 登^B

29. 「希薄磁性半導体量子構造における励起子の磁性-非磁性局在」(20分)

姫工大・理: 嶽山正二郎

30. 「III-V族希薄磁性半導体ヘテロ超構造の光誘起磁性」(10分)

^A東工大・理, ^B東大・物性研, ^C東工大・像情報研: 腰原伸也^{A*}, 大岩 顯^B,
宗片比呂夫^C, 平澤正勝^B, 勝本信吾^B, 家 泰弘^B, 浦野千春^B, 高木英典^B,

31. 「希薄磁性半導体超格子CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe の強磁場下における磁気光学効果」(12分)

^A筑波大・物質工, ^B東大・物性研: 黒田眞司^{A*}, 児島一聰^A, 滝田宏樹^A, 内田和人^B,
三浦 登^B

(休憩 16分)

午前 II, 11:10~12:22 (超格子, 超微粒子配列)

座長: 小川哲生

32. 「半導体超格子におけるワニエ・ショタルク局在状態とプロッホ振動」(20分)

大阪市大・工: 中山正昭

33. 「タイプ- II超格子における励起子分子」(12分)

^A北陸先端大・材料, ^B東大・物性研: 土家琢磨^{A*}, 片山信一^A, 安藤恒也^B

34. 「原子オーダーリングによる半導体自然超格子の形成と光物性」(20分)

神戸大・工: 喜多 隆*, 西野種夫

35. 「アルカリ金属ナノクラスターの配列と光学応答」(20分)

^A東北大・理, ^B融合研: 野末泰夫^{A*}, 小平哲也^B, 池本夕佳^A, 中野岳仁^A, 大鷲 智^A, 寺崎治^A

(昼休み 58分)

午後 I, 13:20~14:55 (微粒子集合, II-VI族量子構造, 伝導現象) 座長: 舛本泰章

36. 「多粒子系と光の共鳴相互作用」(15分)

大阪府大・工: 萩沼洋輔

37. 「微粒子集合系の共鳴光学応答-サイズ, 形状に依存した輻射補正-」(12分)

電通大・電子物性: 大淵泰司

38. 「ZnSe 超微粒子の表面・界面の電子状態」(12分)

日大・文理: 望月章介, 梅沢好太

39. 「MBE 法による ZnSe/ZnS 系の量子ドットの作製及びその低次元量子効果」(12分)

^A東北大・金研, ^B理研フォトダイナミクス: 朱 自強^{A*}, 新井健太^A, 八百隆文^A, 安田 隆^B, 瀬川勇三郎^B

40. 「量子閉じ込め構造中のMn²⁺d-d遷移」(12分)

^A東工大・理, ^BJRCAT: 伊東宏之^{A*}, 高野圭恵^A, 黒田 隆^A, 南不二雄^A, 秋永広幸^B

41. 「メゾスコピック粒子系の電気伝導/シリコンメゾ粒子の発光」(20分)

^A神戸大・自然科学, ^B工学部: 藤井 稔^A, 神澤好彦^A, 林 真至^{A,B*}, 山本恵一^{A,B}

42. 「量子ドットにおけるクーロン障壁振動に対するマイクロ波照射効果」(12分)

阪大・理: 藤井研一

(休憩 15分)

午後 II, 15:10~16:22 (トンネル接合, STM発光, 近接場分光) 座長: 五神 真

43. 「STM発光分光による個々のナノ構造からの発光解析」(20分)

東北大・通研: 潮田資勝

44. 「量子ホール効果状態に於ける端子と二次元電子系の接合領域からのサイクロトロン発光」(12分)

東大・総合文化: 小宮山進*, 河野行雄, 久永幸博

45. 「共鳴近接場分光とナノ構造」(20分)

阪大・基礎工: 張紀久夫*, 大淵泰司, 牛田 淳

46. 「近接場によるナノーサブミクロン分光」(20分)

神奈川科学技術アカデミー：斎木敏治^{*}，大津元一

(休憩 13分)

午後Ⅲ. 16:35~18:00 (近接場分光, フォトニック格子, 微小共振器) 座長:末元 徹

47. 「近接場手法による量子ドットの観測」(12分)

^A東大・生産研, ^B東大・先端研, ^C東工大・総理工：戸田泰則^{A*}, 永宗 靖^B, 北村雅季^A, 大津元一^C, 荒川泰彦^A

48. 「ラテックス集合体の光物性」(10分)

^A日本女子大・理, ^B千葉大・工, ^C日本合成ゴム・筑波研：国府田隆夫^{A*}, 島田良子^A, 今田 彩^A, 大高一雄^B, 竹田研爾^C

49. 「球状微粒子結晶の近接場分光」(12分)

^A東北大・工, ^B日本女子大・理：藤村 徹^{A*}, 枝松圭一^A, 伊藤 正^A, 島田良子^B, 国府田隆夫^B

50. 「フォトニック結晶共振器面発光レーザの提案」(12分)

理研・半導体工学：平山秀樹^{*}, 浜野哲子, 青柳克信

51. 「1次元フォトニッククリスタル構造による非線形光学効果の増強」(12分)

筑波大・物工：中塚宏樹^{*}, 鶴町徳昭, 服部利明

52. 「凝縮系における微小光共振器効果」(20分)

東大・工：五神 真

53. まとめ (7分)

東大・物性研：末元 徹

(終了 18:00)

シリコンナノ構造からの可視発光：最近の進展*

筑波大学物理学系 金光義彦

s軌道とp軌道の混成軌道からなる、C, Si, GeなどのIV族単元素半導体は、エレクトロニクスや物質科学において非常に重要であり、活発に研究されてきた。化合物半導体とは異なり組成の変化を気にすることなく研究できる利点があり、単元素半導体はナノクリスタルの分野でもモデル物質として重要な役割をしている。

1990年に、Siナノクリスタルの強い可視発光が報告されて以来、Siナノクリスタルの光学的特性がいろいろな方向から注目を集めようになった。本講演では、Siナノクリスタルの光学特性に関する最近の研究の進展を紹介し[1-3]、今後の研究の展開について議論したい。

可視発光メカニズムに関する実験結果：

- 1) 表面酸化層(SiO_2)を持つSiナノクリスタルの発光スペクトルは、ほとんどサイズに依存しない（理論で予測されるサイズ依存性に比べて）。
- 2) 同じ微結晶サイズの試料でも、nc-Si/SiH, nc-Si/CaF₂はnc-Si/SiO₂に比べて発光波長がブルーシフトしている。
- 3) 低温での選択励起のPLスペクトルにフォノン構造（バルク Si のTOフォノンのエネルギーにほぼ等しい）が現われる。これは、水素終端の Si ナノクリスタルではっきりと観測されるが、酸化ナノクリスタル(SiO₂表面酸化層)では、フォノン構造は観測されない。
- 4) 特定の表面結合(Si-H, Si-O 結合)を赤外光で多光子励起することにより、UV光励起のPLスペクトルと、同じものが得られる。
- 5) Si/SiO₂量子井戸の発光スペクトルも、nc-Si/SiO₂ナノクリスタルのものとほとんど同じである。

応用に関する実験結果：

- 1) ポーラスSiからの高効率EL : 0.18% (cw)
- 2) 高効率太陽電池 (nc-Si/a-Si 構造)
- 3) メモリー素子
- 4) 単電子トランジスター

今後は Si ナノクリスタルの新しい量子物性をいかにデバイスに応用するか、具体的に議論する必要がある。

- [1] Y.Kanemitsu:Phys. Rep. 263 (1995) 1-91.
- [2] Y.Kanemitsu:*Optical Properties of Low-Dimensional Materials*, edited by T.Ogawa and Y.Kanemitsu (World Scientific, Singapote, 1995) Chapter 5.
- [3] Y.Kanemitsu:*Light Emission from Silicon, Semiconductors & Semimetals* vol. xx (Academic, New York, 1996), Chapter 6.

* 共同研究者：清水直也，岡本慎二，佐竹章泰，奥野剛史，舛本泰章

ポーラスSiなどの発光スペクトルにおけるフォノン構造

東京大学物性研究所 末元 徹
齊藤 晶

ポーラスシリコンの可視発光が注目され初めてから数年が経過し、おびただしい数の研究結果が報告されているにもかかわらず、発光のメカニズムについてはまだ決着がついていない。われわれは以前よりこの問題について選択励起分光の手法を用いて研究を進めている。液体He 温度で選択

励起をすると発光スペクトルにフォノン構造が現れる事を、われわれ[1]とCanhamらのグループ[2]でほぼ同時に報告した。そのフォノンのエネルギーがバルクSiのTO(X)フォノンに一致することから、発光はバルクの性質を持ったSi微粒子から生じていると結論した。フォノン構造については、昨年になってRosenbauerらによって詳しい研究が報告された[3]。彼らは極めて広い範囲で励起波長を変えて発光スペクトルの形状と強度の変化を調べ、図(a)の挿入図のような結果を得た。特徴は、励起波長が長くなると、発光強度が急激に減少することと、フォノン構造が際立って来ることである。彼らはこの結果から、長波長励起で発光しているものは短波長励起で光っているものは別のもので、フォノン構造はポーラスシリコンのメインの発光機構とは関係がないと結論した。しかし、図(a)挿入図の結果は文献[1]で提案したモデルで説明できる。モデルの骨子は、

- 1) 各Si微粒子のノーフォノンおよび各フォノンサイドバンドが

$$\alpha(E - E_{\text{gap}}) = A (\Delta E_n^{1/2} + r \Delta E_n^2), \quad n=0,1,2,3, \quad \Delta E_n = E - E_{\text{gap}} - \hbar \Omega_n$$

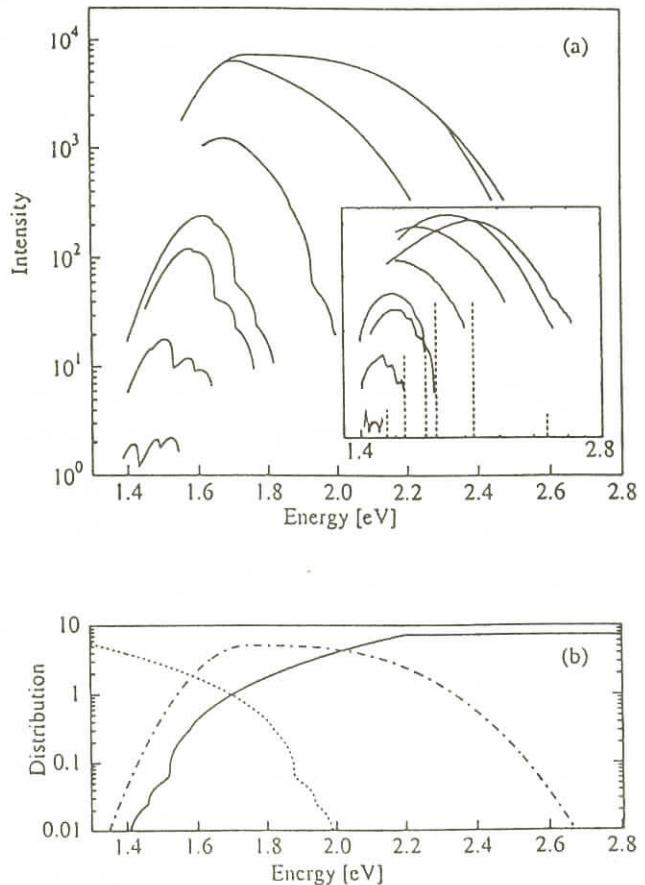
の形の吸収端をもつ。

- 2) ギャップの大きさ E_{gap} は粒径に応じてある分布を持つ。

である。ここで仮定したフォノンサイドバンドを含む吸収端の形は図(b)の実線、ギャップの分布は鎖線である。各励起波長に対する計算結果は図(a)に示すとおり、Rosenbauerらの実験結果を極めてよく再現する。この結果から、われわれのモデルはどの励起波長に対しても適切であり、したがって、発光の起源は間接ギャップ半導体の性質を保持したSi微粒子と考えてよいことが結論される。なお、Ge微粒子についても同様のフォノン構造が見出されている[4]。

<文献>

- [1] T.Suemoto, K.Tanaka, A.Nakajima, and T.Itakura, Phys. Rev. Lett. 70(1993) 3659.
- [2] P.D.J.Calcott et al. J.Phys. Condens. Matter 5 (1993) 143.



- [3] M.Ronsenbauer et al. Phys. Rev. B 51, (1995) 10539.
- [4] A.Saito and T.Suemoto, Proceedings of 5th ISSP Symposium FLAPS95(1996).

高不純物濃度ポーラスSiの可視発光

阪大・理 中田博保
大山忠司

ポーラス Si の可視発光の研究が盛んになってから数年になるが、可視発光の起源については量子閉じ込めの効果が重要であると考えられている。しかしながら詳細な発光機構についてはまだ議論が多い。そこで我々は通常あまり用いられない高不純物濃度の基板を陽極酸化して作った発光強度の弱いポーラス Si についてその発光特性を励起スペクトルと時間分解測定により調べた。その結果共鳴状態の関係した励起と思われる信号が観測された。

2種類の不純物濃度の異なる基板を用意し、ポーラス Si を作成した。3つの試料の内<seven>はポロン濃度 $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, <hx03>と<fs06>は $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ である。陽極酸化は HF:H₂O: C₂H₅OH(1:2:1)の溶液中で光照射の下10 - 20分間30mA/cm²で行った。<fs06>の厚さは70 μm, それ以外は30 - 35 μmである。

PLの測定は Ar⁺レーザーを励起光源とし, 1.3mの分光器で分光した後, フォトマルで検出し, フォトンカウンターで処理した。一方PLの励起スペクトルの測定には励起光源としてタンクスランプと10cmの分光器を用いた。時間分解測定では Ar⁺レーザーのビームを A/O 変調器でチョップし, 信号はボックスカーチンパルスで積算した。

試料<seven>では室温で1.9eV の発光ピークが, 試料<fs06>では1.7eVの発光ピークが観測されたが, 高不純物濃度試料の方が構造が粗い事を反映して閉じ込め効果が弱く低エネルギー側にシフトしていると考えられる。

ポーラス Si の発光は低温程強くなるため, 励起スペクトルの測定は発光強度の強い20Kで行なわれた。試料<seven>は2.2eV付近から立ち上った高エネルギー側程PL強度が強くなる単純な励起スペクトルを示している。プローブする発光のエネルギーを変化させても励起スペクトルの立ち上がりのエネルギーが変化せず, かなり一様性の高い試料であることがわかる。

一方高不純物濃度の試料<fs06>を用いると, 試料<seven>と同様の単調なスペクトル以外に3 ~ 4 eV付近に構造が観測された。この構造を共鳴状態によるとして Fano プロファイルを用いて解析すると共鳴エネルギーは3.5eV, 干渉の程度を表すパラメーターは0.7となった。

試料<seven>の時間分解測定では発光エネルギーの増大に伴い, 減衰の割合が大きくなる現象が観測されている。これは多くの研究者により報告されており, いまだに発光の起源についての論争と関連して色々な解釈が提出されている。試料<hx03>については, 20Kの測定は試料<seven>

と同様の傾向であるが、室温になると低エネルギー側の発光の減衰の割合が非常に大きくなる。

このような実験事実から、我々は高不純物濃度のポーラス Si におけるバンド内の共鳴状態の存在の可能性を提案したい。実験を共同で行った廣瀬健次氏に感謝します。

シリコン・オリゴマーの光励起状態

アトムテクノロジー研究体 (JRCAT) Zhihua Liu

阿部 修治

寺倉 清之

A systematic study was made on the optical absorption spectra of permethyl oligosilanes, $\text{CH}_3[\text{CH}_3\text{-Si-CH}_3]_N\text{CH}_3$, as a function of their backbone chain length from $N=2$ to 16 by using first principles(density functional with local density approximation (LDA) electronic structure calculations. The general features of the calculated spectra agree with those of experimental measurements. Analysis of the nature of optical transition revealed the existence of two qualitative crossovers at chain lengths of $N=2$ and around $N=10$ and 12. The first one is associated with the molecular orbitals giving rise to the first ultra-violet absorption peak, while the second one is associated with the crossover from "molecular" to "polymeric" as the oligomers become larger. The broadening of the first absorption peaks is estimated by the vibration modes and electronic relaxation energies in the oligomers. Comparison with calculated results by a model Hamiltonian based on the Sandorfy C model is made and the relative merit of semi-empirical and LDA calculations is discussed.

ポリシラン及びオリゴシランの励起子発光機構

東北大・理 須藤 彰三

後藤 武生

有機珪素化合物では珪素原子同士が σ 共役結合したポリマー(ポリシラン), オリゴマー(オリゴシラン)が合成されている。その共役長や側鎖基の違いが電子状態や励起子ダイナミクスに多様性をもたらす。さらに、無機半導体の量子井戸構造のように、主鎖内に炭素原子を取り込んだ $\sigma-\pi$ 共役ポリマーも合成されるようになってきた。この講演では、ポリシラン及びオリゴランの温度2 Kでの励起子発光機構を中心にその特徴をまとめた。

ポリシランは、側鎖基にメチル基とフェニル基を持つメチルフェニルシランを用いた。試料は、

スピンドルコート膜を用いた。3.75eV付近に幅の広い吸収帯が観測され、3.6eVより高エネルギー側を励起した場合、3.53eVに発光帯が観測される。その低エネルギー側を励起すると発光帯は励起エネルギーとともに移動し、選択励起発光であることがわかる。この領域では、入射光の偏光に対し平行な発光の強度が、垂直な発光強度より大きい。さらに低エネルギー側を励起すると3.38eVに全く新しい発光帯が観測される。時間分解測定では、3.576eV以上のエネルギーで励起した場合、そのエネルギー以下の領域で約20psの発光のrise timeが観測された。これらの実験結果は、非局在準位と局在準位を仮定した多準位モデルで解析できる。

オリゴシランは、Siが6個のパーセチルヘキサシラン($\text{Si}_6\text{Me}_{14}$)を用いた。この試料は室温で液体なので石英基板に滴下し、低温にて固化した。吸収帯のピーク付近(4.6eV)以上で励起すると、3.624eVに幅に広い発光帯が観測される。この発光帯がガウス型で、ポリマーには見られない大きなストークスシフトを示す。一方、吸収帯の裾を励起するとストークスシフトの小さな、比較的幅の狭い発光帯が観測される。幅の広い発光帯についての時間分解スペクトルの測定から、decay timeは2Kにおいて1.1nsで、観測エネルギーに依存しない。温度を上げるとdecay timeは短くなり、それと共に発光強度も減少する。これらの結果解析を、格子緩和のモデルで解析した。その結果、熱的なポテンシャル障壁の高さは $600 \pm 44 \text{ cm}^{-1}$ 、frequency factorは $2.6 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ と求められた。さらに、発光帯の温度依存性の測定からこの格子緩和に関与しているフォノンのエネルギーを 84 cm^{-1} 、と見積もることができた。この値はfrequency factorと一致する。

SIZE - SELECTIVE SPECTROSCOPY OF EXCITONS AND PHONONS
IN SEMICONDUCTOR NANOCRYSTALS

A.I.Ekimov

A.F.Ioffe Physical - Technical Institute of Russian Academy of Sciences

194021, St. Petersburg, Russia

Semiconductor nanocrystals embedded in a wide gap matrices have been a subject of intensive investigations since early 80es, when it was found that electronic excitations (electrons, holes, excitons, etc.) are spatially confined in the nanocrystals and their energy spectra are governed by quantum size effect. This talk is aimed at reviewing of our recent results on size-selective optical spectroscopy of electron-hole pairs and phonons in CdSe nanocrystals grown in a matrices of oxide glass. Fine structure of photoluminescence(PL), photoluminescence excitation(PLE) and Raman scattering spectra was revealed at size-selective excitation or/and registration of the spectra due to suppressing of inhomogeneous broadening originating from size distribution of

nanocrystals.

We show an example of low temperature (5K) PL spectrum of CdSe nanocrystals at excitation of the sample by Kr-ion laser line with $\lambda = 568\text{nm}$. The spectrum is decomposed for components originating from inter-impurity, bandimpurity and band to band transitions. Fine structure of the luminescence, consisting from Stokes shifted narrow line and its phonon replica is shown by filled curves. Strong dependence of Stokes shift value and relative intensity of band to band and fine structure transitions on excitation energy was found. The experimental data are discussed in terms of splitting of exciton states due to crystalline field in wurtzite nanocrystals and exchange interaction between electron and hole.

Raman scattering spectra of CdSe nanocrystals with different mean size, recorded at room temperature to suppress luminescence from the nanocrystals, are measured. The spectra were obtained at excitation by different lines of Ar and Kr-ion lasers. It is seen that the decrease of nanocrystals size leads to strong enhancement of scattering from acoustic modes. Size and polarization dependent fine structure of scattering from the acoustic modes is found. The decrease of nanocrystal size is accompanied also by decrease of LO phonon frequency. The experimental data are discussed in terms of quantum confinement of LO and acoustic modes in the nanocrystals.

半導体微結晶における 2 光子共鳴分光と励起子-格子相互作用

北大電子科学研究所 井 上 久 遠

1. 1～3 次元量子閉じ込め半導体の電子構造は、次元に応じた閉じ込め効果に伴い、パリティも含めて新しい量子数で記述される多数の離散的状態から成る。その結果、状態間の光学遷移、並びに極性フォノンとの相互作用の選択則も異なってくる。従って、半導体微結晶でもその電子構造の解明には 1 光子遷移の他に、2 光子遷移を利用する分光法が非常に有用であると考えられる。2 光子共鳴分光法には、2 光子吸収 (TPA), 2 光子共鳴第 2 高調波散乱 (RSHS), 2 光子共鳴ハイパーラマン散乱 (RHRS) がある(1)。さらに実験的見地からは、2 光子分光では、半導体微結晶に特有なフォトダーダークニング、永続的ホールバーニング、等の問題を相当程度、回避できる利点がある。上記の観点からガラスに埋め込んだ CdS, CuCl, CuBr 微結晶を対照にして研究を進めている。

2. 微結晶のサイズが小さくなると電子-格子相互作用がどのように変化するかは、一つの大きな問題となっている。当初の理論的予測(2)では、歪ポテンシャルによる相互作用は著しく大きくな

り、一方、フレーリッヒ相互作用は、極端に小さなサイズの領域を除いては、相互作用は小さくなると考えられていた。実験的には、特に後者が問題になっている。すなわち、多くの報告例、それも相反する結果が得られており長い間論争が続いている(3)。最近の CuCl, CdS_xS_{1-x} に関する信頼できる例 (4,5) ではフレーリッヒ相互作用もサイズが小さくなると大きくなっている。理論的にもより洗練された計算(6)によりこの事実を支持しているように見える。しかしながら、相互作用の大きさのパラメータ S(Huang - Rhys 因子) に関しては、理論と実験との不一致が残されている。

3. 半径 2.0nm のCdS 微結晶：吸収端近傍において 300K～77K の範囲で RSHS, RHRS, TPA の信号が得られる。RSHS, RHRS の励起スペクトルは 1 光子吸収スペクトル (OPA) と異なっている(7)。個別閉じ込め系として選択則を考えると、OPA では基底状態から 1Se - 1Sh および 1Pe - 1Ph の対状態で吸収ピークがみられるのに対し、2 光子共鳴分光では 1Se - 1Ph, 1Pe - 1Sh の対状態でピークが観測されている。

4. CuCl, CuBr 微結晶：いろいろの径の微結晶（励起子閉じ込め系）について、2 K～100K に亘って調べた。共に RSHS, RHRS および TPA の信号が観測できるが、CuCl と CuBr では全く異なる結果が得られた。これらの励起スペクトル、等を OPA, 発光スペクトル、共鳴ラマン散乱、並びに過渡的 4 光波混合（フォトンエコー）の結果と比較した。CuBr 微結晶ではサイズが小さくなると共に、より高次(N=6まで) の LO フォノン散乱信号が観測される。この事実はフレーリッヒ相互作用がサイズが小さくなると共に大きくなるためと考えられる(8)。実際、S の値は 1.0 以上になっている。一方、CuCl では S の値は小さい。次に、RSHS 信号のスペクトル幅は 2 K から 100 K まで装置分解能できまっている。一方、散乱強度は温度上昇と共に弱くなる。それぞれ、均一幅 Γh が 100K まで十分に狭いこと、並びに強度が $\Gamma h^{-1}(T)$ を反映している結果と考えられる。以上の結果も含めて種々の問題を提供する。

- (文献)
1. 南, 井上, 日本物理学会誌 50, №6, 455(1995).
 2. S.Schmit-Rink, et al, Phys. Rev. B35, 8113(1987).
 3. M.C.Klein, et al, Phys. Rev. B42, 11123(1990).
 4. T.Itoh, et al, Phys. Rev. Lett. 74, 1645(1995).
 5. G.Scamarcio, et al. Phys. Rev. B35, R10489(1996).
 6. S.Nomura and T.Kobayashi, Phys. Rev. B45, 1305(1992).
 7. A.V. Baranov, K.Inoue, et al. Phys. Rev. B53, R1721(1996).
 8. K.Inoue, et al, Physica B, 219 & 220, 508(1996) ; Phys. Rev. B54, №12(1996).

超格子系の励起子－格子相互作用

山口大・工 松 浦 満

半導体超格子・超微粒子系のような量子閉じ込め系では、電子状態のみならずフォノン状態もバルクとは大きく異なる状態になっている。このため、電子や励起子と格子振動との相互作用の研究はこの系の特徴をふまえたベースのもとになされる必要がある。

半導体超格子系の励起子は量子閉じ込め効果を受け、井戸幅が小さくなるにつれ2次元化し、完全閉じ込めの場合には2次元励起子の束縛エネルギーが4倍、半径が半分になることは良く知られている。井戸幅が小さくなるにつれ励起子は、閉じ込め方向で電子と正孔の空間的な重なりが大きくなるほか、閉じ込めを受けない方向でも半径が小さくなり、二重に電子と正孔の重なりが大きくなる。これによりポーラロン（LOフォノン相互作用）効果の減少が起こることはバルク型の電子－LOフォノン相互作用を用いた計算により示された。(1)

しかしながら、超格子系でのLOフォノンもバルクとは異なる、即ち、バルク型モードが量子化され、また、新たな界面モードが存在する。従って、超格子系の特徴をふまえた電子－LOフォノン相互作用を用いて励起子のポーラロン効果が議論される必要がある。この量子井戸系の特徴をふまえた立場からの理論的に励起子エネルギーを求める仕事は、主にGaAs系を対象としていくつかなされており、最近は井戸幅が小さい時には妥当な取り扱いの仕事もなされているが、(2) 実験との関係の議論の上では不十分な状況にある。即ち、任意の井戸幅が扱える定式化を行うこと、また、その上で束縛エネルギー、光振動子強度、フォノンサイドバンドなど励起子のいくつかの量にも着目し（LOフォノン）ポーラロン効果の特徴を明らかにすることは重要であり、また、興味ある実験結果が出つつある超微粒子系を含めて量子閉じ込め系での励起子－格子相互作用を明らかにしていく上でも重要である。

ここでは、中間結合による変分法を用いて、井戸によるサブバンド状態間のLOフォノンによるバーチャルな遷移の効果、励起子の次元性の変化の効果も入る変分関数を選ぶことにより、任意の井戸幅が扱える定式化を行った。この束縛エネルギー、光振動子強度、フォノンサイドバンドなどの（LOフォノン）ポーラロン効果の議論に使える。計算の結果は、4つある界面型フォノンモードのうちで一つのモードが大きな寄与を持つこと、井戸幅が小さい時には界面型フォノンの寄与が支配的であり、井戸幅が大きくなるにつれバルク型フォノンの寄与が支配的であるが、一般に量子井戸系では界面型の効果が大きい役割を果たすことを示している。従って、超微粒子系を含めて量子閉じ込め系での励起子－格子相互作用を明らかにしていく上では、これを考慮していく必要があると考えられる。

(1) M.Matsuura Phys. Rev. B37, 6977(1988)

(2) H J Xie and CY Chen, J.Phys.;Condensed Matter 6, 1007(1994)

BiI₃/CdI₂ ナノ構造における励起子遷移と励起子・格子相互作用

大阪市大・理 金 大 貴

唐 沢 力

赤 井 一 郎

小 松 晃 雄

励起子・格子相互作用は、結晶構造やサイズによってその種類や強さを変え、その結果、励起子の光学遷移に大きな変化をもたらす。ナノ構造における励起子・格子相互作用に対する研究のほとんどは、その相互作用が比較的弱い系を対象として行われてきた。格子との相互作用が弱い系では、スペクトル幅や形状に微小な変化をもたらすのに対し、相互作用の強い系では、緩和エネルギーや遷移スペクトルに大きな変化が生じることが期待され、興味ある研究対象であると考える。

層状結晶 BiI₃の励起子は軌道半径が小さく、結晶のミクロな構造の変化に対応した種々の局在励起子遷移が吸収端近傍に現れる。母体結晶における格子との相互作用は強く、自己束縛励起子発光が観測される。積層不整による擬2次元面内に局在した励起子系や、外部応力により生じた母体結晶とは積層構造の異なる微少領域に閉じ込められた励起子系においては共鳴発光が観測され、格子との相互作用は弱い。このように、BiI₃結晶においては結晶構造やサイズによって励起子・格子相互作用の強さが大きく変化する体系が実現されている。今回は、CdI₂に微量のBiI₃を混ぜ融液成長させた試料をアニールすることにより、マトリックス中に種々のサイズをもつBiI₃ナノ構造を成長させ、その光学スペクトルから、ナノ構造中の励起子遷移エネルギーおよび励起子・格子相互作用のサイズ依存性を調べた結果を考察する。

CdI₂中BiI₃ナノ構造は厚さが1基本層(～7 Å)で面内方向に種々のサイズをもつディスク形状をしており、そのサイズ分布は電子顕微鏡による直接観測から求めた。励起子吸収遷移は量子サイズ効果を受けて、サイズが小さくなるほど高エネルギー側に現れる。一方、格子との相互作用はサイズが小さくなるほど強くなり、Stokes - Shiftをもつ発光がより低エネルギー側に現れる。特徴的なことは、Stokes - Shiftの大きさと、格子緩和が完了した後に現れる発光の減衰時定数が、サイズに依存して変化することである。すなわち、発光の減衰時定数はサイズが大きくなるほど長くなる。この依存性は、弱結合系における輻射寿命のサイズ依存性とは全く異なる。以上BiI₃ナノ構造における結果は、励起子・音響フォノン相互作用によって矛盾なく説明される。

格子との相互作用がより強い系での結果と比較するために、母体結晶での励起子・格子相互作用がBiI₃結晶よりも強いSbI₃結晶において、同様のナノ構造の作成を試み、この系における励起子遷移と緩和発光の測定を開始した。予備的に得られた結果は、この系では強い格子緩和と局在化の為、緩和励起子からの発光がサイズに依存しないことを示唆した。

SiO₂マトリックス中のSbナノ粒子のラマン散乱

筑波大学物理工学系 大成 誠之助

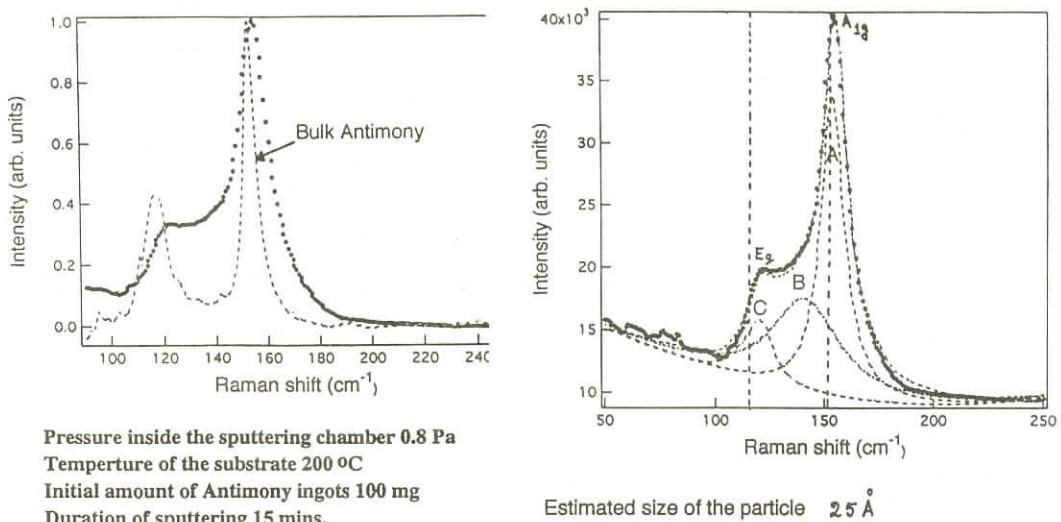
SiO₂マトリックス中にSbナノ微粒子をrfスパッタリング法で作製し、ラマン散乱を測定した。ラマン散乱線の幅等の形状を、閉じ込められた光学音子として解析した。また、その結果平均粒子径が得られる。

Antimonyバルク結晶のラマン散乱はA_{1g}モードを150cm⁻¹に、E_gモードを115cm⁻¹に持つ。一方、非晶質Sbはほぼ150cm⁻¹に中心を持ち、100~200cm⁻¹の幅広いラマンバンドを持つ。SiO₂マトリックス中にSbナノ微粒子をrfスパッタリング法で作製する際に、基板温度、スパッタリング出力、スパッタリング圧力、アンチモン量、等を変えると、A_{1g}モード、E_gモード及び非晶質の幅広いラマンバンドの相対的な強度が変わるので、全系のラマン散乱をA_{1g}モード、E_gモード及び非晶質のラマンバンドの和で表す。A_{1g}モードおよびE_gモードに関しては、

$$I = \int \frac{|C(0, q)|^2}{[\omega - \omega(q)]^2 + \tau^2} d^3q$$

で表す。ここで、 $|C(0, q)|^2 = \exp\left(-\frac{q^2 L^2}{16\pi^2}\right)$ は音子閉じ込め関数のフーリエ係数、 $\omega(q)$ はバルクの音子分散曲線、 τ はバルクの音子の半値幅である。

基板温度とスパッタリング出力の増加と共に粒子サイズは増加し、スパッタリング圧力とアンチモンの量の増加に伴い、粒子サイズは減少することが見いだされた。スパッタリング時間には粒子サイズは依存しない。これらの研究結果は粒子の成長機構の研究にも役立つ。



半導体超微粒子の二光子分光

東北大学工学部応用物理学科 枝 松 圭 一

久 川 浩 司

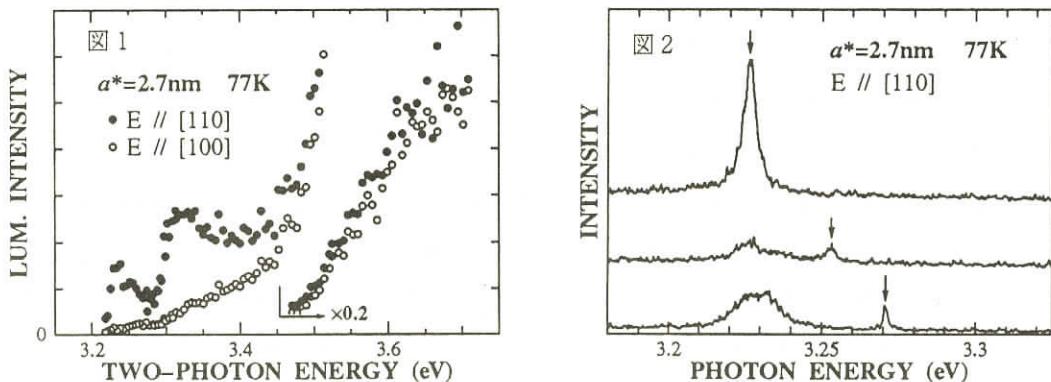
伊 藤 正

半導体超微粒子に閉じ込められた励起子の励起状態や、一光子励起では禁制となるような対称性をもつ状態を研究するためには、二段階励起による過渡吸収測定、あるいは二光子励起による研究が効果的であり、最近、これら二段階励起または二光子励起によって半導体微粒子の電子構造や電子-格子相互作用を探る試みが開始されている[1-3]。ここでは、NaCl 中のCuCl 超微粒子の二光子励起により観測された、励起子の励起状態への二光子遷移吸収帯、および最低励起子状態($Z_3(1S)$)付近の二光子共鳴構造について報告する。

図1は二光子励起による発光の積分強度の励起スペクトルである。二光子励起光源としてピコ秒色素レーザー(Pyridine 2, 波長幅~0.1nm, パルス幅~20ps, 焦点におけるピーク強度~20MW/cm²)を用いた。 Z_3 および Z_{12} 励起子の1S状態への二光子遷移による構造[2]が3.25eVおよび3.33eV付近に明瞭に観測されるほか、それらの構造の高エネルギー側(約3.45eV以上)に、非常に強い吸収帯が存在することがわかる。この吸収帯の立ち上がりのエネルギーは、 Z_3 の1S励起子よりも大きなサイズ依存性を示すことから、この吸収帯は、 Z_3 励起子の2Pまたはより高い励起状態への遷移に対応するものであると考えられる。

図2は、 $Z_3(1S)$ 励起子帶付近を二光子励起したときの発光・散乱スペクトルを、いくつかの励起位置について示したものである。励起光子エネルギーの2倍のエネルギー位置(図中の矢印)に、二光子共鳴による鋭い構造が顕著に観測される。二光子励起位置が Z_3 励起子帶の不均一幅に伴う発光帶の内部にある時は、これらの構造の線幅が Z_3 励起子発光の均一幅の2倍程度であることから、観測された構造は実励起を伴う発光によるものと考えることができる。一方、二光子励起位置が Z_3 励起子帶の不均一幅の外にある時は、その線幅は励起レーザーの線幅程度となり、観測された構造は二光子共鳴散乱(第二高調波散乱)によるものと考えられる。また、これらの二光子共鳴位置の低エネルギー側には、フォノンサイドバンドや閉じ込め量子数の高い状態を経由した発光と思われる微細構造が観測される。従来、一光子励起においては共鳴発光帶の微細構造が詳細に観測・解析されている[4]が、二光子励起におけるこれらの共鳴構造が一光子励起の場合とどのように関連しているか非常に興味深い。

- 1) Y.Mimura, K.Edamatsu, and T.Itoh, J.Lumin., **66 & 67**, 401 - 405(1996).
- 2) D.Fröhlich, M.Haselhoff, and K. Reimann, State Commun. **94**, 189(1995).
- 3) K.Inoue, A.V. Baranov, and A. Yamanaka, Physica B.
- 4) T.Itoh, et al., Phys, Rev. Lett. **74**, 1645(1995).



永続的ホールバーニング現象

筑波大・物理　舛本泰章
川添忠

最近、ガラスあるいは結晶の母体に成長させた半導体量子点において、永続的ホールバーニング現象が見出された。不均一に広がった吸収帯をスペクトル幅の狭い光で励起すると、スペクトルホールが作られる（ホールバーニング現象）。ホールの寿命が、光励起キャリアの寿命によって決まるならば、直接遷移型の半導体結晶においては、寿命はナノ秒程度となる。しかし、半導体量子点で発見された、永続的ホールバーニング現象とはホールが数時間も永く保たれる現象である。これは、励起状態からの緩和が始状態とは別の基底状態へ起こり、この基底状態が低温においては永続的に保たれることで説明される。

吸収スペクトル中にホールが形成されるとき、同時に発光スペクトルにホールが形成されることが予想される。この現象はルミネセンスホールバーニングと呼ぶことができる。ルミネセンスホールバーニングは吸収スペクトルのホールバーニングとは異なる新たな知見を与える。吸収スペクトルは、基底状態と励起状態との結合状態密度の大きさを反映する。一方、発光スペクトルは、基底状態と励起状態の結合状態密度の大きさだけでなく、励起準位の緩和様式も反映し、ルミネセンスホールバーニングによって、よく光る励起状態を感度よく観測することができる。NaCl 結晶中の CuCl 半導体量子点においてルミネセンスホールバーニングの測定を行なった結果、発光スペクトルの励起位置に鋭いホールと低エネルギー側にいくつかの構造を確認することができた。励起波長依存性からこれらの構造が、自由励起子、フォノンに散乱された励起子、束縛励起子、イオン化励起子、およびイオン化励起子分子の構造であると同定した。イオン化励起子は 2 個の電子と 1 個の正孔によって、構成され、イオン化励起子分子は 1 個の電子と 2 個の正孔から構成される。これら

の発光が観測されるということは、量子点がイオン化していることを示す。これらの発光帯の発光強度が積算励起強度の増加に従って増加することや、温度に対する依存性が、永続的ホールバーニングの温度依存性と類似することから、量子点のイオン化が永続的ホールバーニング現象において、重要な役割を担っていると思われる。

永続的ホールバーニングを光多重メモリーに応用するとき、高いホールの形成効率を持つ材料が求められている。ガラスや結晶中に分子やイオンを分散させた試料についてのホールの形成効率は、1つの光子を吸収することによって生じるホールの大きさを1つの分子やイオンの吸収で規格化した値として評価される。半導体量子点のホールの形成効率の量子効率としては、1つの光子の吸収によって生じるホールの大きさを1つの量子点の吸収で規格化した値を用いるべきである。CuCl半導体量子点のホールの形成効率について測定の結果、ガラス中のCuCl量子点において最大0.88という大きな値を得た。この結果は、これまで報告されている量子効率としては最大である。光メモリーへの応用では、情報は、スペクトルホールとして、記録される。読み出される信号の大きさは、記録されたスペクトルホールの大きさに比例する。すなわち、記録に用いる光の強さが同じならば、記録され、読み出される信号の大きさは、量子効率と1個あたりの分子、イオンあるいは、半導体量子点の光吸収の断面積に比例する。 $10^3 \sim 10^6$ 個の原子で構成される1個の半導体量子点の吸収断面積は1個の分子やイオンの吸収断面積より桁違いに大きい。この事実は、半導体量子点が有望な光多重メモリー材料であることを示している。

半導体ナノ構造における光黒化効果

山口大・工 三好正毅

半導体微粒子を分散させたガラスは、大きい非線形光学効果を示すことから、光エレクトロニクス材料として注目されている。ところが、このガラスに強い光を照射すると、応答時間は速くなるが、非線形光学効果が小さくなる[1]。発光測定においては、発光寿命が短くなり、発光強度が小さくなる。この光黒化効果の機構として、ガラス中に捕獲された電子に起因する（この電子が、遅い電子遷移を抑制する）という機構[2]と光誘起中心に起因する（この中心が、無放射再結合中心として働く）という機構[3]が提唱されている。そこで、光黒化効果の機構に関する知見を得るために、ESRによって光誘起中心を調べた。

試料として、主に、市販の東芝色ガラスフィルタY-45を用いた。このガラス中には、半径が約1.8nmのCdS微粒子が含まれている。この試料に、窒素レーザーからのパルス光（波長337.1nm、パルス持続時間5ns、ピーク強度4MW/cm²）を照射した。窒素レーザーとゲート付きマルチチャネル検出器を用いて、温度300Kで、時間分解発光スペクトルを測定した。最小ゲート時間は5nsである。XバンドのESRスペクトルを、温度77Kで測定した。

光照射によって、発光強度が1/10以下に低下し、発光の減衰速度が速くなる。光照射後の試料を、400°Cでアニールすると、減衰時間が元の値に戻る[4]。照射によってESR信号が生じ、400°Cでアニールすると、ESR信号が、ほぼ消失する。照射時間を長くすると、ESR信号強度と発光減衰速度は直線的に増大するが、その後、飽和する。これらの結果から、ESR信号は、光黒化効果に関係した光誘起の無放射再結合中心に起因すると考えられる。CdSを含まないガラスにおいては、照射を行っても、上記のようなESR信号は観測されなかった[4]。微粒子の半径を変えると、ESR信号強度は、半径の逆数に比例して増大する[5]。この結果から、光誘起中心は、微粒子とガラスの界面に生じていると考えられる。ガラス組成の異なる試料として、Hoya, Schott, Corningの色ガラスフィルタについても測定を行い、東芝の試料と同様な結果を得た。したがって、光照射によって、半導体微粒子とガラスの界面に、光誘起中心が生じ、この光誘起中心が、無放射再結合中心として働くことによって、光黒化効果が起きると考えられる。

参考文献

- [1] P.Roussignol, D.Ricard, J.Lukasik and C.Flytzanis : J.Opt. Soc. Am. B4 (1987) 5.
- [2] J.Malhotra, D.J.Hagan and B.G.Potter : J.Opt. Soc. Am. B8 (1991) 1531.
- [3] B.Van Wonterghem, S.M.Saltiel, T.E.Dutton and P.M.Rentzepis : J.Appl. Phys. 66 (1989) 4935.
- [4] T.Miyoshi, K.Towata and N.Matsuo : Jpn. J.Appl. Phys. 33 (1994) 6299.
- [5] T.Miyoshi, H.Matsuki and N.Matsuo : Jpn. J.Appl. Phys. 34 (1995) 1837.

フレンケル励起子の界面における散乱、励起子状態密度、波数ベクトルの選択則

甲南大学・理 松井 敦男

水野 健一

竹島 真澄

東北大学・理 後藤 武生

フレンケル型励起子の特徴が超微粒子においてどのように現れるか興味をもって研究している。超微粒子では、一個の分子やバルクの結晶ではみることが難しい励起子の界面での散乱や波数ベクトルの選択則の成立についてより詳しい情報の得られることが分かった。また、バルク結晶の実験では直接測定することの困難であった励起子帯幅を求めることができることも分かった。

アントラセンとピレンをPMMAに分散させ、試料とした。粒径はガウス型の分布をしており、アントラセンでは平均粒径が64Å、ピレンでは32Åであった。簡単な議論により選択励起スペクトルが励起子帯の状態密度の $k = 0$ の成分を示すことができる。選択励起スペクトルのスペクトル幅が励起子帯幅を与える。

アントラセン超微粒子では、粒径に対して励起子帯幅を描くと、励起子帯幅は粒径と共に線型に増加する。粒径が約65Åで最高値 340cm^{-1} となる。粒径がさらに大きくなると、励起子帯幅は減少し 300cm^{-1} に漸近的に近づく。この値 300cm^{-1} がバルク結晶における最低励起子帯を与える。動的CPA法により十倉、国府田、中田によって得られた値と一致している。超微粒子と励起子帯幅がバルク結晶のそれよりも大きくなるのは、励起子が微粒子とPMMAとの界面で強く散乱されるためである。

ピレン超微粒子について、アントラセン超微粒子におけると同様の実験をおこなった。励起子帯幅は粒径の増大につれ非直線的に増大し、 330cm^{-1} に漸近的に近づいた。 330cm^{-1} がバルク結晶の最低励起子帯幅である。アントラセン超微粒子における結果と異なり、微粒子の表面における励起子の散乱効果はみられなかった。アントラセン超微粒子における結果とつきあわせて散乱の原因を考えると、アントラセンではアントラセンとPMMAが化学反応し、反応生成物中で電荷が偏在して電荷分極ができるのが微粒子の表面における励起子散乱の原因である。超微粒子の界面（表面）で励起子が強く散乱されることが観測できる事実は、超微粒子を用いて界面の研究ができるることを示唆している。

超微粒子で励起子帯を定めることができたのは、超微粒子で波数ベクトルの選択規則が成り立たないからであった。しかし、粒径が一定以上大きいと、波数ベクトルの選択則が成り立つ。従って、大きな超微粒子では、励起スペクトルは鋭いスペクトルとなる。つまり励起子帯幅の見かけの値は極めて小さくなることが予想される。実験の結果は、予想どおりアントラセン超微粒子においてもピレン超微粒子においても、粒径の大きいとき励起子帯幅は0となった。励起子帯幅が0となる粒径を用いて、アントラセル超微粒子における表面の励起子散乱領域の厚さをおよそ30Åと見積もった。

励起スペクトルの形状は、フレンケル励起子の特徴を顕著に示すことを、理論により示すことができる。また励起スペクトルに光学音子による構造があらわれる。これらの事柄については、別の機会に報告する。

階層構造J会合体中の一次元励起子

東大・理 三沢和彦
小林孝嘉

シアニン色素分子のJ会合体は、増感剤として写真産業の中できわめて重要な役割を占めている。また、一次元系物質として基礎物理学的にきわめて興味深い。即ち、会合分子間の双極子-双極子相互作用により励起子が会合体中に非局在化し、この非局在励起子状態が吸収スペクトル中に非常に先鋭化したいわゆるJ吸収帯を示す。特に、シアニン色素のJ会合体水溶液をジェット流にした

時にJ吸収帯がその流れ方向に強く偏光しており、このことからJ会合体は一次元棒状構造をした微結晶であると提案されている。しかしながら、J会合体中励起子の示す光学スペクトルは、単純な一次元系だけでは説明できず、分子配列の構造と光学特性の関連を明らかにする必要がある。J会合体の構造に関しては、種々のモデルがあり、統一された見解に達していない。また、ラングミュア・プロジェクト(LB)膜といった二次元系との比較も十分検討されているとは言えない。

我々は、垂直スピンドルコート法という新しい方法によって、シアニン色素J会合体をポリマーフィルム中に配向分散させることに成功した。この垂直スピンドルコート法によるJ会合体一次元配向膜は、室温において安定なだけではなく、極低温まで配向を保持できるので、一次元励起子の次元性を分光学的に研究するのに最も適している。試料の作成方法は、シアニン色素pseudoisocyanine bromide(PIC-Br)とマトリクスとなるポリビニルアルコール(PVA)とを蒸留水に溶解し、ガラス基板上にスピンドルコートする。垂直スピンドルコート法ではモーターの軸に基板の縁を固定して回転させると、遠心力によって溶液が基板の面内で動径方向に流れる。その結果、PIC会合体はこの流れの方向に配向する。

この配向膜試料を用いて、色素の会合形態と光学スペクトルの関連をより詳細に議論する目的で、直線偏光二色性スペクトルの色素濃度依存性を測定した。色素濃度の低い時は、二色性の見えない色素単量体の吸収スペクトルが観測される。やや色素濃度を上げると、単量体の吸収帯の低エネルギー側にJ会合体の形成を示唆するJ吸収帯が現われる。この時もまだ二色性が現われない。さらに濃度を上げると二色性が現れるが、配向が不完全なため、平行／直交偏光の吸収スペクトルの形がまだ似ている。ある臨界濃度を越えると、偏光によって吸収スペクトルの形が異なる強い直線偏光二色性が観測される。

この他、同じ方法で色素濃度を変えて作成した異なる配向度の試料を用いて、J吸収帯におけるホールバーニング効率の波長・偏光依存性、及び電場変調スペクトルの配向度・偏光依存性を測定した。これらの実験結果を総合して、会合体にはサイズが小さいために等方分散している「メゾ会合体」と、それらが会合し流体力学的に配向可能なサイズを持つ「マクロ会合体」の二種類が階層構造を形成しているというモデルを提案した。

PIC J-会合体の励起子帯のコヒーレント緩和-励起波長依存性

電 総 研 小 林 俊 介

佐々木 史 雄

J-会合体などの分子集合系では、フレンケル(F)励起子が形成される。コヒーレンス長の大きなF励起子の動的過程の研究において、種々の興味ある現象が見いだされつつある。我々は、pseudoisocyanine(PIC) J-会合体の励起子状態を調べ、非線形性の増大と超高速応答性を示す

事を報告してきた¹⁾。77Kに冷却して形成したPICBr J-会合体では、励起子は多くの分子 (10^2 ~ 10^3) に広がり、大きなコヒーレンス長を持つ。

このコーヒーレント分極の緩和機構と会合体構造の関連を、時間分解縮退4光波混合(DFWM)法により調べた結果、DFWM信号のピークは、第2パルスを照射した直後に出現する摂動を受けた自由誘導緩和(Free Induction Decay: FID)信号のみが観測され、二つのパルス間の遅延時間に依存したエコー的な信号は観測されなかった。つまり、PIC J-会合体の励起子の位相緩和機構に、不均一性からくる位相の再配向過程は生じておらず、系の不均一性が、非常に少ない事が判明した²⁾。

PIC J-会合体の吸収スペクトルの特徴は、鋭い3つの吸収のプログレッションを示すことにある。570nm(J-バンド)は励起子帯の下縁への、495nmは励起子帯の上縁への、そして530nmは励起子に振動が結合した吸収帯と考えられている。ここではF励起子のコーヒーレント緩和機構を、通常の過渡分光法の実験配置で、負の遅延時間(プローブ光がポンプ光より先に試料に入る)に観測されるFID信号により調べた。570nm, 530nmおよび495nmのポンプ光を用いて励起子帯に分極をつくり、この分極と570nmのプローブ光とのコーヒーレント相互作用によりFID信号が生じる。図1に495nmのポンプ光により生じたJ-バンドにおける透過差スペクトルを示す。負の遅延時間において観測される振動構造は、色素溶液や半導体などで報告され、FID信号と帰属されている。遅延時間が0時間を過ぎると、透過差スペクトルは、F励起子に特有な分散構造となる。振動の振

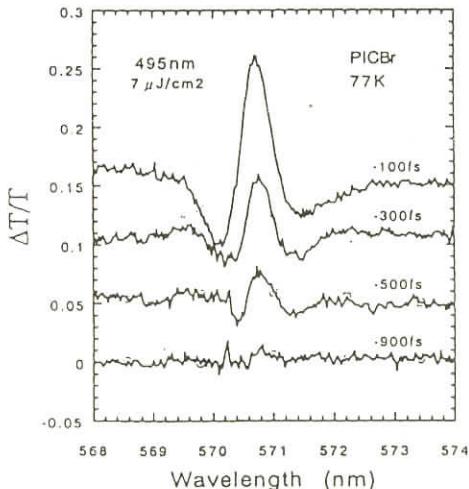


Fig.1. Differential transmission spectra for various negative time delays for PIC J aggregates in WEG at 77 K pumped at 495 nm with $7 \mu\text{J}/\text{cm}^2$.

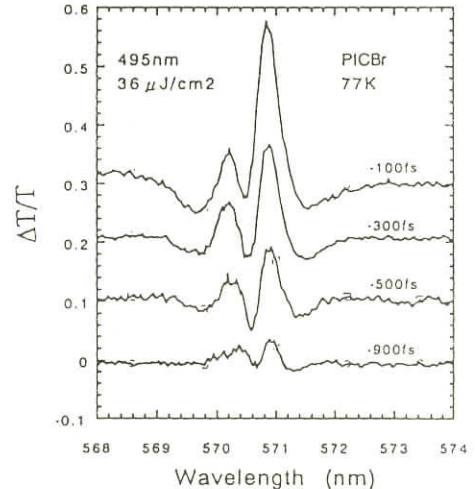


Fig.2. Same as Figure 1 except for the pump intensity with $36 \mu\text{J}/\text{cm}^2$.

幅変化よりFIDの減衰時間が、290fsと求められる。ポンプ光を570nm、および530nmに変えても同様な振動構造がJ-バンドに観測され、減衰時間も300fsとほぼ同じであった。ポンプ光強度を $36 \mu J/cm^2$ に上げると、振動のピークの中心に鋭い窪みが観測される。(図2)。この窪みは、振動構造が観測される間観測され、時間原点で消滅する。この窪みは、強いπパルスによる基底状態と励起状態の逆転分布により生じることが理論的に示されている。異なったポンプ光により生じた分極でも、J-バンドに相当する570nmのプローブ光と同じコヒーレント相互作用を示す事は、これらが共通の原因を持っている必要がある。共通の因子として考えられるのは基底状態であるが、それの役割は現在不明である。

- 1) 小林, 佐々木, J.Luminescence, 58(1994)113.
- 2) 小林, 佐々木, J.Luminescence, 66 & 67(1995)40.

フラーーゲン及びフッ化フラーーゲンの発光と光物性

京大・理 神野 賢一
秋元 郁子

よく知られるようにC₆₀分子は炭素の5員環と6員環からなる共役π電子系で、直径が0.7nmのI_h対称性の籠状分子である。結晶状態においても孤立分子的な特徴がまずは現れるが、一方で電荷移動型励起子の吸収や光伝導や光重合などが観測され、また単結晶では分子の回転と配向が変わることによる相転移が260Kと90Kで起こることが知られるなど、分子間の相互作用が本質的に重要な系である。C₆₀結晶の発光スペクトルは試料依存性が強く、詳しい発光の機構についてはまだわかっていないが、最近の研究により結晶内の分子配向変化という観点から発光スペクトルについて理解する手がかりが得られるようになった。

我々は単結晶の発光を吸収端近傍の選択励起の下で測定し、10K以下では励起エネルギーの閾値が異なる少なくとも2つの発光帯から成ることを確認した。それぞれ励起の閾値は、バンドギャップ内1.69eV(TypeA)、ほぼバンド端1.81eV(TypeB)にある。10K以上ではTypeB発光帯は消光し、TypeA発光帯が残り、両者の強度の温度変化は相補的である。TypeB発光の励起閾値が吸収の立ち上がりとほぼ一致し、スペクトル形状が溶液の発光に似ていることから、この発光は孤立分子的性質を反映したフレンケル励起子による発光と考えられる。一方、TypeAの発光スペクトルは薄膜の発光スペクトルを鋭敏にした構造をしている。励起閾値からバンドギャップ内に存在する深いトラップに起因した発光帯であることがわかる。この発光帯は三重項状態をマイクロ波で共鳴させたときに変調を受けることがE.Groenenらによって報告されている。彼らは電子スピニエコー測定より、この三重項状態は隣り合う2分子が最適な配向でペアを組んだ電子状態であることを見いだしている。つまり、TypeA発光帯はペア上の電子からの発光であると結論して良い。こ

のように考えると、分子が回転し始め分子配向が変化し始める90Kで、TypeA発光帯の構造が鈍り始めることとつじつまが合う。また、光伝導スペクトル測定から、バンドギャップ内1.65eVに熱活性により電気伝導に寄与するバンドギャップ内準位の存在が示唆されている。TypeA発光や光伝導に寄与するバンドギャップ内状態間の相関について関心がもたれる。

C_{60} 分子にフッ素を付加させることによって、 C_{60} の光学的、電気的性質を決定していた π 電子はフッ素と共有結合を形成し、絶縁体である直径1nmのフッ化フラーレン、 $C_{60}F_x(x \leq 48)$ が生成される。これは蓄電池の電極として注目されている絶縁体物質であるが、その光学的性質についてはほとんど調べられていない。我々は、溶液からスピノコーティング法により薄膜試料を作成し、その吸収、発光、励起スペクトルを測定した。吸収スペクトルは試料のフッ化度によらず6.6eVにピーク、～5eVに肩構造をもち、この構造はCF分子からの類推でC-Fの吸収に由来しているものと考えている。発光は2.5eV、3.3eVにピークをもつプロードなスペクトルである。ストークスシフトが大きいことから、分子内あるいは分子間の緩和状態からの発光であろうと考えているが、まだ想像にすぎない。

半導体にも金属にもなる正20面体クラスター固体の光物性

東大・工 武田雅敏
田村隆治
藤森正成
松田弘文
木村薰

はじめに

ボロンとアルミは同じⅢ族に属し、ともに正20面体クラスターを構成要素とする構造を持つことが知られている。前者の場合はボロン単体およびボロンを高濃度に含む結晶、アモルファス相の半導体であり、後者の場合はアルミを主成分とする結晶、準結晶の合金である。我々のグループでは、これらⅢ属クラスター固体の統一的描像を構築することを目的として、その構造、結合様式、電子物性に関する研究を行っている。

正20面体クラスター

中心に原子がある13原子正20面体クラスター(B_{13} , Al_{13})は、充填率が最密充填クラスターに近く、古典的な金属クラスターの1つである。このクラスターの外側に、他の原子を付けたときの安定位置を分子軌道計算により評価すると、三角形面の中心の上となり、剛体球の充填として考えられる。一方、中心原子を抜いた12原子クラスター(B_{12} , Al_{12})は、充填率が非常に小さくなり、外側

の安定位置を同様に評価すると、頂点原子の上や辺の上となり、結合に方向性のある共有結合クラスターとなる。

ボロン系とアルミ系の相互関係

ボロン系には12原子正20面体クラスターを構造単位とした様々な結晶構造が存在し、すべて半導体である。アルミ系のうち、13原子クラスターから構成される合金では、抵抗率が低く、温度依存性は金属的である。これに対し、12原子クラスターで構成されるものでは、抵抗率が異常に高く(4.2Kで約 $1\Omega\text{ cm}$)、温度依存性は非金属的であるが、フェルミ準位での状態密度が有限であり、基本的には金属である。同じ12原子クラスターのボロン系との違いは、正20面体の外側の多重殻構造である。第1殻(正20体)と第3殻(サッカーボール)は同じであるが、第2殻のボロン系で空隙になっているサイトがアルミ系では占有されている。このため、アルミ系の配位数はほぼ12となり(ボロン系が6で非金属的なのに対し)、金属的となる。

物性(主に光学的性質)

上に述べたボロン系の空隙に金属元素をドープしてゆくと、多重殻構造が類似してくるだけではなく、電気抵抗率の値、温度変化率ともにアルミ系のそれに近づいてゆく。また、両者の光学伝導率を比較すると、明確なドルーデピークを持たない、バンド間遷移に相当するピークを持つ、という特徴が双方にある。

ギャップ内局在準位分布の解析に用いられる変調光伝導の測定を、ボロン系およびアルミ系について行っている。結晶ボロンについて変調周波数に対する光電流の変化を測定し、最も単純なモデル(バンド間遷移による光キャリアの生成、バンド内伝導のみが電流に寄与、单一キャリア)で解析を試みたが、ボロンにおける光電流の振る舞いを説明することはできず、光伝導のプロセスが単純ではないことがわかった。B₁₂正20面体クラスターは電子不足(結合軌道がすべて占有されていない)であり、かつヤーン・テラー効果によってクラスターが歪み、縮退していた空の軌道が遊離して、バンドギャップ内に内因性のアクセプター準位を形成する。この準位の存在は、光吸収、フォト・ルミネッセンス、タイム・オブ・ライト(パルス光伝導)等の実験で確認している。光伝導のキャリア生成過程にこの内因性アクセプター準位の効果を取り入れることで、光電流の振る舞いを説明できることがわかった。

アルミ系準結晶(A1-Pd-Re)について同様の光伝導の測定を行ったところ、光電流が観測された。準結晶における光電流の観測例はこれが最初である。準結晶における高い電気抵抗率とその非金属的な温度依存性は、フェルミ準位近傍にできた深い擬ギャップと、そこでの局在化傾向で説明されている。今回観測された光電流は、この擬ギャップを越えた電子の遷移によるものと考えられる。

ナノ結晶における多励起子状態と光学非線形性

N T T 基礎研 高河原 俊秀

セルバクマール ナイア

ナノ結晶における光非線形性を議論することにより、多励起子状態の多彩で興味深い側面を明らかにすることができます。ここではまず、CuClナノ結晶の三次の光非線形性の性能指数 $\chi^{(3)}/\alpha$ (α は吸収係数で、 $\chi^{(3)}/\alpha$ はナノ結晶一個当たりの量になっている。) のサイズ依存性についての実験結果[1] を理論的に説明する。この議論を通して、弱く相関し合う励起子対状態（励起子分子の励起状態）の重要性を明らかにする。この励起子対状態は単なる理論の産物ではなく、最近の実験で観測されたと思われる所以それについて言及する。更に、励起子分子の励起状態間の緩和を含めた解析を展開し、励起子分子によるレーザー発振の機構について議論する。

CuClの励起子ボーラ半径は小さいので、半径が数nm以上のナノ結晶は弱い閉じ込めの領域にある。この領域における励起子分子の波動関数を励起子波動関数の積で展開して、エネルギー値等を精度よく求めた。半径が 7 nm程度のナノ結晶まで計算したが、励起子分子の束縛エネルギーについて計算値[2] と実験値[3] とのよい一致が得られた。

CuClナノ結晶の三次の光非線形性の性能指数はサイズと共に増大するが、半径が 5 nmあたりでピーク値をとった後は減少に転ずる振舞いが報告されている[1]。一般に $\chi^{(3)}$ は励起子状態からの寄与と励起子分子状態からの寄与とからなるが、両者は部分的に打ち消し合う。弱い閉じ込めの領域では、基底励起子のほぼ二倍のエネルギーを持つ励起子分子の励起状態があり、励起子からこの状態への遷移の振動子強度は励起子遷移の振動子強度のほぼ二倍になっている。上で述べたふたつの寄与の打ち消し合いは、励起子分子のエネルギーと基底励起子のエネルギーの二倍との差が励起子遷移の均一幅と同等かそれ以下になると顕著に起こる。実際、現実的な均一幅を用いた理論計算は実験結果をかなりよく再現する[2]。

今述べた励起子分子の励起状態は励起子状態からの誘導吸収により観測されるはずである。実際、サイズ選択的なポンププローブ分光において、ポンプ光のエネルギーシフトの約二倍でエネルギー位置がシフトする誘導吸収が観測されているが[4]、これが上の遷移に対応すると考えられる。エネルギー位置に関して理論との対応もかなりよい。

CuClナノ結晶における励起子分子によるレーザー発振が観測され、バルクCuClと同程度の利得係数が報告されている[5]。ナノ結晶の体積充填率が数百分の 1 であることを考えると、これは極めて効率よく励起子分子が作られていることを示唆する。上で述べた励起子対状態と励起子分子の基底状態とのエネルギー差は、半径が 5 nmあたりでちょうど LO フォノンのエネルギーに一致するため、極めて速い緩和がおこる。二光子吸収により上記の励起子対状態が生成され、次に LO フォノン放出により基底状態の励起子分子へ緩和し、励起子準位との間に反転分布が形成される。

これがレーザー発振の基本機構であると考えられる。

以上述べたように、ナノ結晶における弱く相関し合う励起子対状態は光非線形性を議論する際のキーコンセプトである。このことはナノ結晶に限らず量子井戸、量子細線でも言えると考えられる。

- [1] T.Kataoka, T.Tokizaki and A. Nakamura, Phys. Rev. B **48**, 2815 (1993).
- [2] Selvakumar V.Nair and T.Takagahara, Phys. Rev. B **53**, R10516 (1996).
- [3] Y.Masumoto, S.Okamoto and S.Katayanagi, Phys. Rev. B **50**, 18658 (1994).
- [4] 池沢道男, 舛本泰章, 日本物理学会(於金沢大)講演概要集**2**, p.252 (1996).
- [5] Y.Masumoto, T.Kawamura and K.Era, Appl. Phys. Lett. **62**, 225 (1993).

ナノ結晶の超高速非線形光学応答

名古屋大学 理工科学総合研究センター 中村新男

ナノメートルサイズの半導体や金属の結晶は、大きな光学非線形性を示すと言われている。半導体のナノ結晶では、結晶サイズと励起子のボア半径との比に応じて、励起子の重心運動の閉じ込め効果と電子、正孔の個別閉じ込め効果とが現れることは、よく知られている。励起子閉じ込め効果の場合、励起子の振動子強度はナノ結晶の体積に比例することになり輻射寿命がサイズに依存する超放射が現れる。閉じ込められた励起子を二準位系と見なすならば、3次の非線形感受率 $\chi^{(3)}$ は振動子強度、寿命、均一幅に依存するので、感受率、寿命、均一幅の測定から振動子強度のサイズ依存性を知ることができる。

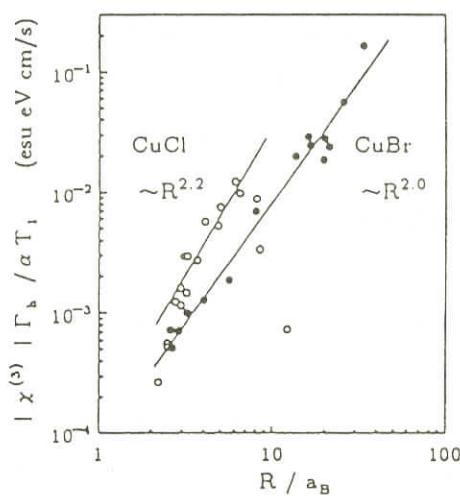
第1図は、80Kで測定された $\chi^{(3)}$ などから求められたCuClとCuBrナノ結晶の振動子強度のサイズ依存性である。CuClの場合、半径Rとナノ結晶ボア半径との比が7以下では半径の約2.2乗に比例して増加するが、それ以上では飽和し、さらに減少する[1]。一方、CuBrの場合、 $R/a_b \sim 30$ まで、 R^2 に比例して増加し、飽和することはない。振動子強度が半径の約2乗に依存することは、輻射寿命の結果とも一致し、励起子がナノ結晶全体にコヒーレントに広がっていることを意味する。CuClで観られる飽和・減少の振舞いは、励起子と励起子分子が関係した非線形性が互いに打ち消し合うことによると解釈することもできるが、CuBrの結果は、このモデルでは理解できない。

Cu, Ag, Auなどの金属ナノ結晶が埋め込まれたガラスでは、プラズモンによる共鳴吸収が可視光領域に観測される。このようなナノ結晶とガラスとの複合系では、局所電場効果によって非線形感受率が増大することが知られているが、この非線形性の時間応答とそのメカニズムについて調べた。図2に、半径が4nmのCuナノ結晶の吸収スペクトルとポンプ・プローブ差分スペクトルを示す[2]。ポンプ光励起と同時に、吸収ピーク付近で吸収減少を起こし、この両側では吸収増加が現れるが、このスペクトル変化は遅延時間とともに回復する。これらの結果を波形フィッティングの方法で解析したところ、ポンプ光によって生成された光キャリヤによって電子系の温度が上昇し、

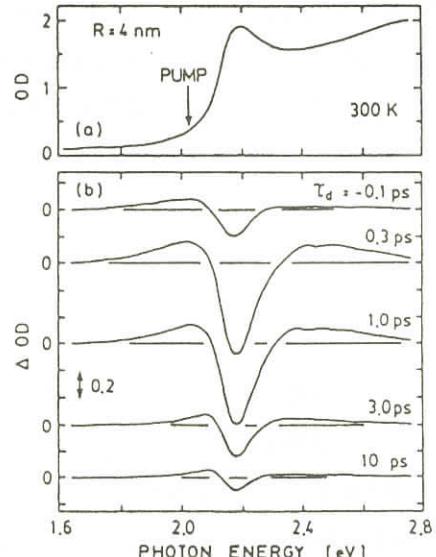
プラズマ吸収線の幅が広がることがわかった。このブロードニングの時間変化はホットエレクトロンの冷却過程に対応し、電子系から格子系への熱の散逸を考慮したモデルによって解析できる。

[1] T.Kataoka, T.Tokizaki and A.Nakamura : Phys. Rev. B48 (1993) 2815.

[2] T.Tokizaki et al. : Appl. Phys. Lett. 65(1994) 941.



第1図 振動子強度のサイズ依存性



第2図 Cuナノ結晶の差分吸収スペクトル

ハロゲン化銅ナノクリスタルにおける励起子の緩和過程

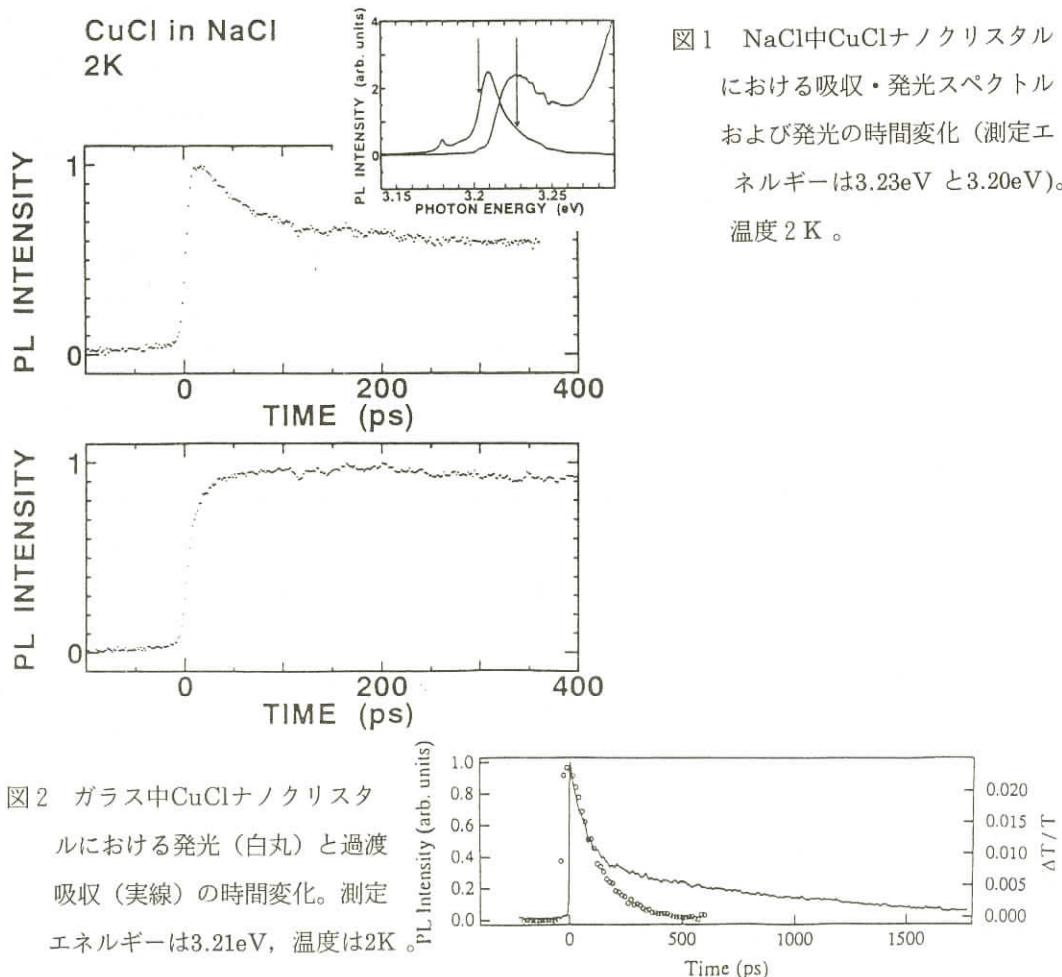
筑波大・物理・TARAセンター 奥野剛史
佐竹昭泰
舛本泰章

半導体ナノクリスタルにおける励起子の発光寿命は、その微粒子サイズの依存性に興味をもたれて研究が行われている。しかしながら、励起子の緩和に表面や欠陥などの準位がどのような影響を及ぼしているのかなど、解明されていない点が多い。そこで、NaCl結晶中のCuClナノクリスタル、ガラス中のCuClおよびCuBrナノクリスタルにおいて、発光の時間分解および過渡吸収の時間変化を測定した。

図1は、NaCl中のCuClナノクリスタルの、吸収と発光スペクトル、および、3.23eVと3.20eVにおける発光の時間変化である。発光スペクトルには吸収スペクトルと比較してストークスシフトがみられ、発光が「局在状態」からのものであることがわかる。発光の時間変化には、4 nsの長い緩和成分に加えて、3.23eVでは40psの速い減衰が、3.20eVでは40psの立ち上がりがみられる。

これら各エネルギー位置における発光の時間変化は、3.23eV付近の自由励起子状態から3.20eV付近の局在状態へ40psで緩和していることによってうまく説明することができた。すなわち、局在状態に緩和する自由励起子は40psで無輻射に緩和し、それ以外のものは4 nsで再結合発光すると考えられる。

NaCl中CuClで過渡吸収の時間変化を測定すると、発光の時間変化と一致し、上述の緩和メカニズムを支持している。一方、ガラス中のCuClおよびCuBrナノクリスタルでは両者は一致しない。図2に、ガラス中のCuClナノクリスタルにおいて、吸収および発光のピーク位置3.21eVで測定した発光と過渡吸収の時間変化を示す。100psまでは両者の減衰（時定数100ps）はよく一致し、発光はそのまま単一指数関数で変化する。しかし、過渡吸収のほうには、1 nsの寿命の減衰成分が残る。この特異な振る舞いは、励起子が無輻射に電子と正孔に分離して表面や欠陥準位にトラップされ、それらが1 nsの時定数で無輻射に再結合しているとすれば理解できる。ガラス中のCuBrナノクリスタルでも同様の結果がえられ、ガラス中のナノクリスタルでは、無輻射に解離する励起子がその寿命に大きく寄与していることが示唆される。



ポリマー中PbI₂微粒子のサブピコ秒分光

東北大・理 山本愛士

中原久司

吉原正典

矢野聰

後藤武生

東北大・金研 粕谷厚生

我々は、層状半導体であるPbI₂をポリマー(E-MAA)中に微粒子として閉じ込め、この物質の様々な光学的性質について研究を行っている。このPbI₂微粒子は種々の層数を有する板状の薄膜微粒子で、それぞれの層数に閉じ込められた励起子による離散的な吸収ピークが観測される。音響フォノン領域の共鳴ラマン散乱の測定により、これら離散的な吸収ピークと層数との対応が、齋藤ら[1]により報告されている。今回我々は、PbI₂薄膜微粒子のポンプ・プローブ分光を行い、吸収スペクトルの時間変化から励起子のダイナミクスを調べた。試料は、層数が2～4層を有する薄膜微粒子と8層を主に含む薄膜微粒子の2種類を使用した。測定は、2Kで行い、励起光源はサブピコ秒パルスレーザー(エネルギー: 4.1eV, 繰り返し 1kHz, パルス幅: ~300fs)を使用した。

まず、2～4層の薄膜微粒子について測定を行った。この試料では、2, 3, 4層の薄膜微粒子に閉じ込められた励起子に対応する3つの離散的な吸収がみられる。ポンプ・プローブ分光による吸収の差スペクトルから、それぞれの吸収ピーク付近で、吸収飽和やブロードニングが観測され、これらは、10ps程度でほとんど回復してしまった。我々は、3, 4層の吸収形状を2個のガウシアンとしてフィッティングし、ガウシアン形状を決めるパラメータ(ピーク強度、ピーク位置、半値幅)が、時間遅延とともにどのように変化するかを求めてみた。3層と4層においては、層数による顕著な違いは見られなかったが、いずれの場合も吸収飽和とブロードニング、吸収ピークのわずかなブルーシフトが時間原点付近で見られ、4ps程度の寿命で回復した。同様の早い吸収の回復は、2層の吸収変化にも見られた。PbI₂薄膜微粒子の発光スペクトルは、吸収ピーク付近(2.5～2.7eV: 層数に依存)に幅の狭い発光と2.1eV付近にブロードな発光が見られる。幅の狭い発光は中性ドナーに束縛された励起子によるもので、ブロードな発光は層数の小さな試料で強く見られることから、表面が関与したトラップ順位からの発光ではないかと考えている。今回得られた早い吸収の回復は、ポンプ光によって生成された励起子が、表面が関与した準位にトラップされる時間を見ているのではないかと推測した。

そこで、次にブロードな発光がほとんど現れない8層程度の厚い層数を有する薄膜微粒子において同様のポンプ・プローブ分光を行い、その違いを調べてみた。この試料の場合も、時間原点付近では吸収ピーク付近に大きな吸収飽和とブロードニング、ブルーシフトが観測された。この試料の

場合、先程の薄い試料と異なり、簡単なガウシアンでフィットできなかったので、それぞれのエネルギー位置における吸収の変化をプロットしてみた。その結果、吸収の高エネルギー側では、2～4層の場合と同様に非常に早い回復が見られたが、吸収ピーク付近(2.542eV)では、10ps程度まで裾を引いていた。さらにその低エネルギー側では、約1ns程度の長い回復時間を持つことがわかった。これは層数が比較的厚い薄膜微粒子内の励起子の寿命を反映していると思われる。吸収変化が低エネルギー側の方が遅くまで残ることとブロードな発光が観測されないことから、厚い層数を持つ薄膜微粒子では励起子は、層数が増加するとともに表面の影響を受けにくくなり、励起子の寿命が長くなっていくものと考えている。

最後に、この研究を行うにあたり、有益なご助言を頂いた東京大学物性研の齋藤信吾博士、ならびにサンプル製作にご協力頂いた技官の齋藤誠氏に感謝いたします。

- [1] S.Saito and T. Goto, Phys. Rev. B 52, 5929(1995).

ナノ構造中の内部電場の共鳴構造と非線形光学応答

大阪大学基礎工学部 石 原 一

従来にない大きな非線形効果の獲得につながる可能性があるため、ナノ物質系のサイズや形状に依存した非線形光学応答は応用を含めた広い分野から注目を集めてきた。この現象についてはこれまで、物質系の状態に応じて非線形感受率がどのように試料サイズに依存するかと言う観点のみから議論されることが普通であった。たしかに、一定の条件下では感受率の議論のみで非線形応答のサイズ依存性が理解できる場合もあるが、一般にはこれだけで議論を尽くすことはできない。本講演では、我々が従来から注意を促してきたもう一つの要素、すなわちナノ物質中で特徴的に現れると考えられる、「内部電場の共鳴構造が非線形応答に与える影響」という側面について改めて議論したい。^[1, 2]。

一般に凝集物質中では誘起分極と輻射場は自己無撞着に運動するため、共鳴領域での内部電場はナノスケールの空間構造を持つ。特に分極波のコヒーレンスが保たれるナノ物質中では個々の空間パターンが輻射シフトを含むエネルギー位置で共鳴的な振る舞いを示す^[3, 1, 2]。従って、この系の非線形応答を考える際には、非線形感受率の共鳴構造と内部電場の個々の空間パターンの共鳴増大の関係をきちんと押さえた議論が必要になる。

実際には、試料の質が十分に良くなければ表面その他での励起子の散乱のために内部電場が空間的に均されてしまうので、上述の効果を実験的に観測するのは容易ではないと思われる。しかし、今後、良好な試料が作製され、また不均一性のない個々の微小系の応答が観測される可能性は十分にあるので、そのような場合に現れると期待される非線形現象の例を述べる。

「1励起子状態」 - 「2励起子状態」間遷移による非線形信号の2重共鳴増大[1, 2]

一定のナノサイズ領域では、閉じ込められた励起子の波動関数の形を反映した空間パターンを持つ内部電場が、物質準位より輻射シフト分ずれたエネルギー位置で共鳴的に増大する。ポンプ光の内部電場がこの様な共鳴増大を起こすと、それぞれの空間パターンが付随する1励起子準位から同じ空間パターンを持つ2励起子準位へのプローブ光による遷移を著しく強める。特に偶数番目の励起子準位に付随した空間パターンが増大する条件下では、電場の空間分布が無視できると考えた場合の選択則では説明できない信号増強が起こることに注目されたい。

複合薄膜による非対称な非線形効果[4]

薄膜中の非対称な位置に励起子を反射する面欠陥があると、光が裏表どちらから入射するかによって内部電場の空間分布が一般には異なる。この違いが著しく現れるエネルギー位置では、どちらから入射するかによって非線形効果にも無視できない差が現れる。非線形効果の非対称性は誘電定数の空間構造が非対称であれば一般に生じ得るが、超薄膜中では励起子による感受率の共鳴増大と内部電場の大きな非対称性の両方の効果のためにこれが強く現れる可能性がある。

微小共振器中薄膜の3重共鳴による非線形信号の増大[5]

裸の薄膜の場合、「偶数番目の1励起子状態」 - 「偶数番目の2励起子状態」間遷移による非線形信号の増大に注目したが、非線形効果の大きさという観点からはそれぞれの最低準位間の遷移による非線形信号を増強させた方が面白い。微小共振器の共振器長などを適当に設定すれば「最低1励起子状態」 - 「最低2励起子状態」間の遷移エネルギー位置で最低励起子準位に付随した内部電場の成分を共振器効果により強く増強させることができる。3次非線形分極に現れる項にポンプ光とプローブ光が等しい場合に共鳴するエネルギー分母を含むものがあるため、これら2種の光を上述の遷移エネルギーに合わせれば3重の共鳴により非線形信号が著しく増強する。

- [1] H.Ishihara and K.Cho : Solid State Commun. 89 837 (1994).
- [2] H.Ishihara and K.Cho : Phys. Rev. B 53 (1996).
- [3] K.Cho, H.Ishihara and Y.Ohfuti : Solid State Commun. 87 1105(1993)
- [4] H.Ishihara : QELS Technical Digest Series Vol 16(1995) p.2
- [5] 石原一：日本物理学会講演概要集第51回年会第2分冊 p284

「II-VI族半導体多重量子井戸、非対称二重量子井戸における励起子ダイナミクス」

東北大・科研 岡本 博
久次智文
曾紀南
高野修司
江川一樹
高橋昌明
岡泰夫

本講演では、II-VI族半磁性半導体量子井戸 ($Cd_{1-x}Mn_xTe/ZnTe$)における励起子のダイナミクスについて報告する。半磁性半導体 $Cd_{1-x}Mn_xTe$ は、バンド電子と Mn イオンとの間にはたらく sp-d 交換相互作用によって興味深い磁気光物性を示すが、この物質を量子井戸に用いると、励起子の閉じこめ効果を使って磁気光学効果を制御することが可能になると期待される。本研究では、バリア層に ZnTe を用いた $Cd_{1-x}Mn_xTe$ 多重量子井戸および非対称二重量子井戸を対象にし、(1) 量子井戸中の励起子の緩和、局在化過程、(2) 量子戸間のキャリアのトンネル過程について調べた。

(1) 量子井戸中の励起子の緩和、局在化過程

$Cd_{1-x}Mn_xTe$ 量子井戸では、井戸層とバリア層との間の界面の揺らぎや Mn 濃度の揺らぎによって、エネルギー準位（ポテンシャル）に無数の高低が生じている。このようなポテンシャルの揺動および磁気ポーラロン（MP）形成によって、量子井戸励起子の緩和は多彩な様相を呈する。界面の揺らぎ、Mn 濃度の揺らぎ、MP 形成のそれぞれによる緩和が、どのような大きさ（エネルギー）と時間スケールで生じるかを調べるには、井戸層厚と Mn 濃度の異なる試料における系統的な光物性測定が必要である。このような視点から様々な試料を作製し、吸収、定常発光、ピコ秒時間分解発光スペクトル、サブピコ秒過渡吸収スペクトルを測定した。

Mn 濃度が低い量子井戸 ($x = 5\%$) では、Mn 濃度の揺らぎによる励起子の局在効果は小さく、界面揺らぎによる局在化が早い時間 ($\sim 10\text{ps}$) から起こる。励起子は、その後 40ps 程度の時間で MP を形成し、さらに井戸層厚の広い部分へゆっくりと緩和していく。一方、Mn 濃度が高い量子井戸 ($x = 16\%$) では、励起子は、まず Mn 濃度の揺らぎによる局在化を起こし、約 100ps の時間スケールで MP を形成する。その後、励起子は、界面揺らぎによるゆっくりとした緩和を起こす。すなわち、Mn 濃度が高い場合、励起子は、Mn 濃度の細密な揺らぎによって生じるポテンシャルにとらえられることによって、Mn 濃度が低い場合に比べてゆっくりとエネルギー緩和を起こすと考えられる。

(2) 量子井戸間のキャリアのトンネル過程

$Cd_{1-x}Mn_xTe/ZnTe$ において非対称二重量子井戸構造を作製し、二つの量子井戸を隔てるバ

リア層厚を変化させることによって、非共鳴トンネル過程とその磁場効果を調べた。その結果、励起子の局在の強さが、キャリアのトンネル確率と密接に関係していることがわかった。この系では、自由励起子からのキャリアのトンネル過程が支配的であり、励起子の強い局在が起こると、電子あるいは正孔のトンネル過程は抑制される。一方、磁場を印可すると、トンネル確率は増大するように見える。これは、MP効果の消失によるものと推測される。

量子細線でのWannier励起子とMahan励起子

大阪市立大学工学部応用物理学科 小川哲生*

物質の電子構造の基底状態や励起状態に関する情報が光学スペクトルにどのように反映されるか、巨視的光学応答から微視的電子構造のどのような情報が得られるのかを明らかにするのが、光物性の醍醐味である[1]。この講演で議論の対象とする物質は、(a) 無機化合物半導体(GaAsなど)からなる擬1次元系「人工量子細線」、(b) 有機高分子鎖・錯体(有機電荷移動鎖体やハロゲン架橋金属錯体など)「天然量子細線」、(c) これらにキャリヤ(変調)ドーピングした系、光強励起した系、半金属量子細線、である。このような1次元物質における「励起子」描像とその構造を概観し、キャリア密度や励起子密度依存性を明らかにしたい。電子-格子相互作用によって生じる効果は考察の対象外として、電子過程に起因する諸性質のみに着目する。以下に講演内容を列挙する。

- (1) 1次元Wannier励起子-振動子強度やSommerfeld因子の3次元系や2次元系との比較[2]。
相対運動波動関数の異方性とサブバンド選択則・2光子吸収スペクトルとの関係[3]。誘電閉じ込め効果によるCoulomb相互作用の制御可能性。重心運動の幾何学的閉じ込め効果。
- (2) 1次元励起子分子-Wannier型/Frenkel型クロスオーバー。変分法やHeitler-London法の破綻。励起子分子束縛エネルギーの3次元系や2次元系との比較[4]。
- (3) 1次元高密度電子-正孔系-CDWやSDWとの競合・量子揺らぎとの競合。励起子密度波や光誘起超伝導の可能性[5]。励起子液相/気相転移・励起子Mott転移の理論的理解レベル。励起子Bose凝縮と光学スペクトルのべき発散[5]。緩和の異常(非Markov性)やLandau減衰。
- (4) 1次元Mahan励起子-朝永-ラッティンジャー流体とその光学応答。Mahan励起子と直交破局との競合[6]。フェルミ端特異性(FES)の物理。UPS, core XPS, 可視分光(VAS, VES)の使い分けと得られる情報の相違。
- (5) 低次元励起子系と量子光学-励起子系による非古典的光子状態の生成可能性[7]。励起子光非線形性と量子光学との接点。

量子多体効果と光学的非線形性や光子場の量子揺らぎとの関連は残された難問である。周波数/時間軸上の情報のみならず、空間的なダイナミクスをも含めた非平衡性(時空ダイナミクス)も議論していく必要があろう。「光は電荷(中性子はスピン)」にとらわれず、磁性やスピンの問題

との接点もさらに深く追求するべきだと思われる。

- [1] *Optical Properties of Low-Dimensional Materials* ed. by T. Ogawa and Y.Kanemitsu (World Scientific Publishing Co., Singapore, 1995).
- [2] T.Ogawa and T.Takagahara, Phys. Rev. B**44**, 8138 (1991).
- [3] A.Shimizu, T.Ogawa, and H.Sakaki, Phys. Rev. B**45**, 11338 (1992) ; T.Ogawa and A.Shimizu, *ibid.* 48, 4910 (1993); R.Cingolani *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1276 (1992);
- [4] K.Ishida, H.Aoki, and T.Ogawa, Phys. Rev. B **52**, 8980 (1995) ; L.Bányai *et al.*, Phys. Rev. B **36**, 6099 (1987).
- [5] N.Nagaosa and T.Ogawa, Solid State Commun. **88**, 295 (1993) ; T.Ogawa, phys. stat. sol.(b) **188**, 83 (1995).
- [6] T.Ogawa, A.Furusaki, and N.Nagaosa, Phys. Rev. Lett. **68**, 3638 (1992) ; H.Otani and T. Ogawa, Phys. Rev. B **53**, 4684 (1996) ; Phys. Rev. B (in print).
- [7] N.B.An, Phys. Rev. B **48**, 11732 (1993) ; E.Hanamura *et al.*, J.Nonlinear. Opt. Phys. Mat. (in print).

*現職：東北大学大学院理学研究科物理学専攻

GaAs量子細線の光物性と顕微・近接場分光

東大・物性研 秋山英文

GaAs量子細線において、一次元特有の物性を探査し、新たなデバイス応用の可能性を見出すべく研究を行っている。実際の量子細線で一次元特有の性質を発現させるには、結晶の品質が良く、横方向閉じ込めが深く、サイズの小さな量子細線を制御良く作製する必要がある。これまでに、パターン基板上のファセット成長を利用したリッジ量子細線と、へき開再成長法によるT字型量子細線を用いて研究を進めてきた。

リッジ量子細線は、深い横方向閉じ込めを実現するにはとても適した構造で、光の取り出しにも適している。問題は、ミクロンサイズの幅を持った(001)ファセット面と(111)Bファセット面が隣り合っている状況での結晶成長モードや成長条件などが良く把握できていないため、制御性に欠けるところである。図1はリッジ細線試料のカソードルミネッセンス像であるが、構造の不均一性が現れている。

一方、T型量子細線は、へき開再成長法により、2段階のMBE成長を経て作られる。第1成長によりT字の縦棒に相当する量子井戸(QW1)を形成し、MBE成長室でのその場へき開後、第2成長によりT字の横棒に相当する量子井戸(QW2)を形成する。T型量子細線はそれらの交点に形

成される。GaAs/AlGaAs 及びGaAs/AlAs系の材料に関する限り，非常に高品質の量子細線試料が得られており，一次元性を検証する一連の実験（低温）が達成されつつある。

しかし，より深い閉じ込めを実現し，常温励起子発光などの目標を達成するためには，InGaAsなどの材料を含むT形細線試料を作製する必要がある。ところが，へき開(110)面上のInGaAs薄膜の結晶成長が不完全なため，一次元性の検証に用いられる品質の量子細線試料は得られていない。

図2は，（失敗作の）InGaAs/GaAs系T型量子細線試料の約 $1\text{ }\mu\text{m}$ きざみで細線に沿って測定した発光スペクトルの空間分布を示している。一番右側の一様な発光ピークはQW1からのものである。量子細線からの発光はその低エネルギー側（左側）

に現れるべきであるが，不均一成長に起因する様々なピークと融合して同定が不能である。

これらの試料の品質を向上させるためには，顕微～近接場分光による微小領域の光学評価技術が不可欠であり，さらに試料開発と評価を繰り返していく必要がある。

- 文献)
1. S.Koshiba et. al, Appl. Phys. Lett. 64, 363(1994). /
 2. S.Koshiba et. al, Solid - State Electronics 37, 729 (1994).
 3. H.Akiyama et. al, Phys. Rev. Lett. 72, 924(1994); ibid. 2123.
 4. H.Akiyama et. al, Material Sciences and Engineering B35, 284(1995).
 5. T.Someya et. al, Phys. Rev. Lett. 74, 3664 (1995).
 6. T.Someya et. al, Appl. Phys. Lett. 66, 3672(1995).
 7. T.Soneya et. al, J.Appl. Phys. 79, 2522(1996).
 8. H.Akiyama et. al, Phys. Rev. B 53, R4229 (1996).
 9. T.Someya et. al, Phys. Rev. Lett. 76, 2965(1996).
 10. H.Akiyama et. al, Phys. Rev. B53, R10520(1996).
 11. T.Someya et. al, to be published in Jpn. J.Appl. Phys (1996).
 12. H.Akiyama et. al, to be published in Phys. Rev. B(1996.6.15).

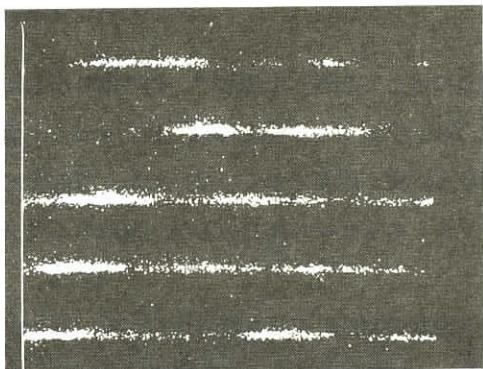


図1

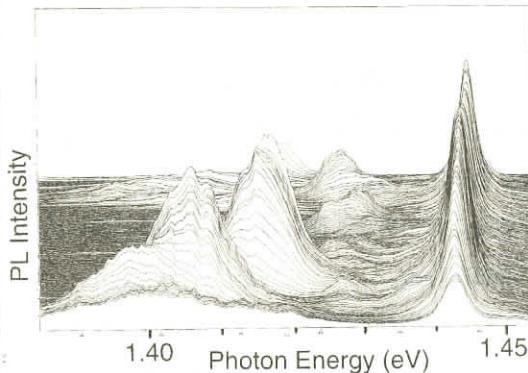


図2

p型変調ドープ量子細線の光物性

理研フロンティア 野 村 晋太郎
一 色 秀 夫
青 柳 克 信
菅 野 卓 雄
東大・物性研 内 田 和 人
三 浦 登

量子細線構造中の一次元電子系は二次元系や三次元系では見られない性質を示すことが知られており、特に最近の結晶成長技術の進歩により良く制御された無機半導体試料の作製が可能となってきたため、実験的にも盛んに研究されるようになってきた。我々のグループは原子層エピタキシャル成長 (Atomic Layer Epitaxy : ALE) を用いて結晶面方位に対して選択成長する手法を開発し、その光物性に関して研究を進めてきている。¹⁾ 結晶面方位に対する選択制を利用することにより ALE 法では well-defined な構造を持つ、結合量子細線構造、量子ドット構造などの作成も可能である。本講演では特に、この手法により作製した GaAs/GaAsP 量子細線構造からの発光スペクトルの磁場依存性²⁾について述べ、それにより明らかになった電子と正孔の波動関数の分布と自己無撞着ハートレー計算の結果について議論する。

我々は量子細線構造中の正孔の結合を調べるため、軽い正孔的状態より上にフェルミ面が来るよう正孔をドープし、発光スペクトルによって、重い正孔的状態と軽い正孔的状態の両方が観測されるようにした。これにより、磁場に対するこれらの二つの状態への光遷移エネルギーを測定することが可能となった。磁場によるエネルギーシフト量は静的閉じ込めポテンシャルと磁気長との大小関係に依存するため、電子や正孔の密度分布を調べるのに良い指標となる。特に量子細線において、電荷をドープした系については、我々の試料のように形の良く制御された系について調べられた例はないため、この結果は量子細線中の電子と正孔の分布を理解する上で興味深いことである。

このような p ドープの結果として観測されるものとして顕著なもの一つは、発光スペクトルの偏光方向依存性である。偏光方向が細線方向と垂直の場合は、軽い正孔的状態による成分も発光スペクトルに観測されるが、細線方向と平行の場合は、軽い正孔的状態による成分は抑制され、価電子帯に閉じ込め効果が表れていることがわかる。

発光スペクトルの磁場依存性を測定すると、重い正孔的状態と軽い正孔的状態の両方に関する光遷移エネルギーの磁場依存性を調べることができる。磁場が 5 T 以下の領域での測定により、重い正孔的状態と軽い正孔的状態それぞれについて Faraday 配置での反磁性係数は 210 及び $123 \mu\text{eV}/\text{T}^2$ と bulk よりも大きい値が観測された。また、40Tまでの強磁場領域では、磁場によるばね線形の高エネルギーシフトが観測された。また、OT では重い正孔的状態と軽い正孔的状態の両方の成

分が観測されたのに対して、30T以上では、量子細線方向のバンドの分散が平坦になる効果によりフェルミ面が相対的に下がり、重い正孔的状態のみが観測されるようになることがわかった。

これらの実験結果は実際の台形型の試料形状を取り入れて行なった自己無撞着ハートレー計算によって説明される。フェルミ面の位置、重い正孔的状態と軽い正孔的状態への光遷移エネルギーの差、および、磁場によるエネルギー・シフト量の大きさを調べることにより、GaAsP層に変調ドープされたアクセプターイオンが正孔の電荷分布に大きく影響を与えていることがわかった。電子に関しては有効質量が小さいこと、および、アクセプターイオンが正孔により遮蔽されている効果により、電荷分布はアクセプターイオンのない場合との差はわずかである。一方、正孔はアクセプターイオン付近に局在していることがわかる。その結果、電子と正孔の波動関数は空間的に分離する。一次元系では、実空間の座標と運動量が一般に結合するため、このことは、磁場を印加することにより、正孔の運動量空間でのバンドの極値の位置が $k_z = 0$ から移動し、電子と正孔の遷移が間接遷移型になることを示す。反磁性シフト係数の測定によりbulkの値よりも大きい値が得られたのは、このような効果によるものである。

- 1) H.Isshiki, Y.Aoyagi, T.Sugano, S.Iwai, and T.Meguro, J.Appl. Phys. 78 7277 (1995).
- 2) S.Nomura, H.Isshiki, Y.Aoyagi, and T.Sugano, Physica B(in press).

希薄磁性半導体量子構造における励起子の磁性－非磁性局在

姫路工業大学理学部 嶽山 正二郎

希薄磁性半導体は、伝導電子（または、正孔）や励起子のスピンが関与する物性研究に大きく寄与してきた。近年のナノ構造結晶成長技術は、これまでのII-VI族化合物系のみならずIII-V族化合物半導体にも局在スピンを担う元素の化合を可能とし、かつ、この系での量子構造制御は光物性においても多彩な現象をもたらす。ここでは、II-VI族希薄磁性化合物半導体で構成された單一量子井戸でみられる励起子局在について述べる。障壁層が希薄磁性半導体、井戸層が非磁性化合物半導体の系では、井戸層に閉じこめられた2次励起子は、その波動関数が障壁層へ染みだした分、様々な局在の効果を受ける。先ず、ヘテロ界面での原子層レベルの揺らぎ、これに伴うポテンシャル揺らぎ、歪み揺らぎ、組成の乱れ、原子不整合に伴う不純物、さらに、障壁層内での組成ポテンシャル揺動等の非磁性局在の要因、また、磁気スピンとの交換相互作用が引き起こす「磁気ポーラロン局在」などが考えられる。もともとII-VI族化合物系では励起子の結合エネルギー（励起子振動子強度）が大きいため、このような局在効果を受けやすい環境にある。励起子磁気ポーラロン局在はこの系に特有なものであり、これまで、多数の報告がある。しかし、不純物に捕まつた励起子が周囲の局在磁気スピンを配向させてエネルギー緩和する「束縛磁気ポーラロン（BMP）」である

場合が多かった。真に磁気的相互作用のみが起因して励起子を自己束縛的に局在させる自由励起子磁気ポーラロンについては、理論的取り扱いも未だ完全ではなく、前記非磁性局在に惑わされず、信頼性のある実験データを示すことが今後の発展につながるものと考える。

[1] CdTe/Cd_xMn_{1-x}Te 単一量子井戸 :

ここでは、CdTe/Cd_xMn_{1-x}Te単一井戸（井戸幅：1.3, 1.95, 3.85nm, 障壁層：48nm, MnM組織： $x = 0.24$ ）で励起子発光のスペクトル形状の温度変化、磁場変化の解析から、磁気ポーラロン局在とその他の非磁性局在を分離し、その磁場、温度、井戸幅依存性を示す。また、障壁層の磁気秩序が低温でスピングラス状態となるのに伴ってその影響が励起子発光強度にも影響していることをも示す。

[2] CdZnTe/CdZnMnTe 単一量子井戸 :

ここまで、1原子層の井戸幅の乱れに起因するものと簡単に見過ごされてきた1井戸層からの発光線の分裂について、発光線の温度、磁場変化、短時間分解光スペクトルが示す励起子の動的過程の観察から、これがドナーに緩く束縛された励起子の発光線である可能性が強いことを示す。上記励起子磁気ポーラロン局在を議論する上で、観測された発光線が真に自由かどうかを見極めることは重要であることを示す一例である。また、輻射緩和の井戸幅依存性からGaAs-AlAGaAs量子井戸とは反対の傾向を示し、井戸幅の減少に伴って励起子局在が進行していることを示す。

II-VI族希薄磁性半導体量子構造では、元来この系で大きな振動子強度を有する励起子が、量子閉じ込め効果に助長されて、組成揺動やヘテロ界面の乱れ、磁気スピン局在に敏感に反応するので、その光物性を調べるのに都合がよい。また、これら磁気的、非磁気的励起子局在が引き起こす光学線形性の研究にも今後の発展が期待される。

III-V族希薄磁性半導体ヘテロ超構造の光誘起磁性

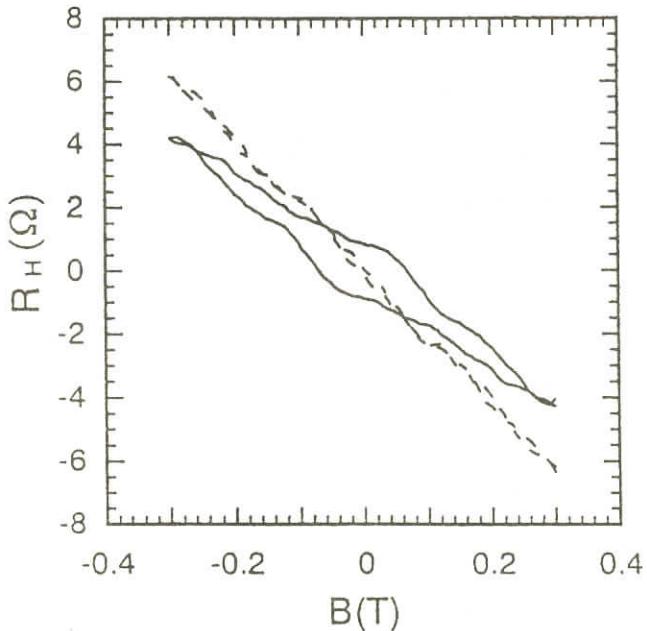
東工大・理 腰原伸也
東大・物性研 大岩顕
平澤正勝
勝本信吾
家泰弘
浦野千春
高木英典
東工大・像情報 宗片比呂夫

分子線エピタキシー法によって作製された超薄膜のIII-V族希薄磁性半導体ヘテロ構造 (In, Mn)As, (Al, Ga)Sb では、正孔濃度が 10^{19} cm^{-3} 程度になると強磁性が発現することが、ホール抵抗並びに帯磁率の測定によって最近確認された。そこで我々は、光励起によって生成した正孔による強磁性発現の可能性を検討するべく、光誘起ホール効果並びに帯磁率の測定を行った。InAs-AlGaSb系ヘテロ構造では、深い準位による永続的光伝導の発現が知られており、光励起による熱効果との区別が容易になる事が期待される点も、我々がこの物質系に着目した理由の一つである。

試料は、GaSb 上に 120 Å の厚さで積

層された $(\text{In}_{0.93} \text{Mn}_{0.07})\text{As}$ 薄膜のうちで、ホール効果の測定から正孔濃度が強磁性発現のために必要な値よりも若干少ないと判断されるものを用いた。

図の破線はこの試料の 4.2K における光励起前のホール抵抗の測定結果である。この試料に光照射を行なうと、実験で示される様に、永続的なホール抵抗の減少（永続的光伝導）とヒステリシスの出現が確認された。この結果は、光誘起強磁性がこの物質系で起きていることを示している。また、光誘起帯磁率の測定結果も同様に、光誘起強磁性発現を支持するものとなっている。



希薄磁性半導体超格子CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTeの強磁場下における磁気光学効果
～ヘテロ界面における磁化の磁気光学に対する影響～

筑波大学物質工学系 黒田眞司
児島一聰
滝田宏樹
東京大学物性研究所 内田和人
三浦登

II-VI族希薄磁性半導体のCd_{1-x}Mn_xTeとCdTeからなる超格子においては、電子・正孔ともCdTe井戸層に閉じ込められ(type I超格子)，その波動関数のCd_{1-x}Mn_xTe障壁層に染み出した部分がMn²⁺スピンと交換相互作用をすることにより、巨大Zeeman分裂などこの系特有の磁気光学効果を示す。この時の巨大Zeeman分裂幅は、単純な予想では量子井戸中の電子の波動関数のうちCd_{1-x}Mn_xTe層に染み出した割合とCd_{1-x}Mn_xTe層のMn²⁺の磁化との積に比例すると考えられる。しかし実際の超格子においては界面に位置するMn²⁺の磁化が障壁層内部のMn²⁺の強化よりも大きくなり、井戸層中の励起子のZeeman分裂量は主として界面のMn²⁺磁化によって支配されることが近年明らかにされてきた。この界面ではMn²⁺の磁化の増大の要因としては、

- ① 結晶成長中の原子の偏析、拡散等による界面の急峻性の欠如¹⁾
- ② 非磁性のCdTe層側に隣接するMn²⁺を欠くことに起因するMn²⁺同士の反強磁性カップリングの減少²⁾

の2つが挙げられる。我々のグループではこれまでに①の要因によるMn²⁺磁化の増大が磁気光学効果に及ぼす影響を定量的に把握することを目的として、MBE成長時の条件を様々に変えた試料で、強磁場下での吸収スペクトルから巨大Zeeman分裂幅を測定することにより、界面の急峻性を評価し、その成長条件依存性を調べてきた。その結果今までに、界面の急峻性を左右する要因は、MBE成長時のCd/Teの供給量比によって大きく異なることが明らかになった。すなわち

- Cd過剰供給下で成長させた場合は、界面の急峻性が失われる原因是主としてMnの偏析であり、界面の急峻性は成長温度にあまり依存しない。
- Te過剰供給下で成長させた場合は、界面の急峻性が失われる原因是主としてCd、Mn原子の熱拡散であり、界面の急峻性は成長温度により大きく変わる。

また、②の要因に関しては、界面の急峻度の高い試料においては、その磁気光学効果への影響は無視できないと考えられるが、現在のところその定量的評価には至っていない。

References

- 1) J.A.Gaj et al., Phys. Rev. B **50** 5521 (1994).
- 2) W.Ossau et al. Physica B **184** 422 (1993).

大阪市立大学工学部 中山正昭

半導体超格子では、超格子周期 D によるミニブリルアンゾーン($-\pi/D \leq kz \leq \pi/D$)領域においてミニバンド状態が形成されるが、積層方向に電場 F を印加すると、量子井戸間で eFD のポテンシャル差が生じるために、ミニバンド形成の原因である共鳴トンネル条件が破綻する。その結果、各量子井戸層の波動関数は、近接したいくつかの量子井戸層にある程度の振幅を持ちながら局在化し、ミニバンドは、 eFD のエネルギー間隔を有する局在準位（シュタルク階段準位）に分裂する（Fig. 1）。この現象をワニエ・シュタルク（Wannier Stark, WS）局在と呼び、約35年前に Wannier がその概念を提案したが、1988年に半導体超格子において初めて明確に観測され、これまでに物性とデバイス応用の両面において膨大な研究成果が報告されている[1]。

WS局在において、波動関数の局在性は、電場強度に依存し、最終的には各量子井戸への完全局在状態となる。このことは、「波動関数の局在性の制御」という新たな視点を我々に示している。電子状態の次元性に着目すると、ミニバンド状態が3次元、完全局在状態が2次元であるために、「3次元から2次元への次元性のクロスオーバー」として捉えることができる。ここで、Fig. 1 に示す電子の局在状態を想定して

励起子について考えると、ある量子井戸の正孔波動関数は、局在中心位置が $-2, -1, 0, +1, +2$ 周期の空間に隔てられた電子波動関数と5種類の励起子を形成することがわかる。この様な励起子状態（シュタルク階段励起子）は、WS局在においてのみ出現する特異的なものであり、束縛エネルギーと遷移振動子強度は、波動関数の局在性（次元性）の電場依存性を反映して、非常に興味深い振る舞いを示す[2,3]。

時間領域からWS局在を考えると、振動数が $\omega = eFD/\hbar$ のブロッホ振動として捉えることができ、その発生と観測は長年の夢であった。

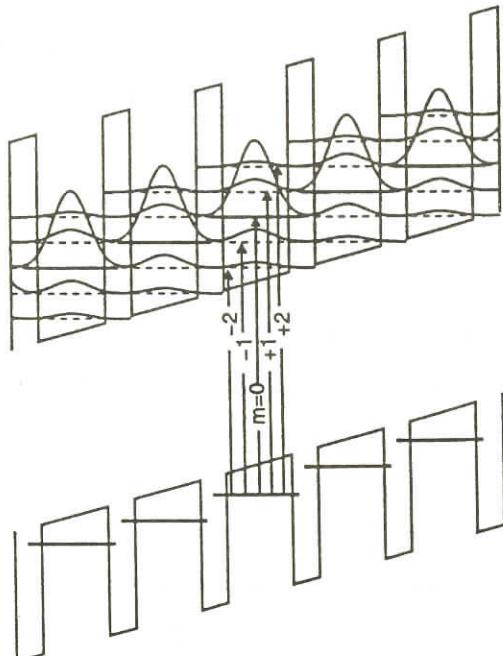


Fig.1 WS局在状態におけるシュタルク階段順位
と電子波動関数の概略図

最近，超短パルスレーザを光源として，時間分解4光波混合法によりプロッホ振動が観測され[4]，さらに直接的な証拠として，コヒーレントなTHz電磁波発生が検出された[5]。プロッホ振動数は，印加電場 F を変化させることによって連続的に変化させることができ，波長可変のTHz電磁波発生機構として非常に興味深いが，発生機構やLOフォノン散乱の影響について，その詳細は未だに明らかになっていない。

1. 総説として， M.Nakayama, *Optical Properties of Low-Dimensional Materials*, ed. by T.Ogawa and Y.Kanemitsu (World Scientific, Singapore, 1995) p.147 - 201.
2. R.P.Leavitt and L.A. Little, Phys. Rev. B **42**, 11784(1990).
3. I.Tanaka, M.Nakayama, H.Nishimura, and K.Fujiwara, Solid State. Commun. **92**, 385 (1994).
4. K.Leo *et al.*, Solid State Commun. **84**, 943(1992).
5. C.Waschke *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 3319(1993).

タイプ- II超格子における励起子分子

北陸先端大・材料 土 家 琢 磨
片 山 信 一
東 大 ・ 物 性 研 安 藤 恒 也

GaAs/AlAs超格子は，通常，電子と正孔の両方がGaAs層に存在する“タイプ- I”であるが，GaAs層が薄くなると電子に対してはAlAs層が井戸層となり，電子と正孔が異なる層に存在する“タイプ- II”になることが知らされている。最近，大阪市立大学の中山らは短周期(GaAs) n (AlAs) n タイプ- II超格子の光ルミネッセンススペクトルの励起強度依存性を $n = 10, 12, 13$ の試料について測定し，励起強度が $0.5\text{mW}/\text{cm}^2$ 以上の領域で励起子分子からの発光を観測した。¹⁾ この励起強度はタイプ- I超格子と比較して2桁低く，また束縛エネルギーは $3.1\sim 3.5\text{meV}$ で，タイプ- I超格子で観測されている値と比較して2~3倍大きい。本研究では，(GaAs) n (AlAs) n タイプ- II超格子における励起子分子を変分法を用いて調べる。

タイプ- II超格子における励起子分子には，電子と正孔の配置にいくつかの異なるものが考えられる。比較的大きな束縛エネルギーを与えると考えられる配置は，2つの正孔が同じ層にあって2つの電子がそれをはさんで反対側の層に存在する配置（A配置）や，2つの電子と2つの正孔がすべて異なる層に直線上に並ぶ配置（B配置）などである。電子と正孔を各層の中央の平面上を動く古典的な点電荷と仮定するとBの配置が基底状態となるが，量子力学的な計算ではどうなるであろうか。

計算の結果，束縛エネルギーはA配置で $2.1\sim 2.4\text{meV}$ ，B配置で $0.6\sim 0.9\text{meV}$ となり，古典的な

予想とは逆にA配置が基底状態になっている。また、比較のためにタイプ-I超格子における励起子分子の束縛エネルギーを計算してみると $n = 12$ の場合に2.5meVとなり、タイプ-II超格子とあまり変わらない。実験でのタイプ-Iとタイプ-IIの差は膜厚の違いによるものであろう。

A配置における励起子分子の波動関数は、タイプ-Iの電子の波動関数を成長方向に移動させたものに似ている。このことは、計算した範囲のタイプ-II超格子中の励起子分子が、実はタイプ-Iの場合とほとんど変わらないことを示している。タイプ-II超格子中の励起子分子を特徴づける長さのパラメータは、励起子中の電子と正孔の相対運動の波動関数の広がりと、層間の距離であり、励起子分子の性質はこれら2つのパラメータの大小関係で決まる。層間距離のほうが大きい場合には、励起子分子の基底状態はB配置となるが、波動関数の広がりのほうが大きい場合には基底状態はタイプ-Iの場合に近いA配置になると考えられる。実際、上記の計算では波動関数の広がりは約65Åで、層間距離の30Åより大きい。

- 1) M.Nakayama, K.Suyama, and H.Nishimura, Phys. Rev. B51 (1995) 7870.

原子オーダリングによる半導体自然超格子の形成と光物性

神戸大学工学部電気電子工学科 喜多 隆
西野 稔夫

非平衡のエピタキシャル成長過程では結晶成長表面での原子配列のオーダリングにより長距離秩序構造(Long - Range Ordering)が発現することが知られている。いわゆる“自然超格子”である。混晶半導体中の自然超格子の形成はSiGe, InGaAs, GaInP, AlGaInP, GaAsSbなど多くの合金で見つけられていて、その構造はよく知られているchalcopyrite構造以外にもlayered tetragonal構造(CuAu型)やlayered trigonal構造(CuPt型)などがある。なかでも赤色レーザ材料の1つである $Ga_{0.5}In_{0.5}P$ で発見されたCuPt型オーダリングではバンドギャップが数十meV変化することから、オーダリングとエネルギー・バンド構造の関係が注目されるようになった。

自然超格子は単原子層周期繰り返しを持つ一種の組成変調型の超格子として考えることができる。この組成変調の度合いはオーダーパラメーターとして表現できる量であり、この変化により物性は大きく変化することになる。オーダーパラメーターは結晶成長条件で連続的に制御でき、エピタキシャル膜中での均一性をも制御できるため応用上もきわめて興味深い。超格子構造によるエネルギー・バンド構造の変化はバンド折り返しと周期的結晶場を介してBrillouinゾーン全体にわたっている。本講演ではこのような $Ga_{0.5}In_{0.5}P$ 混晶半導体を中心に自然超格子がつくる新しい電子状態について光物性の立場から研究を行なってきた結果を紹介する。

基礎吸収端近傍のバンド構造：OMVPE成長 $Ga_{0.5}In_{0.5}P$ のCuPt型オーダリングに現れる新しいバ

ンド構造をエレクトロリフレクタンス分光により詳しく調べた。バンド折り返し効果で超格子方向のL点がΓ点に折り返して相互作用する結果、自然超格子のバンドギャップは減少する。また、価電子帯の頂上は結晶場により縮退がとけ、光学遷移に異方性が現れる。エレクトロリフレクタンス信号には折り返したLバンドによる新しい光学遷移が観測され、基礎吸収端近傍には微細構造が観測された。偏光エレクトロリフレクタンス測定によるこの微細構造の解析の結果、価電子帯の分離によることが明らかになり、その光学異方性は遷移選択則とよい一致を示した。温度や混合供給ガス比などの結晶成長条件を変えて様々なオーダーパラメーターを持った試料について調べたところ、バンド・ギャップの減少や価電子帯の分離はオーダーパラメーターによって連続的な変化を示し、理論計算の結果とよい一致を示した。

高エネルギーバンド間遷移に見られるオーダリングの影響： $\text{Ca}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ のCuPt型オーダリンでは超格子方向以外の3つのL点がZinc-Blende Brillouin'ゾーンにおけるX点と超格子ゾーン端で相互作用して、E1端やE2端の高エネルギーバンド間遷移が変化することが見いだされた。

自然超格子構造を利用した応用： $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ にAlを添加した系ではAl組成の増加に伴い間接遷移型の半導体にかかる。この系で自然超格子のオーダーパラメーター制御によるバンドギャップ・チューニングを行い直接化を確認した。

アルカリ金属ナノクラスターの配列と光学応答

東北大・理 野 末 泰 夫
池 本 夕 佳
中 野 岳 仁
大 鷺 智
寺 崎 治
融 合 研 小 平 哲 也

孤立した金属クラスターの光学応答では、量子閉じこめを受けた電子間の相互作用による集団励起に多くの興味が注がれ、表面プラズモン励起として多くの研究が行なわれてきた。一方、クラスターが配列し互いに相互作用を及ぼしあっている系では、マクロな系としての電子状態がクラスター単独のものとは異なり、光学応答にもそれが反映されると期待される。また、金属量子細線の光学応答についても、一次元量子状態と電子の集団励起との関係に関心が注がれる。しかし、まだ、そこまで細い金属量子細線は作成されていない。

ゼオライトの空隙にゲストの物質を詰め込むと、空隙のサイズ・形・配列に依存してナノメータサイズのクラスターや量子細線を配列させることができる。それに応じて様々な光学スペクトルの変化が観測される。

強磁性の観測されるゼオライトLTA中のカリウムクラスター・アルビジウムクラスターの光学スペクトルは、反磁性を示すナトリウムクラスターと比較すると決定的な違いは示さない。しかし、表面プラズモンの光学応答について見ると、クラスター内への電子の閉じ込めの深さに応じてある程度のスペクトルの変化が観測される。一方、低エネルギー領域の吸収スペクトルを見ると、いずれの場合にも有限のギャップ(0.5 - 1eV)がある様に見える。ただ、そのギャップの大きさはアルカリ金属の種類に大きく依存する。ギャップが存在することだけを見るとこの系は絶縁体のように見えるが、より低エネルギー領域まで測定しないと明確な事は判断できない。配列したアルカリクラスターが金属状態にあるのか絶縁体状態にあるのかという点は、強磁性発現機構と関係して興味が持たれるが、直接それを判断する状況には至っていない。今後、電気伝導度の温度依存性の測定を行うなど、より確かな情報を得て行く必要がある。

また、ゼオライトとアルカリ金属の組み合わせによっては、s電子の空間的分布に顕著な変化が現れることが分かってきた。特に、骨格が電気的に中性であるゼオライト（陽イオンを含まない）では、顕著な違いが現れた[1]。このことは、この系の物質設計を行う上で重要な点であり、その様子を広帯域偏光顕微分光法により解明してゆく方法は非常に有益である。

また、クラスターの電子励起にともなって格子不安定性を引き起こし、新しいクラスターが生成される現象がLTA中のナトリウムクラスターで観測された[2]。新しいクラスター生成にともなって顕著なフォトクロミズムと光誘起ESR信号が観測される。ESRスペクトルの微細構造から、C_{3v}の対称性のクラスターが生成されることが示された。この現象は、ゼオライト空隙の配列が重要な舞台となって引き起こされるものと考えられる。

[1] Y.Ikemoto, T.Nakano, Y.Nozue, O.Terasaki, T.Kodaira, T.Yamamoto,

Y.Kiyozumi and S.Qiu, to be published in Proc. MRS-J, 1996.

[2] T.Kodaira, Y.Nozue, M.Kaise, O.Terasaki and H.Takeo, to be submitted.

多粒子系と光の共鳴相互作用

大阪府大・工 萱沼 洋輔

形とサイズのそろった量子ドット（超微粒子）をマトリックス中に並べて、様々な機能を有する新しいタイプの「結晶」を設計作成することは、ナノ構造物理の究極の目標の一つである。この夢は来世紀には間違いなく実現するであろう。現在、このようなナノ構造体の物理は、輸送現象の側面から多くの興味を集めている。光応答の面から見ても、ここには多粒子系と光との共鳴相互作用に関連した基本的な問題が存在する。各量子ドットを、特別大きな遷移双極子モーメントを持った「原子」とみなすことにして、集合体としての共鳴光応答の特性を考えてみる。

(1) 空間的コヒーレンスの問題

量子ドットをランダムにかつ次第に稠密に並べていったとき、全体としての光応答は、いつか「結晶」としての性質を示すようになるであろう。Fig. 1は、一定の格子間隔を有する格子上に、ある濃度でランダムに2準位系をばらまいた時の、共鳴域近傍でのフォトン系の状態密度の変化の様子を示したものである。ただし、計算は、ある種の平均場近似による。濃度 c の増大と共に、フォトンの状態密度にギャップ(stop band)が開き、ランダムな光散乱から、コヒーレントなポラリトンの伝搬へと変化していることが推察される。この変化は、例えばサンプルの反射係数の異常などとして、観測されるであろう。ただし、多原子系とフォトン場との相互作用による自己エネルギーを、量子電磁力学（繰り込み理論）に従って計算することは、恐らく未解決の（しかし重要な）難問である。

(2) 時間的コヒーレンスの問題

複数個の、identicalな超微粒子に一個のフォトンが照射され吸収されたとき、「どの微粒子がフォトンを吸ったのか？」と問うてみる。それを知るには「どの微粒子がフォトンを吐き出すか」を調べればよい。それぞれの微粒子の置かれた環境（熱浴）の違いから、位相の緩和を生じ、ついには、ある一つの微粒子がフォトンを吐き出して白状する。これは、メゾ系で観測可能なSchroedingerの猫である。

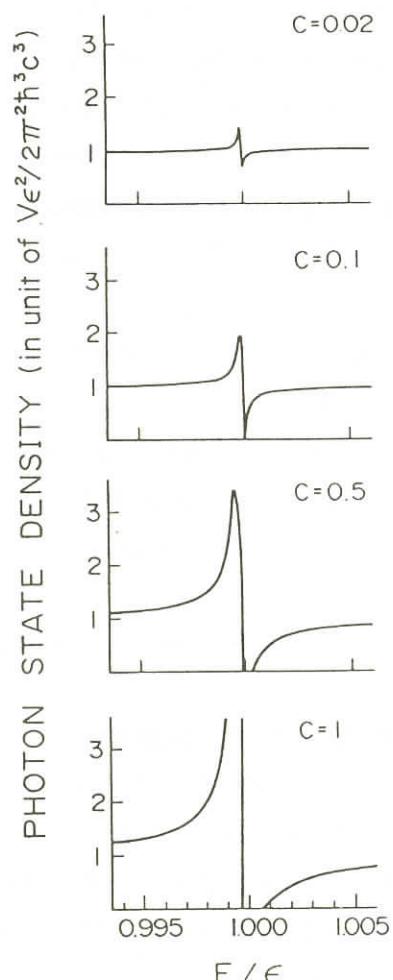


Fig. 1

微粒子集合系の共鳴光学応答 —サイズ、形状に依存した輻射補正—

電通大・電子物性：大淵泰司

ナノ構造物質の興味深い点は、そのサイズや形状が物性を決定する物質パラメタとなることである。この事実は、強い光学非線形性を持った物質の探査という応用的な側面からも見ても非常に重

要である。ここでは、これらの物質と電磁場との相互作用の強さはどこまで大きくできるか、サイズや形状にどのように依存するかについて議論する。

従来、ナノ系の物質と電磁場との相互作用の強さは、振動子強度を用いて議論されてきた。しかし、振動子強度は、長波長近似が有効な時にした正確な意味を持たないので、ここでは、輻射補正（特にその虚部に当たる輻射寿命幅）を用いて議論する。

物質と電磁場との相互作用の強さはどこまで大きくできるか

輻射補正の大きさについて、重要な点は次のようなsum ruleが極めて良い近似で成立する点である。ある励起状態を適当な（より簡単な）状態の線形結合で記述するものとする。その時、「線形結合で記述される状態の輻射補正の和はその状態を作っている状態の輻射補正の和に等しい。」

これは、

1. 励起子の波動関数が大きく歪むような、電子・成孔の個別閉じ込めの領域であろうと、
2. 電子・正孔の相対運動は本質的にはbulkと同じで、重心運動の広がりが電磁場との相互作用を決定している領域であろうと
3. bulkであろうと

成立している事である。従って、大きな輻射補正は、持ち寄った輻射補正の偏った配分以上のものにはなり得ない。

輻射補正のサイズ、形状依存性

微粒子集合模型を用いて、輻射補正のサイズ、形状依存性を調べた。形状の違いによる、サイズ（微粒子の数）依存性の大きな違いがあることが分かる。この理由は、長波長近似の破綻ではなく、双極子相互作用の長距離性による、形状に強く依存したradiative modeの出現の機構と先に述べたsum ruleで理解される。このような性質は、特定な模型によるというよりも、一般的な性質と考えられる。

ZnSe超微粒子の表面・界面の電子状態

日本大学文理学部物理・応用物理学教室 望月章介
梅沢好太

半導体超微粒子の励起子やキャリヤーの空間的閉じ込めに伴う量子サイズ効果には相当な事柄が明らかになってきている。しかしながら、超微粒子の表面・界面の存在が電子状態や光学的性質にどう影響するかについては、超微粒子の表面や媒質との界面の原子配列からして不明な点が多く、今後のナノ構造の物性と素子・材料としての応用を考えるときに大きな問題となるであろう。

この研究では、固体状態での欠陥構造や不純物準位がよく調べられているZnSeを選び、この超微粒子の「ビーム状態」と「パイレックスガラス中に埋め込まれた状態」について光吸収とフォト

ルミネッセンスの測定を7Kから室温までの温度領域で行い、その結果を固体や薄膜試料の結果と比較しながら、表面発光と呼ばれて片付けられてきた発光に着目し、欠陥・不純物準位構造や表面・界面の電子状態を解明しようとしている。本講演では埋め込まれたZnSe超微粒子の結果を主に報告する。

試料は、ZnSe結晶を体積分率0.006でパイラックスガラスと融解し、急冷させて得られた透明ガラスを、973Kでの熱処理により粒子生成させたものである。理論的には粒子サイズは熱処理時間の1/3乗に比例すると言われている。熱処理時間の増大に伴う光吸収端構造の成長状況を図1に、フォトルミネッセンススペクトルの成長状況を図2に、出発原料固体のZnSe結晶のフォトルミネッセンススペクトルを図3に各々示す。

光吸収端より長波長側に現われる強い幅広い発光帯は、マイクロ秒領域で顕著な時間分解と、発光ピーク波長の励起光エネルギー依存性を示す。かかる深い準位からの発光は固体では無視できるほど弱いが、薄膜になると強くなる。この発光の起源として考えられる候補には、価電子帯より0.65eV上にあるZn欠陥V_{Zn}と伝導帯の0.025eV下にあるSe欠陥V_{Se}がある。

表面が光るか？内部が光るかは不明であるが、この深い準位からの発光は薄膜や超微粒子になると顕著になる事から、超微粒子表面付近でかかる欠陥の濃度が高くなっていると考えるのが自然であろう。また、観測された発光ピーク波長の励起光エネルギー依存性は、サイズによって異なる吸収端発を与える量子化された価電子帯と伝導帯のサブレベルの各々にV_{Zn}とV_{Se}の欠陥準位が付随している事を示唆している。そして、観測された幅広さはかかる準位の表面の多様性と欠陥電子の強い電子・格子相互作用による事が時間分解測定の結果から言えよう。

尚、固体表面での金属元素からカルコゲン元素への電子移動や表面再構成を考慮して、バンド内に共鳴準位やギャップ中に準位が存在するであろうとの示唆が化合物半導体でL.E.Brus博士によってなされているので、この点を含めて検討する。

MBE法によるZnSe/ZnS系の量子ドットの作製及びその低次元量子効果

東北 大・金 研 新井 健太
朱 自 強
八屋 隆文
理研フォトダイナミクス 安田 隆
瀬川 勇三郎

【はじめに】

近年、半導体低次元構造の作製法とその構造が示す低次元物性に関する興味が高まってきている。我々のグループでは、II-VI族化合物半導体により量子ドット構造を形成させ、その低次元量子効

果の知見を得るための評価を行った。

【実験方法】

今回の実験では、量子ドットの自然形成法の一種である、バッファー層表面にある「ゆらぎ」を利用することにより、ZnSe量子ドットを形成させた。この方法では、成長方向だけではなく、成長方向とは垂直の方向にも閉じ込め効果を実験する事ができる。このようにしてZnS中にZnSe量子ドットを埋め込むことができる。

サンプルはGaP(001)基板上に作成した。ZnSバッファー層を成長後、Zn及びSeの照射量をコントロールして薄いZnSe層を成長させ、さらにZnSで覆った。成長パラメータとして、Zn及びSe照射時の基板温度とZnの供給量を選び、Seの供給量を一定とした。サンプルの評価は、PLスペクトル、PL励起スペクトル、PL時間分解スペクトルの測定により行った。

【実験結果】

図1に、典型的なサンプルのPLスペクトルとPL励起スペクトルを示す。最下段のPLスペクトル中にピークが3つ(I'～III')観察され、それらに対応する形で上段4つの励起スペクトル中にも3つのピーク(I～III)が観察される。励起スペクトル中の①～④はそれぞれPLスペクトル中の①～④に対応するエネルギー値でモニターしたことを示す。吸収ピークIのエネルギー値は3.5eV近くに及び、これは1ML厚のZnSe井戸層を持つZnSe/ZnS単一量子井戸構造のFree Excitonのエネルギー値よりも高エネルギー側にある。このことは、成長方向だけではなく、成長方向とは垂直方向にも閉じ込めの効果を感じる量子ドット構造が形成されていることを示唆する。

図2に、図1と同一のサンプルにおいて、レーザーの波長を吸収ピークII、IIIにそれぞれ設定して、PLスペクトルを測定した結果である。PLピークII', III' と吸収ピークII, IIIがそれぞれ良く対応しているのが分かる。

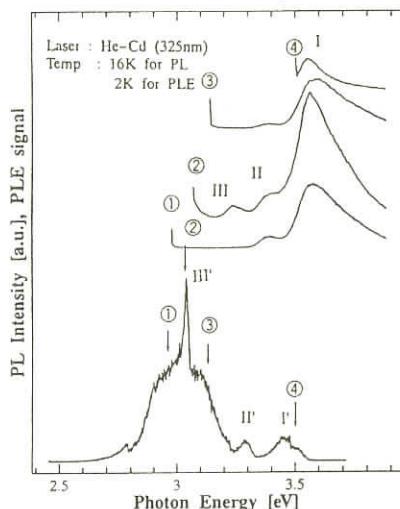


図1 PLスペクトルとPLEスペクトル

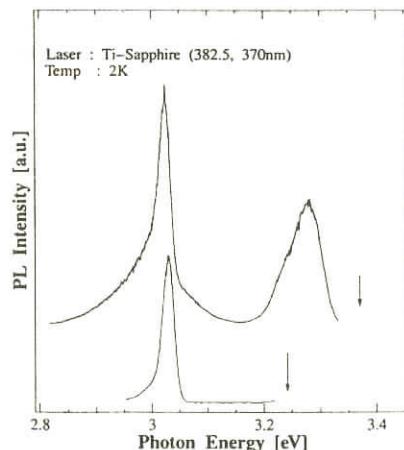


図2 励起波長を変化させたときのPLスペクトル

量子閉じ込め構造中のMn²⁺d-d遷移

東工大・理 伊東宏之*
 高野圭恵
 黒田隆
 南不二雄
 融合研 秋永広幸

Mn²⁺を含むII-VI族半導体は、Mn原子のd-d遷移による発光(～600nm)を示す。

今回我々は、量子閉じ込め構造中でMn発光がどのように変化するかを調べるために、Mnを含む半導体量子井戸構造に対してMn発光寿命の測定を行った。実験に使用したサンプルは図1に示すようなものである。この系においては、Mn、電子、正孔の閉じ込めを独立に制御できるため、系統的に作製された試料を用いて実験を行うことにより量子閉じ込め構造がMn発光に与える影響を詳細に調べることができるのではないかと考えた。

実験は、励起光源として高繰り返しQスイッチNd:YAGレーザー励起Ti:Sapphireレーザーの第2高調波を用い、時間分解測定には、ゲート付きCCDカメラを使用した。レーザーの繰り返しは3kHz、パルス幅は約100nsである。実験結果を図2に示す。MnTe/ZnTeでは、Bulk MnTeと比較して発光寿命はほとんど変化していないが、MnTe/ZnTe/ZnSe量子閉じ込め構造において発光寿命が1/2～1/3に減少している。MnTe/ZnTe/ZnSe中では、正孔がZnTe中に閉じ込められるため、Mn²⁺の3d電子とZnTeのp状態の波動間数の間に強い混合が期待できる。実験結果は、この量子閉じ込め効果による波動間数の混成の結果、Mn²⁺のd-d遷移確率がバルクMnTeの場合と比較して大きくなっていることを示している。これから、ZnTe中の正孔の波動関数がMn²⁺のd-d遷移に大きく影響することが確認された。

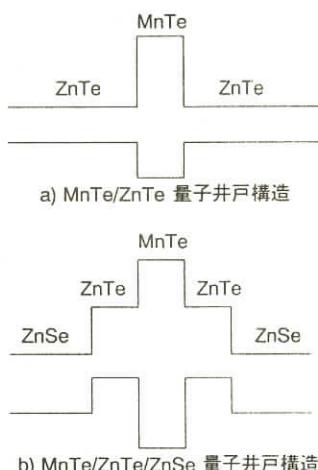


図1 サンプル

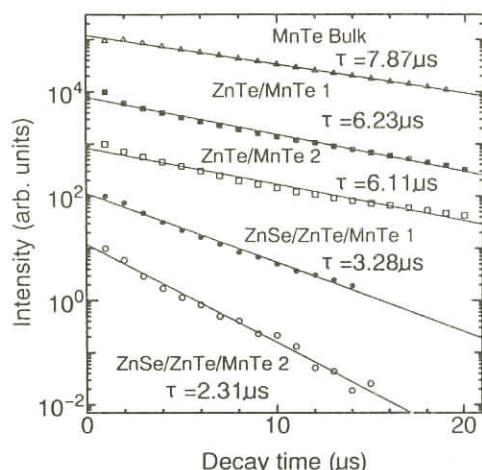


図2 実験結果

メゾスコピック粒子系の電気伝導/シリコンメゾ粒子の発光

神戸大・自然科学 藤井 稔

神澤 好彦

工学部 林 真至

山本 恵一

これまで我々のグループでは、同時スパッタリング法及び熱処理によって作製されるSiO₂マトリックス中に埋めこまれたメゾスコピック粒子（クラスター・超微粒子）系の光学的性質について研究を行って来ている。しかし、このような系での電気伝導特性については殆ど研究がなされていないのが現状である。電気伝導特性を調べることは、このような系で将来重要となるであろう、光一電気の相互変換プロセスの解明にもつながると思われる。本講演では、半導体及び金属とSiO₂の同時スパッタ膜の電気伝導について得られた最近の実験結果を紹介するとともに、Siナノ結晶の近赤外領域でのPLについても報告する。

- 1) 試料作製法：金属又は半導体のチップ（ゲスト物質）を適當数SiO₂ターゲット（ホスト物質）上に配置し、rfスパッタリングを行い、金属又は半導体とSiO₂の混合膜を適當な基板上に堆積する。今回は、ゲスト物質がAg, Si, Ge, Cの場合について報告するが、Agの場合はas-depo.状態ですべてナノ結晶がa-SiO₂中に埋めこまれた試料が得られる。Si, Ge, Cの場合には、as-depo.状態ではゲスト物質はクラスターとして存在し、熱アニールによりサイズが増大しナノ結晶が得られる。一般に、ゲスト物質の濃度が高い程、またアニール温度が高い程、クラスターまたはナノ結晶のサイズは大きくなる。
- 2) 電気伝導特性
 - a) 半導体/SiO₂の場合：比較的厚い膜を電極でサンドwichし、直流のI-V特性とI-T特性を測定した。as-depo.状態のクラスターを含む膜では、ゲスト物質がSi, Ge, Cのどれであっても、共通して $-ln\alpha \propto T^{-1/4}$ なる特性が得られた[1]。この場合の伝導メカニズムとしては、クラスターを介した広範囲ホッピングが考えられる。熱アニールしてGeナノ結晶を含む膜では、 $-ln\alpha \propto T^{-1/2}$ なる特性が得られた。この場合の伝導メカニズムとしては、Geナノ結晶間のトンネル伝導が考えられる。
 - b) Ag/SiO₂の場合：非常に薄い(10nm程度)Agナノ結晶を含む膜のI-V特性を種々の温度で測定したところ、低温において明確な階段状の構造が現れた。これは、小さな粒子では帶電エネルギーが熱エネルギーに比較して無視できなくなり、いわゆるCoulomb blockadeおよびCoulomb staircaseが観測されたものである。
- 3) Siナノ結晶の近赤外発光：Siナノ構造（ポーラスSiも含めて）の発光の起源は、爆発的に論文数が増えたにもかかわらず、いまだに明確に理解されていない。特に、Siナノ結晶の量子サイズ

効果は、直接遷移型の化合物導体の場合に比べて実験的にも、理論的にもまだまだ不明瞭な点が多い。我々のグループは、過去に可視領域で発光するのはSiナノ結晶ではなく2 nm以下のサイズを持ったSiクラスターであることを主張した[2,3]。今回は、約3～5 nmのサイズを持つSiO₂中に埋め込まれたSiナノ結晶を作製しPLを測定したところ、近赤外領域に強い発光ピークを見いだした。サイズの減少とともに高エネルギーシフト（約1.4～1.55 eV）することから、この発光は量子サイズ効果を反映したSiナノ結晶自身からの発光であると考えられる。

- [1] M.Fujii, Y.Inoue, S.Hayashi and K.Yamamoto, Appl. Phys. Lett. 68 (1996) 3749.
- [2] S.Hayashi, T.Nagareda, Y.Kanzawa and K.Yamamoto, Jpn. J. Appl. Phys. 32 (1993) 3840.
- [3] Y.Kanzawa, S.Hayashi and K.Yamamoto, J.Phys. Cond. Matt. 8 (1996) 4823.

量子ドットにおけるクーロン障壁振動に対するマイクロ波照射効果

大阪大学理学部物理 藤井研一

共同研究者 W.Gödel¹, D.A.Wharam¹, S.Manus¹, J.P.Kotthaus¹,
G.Böhm², W.Klein², G.Tränkle², and G.Weimann²

¹Sektion Physik der LMU, Geschwister Scholl Platz 1, 80539 München, Germany

²Walter Schottky Institute, TU München, Am Coulombwall, 85748 Garching, Germany

近年、微小量子ドットやポイントコンタクト構造で輸送現象に対する高周波効果の研究が盛んに行われるようになった。これは両構造の高周波印加がデバイス応用としての可能性を広げるだけでなく、ナノ構造系における電子系の分光学的研究のためにも重要であるためと思える。我々はこのような微小領域に閉じ込められた電子系のマイクロ波、遠赤外分光を行うことを目指して量子ドット系に対する高周波信号印加の研究を行っている。これまでに量子ドット系における高周波印加の実験としてKouwenhovenら[1]やBlickら[2]の量子ドットでのクーロン障壁振動測定やAllen達[3]による共鳴トンネルダイオードでの実験があり、それぞれコンダクタンス測定において高周波の効果を観測し報告している。しかしながらその実験データ自身も十分に理解されているとは言えずまた実験に用いられた高周波印加方式も未だ充分に満足のいくものではなく模索の段階にあると言える。これまでに高周波印加の方式に関してマイクロストリップライン構造、アンテナ構造、レンズによる集光などの方式が提案されてきた。しかしながらいずれも局所的に高効率の高周波印加を行うためには充分とは言えず試料自体の温度上昇を伴うなどの問題を抱えている。

とまれこれまでの高周波印加の実験結果から高周波のナノ構造への集中的印加がたいそう困難であることが示してきた。このため高周波印加方式自体の研究が重要な意味を持つものと思える。

本研究では対称的な配置の下で比較的低周波のマイクロ波を量子ドットに印加しこれによるクーロン障壁振動信号の変化を観測することでドット構造への高周波効果を調べた。これにより高周波信号印加に伴う電子温度変化などに関する情報を得ることが出来た。このような知見は高周波印加用ナノ構造を設計する上での指針を与えるものと思われる。

実験に用いた高周波印加用量子ドット構造はGaAs/AlGaAsヘテロ構造上に電子ビーム露光により作製した。この試料ではマイクロ波信号はマイクロストリップラインによってドットへ伝播する様にゲート構造を設計、作成した。この試料を用いたコンダクタンスの測定において印加したマイクロ波によるクーロン障壁振動ピーク形の変化を観測できた。マイクロ波強度の増加に伴いそれぞれのクーロン振動ピークが二つに分離すること、さらに分離の大きさがマイクロ波強度に依存していることを見出した。このピーク分離は中心ゲート電圧のマイクロ波電場による変調として解釈できた。非常に低いマイクロ波信号強度と電送線のインピーダンスマッチングにも関わらずせいぜい数fWの微小なマイクロ波パワーが測定可能な効果を生み出したことは驚くべきことと言える。またこのピーク形の解析より電子系の有効温度の評価を行うことができピーク分離が起きるようなマイクロ波強度においても電子温度はほとんど上昇していないことを見出した。より高い周波数領域の印加においてはこのような方式では困難が予想されるので現在はアンテナを用いた印加方式等を試みており広範囲の周波数領域での印加方式の確立を目指している。

- 1) L.P.Kouwenhoven et al., *Phy. Rev. B* **50** (1994) 3443,
- 2) R.H.Blick et al., *Appl. Phys. Lett.* **67** (1995) 3924.
- 3) S.J.Allen et al., *Physica B* (1996) to be published.

STM 発光による個々のナノ構造からの発光解析

東北大学電気通信研究所 潮田 資 勝

STMの探針先端から電子（ホール）を試料に注入すると、探針直下の試料表面から可視光の発光が観測される。この発光を分光することにより、表面の幾何形状に加えてナノ構造を構成する物質の物性を調べることが出来る。この手法を使うといままで多くのナノ構造の平均的物性を観測していたのに対し、一つ一つの構造の物性とその幾何構造を直接関連づけて調べることが出来るので、従来得ることの出来なかった物性情報が得られる。

我々はSTM発光の機構を調べると同時に、この新しい手法の種々の応用を試みてきた。ここでは今まで行った実験の中から2つの例について概要を述べる。第一の例は、ポーラスシリコンの個々の表面突起からの発光分光であり、第二の例は金の微粒子からの発光である。いずれの例でも、実験はまず通常のSTM像を観測し、そこから見たい微細構造を見つける。次に望みの構造上に探針を固定して電子（ホール）を注入し、発光を分光する。ポーラスシリコンの場合には、発光スペ

クトルのピーク位置が突起構造のサイズが小さくなるにしたがって短波長側へシフトすることが分かった。(図1) 金微粒子の実験では、一つの電子によるチャージング効果が微粒子のフェルミレベルの上昇による発光スペクトルのカットオフの移動として観測された。(図2)

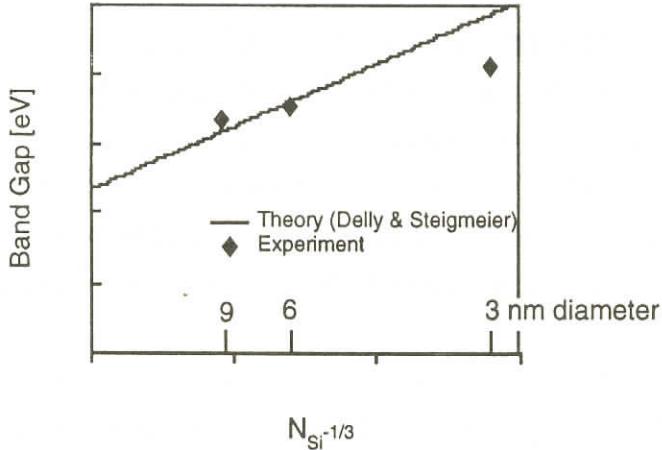


図 1

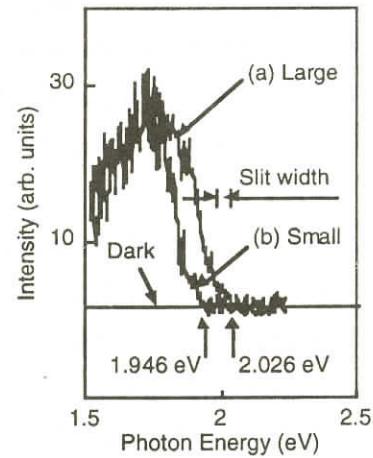


図 2

参考文献

- 1) K. Ito, S. Ohyama, Y. Uehara, and S. Ushioda, Appl. Phys. Lett. **67**, 2536 (1995).
- 2) Y. Uehara, S. Ohyama, K. Ito, and S. Ushioda, Jpn. J. Appl. Phys. **35**, L167 (1996).

量子ホール効果状態に於ける端子と二次元電子系の接合領域からのサイクロトロン発光

東大・総合文化 小宮山 進
河野行雄
久永幸博

電子デバイスをスケールダウンしてゆくと最終的にはデバイス長が電子系のエネルギー緩和長よりもはるかに短くなり、デバイスの特性がほとんど端子の性格によって決定される状況に至ることが予想される。量子ホール効果では2次元電子系によるエネルギー散逸が完全に消失するこめに、端子におけるエネルギー損失が本質的となり、この問題が先鋭化して現れる。

本研究室では、当研究室で開発した量子ホール効果デバイスを利用した超高感度の遠赤外検出器を用いて、量子ホール状態にある2次元電子系への端子からの電子の注入に伴うサイクロトロン発光を観測した。

ホール効果デバイスの 2 端子抵抗 R_{2T} は R_H をホール抵抗として一般に

$$R_{2T} = R_H + R_x + R_{C1} + R_{C2} \quad (1)$$

と書ける。ただし $R_{C1,2}$ は 2 つの電流端子が非理想的な場合にそれぞれ生じる余分の端子抵抗であり、 R_x は電子系が散逸を伴う場合の広義の縦抵抗である。2 端子抵抗が $R_{2T} = (h/2e^2)/\nu$ のように量子化している場合には $R_x + R_{C1} + R_{C2} = 0$ となり、電子系が電場により加熱されることはあり得ない。それにもかかわらずランダウ準位間の遷移に伴うサイクロトロン発光が存在する。発光は極めて微弱であり、通常のゲルマニウム光伝導検出器では充分な感度が得られなかつたものである。

発光は 2 次元電子系と端子との間の電子の出入りの対角的に位置するそれぞれの端子の角いわゆるヒート・スポットで起こる。また発光が起こっている時に、2 次元電子系チャネルの 3 端子抵抗が完全に消失していることが確かめられ、この散逸は 2 端子抵抗のすれに結びつく縦抵抗の起源にはなっていないことが解る。さらにこの発光には電流の閾値があり、 $eV_{SD} < \hbar \omega_c / 2$ となる電流領域 ($0.38 \mu A$ 以下) で発光は消失する。

これらの事は、ヒート・スポット近傍での静電ポテンシャル変化（電場分布）を 2 次元電子系のスクリーニング効果も合わせて考えることによりあらまし理解でき、2 端子抵抗が量子化している状態での 2 次元電子系中で散逸の起こっている領域は、本質的な意味で端子の一部と見なされなければならないことを示している。

共鳴近接場分光とナノ構造

阪大・基礎工 張 紀久夫

大淵 泰司

牛田 淳

ナノ構造の物質中では電子のコヒーレンス長が試料サイズより大きいから、物質準位の量子力学的構造が巨視的平均化を受けずに直接観測される。SNOM（走査型近接場光学顕微鏡）によってそれを観測するには、試料に共鳴する光を使うことが有効な手段である。共鳴SNOMは試料の誘起分極密度を探針の位置 r と振動数 ω の関数として研究する新しい分光学と言えよう。理論的には探針・試料・基板という 3 つの媒質に誘起される分極と応答電磁場を計算する必要があるが、その際ナノスケールの試料に誘起される分極密度の空間変動を平均化せずに取り扱う。このような理論は微視的・非局所応答理論として定式化されている[1]。この講演では(a)この理論的枠組みを更に強化する再定式化と、(b)それを用いて基板上の半導体球を試料とした共鳴SNOMのモデル計算[2]、さらに(c)反射モード共鳴SNOMにおける電気双極子選択則の崩壊[3]について述べる。(a)では、誘起分極のうち、(基板の分極などの) 局所的分極率で記述出来る非共鳴部分を電磁場のグリーン関数に繰り込んで、残された共鳴部分の問題を少ない自由度の非局所応答として計算す

る一般的な理論形式を述べる。(b)では基板の存在により変化する半導体共鳴準位の輻射寿命幅とシフト、および鏡像双極子との相互作用による共鳴準位のシフトが計算され、それが振動数を固定して走査する共鳴SNOMの像に及ぼす影響「配置共鳴効果」[4,5]として示す。(c)では波長より小さい光源で励起され、同様なサイズの検出器で観測するときは、(本来長波長近似を前提として成立している)電気双極子選択則は崩壊することを示す。試料より十分小さい探針を用いて反射モード共鳴SNOMの像を計算すると、電気双極子遷移として許容モードも禁止モードも(探針の位置をうまく選ぶと)同様な信号強度を与えることが示される。

References

1. 張紀久夫：数理科学10(1992) pp.22 ; Prog. Theor. Phys. Suppl. 106 (1991) 225
2. K.Cho and J.Ushida : Proc. Taniguchi Symp. 1996, (Springer) to be published
3. K.Cho, Y.Ohfuti and K.Arima : Surf. Sci. 363 (1996) 378
4. O.Keller, M.Xiao and S.Bozhevolnyi : Surf. Sci. 280 (1993) 217
5. K.Cho, Y.Ohfuti and K.Arima : Jpn. J.Appl. Phys. 34 (1995) Suppl. 34-1, pp.267

近接場によるナノ・サブミクロン分光

神奈川科学技術アカデミー 斎木敏治
大津元一

【1】はじめに

直径50~300nmの金属微小開口を試料に対して近接場領域(<20nm)まで接近させ、光を照射、または検出する近接場分光技術がさまざまナノ構造観察に応用されている。このような走査型顕微鏡が積極的に利用される背景として以下のようなことが挙げられる。

- (a) 試料の表面近傍においては励起領域が開口径程度に限定されるため、レンズ光学系で得られるスポット径の限界を越えることが可能である。
- (b) AFMの機能を兼ねているため、試料形状と光学応答の厳密な対応付けが可能である。
- (c) 表面プラズモンに代表されるような局在モードの直接的な観測が可能である。
- (d) プローブ先端と試料との相互作用による発光特性の変化を利用することが可能である。

特に(a)に関しては、分解能の高さのトレードオフとして感度の問題が指摘されている。熱効果による導入光強度の限界、集光効率の低さなどがその原因であり、プローブ設計の見直しが要求されている。【2】では、その第一歩として、われわれがおこなった高効率プローブの作製について述べる。さらにこのプローブを用いたサブミクロン分光の例として、横方向p-n接合の多角的評価の結果を【3】で報告する。最後に(d)と関連して、ポリスチレン微小球の近接場をプローブ挿入することにより直接測定した結果を【4】で紹介する。

【2】 高効率プローブの作製[1]

一般に近接場光学顕微鏡においては、化学エッティングまたは熱を加えた引っ張りによって先鋭化した光ファイバの先端に金属微小開口をつくりつけたものをプローブとして用いている。開口部までの伝播領域は金属クラッドの光導波路とみなされる。われわれはまず、この金属導波路のカットオフに相当する領域を見いだし、次にこの部分を極力短くするような形状の工夫をおこなった。その結果、従来よりも約1桁高い励起効率が得られることが明らかとなった。

【3】 横方向p-n接合の多角的評価

直径200nmの微小開口を用いたさまざまな分光測定により、以下のような結果が得られている。

- (1) 空間分解発光スペクトル測定によって、p型からn型への遷移領域の位置、幅を正確に評価した[2]。
- (2) 局所励起、局所検出の同時測定により、キャリア拡散の影響を除去した高分解能画像計測をおこなった。
- (3) 電流注入発光を局所検出モードで測定し、発光領域のひろがりを評価した。
- (4) 局所励起モードによる光電流測定をおこない、内部構造(p-n界面の傾き)を決定した[3]。
またこれらの測定を通して、微小開口エッセント光と高屈折率媒質との相互作用に関する重要な知見が得られている。

【4】 誘電体微小球の近接場の観察[4]

波長よりも小さな誘電体近傍に発生する近接場のひろがり、強度を定量的に測定した。特に近接場信号の距離依存性を明瞭に観察するために、微小球内部にドープされた色素からの蛍光を近接場発生光源として測定をおこなった。直接100nmの微小球に対して、15nm程度の強度ひろがりをもつことが明らかとなった。この結果は、ミー散乱に基づく理論計算と良い一致を示している。

参考文献

- [1] T.Saiki et al., APL **68**, 2612 (1996).
- [2] T.Saiki et al., APL **67**, 2191 (1995).
- [3] T.Saiki et al., APL **69**, 644 (1996).
- [4] T.Saiki et al., Opt. Lett. **21**, 674 (1996).

近接場手法による量子ドットの観測

東大・生産研 戸田泰則

北村雅季

荒川泰彦

東大・先端研 永宗靖

東工大・総理工 大津元一

先鋭化したファイバを光プローブとして用いる、いわゆる近接場光学顕微鏡(NSOM, PSTM)はメソスコピック領域における物質と光の相互作用を観測する上で興味深い知見を与えてくれる技術である。NSOMの技術的特徴は 1)光近接場であること、及び 2)プローブ顕微鏡であることに集約されるが、これは同時に

- i) 回折限界を越える光応答が観測可能
- ii) 他の物理量も同時に高分解能で観測可能

というNSOMの利点につながる。我々はこれらの点を踏まえ、局所領域における量子ナノ構造の光学特性を取得することを目的として研究を行っている。用いた試料はGaAs/AlGaAsとInGaAs/GaAsの量子ドット(QD)であり、それぞれ選択成長(SG)及び自然形成(SK)を用いて作製される。前者は大きさ及び配列の制御性に優れており、後者はドット寸法の微小化に秀でた作製法である。本稿ではSGについてその結果を記す。図は波長分解、空間分解の近接場特性を表している。

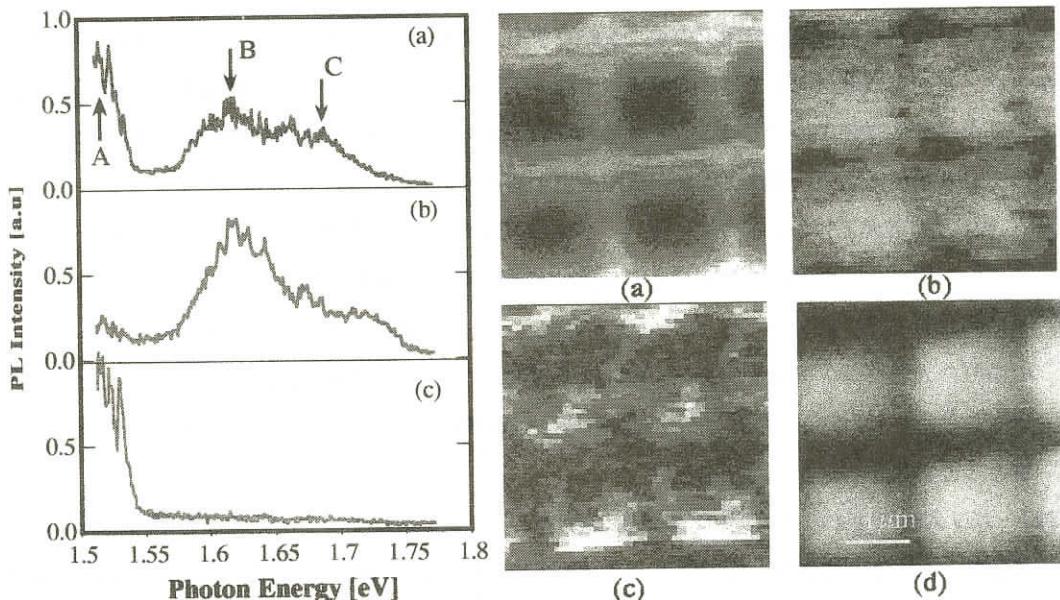


図1左はフォトルミネッセンス(PL)スペクトルであり、(a)はドット構造の頂上でプローブを止め、さらに表面から200nm離した位置までプローブを上げて励起している。このスペクトルにおいてAのピークはGaAs基板からの発光、ピークB、Cを含む高エネルギー側に現れているのがドット構造に依存した発光であると考えられる。図中の(b)及び(c)はそれぞれQD上及び基板上で10nm以下の高さに固定し、励起したときのPLスペクトルである。図右はスペクトルA,B,Cからの発光の空間的分布を(d)形状の像と共に示している。掃引範囲は $4 \times 4 \mu\text{m}$ である。これらの結果はいずれも用いた試料がキャリアの3次元的閉じ込めを達成しており、個々のドット構造におけるキャリアの捕獲が高効率で起こっていることを示している。

[文献] Y.Toda et. al., to be published in Appl. Phys. Lett, August 1996

ラテックス集合体の光物性

日本女子大・理 国府田 隆夫
島田 良子
今田 彩
千葉大・工 大高一雄
日本合成ゴム・筑波研 竹田研爾

屈折率の周期構造によってフォトンに対するバンド状態を実現し、フォトンの挙動を制御することを目指した研究が、実験的・理論的に盛んに行われている。このような周期的構造をもった、いわゆるフォトニック結晶は、 $\mu\text{m} \sim \text{nm}$ 領域の周期構造をとる。その例として、ラテックス集合体についてのわれわれの最近の研究の現状を紹介する。球状粒子からなるフォトニック結晶のフォトニック・バンド構造に関しては、大高ら(千葉大工)や迫田(北大)が精力的に理論的研究を進めているが、その詳細についてはここでは触れない。主として、実験的な観点から、われわれが現在試みている実験的研究の現状と課題の概略を以下に示す。

[1] 大久保(京大工)による方法に従い、5mm以上の単結晶(FCC)構造のテックス系を実現することができた。通常の固体結晶より桁違いに柔らかい(弾性率で 10^{-10})ので、振動によって容易に乱されるが、パルスレーザーによるTime-of-Flight法で光の位相速度を測定すれば、その中の光子バンド構造を直接的に検出できるはずである。(現在、南ら(東工大理)との協同研究を計画中)。外部電場によって周期構造に弱い摂動を与えたときの変調効果もこの系の光物性として興味ある研究課題である。

[2] ガラス板や種々の金属、半導体基板の表面にラテックス粒子の2次元結晶を単層膜あるいは積層膜として作製できる。顕微鏡下で自己組織的な結晶生成の過程が観察できる。主に六方最密構造であるが、準安定な正方構造領域もでき、レーザー光で明瞭なブレード回折スポット像が観

測される。透過、反射スペクトルの様子は計算結果とかなりよく一致する。金属や半導体の表面ポラリトンと、その表面上のラテックス膜との相互作用も興味ある研究課題である（福井ら（徳島大工）と協同研究中）。また、光子トンネル走査顕微鏡により、最近、伊藤グループ（東北大工）が興味深い特徴を見出だした。これについては、次の講演で報告される。

[3] 水中のラテックス懸濁液に電場を掛けると、負の表面電荷をもった粒子とそれを取り囲む水中的正イオン分布が分極し、粒子が数珠状に連結した1次元的構造が生じる。（Pearl chainと呼ばれている）。これは電気粘性流体の一種であるが、光物性的にも興味深い系である。

球状微粒子結晶の近接場分光

東北大・工 藤村 徹

枝松 圭一

伊藤 正

日本女子大・理 国府田 隆夫

島田 良子

今田 彩

走査型近接場光学顕微鏡（以下SNOM）は回折限界を超えて物質の光学情報が得られるため、サブミクロン～ナノ領域の分光手法として期待されている顕微鏡である。しかしながらSNOMは依然として研究、開発段階であり、物質のどのような光学的性質を反映したイメージが得られるのかが問題となっている。イメージが得られる過程を明らかにできる実験と理論が待たれるところである。

一方、透明球状微粒子の配列集合はフォトニック結晶として輻射場の制御を目的に研究が行われている。制御しているのは結晶内の電磁場であるが、通常は結晶の外から光を入射し結晶から離れた場所で応答を観測することになる。結晶近傍の近接場の領域内で観測を行えば、制御された輻射場の様子を直接的に観測できるであろう。SNOMの登場によりこの可能性が見えてきた。

本研究はSNOMを用いた球状微粒子結晶内の電磁場の直接的な観測およびこの結果からSNOMのイメージが得られる過程を明らかにすることを目的としている。

SNOMの微小開口には光ファイバーの先端を細かく絞ったものを用いており、その開口径はおよそ200nmである。SNOMの空間分解能はこの開口径に依存する。微小開口と試料間の距離は原子間力顕微鏡の原理によって制御され、常に一定に保たれる。光源にはAr⁺レーザーを用い、微小開口を通じて光を試料に照射し、試料から透過光または発光を顕微鏡の対物レンズで集光し観測する。球状微粒子結晶試料の作製においては自己組織化を利用し、ガラス基板上にそれぞれ直径1.0

μm と $0.37\mu\text{m}$ のラテックス微小球を六万最密構造で層状に配列した。直径 $1.0\mu\text{m}$ のラテックス球には蛍光色素であるYGがドープされている。

直径 $1.0\mu\text{m}$ の試料において透過光強度を観測した結果、それぞれの微小球の中に結晶の対称性を反映した、極端に光を透過するスポットを持ったイメージが得られた。微粒子配列が単層と二層でイメージが著しく異なることも確認された。一方、球内の蛍光色素からの発光を観測した場合には透過光とは異なるイメージが得られている。発光のイメージは、入射光の微小球内への入り易さを反映していると考えられる。

直径 $0.37\mu\text{m}$ の試料では、直径 $1.0\mu\text{m}$ のものとは全く異なるイメージが得られた。それぞれの球には特徴のある模様はなく、全体として格子配列の並びに反映した模様がイメージに現れた。特に界面の効果が明瞭に現れており、結晶の粒界の周辺の球においては光を透過しない。

現在これらのイメージが得られる過程を微粒子サイズや配列を変えた実験と近接場効果をモデル化した理論（大高（千葉大工）、宮寄（東北大工）の双方から解明中である。

フォトニック結晶共振器を用いた新しい面発光レーザ

理化学研究所 平山秀樹
浜野哲子
青柳克信

1. はじめに

光の波長オーダーの屈折率周期構造を持つ媒質はフォトニックバンドを形成する事が知られており[1]、光学モード密度の制御を利用した新しい光デバイスへの応用が期待されている。我々は、フォトニック結晶自身を共振器とした、自然放出光制御レーザを提案し、このレーザは空間ノイズの無い、高出力、無閾値動作が可能な、光源と成り得る事を示した。

2. フォトニック結晶共振器レーザの提案

図1に、提案したフォトニック結晶共振器レーザの構造を示す。3次元フォトニック結晶中に平面状位相シフト領域を挿入する事により共振器を形成し、その中央に発光層を設ける。発光層からの光は、フォトニック結晶により反射され、共振器の周囲には放射されず、垂直上方にのみ放射される。自然放出光もレーザ共振方向から放出されるため、見かけ上閾値は存在せず、空間的なノイズも無い。自然放出確率も減少し反転分布電流も大きく減少する。また、平面状に活性領域を大きくとる事ができ、縦型共振器面発光レーザと同等の出力を得る事ができる。

3. 自然放出光放射パターンの解析

3次元解析の前段階として、2次元フォトニック結晶共振器に於ける自然放出光の放射パターンを求めた。GaAs中に3角格子状に空気の円柱ロッドが並んだ構造を仮定した。平面波展開法

により電界分布を求め、発光スペクトルと放射エネルギー密度[2]を波数空間上で積分する事により、自然放出光の放射パターンを求めた。図2に自然放出光の放射パターンを示す。自然放出光はほとんどレーザ発振方向に放射され、共振器の周りへの漏れ光の強度はそれと比較して2桁程度小さい事が分かる。

4. ま と め

3次元フォトニック結晶自身を共振器とした、自然放出光制御レーザを提案し、このレーザは空間ノイズの無い、高出力、無閾値動作が可能な、空間集積に大変適した光源と成り得る事を示した。

References

- [1] E.Yablonovitch. : Phys. Rev. Lett., **58**, 2059 (1987).
- [2] T.Baba, T.Hamano, F.Koyama, and K.Iga, J. Quantum Electron., **27**, 1347 (1991).

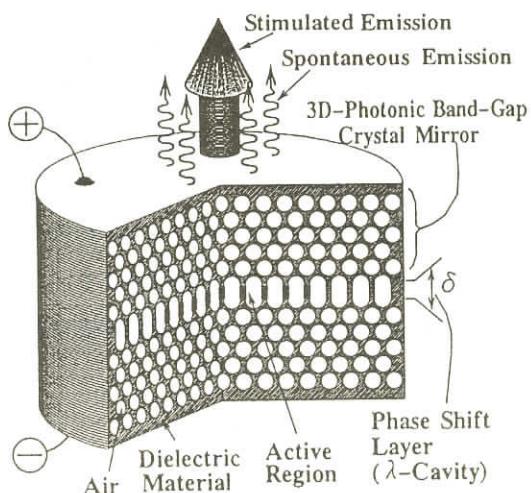


図1. フォトニック結晶共振器レーザの構造

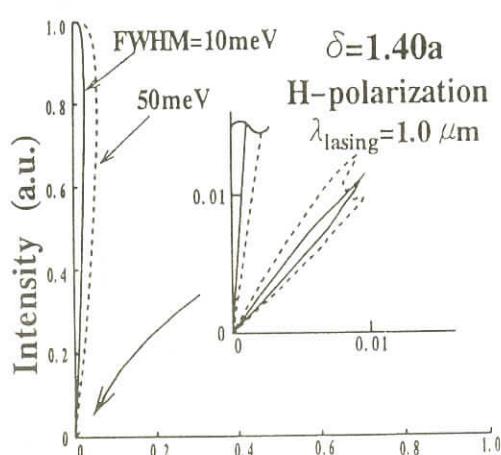


図2. 2次元フォトニック結晶共振器の自然放出光の放射パターン

1次元フォトニッククリスタル構造による非線形光学効果の増強

筑波大学物理工学系 中塚 宏樹

鶴町徳昭

服部利明

シュレーディンガー方程式とマクスウェル方程式の類似性から誘電率が周期的に変調されたフォトニッククリスタルにおいて、通常の結晶と同様、バンドギャップ（フォトニックギャップ）や欠陥準位などが考えられる。フォトニッククリスタル構造中における光モードの制御は、自然放出の抑制や促進、あるいは非線形光学効果の増強など種々の興味深い効果をもたらすことが期待される。我々は屈折率が 1.46 の SiO_2 (A 層) と屈折率が 2.35 の TiO_2 (B 層) とともに光学膜厚 640 nm / 4 となるようにガラス基板に交互に積層させた 1 次元フォトニッククリスタルを作成した。この 1 次元フォトニッククリスタルでは、640 nm を中心とする広いフォトニックギャップが形成され、その波長域では光は透過しない。ところが周期を乱す欠陥層を導入すれば、フォトニックギャップ中に欠陥準位を形成することができる。欠陥準位に対応する波長の光を入射させると図 1 に示すように中央欠陥層において電場が増強される。このことから光学的非線形性を有する媒質を欠陥層として用いれば、その非線形性の実効的な増強が期待できる。我々は、色素分子 (Oxazine 1 あるいは Malachite green) をドープしたポリマーフィルムを欠陥層とする両側それぞれ 5 周期の 1 次元フォトニッククリスタルにおいて、図 2 に示すように吸収飽和が裸の色素ドープフィルムに較べて約 1/20 の弱い入射光強度で始まることを観測した。これらの実験結果および理論的考察より、この 1 次元フォトニッククリスタルの最適化を行なえば、縮退四光波混合などの 3 次の非線形光学過程において裸の試料に較べて約 1000 倍の信号光の増強が期待される。

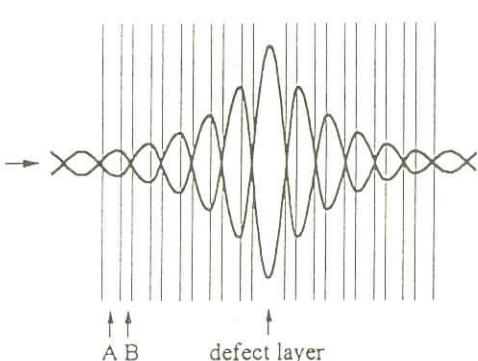
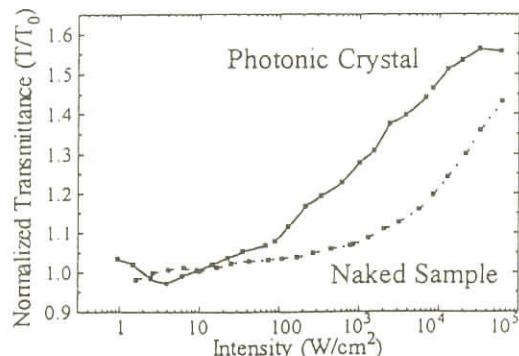
図 1 1 次元フォトニッククリスタル
内の電場パターン

図 2 サンプル透過光強度の入射光強度依存性

凝縮系における微小光共振器効果

東京大学大学院工学系研究科 五 神 真

波長オーダーの微小光共振器によって輻射場のモードを制限すると、物質系の光学応答が自由場の場合と大きく異なる。特に、自然放出の増強と抑制、2準位原子と1つの輻射場が強く結合した系にみられる自然放出のコラプスとリバイバルといった現象は輻射場の量子性が本質的であり、

1980年代以降主に原子系を中心に共振器量子電気力学として基礎的な側面から研究が進められてきた。最近半導体の量子構造と微小共振器を組み合わせポリマーを用いた微小光共振器構造が作られるようになり、凝縮系において微小共振器の効果に興味がもたれるようになってきた。¹ これまでの研究で自然放出レートや放射分布の変化については定量的にも明らかになり、少なくとも摂動論の範囲内では凝縮系に対する共振器効果は確立したといえる。² 一方、強結合の例として、励起子のモード分裂（励起子真空ラビ分裂）が観測され³、結合系の光学応答の研究も活発に進められている。これは、固体の励起子等では原子に比べて大きな振動子強度をもつので、もし励起子を共振器の輻射場と有効に結合できれば、原子-共振器結合系で確認されている輻射場の量子性に関わる現象が、マクロなスケールで観測されるかも知れないという期待があるからである。しかし、凝縮系では一般に電子励起状態の準位幅が広くまたその緩和過程も複雑である。従って、励起子系等を単に振動子強度の大きな2準位原子とみなして良いかどうかは自明ではない。そこで、われわれは凝縮系に特有の問題を明らかにするために、(1)微小球を用いた3次元的な光閉じ込め構造により色素分子の自然放射制御とレーザー発振(2)半導体量子井戸励起子-1次元共振器結合系の非線形応答の研究を進めてきた。^{4, 5} ここではこれらの実験を中心に紹介しながら凝縮系における微小共振器効果について考え、光物性研究に新たなインパクトを与えるか議論する。

文 献

- 1 全般的な文献はここでは省略するが詳しいリストは
五神真：光学24巻9号526(1995)にある。
- 2 K.Tanaka, T.Nakamura, W.Takamatsu, M.Yamanishi, Y.Lee and T.Ishihara, Phys. Rev. Lett. **74**, 3380(1995).
- 3 C.Weisbuch, M.Nishioka, A.Ishikawa and Y.Arakawa, Phys. Rev. Lett. **69**, 3314 (1992).
- 4 R.Shimano, S.Inouye, M.Kuwata-Gonokami, T.Nakamura, M.Yamanishi and I.Ogura, Jpn. J.Appl. Phys. Lett.34, 817(1995); S.Inouye, R.Shimano, M.Kuwata-Gonokami, M.Yamanishi, T.Nakamura and I.Ogura, CLEO/Pacific Rim'95, July 10-14, 1995 Makuhari Messe Convention Center, Chiba, Japan
- 5 Ryo Shimano, Shin Inouye, Makoto Kuwata-Gonokami, M.Yamanishi,

T.Nakamura and I.Ogura, QELS'95(postdeadline papers)May 22 - 26, 1995 Baltimore
Convention Center Baltimore, Maryland.

物性研究所談話会

日 時 1996年7月1日（月）午後1時30分～2時30分

場 所 物性研究所Q棟1階講義室

講 師 中 村 典 雄

(所属) (物性研究所軌道放射物性研究施設)

題 目 高輝度光源と軌道の安定化

要 旨

近年、第3世代と呼ばれる放射光光源が世界各国で建設あるいは計画されている。この光源は、これまでの寄生光源である第1世代や既存の専用光源である第2世代と比べて何桁も高い放射光輝度を有し、空間分解能、角度分解能、エネルギー分解能等において優れた性能を持っている。ここでは、加速器の立場から、この第3世代高輝度光源リングの特徴と問題点について述べるとともに、現在、物性研究所軌道放射物性研究施設を中心に進められている真空紫外線(VUV)・軟X線高輝度光源計画の概要と現状について報告する。また、放射光リング、特に高輝度光源リングで問題となるビーム軌道の変動とその安定化について、これまでのPFでの経験を中心に述べる。

日 時 1996年7月18日（木）午後1時30分～2時30分

場 所 物性研究所Q棟1階講義室

講 師 Prof. Shoucheng Zhang

(所属) Stanford University

題 目 Theory of the 41 meV Resonant Neutron Scattering of the High T_c
Superconductor

要 旨

We present a theory of the 41 meV resonant neutron scattering experiment in terms of a new collective mode in the Hubbard model. This collective mode has spin one and charge two, it couples to the neutron only below the superconducting transition temperature. A new type of tunneling experiment is proposed to probe this excitation directly in the normal state.

東京大学物性研究所助手公募の通知

下記により助手の公募をいたします。適任者の推薦、希望者の応募をお願いいたします。

1. 研究部門名等及び公募人員数

先端分光研究部門 秋山研究室 助手 1 名

2. 研究 内 容

本研究所先端分光研究部門秋山研究室では、半導体量子ナノ構造の光物性研究を行うための、分光技術の開発とそれを用いた物性計測を行っている。

この公募では、空間分解分光技術と赤外分光技術を開発し、低次元系に特有な量子光物性を解明する物性計測に意欲的に取り組む若手研究者を求める。

3. 応募資格

修士課程修了、又はこれと同等以上の能力をもつ人。

4. 任 期

5年以内を原則とする。

5. 公募締切

平成8年9月30日(月)必着

6. 就任時期

決定後なるべく早い時期を希望する。

7. 提出書類

(イ) 推薦の場合

- 推薦書（健康に関する所見を含む）
- 履歴書（略歴で良い）
- 業績リスト（必ずタイプすること）
- 主要論文の別刷

(ロ) 応募の場合

- 履歴書
- 業績リスト（必ずタイプすること）
- 主要論文別刷
- 所属の長又は指導教官等の本人についての意見書（宛先へ直送のこと）
- 健康診断書

8. 宛 先

〒106 東京都港区六本木 7 丁目22番 1号
東京大学物性研究所 総務課人事掛
電話 03(3478)6811 内線 5022, 5004

9. 注意事項

先端分光研究部門秋山研究室助手応募書類在中、又は意見書在中の旨を朱書し、書留で郵送のこと。

10. 選考方法

東京大学物性研究所教授会で審査決定いたします。ただし、適任者のない場合は、決定を保留いたします。

平成 8 年 6 月 24 日

東京大学物性研究所長

安 岡 弘 志

人 事 異 動

1. 研究部

(採用)

所 属	職・氏名	発令日	備 考
極限環境物性研究部門	助 手 松 田 康 弘	8.8.16	日本学術振興会特別研究員から
物質設計評価施設	助 手 藤 堂 真 治	8.9.1	物性研究所COE研究員から

1997年度日米科学協力事業「中性子散乱」研究計画の公募

1997年度の日米科学協力事業「中性子散乱」に関する日本側提案の研究計画を下記のとおり公募します。

本国際協力研究事業は、文部省特別事業として1981年から実施しています。事業の態様等について、申請に先立って下記関係委員会委員とお打ち合わせの上申請くださるようお願いいたします。

記

1. 応 募 資 格 : 全国国公私立大学、研究所所属の研究者（含大学院学生）
2. 提 案 様 式 : 所定の提案書：（用紙は提出先に請求してください）とコピー2部
3. 提案書類送付先 : 〒319-11 茨城県那珂郡東海村白方106-1

東京大学物性研究所附属中性子散乱研究施設

藤 井 保 彦

電 話 029(287)8901, FAX 029(283)3922

4. 応 募 締 切 : 1996年11月30日（土）必着

5. 課題の審査及び審査結果の通知 :

日米協力「中性子散乱」研究計画委員会及び日米合同研究委員会で審査され、結果は1997年3月頃通知します。

6. 参考説明 :

- i 採択された研究計画で派遣される人数は、オークリッジ国立研究所(ORNL) 4名、ブルックヘイブン国立研究所(BNL) 8名程度となる見込みです。派遣期間は4～6週間程度です。
- ii 現在BNLには従来の装置に加えて、干渉計用光学ベンチ、表面反射率計を新たに設置しており、これらを利用した装置開発研究に御関心を持たれる方々の積極的な提案も期待します。
- iii この協力研究の実施方法について不明な点は、研究計画委員会委員長、各担当幹事、最寄りの委員にお問い合わせください。また、各設備に関しても上記の委員にお問い合わせください。
- iv. 研究計画委員会の本年度の委員は次の8名です。

藤 井 保 彦（東大物性研・委員長）
加倉井 和 久（東大物性研・BNL担当幹事）
河原崎 修 三（阪大理・ORNL担当幹事）
池 田 宏 信（高エネルギー研）
遠 藤 康 夫（東北大理）
壽栄松 宏 仁（東大理）
片 野 進（原 研）
山 岡 仁 史（京大工）

第7回 ISSP国際シンポジウム公募案内

物性研究所では基礎研究の分野における国際協力がますます重要となっている状況を考え、下記のように5回の国際シンポジウムを開催し、現在第6回を準備中です。

このたび第7回についてテーマ及び運営に携わっていただく方を公募することにいたしました。開催の形態は各シンポジウム毎に特色を出していただくことになっております。計画に当たって経理処理上会計の責任者は必ず物性研究所所員となるようお願いいたします。なお、必要経費の一部は物性研として確保する予定ですが、不足分については各シンポジウムで努力していただきます。

以下の書類（書式は自由）を12月1日までに下記にご提出ください。

なお、ご提案については、物性研究所国際交流委員会で審議、検討の上採否を決定し、1997年1月頃にご連絡いたします。

- 1 シンポジウムのタイトル、開催主旨
- 2 開催希望期日（平成10年度中、1998年夏～秋が望ましい）
- 3 組織（責任者の一人は物性研所員）

提 出 先：〒106 東京都港区六本木7丁目22番1号

東京大学物性研究所 庶務掛気付

国際交流委員会

問い合わせ先：国際交流委員会国際シンポジウム担当

小谷章雄、高山一、藤井保彦、柿崎明人

ISSP International Symposium

1st "Physics and Chemistry of Organic Superconductors"

1989・8・28-30（於：駒場エミナース）

責任者：斎藤軍治、鹿児島誠一

2nd "Physics and Chemistry of Oxide Superconductors"

1991・1・16-18（於：日本学術会議会議場）

責任者：安岡弘志、家泰弘

3rd "Dynamical Processes at Solid Surfaces"

1992・4・21-23（於：東京大学生産技術研究所会議室）

責任者：村田好正

4th "Frontiers in High Magnetic Fields"

1993・11・10-12 (於：東京大学生産技術研究所会議室)

責任者：三浦 登

5 th “Frontiers in Laser Physics and Spectroscopy”

1995・11・8-10 (於：東京大学生産技術研究所会議室)

責任者：渡辺俊太郎，松岡正浩

6 th “Frontiers in Synchrotron Radiation Spectroscopy”

1997・10・28-30 (於：東京大学生産技術研究所会議室)

責任者：神谷幸秀，柿崎明人

日米協力「中性子散乱」合同運営委員会開かれる

1980年日米政府間で締結された「科学技術における研究開発のための協力に関する協定」のもとに1983年に発足した日米科学技術協力事業「中性子散乱」は、文部省と米国エネルギー省(DOE)の実施取極に従って、本学物性研究所(ISSP, 安岡所長)が日本側責任機関として実施されている(研究代表者は同所藤井教授)。本取極に基づく第14回日米合同運営委員会が去る6月13-14日、物性研究所で開催され、本年度の活動方針、将来計画等が議論された。なお、同協定のもとに科学技術庁と米国エネルギー省の間でも同様の実施取極が結ばれ、日本原子力研究所(JAERI)が科学技術庁側の実施機関となっているので、毎年運営委員会を合同で開催している。実施しているプログラムの規模は、ISSP - DOE : JAERI - DOE = 2.0 : 1.3と取り決められている。

この文部省側の協力事業は、物性研究所が1984年に米国エネルギー省所轄のブルックヘブン(BNL, ニューヨーク州), オークリッジ(ORNL, テネシー州)両国立研究所の世界最大級の研究用原子炉に建設した高性能中性子散乱装置を用いて、日本側から派遣された研究者が米国側研究者と共同研究を行う国際協力プログラムである。研究テーマは毎年日本側で全国公募し、日米合同審査を経て決定されるが、年間10~15名が日本学術振興会を通じて派遣されている。これまで高温超伝導体の超伝導性と磁性、極限状態における物性、高分子等ソフトマターの形態と機能の研究など、極めて活発な活動を展開しており、最も成功している協力研究として高い国際的評価を受けている。

【写真説明】

第14回日米協力「中性子散乱」合同委員会の出席委員(物性研にて)。

(前列左から) J.D.Axe(BNL), 藤井保彦(物性研), 安岡弘志(物性研所長),

I.Thomas(DOE), 山田安定(原研), H.Mook(ORNL),

(後列左から) 加倉井和久(物性研), 遠藤康夫(東北大), S.M.Shapiro(BNL),

山岡仁史(京大), J.A.Fernandez-Baca(ORNL), 片野進(原研)



TECHNICAL REPORT of ISSP 新刊リスト

Ser. A

- No. 3156 Effect of High Pressure on T_c of a Homologous Series of Oxycarbonate Superconductors $\text{Sr}_2(\text{Ca}, \text{Sr})_{n-1}\text{Cu}_n(\text{CO}_3)_{1-x}(\text{BO}_3)_x\text{O}_y$ ($n=1, 2$) and $\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3(\text{CO}_3)_{1-x}(\text{BO}_3)_x\text{O}_y$, by M. Sato, J. Akimitsu, H. Takahashi and N. Mori.
- No. 3157 Magnetic Ordering and Relation to the Metal-Insulator Transition in $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ and $\text{Nd}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ with $x \sim 1/2$, by H. Kawano, R. Kajimoto, H. Yoshizawa, Y. Tomioka, H. Kuwahara and Y. Tokura.
- No. 3158 Peculiar Localized State at Zigzag Graphite Edge, by Mitsutaka Fujita, Katsunori Wakabayashi, Kyoko Nakada and Koichi Kusakabe.
- No. 3159 Femtosecond Resolution Measurement of Scattered Laser Pulse by Two-Photon Interference, by Ying Li, Motoyoshi Baba and Masahiro Matsuoka.
- No. 3160 Magnetic and Structural Transitions in $(\text{Li}_x\text{Zn}_{1-x})\text{V}_2\text{O}_4$ with the Spinel Structure, by Yutaka Ueda, Naoki Fujiwara and Hiroshi Yasuoka.
- No. 3162 Single-Pass Monitoring of Beam Position at SOR-RING, by Hiroyumi Kudo, Kenji Shinoe, Hiroyuki Takaki, Tadashi Koseki, Norio Nakamura, Yukihide Kamiya and Tohru Honda.
- No. 3163 Phase Diagram of Three-Dimensional Site-Random Ising Model, by Koji Hukushima, Yoshihiko Nonomura, Yukiyasu Ozeki and Hajime Takayama.
- No. 3164 Nearly Critical Ground State of $\text{LaCuO}_{2.5}$, by Matthias Troyer, M. E. Zhitomirsky and Kazuo Ueda.
- No. 3165 Quantum Interference Effects in Antidot Lattices in Magnetic Fields, by Takeshi Nakanishi and Tsuneya Ando.

- No. 3166 Anomalous Phonon Scattering below T_c in $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$, by H. Kawano, H. Yoshizawa, H. Takeya and K. Kadokawa.
- No. 3167 Lattice Distortion with Spatial Variation of Carbon Nanotubes in Magnetic Fields, by Hiroshi Ajiki and Tsuneya Ando.
- No. 3168 Magnetic Susceptibilities of $A\text{V}_2\text{O}_5$ ($A=\text{Li}$ and Cs) with Square Pyramidal $\text{V}(\text{IV})\text{O}_5$, by Masahiko Isove and Yutaka Ueda.
- No. 3169 Spin-Liquid to Spin-Glass Transition in $\text{Y}(\text{Sc})(\text{Mn}_{1-x}\text{Al}_x)_2$: Polarized Neutron Scattering Study, by Hiroyuki Nakamura, Fumikazu Takayanagi, Masayuki Shiga, Masakazu Nishi and Kazuhisa Kakurai.
- No. 3170 Possible Quadrupolar Ordering in a Kondo-Lattice Compound $\text{Ce}_3\text{Pd}_{20}\text{Ge}_6$, by J. Kitagawa, N. Takeda, M. Ishikawa, T. Yoshida, A. Ishiguro and T. Komatsubara.
- No. 3171 A New Inorganic Spin-Peierls Compound NaV_2O_5 Evidenced by X-Ray and Neutron Scattering, by Y. Fujii, H. Nakano, T. Yoshihama, M. Nishi, K. Nakajima, K. Kakurai, M. Isobe, Y. Ueda and H. Sawa.
- No. 3172 Neutron Scattering Study of Magnetic Excitations in the Spin $S=1$ One-Dimensional Heisenberg Antiferromagnet Y_2BaNiO_5 , by Takehiko Sakaguchi, Kazuhisa Kakurai, Testuya Yokoo and Jun Akimitsu.
- No. 3173 Femtosecond Measurement of Fluorescence by Two-Photon Interference, by Ying Li, Motoyoshi Baba and Masahiro Matsuoka.

編 集 後 記

物性研だよりの9月号をお届けします。

8月は研究所を留守にするので、この後記は早めに書いています。短期研究会報告「ナノ構造の光物性の新局面」をまとめられた世話人の方には心より感謝いたします。編集担当と研究室紹介を書く順番が同時に来てしまい、拙文にページを費やしてしまったことをお詫びしなければなりません。

新体制になってからはや半年、落ち着く暇もなく所内には移転作業の荒が容赦なく吹き荒れることでしょう。この小冊子がしばしの気分転換になれば幸いです。

なお、次号の原稿締切りは10月9日です。

所属又は住所変更の場合等は事務部共同利用掛まで連絡願います。

河 野 公 俊
上 田 和 夫

