物性研だより

第35巻
第2号
1995年7月

目　　次

北からの便り ……栃原　浩…… 1

東広島から視た物性研の移転 ……高畠　敏郎…… 5

物性研に着任して ……高山　一…… 6

物性研究所談話会 …… 8

短期研究会報告

○ 「新しい遠赤外技術による物性研究」 …… 11

世話人　長坂啓吾，三浦　登，本河光博，難波孝夫，内田愼一，小宮山　進

物性研ニュース

○ 人事異動 …… 102

○ 東京大学物性研究所　助教授公募 …… 103

○ 東京大学物性研究所　助手公募 …… 107

○ 第6回ＩＳＳＰ国際シンポジウム公募案内 …… 109

○ テクニカル・レポート　新刊リスト …… 111

編集後記

東京大学物性研究所

ISSN　0385－9843

北からの便り

北海道大学触媒化学研究センター　栃原　浩

私が物性研を離れてまもなく6年が過ぎようとしています。そして，私が助手として長期間お世話になった村田好正先生は，来年には定年を迎えられようとしています。このような時間の経過の中で，六本木の雑踏とは全く異なる北の自然の中でのんびりとしていたときに，私にはもう回ってこないと安心していて忘れ去っていた「物性研だより」の執筆の依頼が来ました。ある人から，「あまり見かけないけど外国に行っていたの」と聞かれて，「これでも年2回の物理学会には必ず出席していたのに」と言いたい一方で，やはり東京近辺に何かと出没していないとそう思われるのかと納得したりしたこともありました。そういうこともあって，忘れられていなかったことに妙に嬉しくなって書くことにしました。こちらでの研究のこれまでの経過について報告し，現在私が関心を持っている研究分野について簡単に述べることにします。

さて，物性研の表面物性グループから北大触媒化学研究センター（略して触媒センター）の表面構造物性部門に1989年9月に移ってまず最初にやったことは，ガス管，水道管が床から何本も垂直に出ている化学実験室を平らにすることでした。そのうちに，幸いなことに超高真空表面解析装置が入り，同時に，修士新卒の助手の水野清義氏と研究できるようになりました。実は，この装置は私が物性研在職の終わり頃に設計し，イギリスにまで行って細部を打ち合わせたものです。新装置を立ち上げて稼働状態に持っていき結果を得ることをまず目標としました。やりたいことはいろいろとあったのですが，大学院生もいないので手を広げることはしませんでした。実験テーマは物性研在職中に考えていた，アルカリ金属原子吸着による振動モードの被覆率依存性を高分解能電子エネルギー損失法（HREELS）によって調べることにしました。軽い原子のほうが有利なのでリチウムを選び，基板金属としては手慣れたCu(001) 面を使いました。触媒においては，アルカリ金属を反応促進剤として加えることが現実の化学工業においておこなわれており，触媒センターでのテーマとしても似合っているように思いました。たいした苦労もなく，約600cm^{-1}に大きな損失ピークが見つかりました。Cu-Liの伸縮振動と思っていたのですが，X線光電子分光法(XPS) で調べたところ酸素が表面にあり，超高真空中（2×10^{-10}Torr）の水がリチウムと反応したものだとわかりました。大きな損失ピークは，Li-OHの伸縮振動だったのでした。アルカリ金属には経験を積んでいたのにと不思議に思いましたが，リチウムはずば抜けて反応性が高いことがあとで判明しました。そうこうするうちに，Cu(110) 上のナトリウム系で私の計画していたのと同じ実験が発表され，このテーマはやめてしまいました。その代わり，転んでもただでは起きないというか，これをもとに2つの発展がありました。1つは，水とリチウムとの間の化学反応を詳しく調べることができたこと。もう1つはこのあと大きく発展することになる，Cu-Li系での表面秩序合金の発見です。

室温でCu(001) の上にリチウムを付けて低速電子回折法(LEED)で表面構造の周期性を調べてみると，被覆率の増加と共に(2×1)→(3×3)→(4×4)と変わり，いずれもfcc(001)面上のアルカリ金属吸着系では見慣れない周期性です。一方，低温（180K）では見慣れた周期構造が出現しました。低温で出現した構造を室温まで暖めると，室温で付けたときの(3×3)構造などに変わり，それを冷やしても低温で付けた構造に戻ることはなかった。このようなことから上記の構造は基板金属の表面原子がリチウムが付いたことによって動き，リチウムとの間で表面に特有な金属間化合物を作っているのではないかと考えました。そして，発泡スチロールの玉を使って(3×3)構造モデルを毎日，こうでもない，ああでもないと並び替えました（リチウムは銅原子より２割大きい）。そしてある日，正月の酔いもまだ覚めない頃，半ばIncommensurateな(3×3)構造を思いついた。Cu(001) の上に置かれた１原子層の厚みのNaCl型の２次元結晶である。この構造は(4×4)へも楽に変われそうに見え，これだと思った。表面でリチウムと銅が混ざりあっており，これこそ表面秩序合金だと興奮した。ところがその次の次の日に来た雑誌を見てがっかりした。同じではないが類似の系であるAl(111) 上のナトリウムでの(2×2)構造が表面秩序合金ではないかとする論文が出ていた。しかし，その表面構造は，我々と同じくまだ決定されていなかった。構造を決めなければ，何事も始まらないのはバルクの世界である。表面の世界では，構造を決定しなくても表面構造の想像図が雑誌には一杯載っている。我々の(3×3)構造モデルも然り。実は，物性研時代にも同様なことがあり，今度そういうことがあるときには構造を決めるぞと誓って札幌に来たのでした。LEED解析による構造決定をそれまでに実験面では整備していたので，動力学的回折強度計算のプログラムは山梨大の川村隆明氏に提供していただいた。水野氏の努力の結果，(2×1)構造を決めることができた。ところが，(3×3)構造のように大きな単位格子になるとこれまでの動力学的計算は，計算時間その他で全く現実的でなくなる。これを解決するためにテンソルLEED法が考案されていたので，その開発者の一人であるLawrence Berkeley Lab.のVan Hove氏の所に水野氏が行っておそわってきた。滞在した３週間の終わりには，ほぼ構造が決定した。私の提案した構造とは全く異なっていた。構造は詮索するものではなく，決めるものだとその時つくづく思った。(3×3)構造を見出して３年かかっても解決しなかったものが３週間でほぼ解決したのである。テンソルLEED法の威力には本当に驚いてしまった。長年の懸案が解決して喜ぶ一方で，自分の予想が当たらなかったこと及び決定した構造をどう理解したらよいかについて悩んだ。その後，Van Hove氏とは日本学術振興会の援助を得て，日米共同研究が進行中であり，いくつかの複雑な構造を決定しつつある。水野氏はこれら一連の仕事をまとめ，東大から今春理学博士を授与されました。

物性研表面物性の田中研究室のSTMが稼働状態になったので上記のCu-Li系の共同研究を申し込みました。田中研では金属－酸素系ですばらしいデータを出していたので，我々もそれほど困難なしに原子像が見えると期待しました。ところが全然見えず，あきらめかけてもうやめようかという頃に(4×4)構造の原子分解像が見えました。その後(3×3)構造も見え，テンソルLEED法で決定した構

造を確認しました。

水野氏との二人だけだったのでこれ以上研究を拡大する困難を感じていたときに，大阪府立大の中西繁光氏との共同研究（触媒センターも全国共同利用機関であるが，物性研と比べて予算が圧倒的に少ない）がおこなわれた。表面の研究は時間がかかるため，堺市の実験室で研究(Cu(110)上のリチウム）を続けていただき共著論文にすることができた。

6年目にして初めて，学生（4年生）が来たので，Ag(001）上のナトリウムの実験をやってもらった。Cu-Li系で(3×3)構造ができるものなら，Ag-Na系でもできると踏んだ，というより，決定した(3×3)構造は［物性研だより　第34巻，第6号，p70に図が載っています］，まったく特殊なものと言うよりfcc(001)面でのバイメタル系の表面構造の典型例ではないか，それならば他にもあるはずとその系を選んだ訳です。表面物質と言うことをいつも頭に置いていました。予想どおり（というよりも期待どおり），被覆率の増加と共に(2×1)→(3×3)→(4×4)構造が出現した。だいぶ，自分の物質観も進歩したなと感じました。(3×3)構造はCu-Li系だけでなく一般的に存在するものだということを示しているように思えます。現在は，Ag-Na系の構造をテンソルLEED法により修士に進学したその学生が決めようとしているところです。中国からの院生も加わり総勢4名となりセミナーもようやく始めることができるようになりました。

セミナーといえば，土曜の午後だけでSi(111)7×7のステップ構造・エピタキシャル成長・相転移・再構成機構などについて，北大低温研の院生の島田亙氏とずっと考えてきました。出版されたものや他のグループの撮ったSTM像を眺めて，模型を組み立て，ああだ，こうだと半日を楽しく4年半過ごしました。いくつかの論文をまとめました。この研究を通じて，松下技研，日立中研，日本電子のSTMグループのかたがたと共同研究をいくつかおこなうようになりました。日本電子のSTMは高温観察ができる世界最初のもので，Si(111)7×7 ⇔"1×1"の構造相転移を860℃で観察した仕事が有名です。我々とは，Si(001）面での低温観察，Ge(001）の構造，Si(001）ダイマーのflip-flop motion などの共著論文を書くことができました。ところで，島田氏との土曜セミナーの当初の目的は，Si(111)7×7構造の形成メカニズムを調べることでした。模型を作って結合の切断・形成を5つの単位操作の繰り返しで22コマのビデオをつくるまではいったのですが，これ以上どうしようもなく，易しそうなところから始めたものが上記のテーマだったのです。最近，北大理学部にも日本電子のSTMが入り，もう一人の4年生と島田氏とで，今度は模型ではなく実際にSTMで7×7構造形成を調べてみることができました。その4年生は卒業しましたが，最近成果を挙げることができ現在論文をまとめているところです。島田氏は雪の結晶で名高い研究室で，氷の形成に関する研究（上記の研究とは全く異なる）で今春めでたく博士論文を完成させ，ポスドクとして極地研にいくことになりました。

上記のような，触媒センターにおいて私は金属・半導体の構造・物性・反応性などについて調べてきました。初期の頃を除いては，あまり触媒に関する研究とは言えないかもしれません。しかし，

金属・半導体ともに，表面の物質性に注目した研究を進めてきました。最近の表面科学の進歩は様々な表面解析手段の開発・精密化・簡便化（たとえば，テンソルLEED法），高精度計算の実現（第一原理計算），原子レベルでの表面観察(STM) などを実現してきました。表面科学は精密物質科学の仲間入りを果たしつつあると言えるのではないでしょうか。これまでの研究の蓄積を基に，表面を物質として捉える表面物質学(Surface-Materials Sicence) という新分野が切り開かれつつあるように思います。表面物質の科学と言ってもいいかもしれません。表面にしか形成されない物質相・化合物などを作成し，その構造を決定し，新物性を見いだし，表面物質の分類をおこない，その起源を解明する分野であると考えています。触媒反応中の表面にも表面物質が形成され，それが重要な触媒作用を示すことが期待されるので，私が触媒センターでこの研究を進めてもよいのだと自分に言い聞かせています。

最後に，装置の設計を私に任せてくれた前触媒センターの豊嶋勇先生，自由に研究をやらせていただいた上司の早川和延先生，何かとご支援いただいた物性研の村田，田中，小森先生，共同研究でいろいろお世話になった内外の諸先生にこの場を借りて感謝の意を表したいと思います。

東広島から視た物性研の移転

広島大学理学部　　高　畠　敏　郎

物性研の石川先生のもとで助手を4年間勤めた後，広島大学に来てから7年たった。この4月に総合科学部から理学部に移り，強相関物質開発を中心とした新しい研究室を立ち上げているところである。広島大学はこの春に医学部を除く全ての学部が東広島キャンパスに移った。私は自宅から大学までの13kmを車で通っているが，先日の朝早く，信号のない交差点で車同士でぶつかった。お互い怪我はなかったものの，一旦停止を怠った非のある私はおろおろしてしまった。そんな訳で，車の修理中は自転車通勤と相成った。自転車を漕いで田圃のあぜ道や川の土手道を通ってみると，車では気付かなかったものが見えてくる。白鷺，菖蒲，川の流れ，田植機で植え残した田圃の隅に手で稲を植える人，などなど。そんな情景を楽しみながらの土手道は行き止まりとなることもある。でも自転車ならすぐに引き返せる。

さて，物性研に自転車で通っている人はいたとしても少数であろう。特に所員と助手のほとんどの方は地下鉄とＪＲを乗り継いでおられるのではなかろうか。私も8年前には，毎日プラットホームの同じ場所でさっと電車に乗り込んだ。おそらく多くの研究者が物性研への混雑した電車の中で論文を読み研究の計画を練っておられるのであろう。世界的な研究成果を次々と出さなくてはいけないとされている物性研では当然のことである。でも，ノーベル賞の新しいアイデアが満員電車の中で浮かんだと言う話はまだ聞いたことがない。今，物性研では新しい柏キャンパスへの移転計画が着々と進んでいるらしい。生まれ変わる物性研には，世界で最も強い磁場，最も高い圧力，最も低い温度などを実現する実験設備が整えられるのであろう。でも，そんな立派な研究所に満員電車で通勤するのでは，いいアイデアは生まれないのではなかろうか。どうか移転計画の中で，職員の住宅や通勤手段なども十分考えていただきたい。物性研を利用させていただいている者からすれば，共同利用宿舎や食堂も立派になればと願っている。できれば物性研の内部に洒落た喫茶室もほしい。そこでは，会議や研究会では出てこない話が弾むような雰囲気が大切で，自動販売機だけでは味気ない。ノーベル賞とは言わないでも，いいアイデアがお茶や食事中の議論から生まれるかもしれない。

物性研に着任して

高山　一

この4月1日付けで筑波大学物理学系から理論部門に着任しました。どうかよろしくお願い致します。

大学院生時代，本郷から物性研土曜セミナーに通ったのはもう20年以上前になります。その後，ドイツのLaue-Langevin研究所を皮切りに，同Max-Planck固体物理研究所，日本に戻ってからは北海道大学，京都大学，筑波大学と渡り歩いてきました。その間，物性研は“第2世代”の飛躍を遂げ，スタッフの陣容も世代交替で大方変わっていました。一方で，A棟，Q棟の建物はほとんど変わっておらず，特に，A棟のエレベーターは20年前も全く同じであったと記憶しています。これら“今は昔”と“今も昔も”の二つの面に，着任してしばらくは何となくしっくりしないものを感じていましたが，今ではそれが気にならなくなる程度に物性研になれてきたようです。

さて，この度の物性研への配置替え人事の経緯から覚悟はしていましたが，予想より早く，着任したその日から物性研スーパーコンピュータ共同利用運営委員会のまとめ役を仰せつかりました。極めつけのエンドユーザーにとっては肩の荷の重い役ですが，大きな問題が着任早々から待ち構えていました。ご承知のように，スーパーコンピュータはすでに昨年末に導入され，この4月から正規の運用を始めています。このスーパーコンピュータを核にして計算物性物理学研究の我国（さらに世界）の拠点を構築する狙いから，平成8年度概算要求としての物性研改組拡充計画の柱の一つに計算物理研究施設の新設が当初織り込まれていました。これからの物性研究において計算物理学的手法の役割が益々増大していくであろうとの認識からの要求ですが，残念ながら事務官サイドに了解してもらうには到らず，当面，少なくとも組織上は従来通りの物性研計算機室としてスーパーコンピュータを管理運営していくことになりそうです。

物性研のスーパーコンピュータは導入が新しい分だけ優れた性能を持ってはいますが，諸大学計算機センターのスーパーコンピュータとほぼ同レベルのマシーンです。物性研究者にとっての唯一の特徴が計算機使用料がかからない点だけというのでは，計算物性物理学の拠点となるべきスーパーコンピュータの役割としてはあまりにも消極的です。従って，昨秋の第一回スーパーコンピュータ共同利用運営委員会において，「物性物理学の研究の発展に寄与する研究で，他の電子計算機センターではできないような大規模のプロジェクトや先端的な手法開発等を効果的に行うことをスーパーコンピュータ運用の主眼とする」という運用の基本方針が決められたのは至極妥当なことと考えます。現在のところ，きわめて手薄な人員でコンピュータを管理運用していますが，この運営方針は堅持していきたいと考えております。具体的には，計算時間の重点的な配分を積極的に行っていくことになります。申請研究課題の審査に公正を期して重点的配分を行ったとしても，なお，不

満が残り得ると思いますが，上記運用方針に対する皆様のご理解とご協力のほどをお願いいたします。

概算要求案の検討では，要求人員数の調整といった生々しい議論になります。それほどではありませんが，共同利用スーパーコンピュータの運用経費に関しても，所外から見ていたときには気付かなかった厳しさがあります。既に触れましたが，現在，物性研スーパーコンピュータは計算機使用料を徴収していません。共同利用研の老舗の一つの物性研には共同利用設備の維持運営費は潤沢にあり，計算機使用が無料なのは当然のこととつい最近まで思っていました。ところが，スーパーコンピュータの場合，大学計算機センター等の他のスーパーコンピュータと同様，そのレンタル代や電気代は運営費として予算が確かに付いていますが，その額は，周辺機器（特に現在は空調機が心配の種ですが）の修理・維持費やソフトの充実等のための経費をカバーするほどではないようです。事情は中性子散乱施設など他の共同利用実験設備も似たりよったりで，物性研全体の予算で何とかやりくりしながら共同利用を進めていると聞きました。物性研究の世界の拠点を目指す研究所としては心許ない話で恐縮ですが，この点につきましても，皆様のご理解，ご協力をお願いする次第です。

着任早々に共同利用の問題，それも，京大基研時代には経験しなかった大型設備の共同利用に関する問題に直面し，その印象が強かったため，着任の弁らしからぬ内容となりましたが，これからの研究の抱負について以下に述べます。この10年ほど，スピングラスを中心とした競合ランダム系の，主に計算物理学的手法による研究を進めてきましたが，当面，これを継続して行きたいと考えています。スピングラス研究は既に20年以上経過し，一頃の隆盛期に比べると研究者の数は随分と少なくなっていますが，未解決な問題がまだ山積しており，その多くは計算物理学の問題としてもきわめてチャレンジングなものです。さらに，スピングラス研究は超強磁場実験を含めた精密物性実験と連携して進める磁性体物理学としての研究であると同時に，競合ランダム系としての基本的な概念が，磁性体を越えた様々な物質系やそこでの現象に適用できる可能性が秘められていることもスピングラス研究の大きな魅力の一つです。この観点から，物性物理分野における種々の複雑系についても積極的に研究を展開していきたいと考えています。

所外にいたときから，現在物性研がその“第3世代”へ向けての大きな変革期にあることを頭の中では理解していたつもりでしたが，着任後ことの重大性を改めて実感させられている次第です。私にでき得ることと言えば，スーパーコンピュータ共同利用の運用体制の確立に向けて努力すること，そして，その計算時間の重点的配分に値する研究を自らも数多く進めて行くことであると考えています。皆様のご支援を切にお願いいたします。

物性研究所談話会

日　時　1995年5月17日（水）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. A. W. Kleyn

（所属）　FOM-Institute for Atomic and Molecular Physics, the Netherlands

題　目　Photo-induced processes at reactive interfaces

要　旨

The fate of a optical excitation at an interface will be considered in two rather extreme cases : the excitation and quenching of a local O-H oscillator in a solid acid, and the desorption of a poly-atomic molecule from a metal surface. The O-H stretch of a zeolite can be strongly hydrogen bounded to the zeolite lattice and to absorbates. The population of the O-H oscillator can be probed by two colour Picosecond infrared spectroscopy. The influence of the hydrogen bonding on the de-excitation dynamics of OH and OD in zeolite 22(85%) Y and mordenite will be presented. Whereas desorption is not a viable de-excitation channel in the infrared in zeolites, it is when adsorbates on metal surfaces are irradiated by visible Picosecond or Nanosecond pulses. Results for desorption of methanol on Ag(111) will be presented.

日　時　1995年5月17日（水）午後3時00分～4時00分

場　所　物性研究所　Q棟1階　講義室

講　師　Prof. K. Wandelt

（所属）　Institut für Physikalische und Theoretische Chemie, Universität Bonn, Germany

題　目　Properties of monolayer metal and alloy films on metals

要　旨

Thin epitaxial metal films are the basis of many modern technologies. Their properties depend strongly on the growth structure which in turn is governed by thermodynamic and kinetic parameters. In this talk detailed model studies on the structural and electronic properties of the ultrathin metal and binary alloy films will be presented and discussed. From the comparison of the experimental data with large scale Monte Carlo simulations the microscopic parameters are retrieved and used to model order-disorder phase transitions.

日　時　1995年6月12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　三　浦　　登　氏

（所属）　東京大学物性研究所超強磁場部門

題　目　超強磁場の発生と半導体，磁性体の低次元系への応用

要　旨

超強磁場部門では電磁濃縮法，一巻きコイル法により，メガカウス領域の超強磁場の発生と，これを用いた物性研究を行ってきたが，これまでに最高550Tの磁場が得られるようになり，種々の超強磁場物性研究が進展している。本講演では，超強磁場発生に関する物性研究所の現状と今後の諸問題，関連分野の世界の現状を概説し，ついで最近の研究から，GaAs/AlGaAs系量子井戸，短周期超格子のサイクロトロン共鳴，スピンパイエルス物質$CuGeO_3$の強磁場磁化などの，半導体および磁性体の低次元系の超強磁場物性の実験を紹介する。

日　時　1995年6月19日（月）午後4時30分～5時30分

場　所　物性研究所　Q棟1階　講義室

講　師　近　藤　都　登　氏

（所属）　筑波大学物理学系

題　目　トップクォークの発見とその意義

要　旨

最近，米国フェルミ国立加速器研究所のテバトロン陽子反陽子衝突実験でトップクォークが発見された。トップクォーク探索の動機と経緯，陽子反陽子衝突における探索の方法，トップクォーク観測を裏付ける証拠，その質量や生成断面積の決定などについて述べる。また，実験結果が現在の素粒子物理にどのような示唆を与えるかについても言及する。

日　時　1995年7月3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　Professor A. H. MacDonald

（所属）　Department of Physics, Indiana University

題　目　Unusual Broken Symmetries in Two-Component Quantum Hall Systems

要　旨

I will discuss some physical consequences of continuous broken symmetries which can occur in two component two-dimensional electron systems in the regime of the quantum Hall effect. The two components refer either to the two possible spin states for an

electron or, for double layer systems, to the two layer states. At certain filling factors the ground state has a continuous broken symmetry. For double layer systems the broken symmetry state has inter-layer phase coherence for a vanishingly small amplitude for tunneling electrons from layer to layer. In the spin case the broken symmetry leads to exotic 'skyrmionic' charged excitations which are responsible for the unusual dependence of the spin polarization on field seen in recent NMR experiments. In double-layer systems the broken symmetry is responsible for extreme sensitivity to small tilts away from the normal to the electron layers which has been seen in recent transport experiments.

日　時　1995年7月4日（火）午後4時00分～5時00分

場　所　物性研究所　Q棟1階　講義室

講　師　Professor M. S. Dresselhaus

（所属）　Massachusetts Institute of Technology

題　目　Carbon Nanotubes

要　旨

Dresselhaus教授はグラファイトやグラファイト層間化合物に関する研究をはじめ，物質科学の幅広い分野で研究をなされるとともに，そのなかから多くの優秀な研究者を育ててこられました。また，アメリカ物理学会長，大統領科学顧問など多くの要職に就かれ，科学行政にも尽力されてこられました。今回，物性研究所外部評価委員会委員長として来所いただきました機会に，フラーレンやカーボン・ナノチューブに関する最近のご研究を紹介していただきます。

物性研短期研究会報告

新しい遠赤外技術による物性研究

東京理科大学理学部　長坂啓吾

日　時：1995年6月5日　10:00〜17:30
　　6月6日　9:30〜16:30

場　所：東大物性研究所　講義室

世話人　東理大・理学部　長坂啓吾
　　東大・物性研　三浦　登
　　東北大・金研　本河光博
　　神戸大・理学部　難波孝夫
　　東大・工学部　内田慎一
　　東大・教養学部　小宮山　進

最近，赤外・遠赤外光源をはじめとする技術は著しい発展を遂げた。電子ビームによるコヒーレント光，および軌道放射遠赤外領域の連続光源，直行電場磁場下のホットエレクトロンによるゲルマニウムレーザー，自由電子レーザーなど，また検出器では極めて低ノイズの検出器，および遠赤外光強度の絶対値測定ができるゲルマニウムボロメーターなどが挙げられる。

一方，現代の凝縮系物理学においては，スピンパイエルス転移のソフト・モードフォノン，磁場誘起電荷密度波のギャップ，高温超伝導体の電子状態など，低エネルギー励起の問題が注目されており，このような分野では遠赤外分光がきわめて有効な手段である。そこでこの分野におけるわが国の第一線の研究者が一堂に会してこの分野の現代の最重点項目について討議を行い，また同時に急務である次世代の遠赤外光による若手物性研究者の育成をはかるための研究会が切望されていた。上記の目的の研究会は，最近日本では全く開かれたことがなかったが，幸い今回物性研短期研究会として開かれるはこびとなった。

今回の研究会では，多方面からの講演および熱心な検討が行われた。

プログラム

新しい遠赤外技術による物性研究

日　時　：　平成1995年6月5日（月）　10：00〜17：30

6日（火）　9：30〜16：30

場　所　：　東大物性研究所　講義室

6月5日（月）

10：00　はじめに　長坂啓吾（東理大・　理　）

A．1　電子ビームによる放射

10：10　ライナックの電子ビームによるコヒーレントな諸放射　池沢幹彦（東北大・科　研）

10：30　遠赤外自由電子レーザー光吸収によるGaAs量子細線の発光減衰

秋山英文（東大・先端研，新技術事業団）
染谷孝夫（東大・先端研，新技術事業団）
小柴　俊（東大・先端研，新技術事業団）
榊　裕之（東大・先端研，新技術事業団）
J. Cerne　（UCサンタバーバラ校）
M.S. Sherwin　（UCサンタバーバラ校）
S.J. Allen　（UCサンタバーバラ校）

10：50　自由電子レーザーと利用研究　所長　冨増多喜夫（㈱自由電子ﾚｰｻﾞ研究所）

11：10　放射光による分光　難波孝夫（神戸大・　理　）

11：40　ジャイロトロンによるサブミリ波の発生とESRへの応用

立川敏明（福井大・　工　）
小川　勇（福井大・　工　）
出原敏孝（福井大・　工　）

A．2　固体中のホットエレクトロンからの放射

12：00　E⊥B下のp-Ge中のホットエレクトロンによるレーザー　小宮山進（東　大・教　養）

12：20　FIR emission from hot low-dimensional electron systems in AlGaAs/GaAs heterostructures

平川一彦（東　大・生産研）
山中宏浩（東　大・生産研）
M.Grayson（プリンストン大）
D.C.Tsui（プリンストン大）

12：40〜14：00　昼食

A．3　レーザーおよびレーザー応用

14：00　テラヘルツ電磁波発振と分光への応用　阪井清美（通信総研）

谷　正彦（通信総研）
中島信一（阪　大・　工　）

14：20　高精度計測のためのcw遠赤外レーザー　岡島茂樹（中部大・　工　）

川端一男（核融合研）

14：50　短パルスサブミリ光の発生と検出

莅戸立夫（理研（仙台））
猿倉信彦（理研（仙台））
劉振林　（理研（仙台））
瀬川勇三郎（理研（仙台））
水野皓司（理研（仙台））
南出泰亜（東北大）
水野皓司（東北大）

15：00　パラおよびオルソ水素ラマンレーザーとその応用　須田　亮（理　研）
田代英夫（理　研）

B　遠赤外光による新しい研究

15：20　遠赤外線・サブミリ波による天文観測　松尾　宏
（国立天文台　野辺山宇宙電波観測所）

15：40　サブミリ波・遠赤外光で見る星間分子雲　斉藤修二（分子研）

C　遠赤外光検出器の発展

16：00　高感度ボロメーターの限界と新しい検出器　松尾　宏
（国立天文台　野辺山宇宙電波観測所）

16：20　0.4Kボロメーターによる吸収係数の絶対値測定　佐藤政行（東理大・　理　）
高沢　章（東理大・　理　）
長坂啓吾（東理大・　理　）

D　分光計

16：40　Current development situation for FT-IR : The development of a wide range FIR Mylar beamsplitter as the result of collaboration between Industry and Research
Bomem Inc. Home Office Quebec Canada,
Abel Zacharie, Eng. (DA series Product Manager)

17：30〜19：30　懇親会

6月6日（火）

E　極限状態を探る遠赤外分光

9：30　超強磁場下におけるサイクロトロン共鳴　三浦　登（東　大・物性研）

9：50　超強磁場下の赤外・遠赤外スペクトロスコピー　野尻浩之（東北大・金　研）
三浦　登（東　大・物性研）

嶋本泰洋（東　大・物性研）
今中康貴（東　大・物性研）

10：10　パルス強磁場下のミリ波及びサブミリ波ESR　太田　仁（神戸大・　理　）
木村尚次郎（神戸大・　理　）
山本喜則（神戸大・　理　）
本河光博（東北大・金　研）

10：30　$Y_2Cu_2O_5$のミリ波及びサブミリ波ESR　木村尚次郎（神戸大・　理　）
太田　仁（神戸大・　理　）
山本喜則（神戸大・　理　）
本河光博（東北大・金　研）

10：40　定常強磁場下の遠赤外磁気光学　竹端寛治（金材研）
木戸義勇（金材研）
高沢　章（東理大・　理　）
佐藤政行（東理大・　理　）
長坂啓吾（東理大・　理　）

11：00　グラファイトの磁場誘起相転移とミリ波光伝導　高増　正（東　大・物性研）
三浦　登（東　大・物性研）

11：20　低温高圧下でのフォノン分光　－氷における陽子の秩序無秩序相転移－
小林融弘（阪　大・基礎工）

F　新しい物性研究の手法

11：40　遠赤外レーザーによる光検知サイクロトロン共鳴　中田博保（阪　大・　理　）
岩尾達基（阪　大・　理　）
大山忠司（阪　大・　理　）

12：00　遠赤外磁気光吸収による内部Stark効果の観測と理論的シュミレーション
原田義之（理研）
藤井研一（阪　大・　理　）
大山忠司（阪　大・　理　）

12：20　遠赤外レーザーを探針とした非金属・金属転移の研究　小堀裕巳（阪　大・　理　）
井上益孝（阪　大・　理　）
大山忠司（阪　大・　理　）

12：40～14：00　昼食

14：00　遠赤外レーザーを用いた高反射率物質の絶対吸収率の測定
川手悦男（計量研）

G　新物質の探索と低エネルギー励起の解明

14：20	高温超伝導体の遠赤外スペクトル	内田慎一（東　大・　工　）
		玉作賢治（東　大・　工　）
14：40	高温超伝導体のｃ軸スペクトルと面間伝導	田嶋節子（ISTEC）
		J. Schützmann（ISTEC）
15：00	高温超伝導体のvortexとプラズマ振動のカップリング	木村慎一（分子研）
15：20	高温超伝導体のミリ波分光	萩行正憲（阪大・超伝導セ）
		長島　憲（阪　大・　工　）
		中島信一（阪　大・　工　）
15：40	TCNQ塩の構造相転移とフォノン	長坂啓吾（東理大・　理　）
15：50	α－NPPy(TCNQ)$_2$の6Kにおける相転移とゆらぎ	佐藤政行（東理大・　理　）
		高沢　章（東理大・　理　）
		長坂啓吾（東理大・　理　）
16：10	MEM(TCNQ)$_2$およびα－NPPy(TCNQ)$_2$の2-マグノン吸収	高沢　章（東理大・　理　）
		佐藤政行（東理大・　理　）
		長坂啓吾（東理大・　理　）

ライナックの電子ビームによるコヒーレントな諸放射

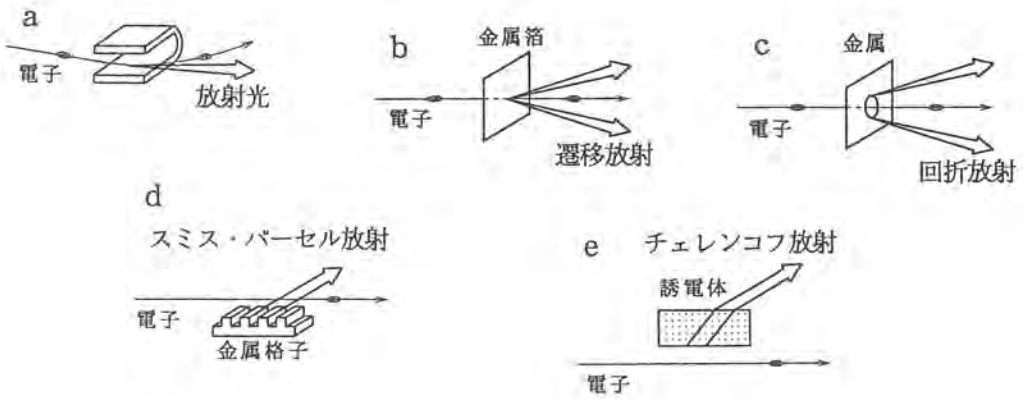
東北大・科研　　池　沢　幹　彦

1.　コヒーレントな諸放射

運動する自由電子から光を放射させる場合，加速器からの相対論的な高エネルギーの電子を用いると，発振管等の低速電子の場合に比して種々の利点が生じる。その上，加速器で加速される電子は集群（バンチ）をなす。放射される光は，その波長がバンチの寸法に比して小さい時にはコヒーレントな放射となるので，単位電流当たりの放射強度が著しく増大されるという利点も生じる。遠赤外線の発生に関して，線形加速器（ライナック）からの電子線は，高エネルギーと短いバンチに由来する二つの利点を合わせ持っている。

我々は1989年に東北大核理研のライナックを用いて，コヒーレント放射光の最初の観測を行った。[1,2] それ以来ここ数年間，京大原子炉や阪大産研のライナックも使用して数種のコヒーレントな放射の存在の認識と，それら諸放射の性質の研究を行ってきた。それらの放射は，右下の図に模式的に示すような磁場印加による放射光（図のａ）[3-5]，金属箔や金属板に開けられた開口を電子が通過する時に発生する遷移放射（ｂ）[6-9] や回折放射（ｃ）[10]，電子が金属格子の近傍を通過

する際のスミス・パーセル放射（d）[11]，電子が誘電体の内部や近傍を通過するときのチェレンコフ放射[10,12]（e），等である。今回はこれらのコヒーレントな諸放射に関しての東北大応物，核理研，阪大産研及び京大原子炉と我々東北大科研の共同研究のレビューを行いたい。



2. コヒーレントな効果

単一の電子からｐの強度で放射される場合，Ｎ個（但しＮ≫１）の電子のバンチからの波動ベクトルｋの放射の強度Ｉは，遠方で観測すると次のように表せる。

$$I = pN\left[1 + N\left|\int S(x)\exp(ikx)\,dx\right|^2\right]$$

ここでＳ(x)はバンチ内の電子の分布関数，ｘは電子の座標である。この式の第一項は通常の（インコヒーレントな）放射である。第二項が我々がコヒーレントな放射と呼ぶもので，強度はＮの二乗に，従ってビーム電流の二乗に比例する。

第二項の絶対値の記号内は形状因子と呼ばれるが，いわば光源の分布のフーリエ変換の形をしている。この形は遠方光源のvan Cittert-Zernikeの定理によるコヒーレンスや，フラウンホーファー回折の強度を表す式に類似している。従って，電子ビームの横方向の断面積が大きい場合のコヒーレントな放射強度の角度分布は，ほぼ１個の電子の放射強度ｐの角度分布にビームの断面積に開口によるフラウンホーファー回折強度を乗じたものになる。また，核理研のライナックの場合のように，バンチの横方向の広がりが放射波長に比して小さい場合には，形状因子は縦方向のみの（一次元の）分布関数のフーリエ変換で表せる。

3. 相対論的な効果

放射光，遷移放射，回折放射に関しては，高エネルギー電子からの放射は前方に集束して発射されることが特徴である。但し，遠赤外線領域では発散の角度は１／γ（但しγはローレンツ因子）よりは大きい。遷移放射において，形成層の長さに比して発光長の短いときは，回折の効果に類似して，発散角は更に大きくなることが観測されている。尚，形成層は遷移放射のみならず，チェレンコフ放射の強度についても重要な役割をしていることが明らかにされた。

スミス・パーセル放射や，誘導体の近傍を電子が通過するときに発生するチェレンコフ放射の場合は，相対論的な電子では相互作用の範囲がほぼγ倍に増大する。これは電子に伴う電場が，運動方向に垂直な方向ではγ倍になることによる。最近スミスパーセル放射の強度は，ビームと金属格子間の距離をhとすると，変形ベッセル関数$K_0(w)$(但し$w=2\pi h/\lambda\beta\gamma$）の二乗に比例することが，新たに実験的に見出された。

4. 放射の応用

以上は，長波長域の諸放射の，主に基礎的な性質の観測結果である。現在次のような性質や特性について，放射の応用が試みられている。

(a) 強度がビーム電流の二乗に比例するので，高強度の分光研究用光源が得られる。特に放射光や遷移放射は連続スペクトルなので有用性が高い。

(b) 放射は約1psのパルス光源の波束である。遠赤外線領域では，単色性と時間幅が互いに不確定関係で結ばれる限度まで狭められるものである。

(c) バンチ内の電子の分布が，遷移放射等の強度のスペクトル分布と角度分布の測定から求められる。即ち，加速器からのビームのモニターとして利用できる。

参考文献

1) T. Nakazato 他 : Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 1245.

2) Y. Shibata 他 : Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A301 (1991) 161.

3) K. Ishi 他 : Phys. Rev. A43 (1991) 5597.

4) Y. Shibata 他 : Phys. Rev. A44 (1991)R3445.

5) Y. Shibata 他 : ibid. R3449.

6) Y. Shibata 他 : Phys. Rev. A45 (1992) R8340.

7) T. Takahashi 他 : Phys. Rev. E48 (1993)4674.

8) Y. Shibata 他 : Phys. Rev. E49 (1994) 785.

9) Y. Shibata 他 : Phys. Rev. E50 (1994) 1479.

10) Y. Shibata 他 : to be publishtd. 及び柴田行男他 : 核理研研究報告27 (1994) 83.

11) K. Ishi 他 : Phys. Rev. E51(1995) No.6 (in press).

12) T. Takahashi 他 : Phys. Rev. E50 (1994) 4041 ; 核理研研究報告27 (1994) 74.

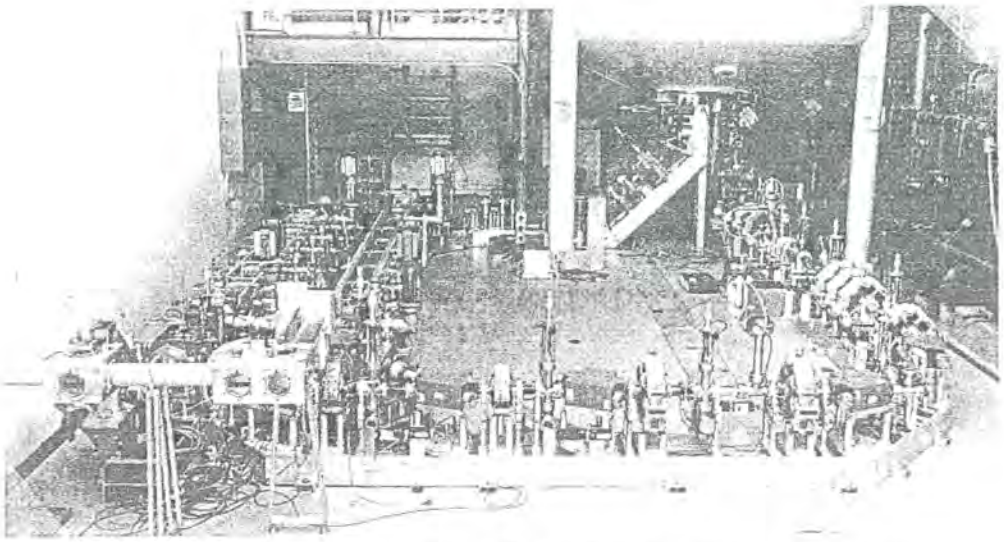
遠赤外自由電子レーザー光吸収によるGaAs量子細線の発光減衰

東大・先端研，新技術事業団　秋山英文
染谷隆夫
小柴　俊
榊　裕之
ＵＣサンタバーバラ校　J. Cerne
M.S. Sherwin
S.J. Allen

量子細線中のサブバンド構造や一次元閉じ込めを受けたキャリアの振る舞いについて知見を得るために，カリフォルニア大サンタバーバラ校(UCSB)自由電子レーザー(FEL) を用いて遠赤外光応答を調べている。

UCSB-FELは，建設中のラインを除くと２本のラインからなり（図１），発振範囲が4-160/cm(0.5-20meV) をカバーしている。パルス幅1-20μs，繰り返し約１Hzではあるが再現性の良い安定なパルス発振で動作し，ピークパワー強度は数kW程度と強力である。数mm径のスポットに集光したとき，電場強度にして数kV/cm(あるいは，数mV/10nm)の高周波交流電場が得られる。

一方，試料の量子細線は，GaAs/AlGaAs系のリッジ量子細線と劈開再成長Ｔ字量子細線である。



The UCSB FEL laboratory showing the 6 MV accelerator, the beam switchyard and two of its three FELs, and part of the optical transport system.

図１　Gerald Ramian, Nuckear Instruments and Methods in Physics Research A318(1992)225-229

細線中のキャリアは，細線に平行方向の運動の自由度はあるが，垂直方向の自由度は制限されている。さらに，サブバンド遷移エネルギーや励起子内部遷移のエネルギーが，数－数十meV程度のエネルギー領域に存在し，細線配置形状に応じた偏光選択則を有すると期待される。従って，細線内のキャリアによる遠赤外光吸収のエネルギー依存性や偏波依存性は，これらを反映したものとなることが予想される。

FEL光を試料に照射しつつ，キャリア温度上昇による可視光励起による発光のクエンチングをモニターし，FEL光の吸収を観測しようと試みている（図2）。以前に行われた量子井戸試料の測定結果（J. Cerne et al. PRB51, 5253(1995)）と比較を行いつつ，細線内の電子状態やFEL光吸収のメカニズムを議論している。

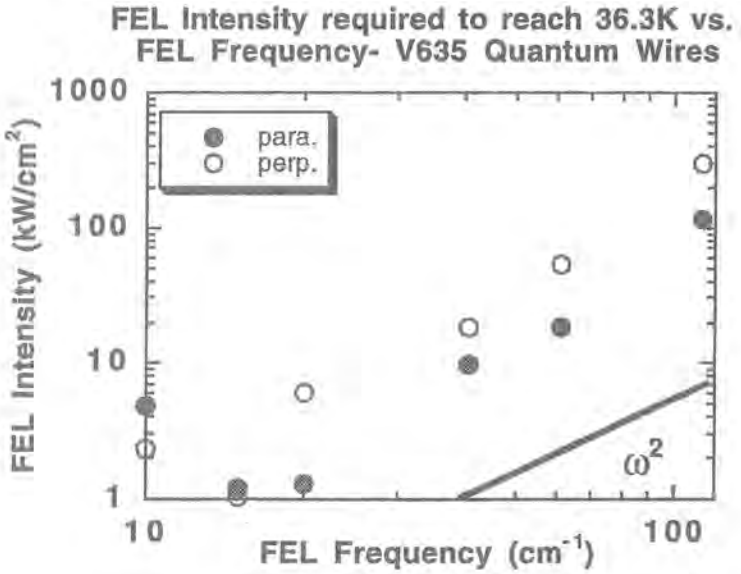


図2

自由電子レーザと利用研究

㈱自由電子レーザ研究所　　所長　冨　増　多喜夫

昨年10月の5μm～13μm域でのMW級自由電子レーザ(free electron laser，略してFEL)の発振に次いで，この2月に1.9μmと0.64μmの赤外域と可視域でも発振に成功して，㈱自由電子レーザ研究所（基盤技術研究促進センター出資プロジェクト）は，可視域から中赤外域をカバーする世界初のFEL利用研究施設として枚方市津田サイエンスヒルズで活動を始めた。

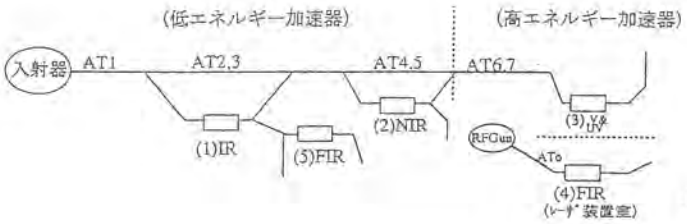
FELは，従来レーザのコヒーレントで単色という特長と，シンクロトロン放射光（略してSR）の

波長可変で高輝度という特長を兼ね備え，広い波長域で波長可変であり，在来レーザがないミリ波から赤外域のギャップを，さらに深紫外域も埋めるレーザである。特に，電子リニアックを用いる場合，電子ビームがピコ秒パルスの高密度電子塊が等間隔で連なっているため，発生するFELは極短パルス，高出力，高輝度を兼ね備えている。

Madayらが1976年からスタンフォード大学の43MeV超伝導電子リニアックを使って3.4μmで発振に成功し，その後，レーガン大統領時代のSDI(戦略防衛構想）計画は米国のFEL研究に拍車をかけた。その結果，特に1992年以後スタンフォード大学，カリフォルニア大学サンタバーバラ校，バンダビルト大学，デューク大学で，ヨーロッパではオランダFOM，フランスLUREのFEL利用研究施設で，半導体応用から生体アブレーションと，幅広い利用研究が着実に進められている。

一方，FELをビーム兵器として開発に批判的であった日本は，超LSI産業に必要となるリソグラフィ光源として，SRを発生する小型電子蓄積リングの開発にのめり込んだ。いずれも円軌道からのSRを利用するが，1989年の1年間に，実に世界で稼動中のリングの約1割に当たる7台の小型リング（NIJI-II，NIJI-III，SORTEC，Supper-ALIS，LUNA，AURORA，JSR)が稼動した。これらのうち，SORTECの1GaVリングは蓄積電流，寿命ともに世界記録を保持している。SRの利用が素粒子研究用リングに寄生していた頃のSRを第1世代の放射光と呼ぶのに対して，これらの専用放射光を第2世代の放射光と呼ぶ。兵庫県の播磨科学公園都市には，すでに住友電気工業㈱西播磨研究所の超伝導リングNIJI-IIIが稼動中であり，第3世代の放射光である大型SR施設SPring-8も急ピッチで建設されている。

第3世代の放射光は，電子蓄積リングの直線部に置かれたアンジュレータで高速電子を規則正しく蛇行させ，蛇行毎に発生する放射光の方向が揃い，干渉しあって生ずるスペクトル幅が狭い準単色の高輝度パルス光である。FELは，この準単色パルス光を合わせ鏡で往復させて蓄え，往路は必ずパルス電子ビームと同期させてアンジュレータを通し，鏡の間隔を調節して発振させたもので，コヒーレントであり，第3世代の放射光と比べて光のエネルギーは低いが，スペクトル幅はさらに狭く，輝度はさらに数桁高輝度となる。FELが第4世代の放射光と呼ばれる所以である。



［発振波長域］

(1)IR	5μm～20μm
(2)NIR	1μm～6μm
(3)V&UV	0.35μm～1μm
(4)FIR	20μm～100μm
(5)FIR	20μm～100μm

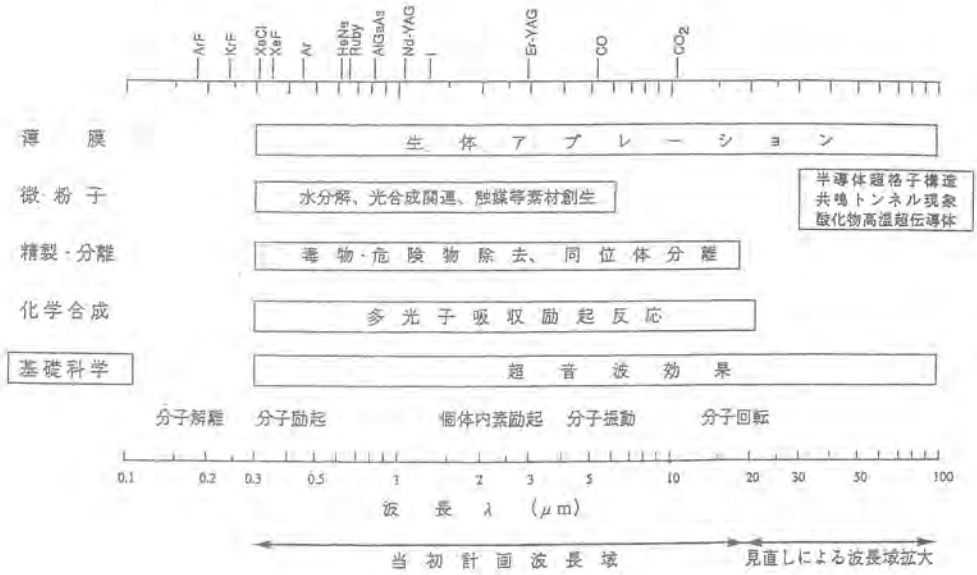
（注）同時運転モードにつき検討中。

FEL研で開発するFEL装置と配列図

FEL User's Facilities (As of May 1995)

Compiled by T. Tominasu(FELI)

Institute	Accelerator Energy, Current	Gun Cathode	First Lasing	FELs λ (μm), Peak Power(Average)	
Stanford Univ. (USA)	SC Linac 66MeV, 5.6A	Thermionic	1977	3～15 20～100	1.2MW(1W)
UCSB (USA)	Electrostatic 6MeV	Thermionic	1985	350～2500 60～350 30～90	(～10kW)
Duke Univ. (USA)(Mark III)	RF Linac 45MeV, 40A	Thermionic RF Gun	1986	1.8～9.5	2MW(3W)
Vanderbilt Univ. (USA)(Mark III)	RF Linac 45MeV, 40A	Thermionic RF Gun	1991	2～8	3MW(6W)
FOM FELIX (Netherlands)	RF Linac 45MeV, 70A	Thermionic	1991	5～30 16～110	5MW(0.5W)
LURE CLIO (France)	RF Linac 70MeV, 75A	Thermionic	1992	1.8～17.5	10MW(9W)
FELI (Japan)	RF Linac 33MeV, 42A(0.42nC)	Thermionic	1994	5～20	5MW(1W)
	75MeV, 42A		1995	1～6	15MW(3W)
	165MeV, 80A		1996	0.3～1.2	10MW(2W)
	20MeV, 40A		1997	20～60	5MW(1W)
			1997	40～100	5MW(1W)



FEL研の重点利用研究テーマ

このようなFELの利用研究として，遠赤外～赤外域FELによる半導体超格子構造や酸化物高温超伝導体の電子構造の研究，アブレーションと超音波の研究，バイオ研究，整形外科や歯科への利用などを計画している。SPring-8と相補的光源として，学研都市の地の利を生かし，大阪府や関連企業，研究所や大学の皆様にFELを活用して戴ければ幸いである。

放射光による分光

神戸大・理　難 波 孝 夫

1. はじめに

電子もしくは陽電子加速器において光速で周回する電子軌道の接線方向に放射される強力な白色電磁波は「シンクロトロン放射光」或いは簡単に「放射光」と呼ばれている。放射光の固体分光実験における有用性が認識され始めたのはおよそ30年程前からである。その頃学んだ教科書では「・・放射光はX線から真空紫外線(VUV) 領域にかけて極めて高輝度であり，且つ電気ベクトルが特定方向に偏向している，等の多くの優れた特性の故に放射光を用いた物性研究が今後益々盛んになるであろう・・」と書かれているように現在では世界の多くの国々で放射光施設が建設され稼動している。放射光が物質科学に欠かせないツールとなっている理由はその「高輝度・連続スペクトル・偏光・パルス性」にあることは今日では常識である。遠赤外放射光の使い勝手の良さも当然ここにある。「遠赤外放射光の利用はそのスペクトル強度分布の裾野のそのまた裾野」といった感を持たれる向きが多いがそれはX線と較べての話であり，遠赤外では他の白色遠赤外線光源と較べたら性能は放射光が断然勝っている，というわけである。遡ると1985年は分子科学研究所の放射光施設UVSORに放射光を用いた遠赤外ビームラインが立ち上がり，これまでの実験室段階での分光装置とはまたひと味違った仕掛によってデータが出始めた記念すべき年となっている[1]。その後，世界の数カ所の放射光施設で赤外・遠赤外放射光を利用した研究が始まっている(NSLS(米国，ブルックヘブン研究所)，MAX-I(スウェーデン，ルント大学)。SRS(英国ダースベリー研究所)，SuperACO(仏Orsay)は建設終了，DAΦNE (伊Frascati) は建設中)。この小文では放射光を利用することで新しい展望が開けた遠赤外物性のトピックスとして放射光の「高輝度性」の恩恵を最大限に受けた高圧分光実験について触れたい。

一方，放射光はサブナノ－ナノ (10^{-9}) 秒領域のパルス光源でもあるが残念ながら放射光のパルス性を利用した遠赤外実験はまだ無い。その主な理由は早い応答速度を持った検出器が遠赤外領域では皆無だという点に尽きる。何しろ輻射で半導体素子が温まると伝導帯のキャリヤー濃度が変わって抵抗が変化する原理を利用するボロメーターが主流なのだから（その応答時間は数10ミリ秒）。光源・分光器・検出器は（面白い物理を内包している良質の試料を前提として）分光実験のいわば

3種の神器でこのどれが欠けても実験はうまく行かない。しかも残念なことに早い応答時間を持った検出器開発の先行きは不透明である。

2. UVSOR

先ず，分子科学研究所の放射光施設UVSORの概要を紹介する。電子の加速エネルギーは750MeVで，電子の軌道半径は2.2mである。蓄積電流は200mA。スペクトル強度分布のピークは約100Åにあり（図1），主に極端紫外光用リングであるが我国では唯一遠赤外線利用に道を開いている(UVSOR)の各ビームライン（BL）の分光装置の配置図を図2に，遠赤外BLの実験配置図を図3に各々示す）。リングは10年ほど前に建設され，第2世代のリングに属するのでエミッタンスはそう低くはないが施設の運用面で他の施設には見られないほど融通が利くのがユーザーとしてはうれしい。毎週火－金曜日の朝9時から夕方6時迄の間（木曜1日だけは夜9時まで）がユーザーが実験できる時間である。入射時間は朝9時と午後1時の2回（木曜はこれに3回目の午後5時入射が加わる）で，各々15分程かかる。

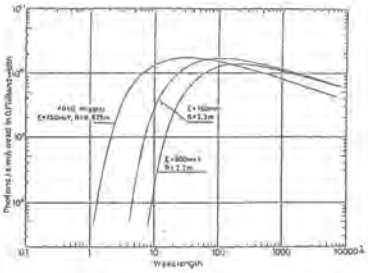


図1　UVSORからのスペクトル強度分布

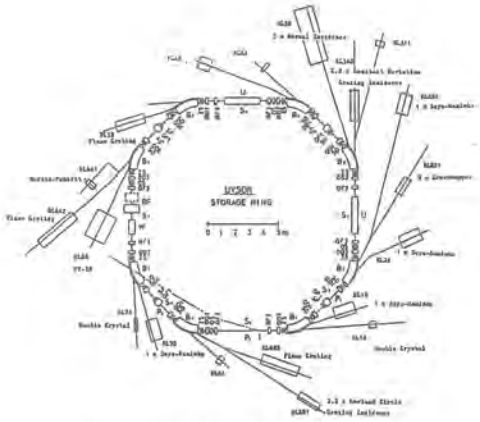


図2　UVSOR電子蓄積リングと各ビームラインの配置図

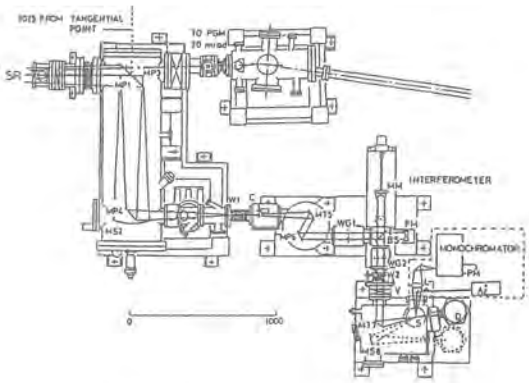


図3　遠赤外BLの平面図

3. 高圧分光実験

3.1 何故，放射光か

放射光の高輝度性故にと言う事に尽きる。例えば，直径が1㎜以下の小さなピンホールを光を通す場合，UVSORでは蓄積電流（電子はリングと呼ばれる真空パイプの中を空間的に等間隔の数10個の塊（これを「バンチ」と呼ぶ）となって走っている。このバンチの中に出来るだけ沢山の電子を詰め込む。出来るだけ小さなバンチの中に出来るだけ多くの電子を詰め込めるリングが高性能といえる。このリングの中を走っている電子の数をならして平均電流に換算したものが「蓄積電流」である）が100mAで通常の高圧水銀灯に比べて約30倍以上の光強度を得ることが出来る[2]。しかも高圧分光実験では圧力セルのガスケットの口径が小さくなるほど同じ力でより大きな圧力を得ることが出来るので他の分光領域で行われているような数10GPaを遠赤外領域で行うには放射光無くしては不可能であろう(DACを用いたフォノンに関する高圧分光実験はレーザーを用いた実験が主流であり，レンズ系を用いればレーザー光をピンホール程度の孔を通過させるのは容易で，10μm程度のサンプルに対する顕微レーザー分光が盛んに行われている。しかし，結晶に反転対称性があるとラマンと赤外は完全に相補的な選択則が成立し，一次のフォノンは赤外線では見えるがラマン禁制となる）。

3.2 微粒子の相転移と表面フォオン

微粒子としてCdSを取りあげる。バルクでのCdSは図4に示したように約2.8GPaでウルツァイト構造からNaCl構造に相転移する。ここで，微粒子で観測されるフォノンはバルクTOモードとは違った表面フォノンであることに注意したい。粒径が1000A程度の微粒子になるとフォノンの振る舞いはバルクと違ってきて，微粒子特有の表面フォノンのみが観測される。図5は平均粒径4000Aの微粒子についての結果である。低圧相（ウルツァイト構造）では先ずP＝0のスペクトルで270cm^{-1}に表面フォノン吸収による大きなくぼみが観測された。圧力を増して行くと2.5GPaまでピーク位置は緩やかなブルーシフトを示す。ところが3.1GPaではスペクトルの様相は一変した。表面フォノンはブロードな吸収を示し，ピーク位置も230cm^{-1}へと減少する。このスペクトルの急激な変化は微粒子が相変化をしたためと理解するのが自然であろう。即ち，バルクに近い大きめの微粒子の相転移はほぼバルクと同じ転移圧力2.8GHz前後で起こっている。粒径が小さくなるとどうであろうか？図6は平均粒径890Aの微粒子ついての結果である。P＝0では大きめの微粒子の場合とほぼ同じ位置に表面フォノンが現れ，圧力が増すと3.7GPaまで緩やかなブルーシフトを示している。この場合の

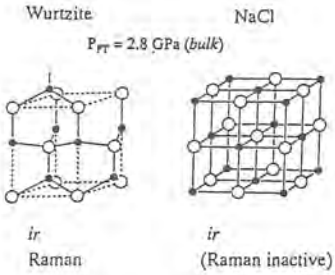


図4　圧力1.8GPaで起こるCdS結晶の構造相転移。高圧相のNaCl構造ではフォノンはラマン不活性である。

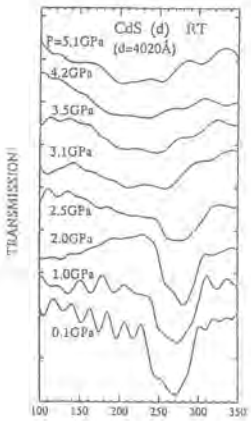


図5　平均粒径4000AのCdS微粒子における表面フォノンスペクトルの圧力変化。圧力領域2.0-2.5GPaで大きな変化が起きている。

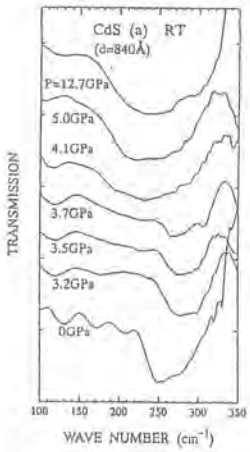


図6　平均粒径890AのCdS微粒子における表面フォノンスペクトルの圧力変化。圧力領域3.5-3.7GPaで大きな変化が起きている。

スペクトルの急激な変化は図から分かる通り，3.7-4.1GPaの間で起きている。つまり平均粒径890Aの微粒子の場合，相転移がバルクより高い圧力で起きていると判断できる。一連のこの実験で分かったことは微粒子の粒径が小さくなると相転移が起きる臨界圧力（P_cと表す）が大きくなるということである。以上のことはいろいろな平均粒系を持つ微粒子を用意して同様な実験を行いそのP_cを求め，その大きさを圧力に対してプロットした図7からもっと明確に読み取れる。但し，図の横軸は粒径から求めた微粒子内部の原子数に対する表面第一層内の原子数の割合を表している。表面の薄皮に存在する高々2％程度の表面原子の寄与が転移圧力を30％以上も押し上げることは我々としても予想していなかった。この一連の実験により微粒子の相転移がその粒径に応じてバルクと異な

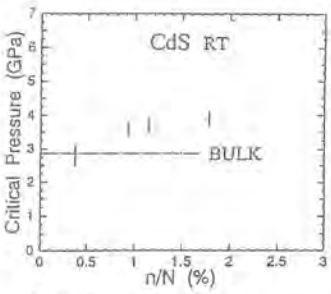


図7　CdS微粒子で測定された構造相転移が起きる臨界圧力（P_c）の粒径依存性。横軸は粒径から求めた微粒子内部の原子数に対する表面原子数の割合（n／N）でプロットしてある。バルクでのP_cは2.8GPa。

るという明確な実験的確証を得た。微粒子物性の一つとしてたいへん興味ある結果と思われるがその原因はいま一つはっきりしない。はっきりさせる一つの方法はやはり高圧力下での微粒子に関するX線構造解析を行い，P_cを求め，且つ構造をきちんと押さえることであろう（回折実験をやるとして，微粒子内部の構造はバルクと変わらず，表面数層の構造が違っているのではないか。だとするとX線回折実験の解析もそう簡単ではないだろう）。

4. 終わりに

現在，我々はここで述べた一連の微粒子の高圧分光実験の中で21GPaまでの実験を行っている。この圧力は現時点での遠赤外領域で達成できた世界記録であり，実験が可能になったのは光源として放射光を利用できたからである。

分子研UVSORでは現在各ビームライン（観測システム）の見直しが順次進められており，遠赤外ビームラインも現在の波長掃引の守備範囲をミリ波・遠赤外から一挙に近赤外まで広げようという計画の下にシステムの高性能化が図られる事になった。これにより本年初夏にはより多様なユーザーの要望に答えられる実験装置に衣替えする筈である。

参考文献

1) T.Nanba, Y.Urashima, M.Ikezawa, M.Watanabe, E.Nakamura, K.Fukui and H.Inokuchi : Int. J. Infrared and Millimeter Waves 7,(1986) 1769.

2) T.Nanba : Rev. Sci. Instrum. 60 (1989) 1690.

ジャイロトロンによるサブミリ波の発生とESRへの応用

福井大・工　立川敏明
小川　勇
出原敏孝

1. はじめに

最近，プラズマ散乱計測や物性分光の光源として利用するために，短波長，中出力ジャイロトロン(100～1000GHz, 0.1～3kW）の開発が行われている[1]。我々のグループでは，このジャイロトロンの開発と応用研究とを計画し，本研究はその一例として行われている「サブミリ波ジャイロトロンの高周波化」の開発研究と，「ジャイロトロンを光源としたESR装置」の応用研究である。電子スピン共鳴(ESR）は，従来，10～50GHz程度の周波数を用いて，広範囲な物質に対して行われてきた。ESRの高周波化および高出力化の利点は適応物質の拡大化と感度の向上にある。すなわち，高周波化は，近接したg－因子を持つスピンにおける分解能の向上，大きな微細構造定数を持つ物質のESR測定，反強磁性共鳴の測定を可能にし，また，高出力化は，金属等の短い緩和時間を持つ物

質のESR測定をもたらす。ここでは，この研究の進捗状況について報告する。

2. 結果と考察

図1に，17T超伝導磁石を用いたジャイロトロン装置GYROTRON FU-Ⅳの発振周波数の主磁場依存性を示す。図中の直線は，サイクロトロン周波数とその2倍高調波周波数の計算値を表わしていて，測定値はこの線上によく乗っている。発振周波数はジャイロトロン管内共振器の共振モードに対応していて，基本波動作で，159～443GHz，出力≧200W，二次高調波動作で，336～847GHz，出力≧50Wの発振が得られた。

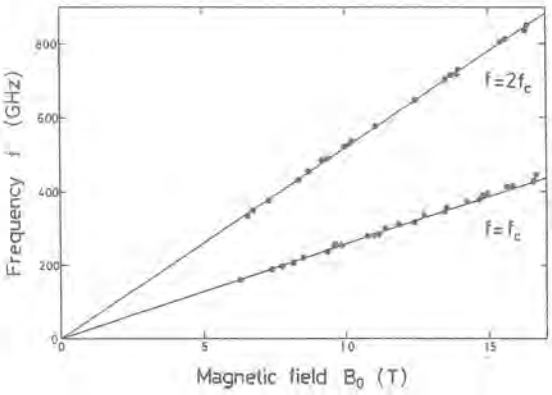


図1　サブミリ波ジャイロトロンGYROTRON FU-Ⅳの発振周波数の磁場依存性

これより，このジャイロトロンは，159～847GHzに渡るミリ波・サブミリ波の広範囲な帯域での準連続的な高出力発振器と言える。

図2に，ESR測定に用いたミリ波ジャイロトロンESR装置のブロックダイアグラムを示す[3]。図の左側部分はジャイロトロン発振器を表し，右側はESR検出部である。このジャイロトロンGYROTRON FU-Eの発振は，基本波と2次高調波動作により，ミリ波帯の広い周波数領域（65～195GHz）をカバーしており，その出力は0.5～2kWである。また，このジャイロトロンは発振の周波数および振幅安定性に注目して設計されたもので，これらの安定度はそれぞれ，1×10^{-6}，1×10^{-2}程度であった[2]。ESR検出部は，W-band(75～110GHz）無共振型の立体回路系から成り立っており，導波管のカットオフ周波数以上の周波数は全て伝送され，ESR測定が可能である。

図3では，上記の装置により，磁場掃引方式により得られた単結晶と多結晶粉末とのDPPHのESR

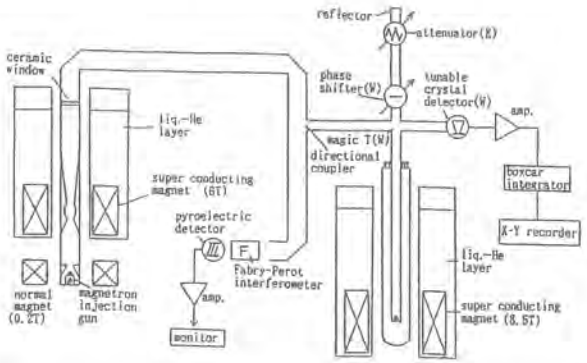


図2　ジャイロトロンESR装置のブロックダイアグラム

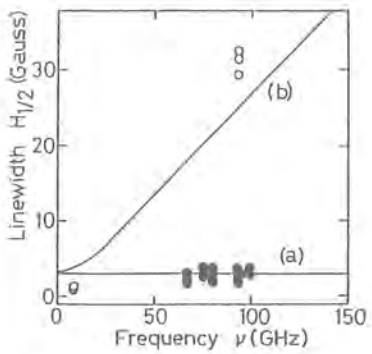


図3　単結晶と多結晶粉末DPPH ESR線幅の周波数依存性

吸収線の線幅の周波数依存性（磁場依存性）を示した[3]。これらの結果は，単結晶でexchange narrowing 効果による周波数依存しない線幅と，多結晶でのランダムに方向分布したｇ－値の異方性による周波数に依存する線幅を示している。この結果はDPPHではよく知られたものであるが，広範囲なミリ波帯で準連続的に観測されたのは初めてであり，ジャイロトロンの光源としての特徴の一つを表している。

3. まとめ

サブミリ波ジャイロトロンの高周波数化の開発研究では，最高840GHzまでの発振が得られ，THz帯域まで後わずかとなった。他方，ジャイロトロンを光源としたESR装置の開発は，DPHH ESR 信号を得る等により，開発の初期段階を終えた。今後，このサブミリ波ジャイロトロンを利用したサブミリ波ESR装置の開発と，絶対感度を上げる（ジャイロトロンの発振出力安定性の向上）という二つの課題をクリアーする必要があり，現在，福井大学で取り組んでいるところである。

参考文献

1) T.Idehara, et al : Digest of 19th Int. Conf, Infrared and Millimeter Waves, Sendai, Japan (1994) 218
T.Idehara, et al : Phys, Fluids B5 (1993) 1377
2) 立川敏明他 : 超伝導磁場応用研究 3(1995)3
3) T.Tatsukawa et al : Int. J. Infrared and Millimeter Waves 16 (1995) 293

ｐ－Ｇｅによる波長可変遠赤外レーザー，および量子ホール効果デバイスからのサイクロトロン発光

東大・教養　　小宮山　進

遠赤外光に関係する異なる二つの事柄についてお話しする。

1. p-Geによる波長可変遠赤外レーザー

数年前からp-Geにおいて，いくつかの機構によるレーザー発振が得られている。ここでは，直交した電場・磁場（Ｅ＝500-3000V/cm，Ｂ＝0.7-３Ｔ）下で加速された軽い正孔帯中の熱い担体が重い正孔帯へ直接光学遷移することによって起こる発振について紹介する。発振可能な波長帯域は70－130μｍ程度，ヘリウム温度におけるパルス出力（１μｓ幅程度）は１－10W程度に達する。

応用の立場から見た場合，この機構による発振はp-Geの結晶純度に対する要求がゆるいために得るのが容易であること，および出力が大きいという長所を持つが，一方で，磁場や電場によって発振波長を制御する事ができないという欠点を持つ。そこで，レーザー共振器の反射鏡の一方をラメラー格子にして波長選択性を持たせ，格子の深さを機械的に調節可能にした。図１に示すように，

機械的同調によって発振波長をほぼ連続的に85－115μmの範囲で掃引することができる。図3のデータは波長分解能約0.5μmの回折格子を通して得ており，一本に見えるそれぞれの発振線は共振器モードのいくつかの同時発振線からなっていると考えられる。ホモダイン検波すると，図2に例を示すように1－3GHzのビート信号が検出される。その幅の大きさは，一つのモードによる発振線幅が4－6MHZ程度であることを示している。パルス発振であることを考えると程々良い波長純度である。

以上，p-Geレーザーは現在応用に適した形態を整えつつある。

図1

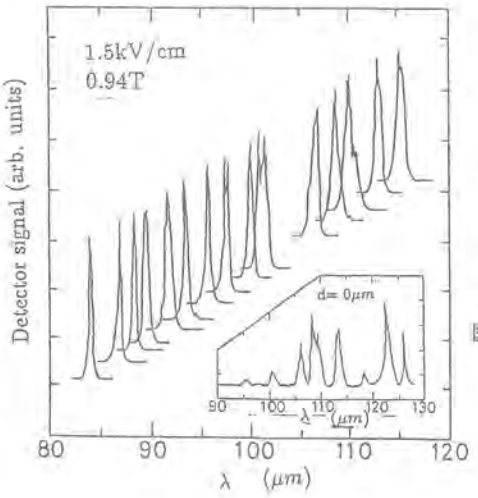
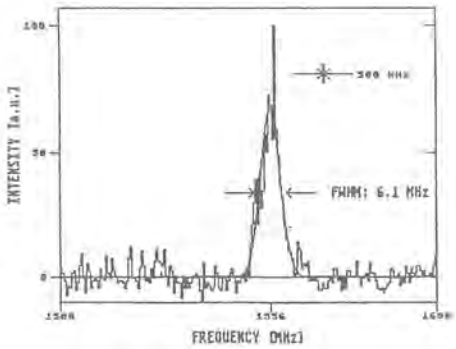


図2



2. 量子ホール効果デバイスからのサイクロトロン発光

量子ホール効果(QHE) 状態にある二次元電子系に電流を流す時，電流端子の電気化学ポテンシャルに応じて試料中に非平衡電子が注入される。従って，端子間の電気化学ポテンシャル差がランダウ準位間のエネルギー差を越えるとき（$\Delta\mu > \hbar\omega_c$），端子と電子系との接点近傍でサイクロトロン発光が起こる可能性がある。

［高感度分光可能検出器］　予想される極めて微弱な発光を検出するために，QHE素子を利用した高感度検出器を開発した。QHE状態にある電子系がサイクロトロン共鳴を起こすと縦抵抗率が有限となること，および共鳴吸収に伴う電子温度上昇によって量子プラトーの両端が極めて敏感に変化する事を利用する。GaAs/AlGaAs素子（$\mu_H = 8\times10^4$cm/Vs)の4×4mmの有効面積中にのべ長17cm，幅50μmの二次元電子系チャネルをジグザグに作ることにより，n-Geの光伝導型検出器に比べて1万倍程度の感度を得ることができた［4］。

［量子ホール効果デバイスからのサイクロトロン発光］　図3は，$\nu = 4$のホールプラトーにある長さ3mm，幅1mmのGaAs/AlGaAsホール素子（$\mu_H = 10^4$cm²/Vs)を発光体として上記の検出器を用い

図１

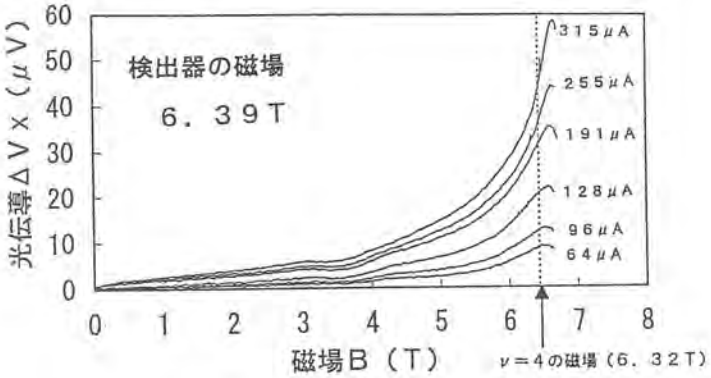
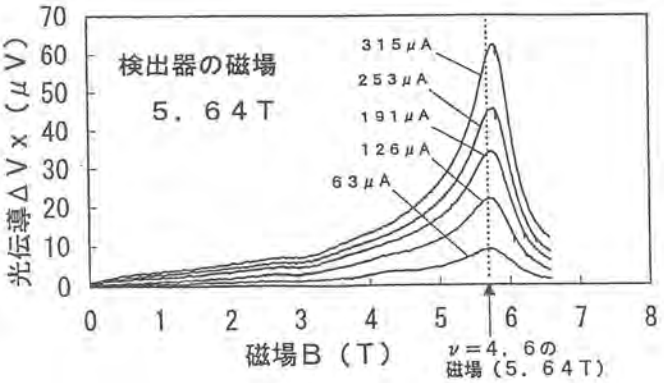


図２



て遠赤外光を検出したものである［５］。発光素子の電流値をパラメーターとしており，全てΔμ＞ｈω$_c$を満たしている。全域においてQHEはbreakdownしておらず，発光は２次元電子系が損失なしに電流を運んでいる状況下のものであることに注意されたい。横軸は発光体の磁場である。低磁場側（長波長側）に長くのびた発光の裾は黒体輻射によると想像される。非QHE効果の領域でも図４に示すように発光が観測される。試料内部が散逸的となっている非QHE状態からの発光では，対応するサイクロトロン質量は通常のバルク値に近いが，QHE状態からのそれは２％程度大きく，電流値と共にさらに増大して＋５％程度に達する。現在の実験段階では確かなことは解らないが，QHE状態では電子がポテンシャルの集中する端子の端から注入されることに関係するのではないかと思われる。

FIR emission from hot low-dimensional electron systems in AlGaAs/GaAs heterostructures

Institute of Industrial Science, University of Tokyo, 7-22-1 Roppongi, Minato-ku Tokyo 106, Japan
Department of Electrical Engineering, Princeton University, Princeton, NJ 08544, U.S.A.

K. Hirakawa, k. Yamanaka, M. Grayson, and D. C. Tsui

1. Abstract

We have utilized the far infrared (FIR) emission spectroscopy to investigate the "hot carrier" phenomena in semiconductor heterostructures. It is found that the radiation spectra are well explained by the theory of blackbody radiation, which allows us to determine the themodynamic temperature of the hot two-demensional (2D) electron system. The behavior of the determined effective blackbody temperatures is quantitatively explaind by a theory of acoustic and optical phonon emissions.

2. Introduction

Application of strong external electric fields to the high-mobikity 2D electron system in AlGaAs/GaAs heterojunction field-effect transistors results in a rapid rise in electron temerature as well as a drastic reduction of electron mobikity (1,2). Such "hot carrier" phenomena are one of the most important issues in practical device applications.

The combination of a broadband FIR detector and a magnetic-field tuned cyclotron resonance (CR) filter allows us a unique opportunity for a spectroscopic as well as an absolute intensity analysis of weak FIR rediation from semiconductor devices.

In this work, we have utikized this technique as a tool for a diagnosis of "hot carrier" phenomena in semiconductors and studied the broadband FIR radiation from hot 2D electrons in selectively doped AlGaAs/GaAs heterojunctions. From its spectral line shape the observed broadband FIR rediation was identified as the blackbody radiation from the hot 2D electron system. This fact enabled us to successfully determine the effective blackbody temperature (or the thermodynamic temperature) of the hot 2D electron system in a wide temperature range (~5 K to ~100 K) when the lattice temperature was kept at 4.2K.

3. Spectroscopy of the broadband emission from hot 2D electron system

We used a high-purity InSb wedge as a magnetic-field tuned CR filter together with a Si composite bolometer for our FIR detection system (3). The spectral range covered by the present detection system is ≦ 45 meV, and the resolution is ~3 meV (5-7 meV) below (above) the Reststrahl band of InSb (22.8-24.4 meV), respectively.

All the samples used in this study are AlGaAs/GaAs single interface heterojunctions. Electron densities (Ns) and low-fiels mobilities (μ) of the samples cover ranges from $3.1\text{-}4.4\times10^{11}\,cm^{-2}$ and $0.36\text{-}2.2\times10^{5}\,cm^{2}/Vs$, respectively. In the experiment, hot electrons were excited by applying voltage pulses to the source/drain electrodes of the samples. Between the samples and the Si-bolometer, a wedged InSb slab was inserted at the center of the superconducting solenoid and its CR energy was swept by applying a magnetic field. The samples were mounted outside the magnetic field. All the experiments were performed at T_L=4.2K. Fig.1 shows typical FIR emission spectra from the hot 2D electrons. In the figure, the magnetic fiels applied to the InSb filter is converted to its CR energy. It is found that the FIR emission spectra from hot 2D electrons are broad and, for higher excitations, both the intensity and the width of the emissionincrease.

We calculated the blackbody rediation spectra from hot 2D electron system by assuming a classical Drude conductibity for the 2D electron system and convolved them with the line shape function of the InSb CR peak. For the blackbody temperature of 2D electrons in the calculation, we used the values determined from the integrated intensity of the rediation, as described in the next section. The calculated spectra are plotted as dotted lines in Fig.1, and show a good agreement with the ex perimental data, which confirms that the broadbody radiation from the hot 2D electrons is indeed of the blackbody radiation origin. This fact enables us to deduce the thermodynamic blackbody temperature.

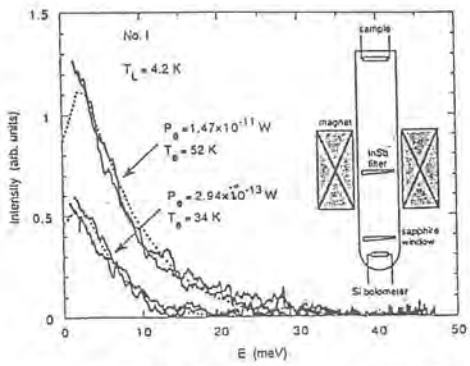


Fig.1 FIR emission spectra from hot 2D electrons. Also plotted by dotted lines are the theoretical curves for blackbody rediation. The inset shows a schematic illustration of the experimental setup for the spectroscopic measurement.

or the electron temperature T_{e*} of the hot 2D electrons from the FIR emission data.

4. Determination of the blackbody temperature of the hot 2D electron system

We next measured the integrated intensity of the broadband FIR emission, I_b, to determine T_e more sensitively. Since I_b is strongly dependent on T_e, as shown in the inset of Fig.2, sensitive determination of T_e is possible by comparing I_b with theoretical calculation. To measure I_b, the InSb filter was removed and the FIR radiation was directly detected by the Si-bolometer. In Fig.2, the measured emission intensities which are normalized by N_s and the sample area S, I_{bn} ($\equiv I_b/N_sS$), are plotte d as functions of input electrical power per electron P_e ($\equiv J_xE_x/N_s$ with J_x th e current density). It is noted that I_{bn} increases rapidly with increasing P_e in the low excitation region and shows a saturation behabior for higher P_e. By comparing the measured I_{bn} with theoretical values and the calibrated detecter responsivity (10^3 V/W), it is possible to determine T_e of hot 2D electrons.

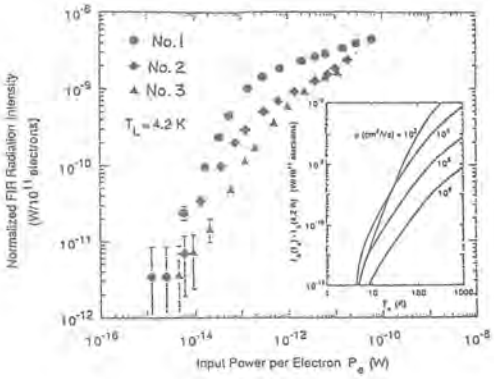


Fig.2 The normalized FIR emission intensities are plotted as functions of input electrical power per electron P_e. The inset shows the normalized blackbody rediation intensities calculated as functions of the electron temperature for defferent μ's.

In Fig.3, the determined T_e's are plotted by filled symbols versus the energy loss rate-<dE/dt>, which is equivalent to P_e in steady states. In the figure, T_e's determined by analyzing the amplirude of SdH oscillations measured on the identical samples in the same experimenral run are also plotted by open symbols. It is noted that the FIRemission method can detect a temperature rise as small as -2K and can cover up to

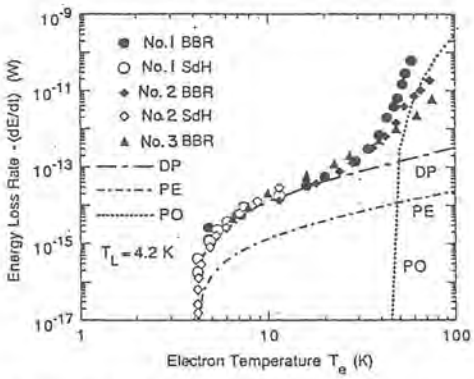


Fig. 3 The determined electron temperatures T_e versus the energy loss rates of two-demensional electrons. Full and open symbols denote FIR (plotted as BBR) and magnetotransport (plotted as SdH) results, respectively. Calculated enegy loss tates due to phonen emissions are also shown by dashed and dotted lines ; DP the deformation potential interaction, PE the piezoelectric interaction, and PO the polar optical phonon interaction.

-100K range. It is also noted that the FIR emission data and the magnetotransport data agree well with each other where they overlap, suggesting the accuracy of the FIR emission method. The determined effective blackbody temperatures of hot 2D electron (T_e) are almost independent of low-field N_s and μ, and rise repidly with increasing input power perelectron P_e, reachig 40K at P_e -5×10^{-13}W. The rise of T_e shows a drastic slowdown above 40K(1,2).

In order to understand the energy relaxation mechanisms, we calculated the energy loss rates due to acoustic and optical phonon emissions within a framework of the electron temperature model(4). The calculated energy loss rates for $N_s=5\times10^{11}cm^{-2}$ are also plotted in Fig.3. The excellent agreement between the experimental and theoretical results indicates that the dominant energy relaxation mechanism for T_e<40K is the acoustic phonon emission via deformation potential coupling, while optical phonon emmision becomes a much more efficient electron cooling mechanism when T_e> 40K. It is also noted that the rise in T_e is slmost independent of N_s when T_e<40K, which the characteristic of the screened acoustic phonon interaction(4).

5. Summary

In summary, we studied the broad-band FIR radiation from hot 2D electrons in selectively doped AlGaAs/GaAs heterojunctions. By using a wide-band Si-bolometer and a

megnetic-field tuned InSb cyclotron resonance filter, we performed a spectroscopic analysis of the FIR emission from hot 2D electrons. It is found that the radiation spectra are well explained by the theory of blackbody rediation, and the thermodynamic temperature of the hot 2D electron system has been successfully determined from 5K to 100K. The behabior of the determined electron temperature is quantitatively explained by a theory of acounstic and optical phonon emmisions.

6. Acknowlegments

We thank Y. Zhao, Y. P. Li, and Dr. L. Engel for experimental support, and Prof. S. A. Lyon for descussions. Thanks are also due to Dr. R. J. Wagner of Naval Research Laboratory for high purity InSb wafers. This work is supported by the ARO under the contract No. DAAL03-89-K-0036.

7. References

(1) H. Sasaki, K. Hirakawa, J. Yoshino, S. P. Svensson, Y. Sekiguchi, T. Hotta, and S. Nishi, Surf. Sci, 142, 306(1984).

(2) J. Shah, A. Pinczuk, H. L. Stormer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, Appl. Phys. Lett. 44, 322(1984).

(3) M. Helm, E. Colas, P. England, F. DeRosa, and S. J. Allen, Jr. Appl. Phys. Lett. 53 1714(1988).

(4) K. Hirakawa and H. Sasaki, Appl. Phys. Lett. 49, 889(1986).

テラヘルツ電磁波発振と分光への応用

通信総研　阪井清美
谷　正彦
阪大・工　中島信一

1. はじめに

レーザー技術が発達して，フェムト秒オーダーの時間幅の光パルスが容易に操れる様になった。又，半導体結晶成長技術及び半導体集積回路技術が画期的に進歩した。この様な技術的背景をもとに，新しい型のテラヘルツ帯の電磁波発振器，受信器の開発が可能になった。我々が開発に成功した信号源は，デスクトップの比較的小規模のもので，発振器・受信器とも室温で動作する。この電磁波発振の原理はヘルツダイポール（Herzian dipole）で，古くから知られてきたことであるが，最新の技術によって初めて実現可能になったものである。ここでは主として，この電磁波発振と受

信を述べ，一部，固体内の超高速現象についての若干の成果にも言及する。

2. テラヘルツ電磁波発振器，受信器及びテラヘルツビームシステム[1)]

デバイスは，光伝導寿命の極めて短い低温成長GaAs(LT-GaAs) と呼ばれる基板の上に作製した。これは半絶縁性GaAsを基板とし，その温度を200℃～300℃に保ち，その上にMBEでエピタキシャルGaAsを1.5μm厚に成長後，600℃でアニールを施したものである。ポンププローブ法と呼ばれる過渡現象の測定法を使って評価した結果，基板温度250℃のものの寿命が最も短く，250fsの値を得た[2)]。LT-GaAsはキャリア寿命が短いという特性の他に，高抵抗（$\rho \sim 10^7\ \Omega$cm）で高移動度（～150cm^2/Vs)という特長も兼ね備えた優れた高速の光伝導体である。

発振器はLT-GaAs基板上にコプラナーストリップ線路と，その中央に微小ダイポールアンテナをNi/Ge/Auの積み重ねで作製し，上下のストリップ線路間に直流電圧を加えたもの，受信器は発振器と同じ形状のものに，電圧源の代わりに電流増幅器を接続した形になっている。

発振器と受信器を組み合わせたテラヘルツビームシステムは図1のようになっている。フェムト秒レーザーからの光パルスで，発振器のアンテナの間際を励起すると，光伝導キャリアの発生により短絡し，ダイポール発振を行う。又，レーザーで受信器のアンテナの間隙を照射し，回路を閉じて，アンテナで受信される電磁波によって誘起される電圧により流れる電流を測定することにより電界を測定する。発振器光パルスで励起する度に同様のテラヘルツ電磁波が発振するものとして，発振器側を励起した同じフェムト秒レーザー光の一部を取り出してこれに遅延をかけ，遅延時間を変えながらサンプリングして，その電磁波の波形を再現する。発振器，受信器ともSiの半球レンズと組み合わせてその平坦部にマウントし，レンズと放物面鏡でコリメーションと集光を行う光学系になっている。

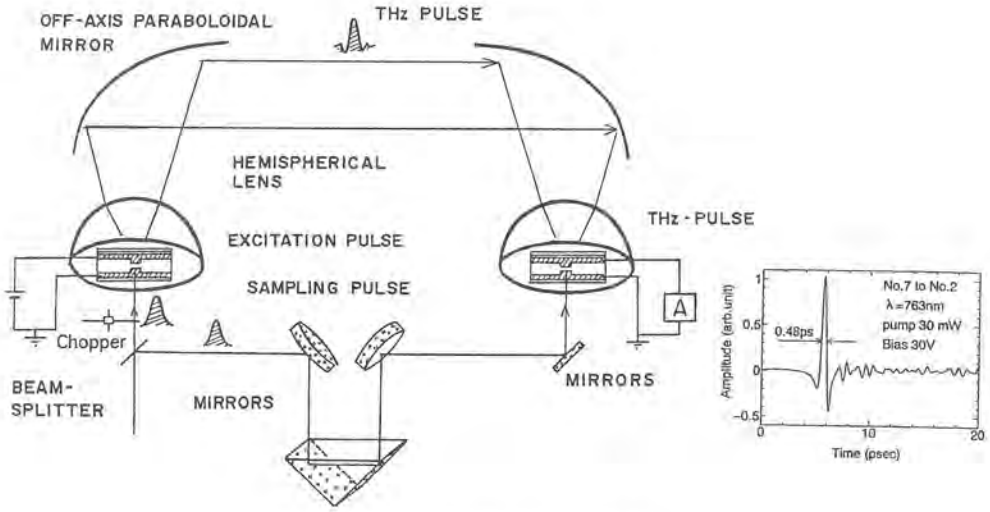


図1　テラヘルツビームシステム

実際に測定される信号は，図1の挿入図のような形をしている。この信号をフーリエ変換したものが図2のように，3THzまで拡がったスペクトルになっている。ダイポールアンテナを持たない単純なストリップ線路型の発振器では，4THzまで拡がったスペクトルを得た。

3. コヒーレントフォノンの観測

時間幅Δtがピコ秒以下の短パルスレーザーを物質に照射した場合，フォノンの振動の周期T（＝2π／ω）がΔt＜Tであれば，このレーザーの衝撃によって位相の揃った原子の集団であるコヒーレントフォノンを発生させることができる。種々の物質でコヒーレントフォノンの発生と検出が行われている。図3に1例として$Ti:Al_2O_3$レーザーを用いて，ポンププローブ法で求めたBiの反射率変化ΔR／Rを，プローブ光の遅延時間に対してプロットしたものを示した。時間と共に減衰して行く振動成分が見られる。この振動の振動数はBiのAモードの振動数97cm^{-1}に等しく，減衰定数は3.6psecである。この様な実時間計測法による低波数領域のフォノンの観測は，新しい分光法として注目される。

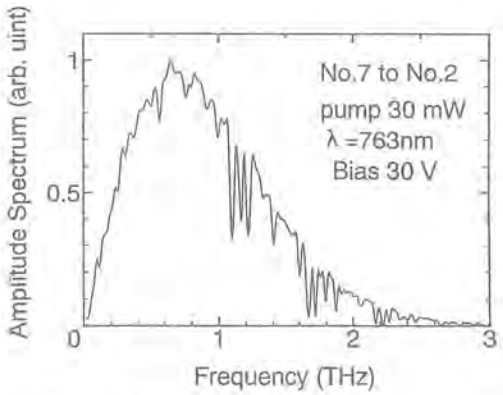


図2　発振した電磁波のスペクトル分布

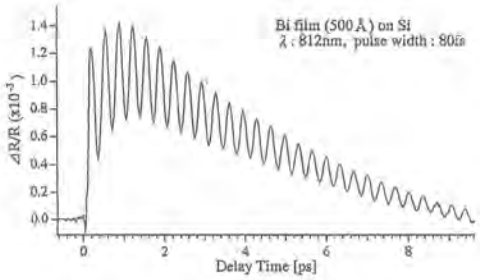


図3　フェムト秒レーザーを用いて測定したBiのコヒーレントフォノン

参考文献

1) 阪井，中島：日本分光学会シンポジウム（平成6年11月29日，大阪）予稿集，51（1994）．

2) M. Tani et al : Jpn. J. Appl. Phys. 33, 4807(1994).

高精度計測のためのcw遠赤外レーザー

中部大・工　岡島茂樹
核融合研　川端一男

1. はじめに

1964年に，放射励起遠赤外ガスレーザーが報告されて，遠赤外レーザー計測が大きく展開し始めた。1970年にCO_2レーザー励起の遠赤外ガスレーザーが報告されてから，レーザー線数が急激に増加し，レーザー線が広い遠赤外波長領域を埋め尽くす様になり，各種遠赤外計測が飛躍的に発展した。遠赤外レーザーは今も着実改良が進んでおり，当初と比べて，第3世代に入った感がする程性能が良くなり，高精度計測が可能になってきて。しかし，実際に使用されているレーザー線数は少なく，特性を良く調べないで使用している場合，計測目的に対して不満足な装置を抱えて苦労している場合も案外多いのが実情である。

2. 計測用光源として要求されるレーザーの性能

レーザーを計測光源として用いる場合，次の要求を満たさねばならない。

(1) 高出力：計測の可能性を広げる，得られる信号の強度やS/N，検知器に対する負担を軽減する，等に対して重要。

(2) 低雑音：計測精度を高めるために必要

(3) 高安定：高精度・高信頼度で計測するため，メンテナンスフリーで計測するために，出力，周波数，偏光方向，モード等が短時間（計測時間中），長時間（実験中）共に安定である事。

(4) 単一モード：定った方向に直線偏光した，ガウス型分布の，広がりの少ないレーザービームの得られる事，ヘテロダイン計測に対してはセルフビートの生じない事。

(5) 必要なスペクトル幅：計測目的に合ったスペクトル幅が得られる事。

(6) 安　全：実験者に対しても，各種実験装置に対しても安全である事。

(7) 取扱いが簡単，メンテナンスが容易：計測装置として一般的に必要な事。

(8) 低運転経費：長期間の計測を考えた時に運転経費の安価である事が大切。

(9) 性能評価：計測装置を設計して，その分解能や信頼性を見積る場合，測定データを解析する場合に，用いるレーザーの性能評価が正確に出来ている事が重要。

3. 計測用の遠赤外ガスレーザーの現状

3.1 放電励起cw遠赤外ガスレーザー

放電励起遠赤外レーザーとしては，原子レーザー，分子レーザーがある。しかし，cw発振し，実際の計測用光源として使われているのは$HCN(DCN)$，$H_2O(D_2O)$のみである。この種の装置は市販品が無く，自己開発が必要である。放電励起型では，レーザー線数が少ない事以外に，放電雑音の問題，

HCN系レーザーでの管壁へのポリマー付着の問題，等があるが，レーザー管が1本で済み，目的によっては便利なレーザーである。

我々が開発したレーザーは，長さ5m（LaB_6熱陰極を使用）で，共振器を全反射平面鏡（可動）とメッシュで構成している。337μm HCNレーザーで0.5W，190，195μm DCNレーザーで約0.6〜0.8Wのcw出力を得ている。フリーランニング動作での出力変動は数%／h以下で，ポリマーの付着の問題も解決している。低雑音動作や周波数安定動作も実現している。

3.2　cwCO_2レーザー励起遠赤外ガスレーザー

現在，100以上の分子から4000本以上のレーザー発振線が報告されている。しかし，計測光源として使用されているレーザー線数は非常に少ない。これには次の事が考えられる。

(1)　不安定な分子や腐食性の強い分子や毒性の強い分子等の様に取扱い難い分子，高価な同位体，等からのレーザー発振線が多い。

(2)　ポンプオフセット周波数の高いレーザーや，スタルク効果を利用して発振させるレーザー，等の様に通常のcwCO_2レーザーでは発振させ難いレーザー線が多い。

(3)　1本の励起CO_2レーザー線に対して近接波長で2本以上の発振線が同時発振して，計測に利用する場合，波長を分離するのにかなり工夫の必要なレーザー線が多い。

(4)　パルス発振のみで観測されているレーザー線もある。

(5)　高出力の得られるレーザー線が少ない。

(6)　詳細な特性の不明なレーザー線も多い。

この種のレーザーの市販品としては，海外の製品があるが，問題点も多く，各計測目的に対して要求される性能を満たしているか十分検討した上で設備する事が重要である。

筆者達が開発したレーザーを紹介する。励起用cwCO_2レーザーは内部鏡方式で，共振器は長さ2.4mで回折格子(150本／mm）とZnSe出力鏡(PZTに取り付け，真空窓兼用）で構成し，間隔はフリーランニング動作での安定化のためにネオセラムロッドで固定している。遠赤外レーザー（内径35.2mm）は双子型で，利得幅内でのヘテロダインビートが得られる。レーザー共振器（長さ2.19m）は軸外しの入力結合孔（バックトークの軽減化のため）を持つAuコーティングのCu鏡（平面鏡）と，Siハイブリッド鏡（可動）で構成している。現在，10P(20)線で最大出力200W以上を，各ブランチの多くの発振線で100W以上の出力を得ている。レーザーはシングルモード動作し，フリーランニング動作での出力変動は±0.2%/h以下である。遠赤外レーザーは，例えば9P(36)CO_2レーザ励起の119－μmCH_3OHレーザーに於て93W励起で約450mWの安定出力を得ている。フリーランニング動作での出力変動は±2.5%/h以下が達成している。双子の遠赤外レーザーのヘテロダインビート（1〜3MHz)信号は，セルフビートが無く，周波数の変動は±10kHz/hである。

4.　計測光源としての利用するに当たっての注意点

(1)　レーザー装置に悪影響を及ぼしたり，危険な気体は可能な限り避ける方が良い。

(2) レーザー製作時には，要求に対して出力は2倍，安定性は1桁上を考えるのが良い。

(3) フリーランニング動作で不安定なレーザーやモード構造の複雑なレーザーは帰還制御では安定化出来ない。フリーランニングで安定で，モードのきれいなレーザーのみ制御で更に安定にする事が可能である。

(4) 同一励起レーザー線に対して何本かの遠赤外レーザーが同時発振する場合が多い。波長分離されている事，その特性（発振線の構成，モード，出力等）を使用前に測定しておく事が重要であり，文献値をそのまま信用する事は危険である。

5. 今後の課題

遠赤外レーザーは，まだ一部の発振線しか使われていない。計測用光源として有用な遠赤外レーザー線の更なる開発が必要である。また，動作特性の不明確なまま使用されている危険性があり，発振線及びその動作特性に関するデータベースの整備・拡充が必要である。しかし，広い遠赤外波長領域に対して各研究室でそのすべて行う事は効率が悪い。今後は，各研究室で使用しているレーザーに対する情報提供しあってデータベースを作り，それを利用する方式が得策であると考える。そのための情報ネットワークシステムを作る事が出来ればと考えている。

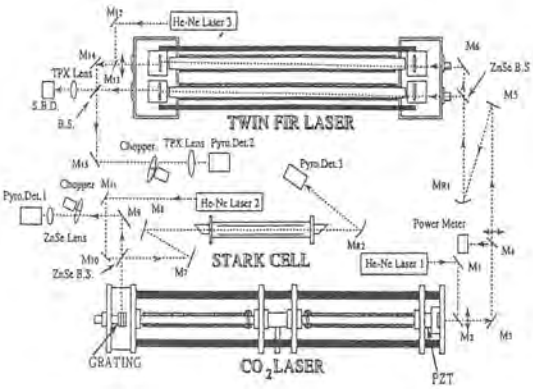


図1　CO_2レーザー励起FIRレーザー装置

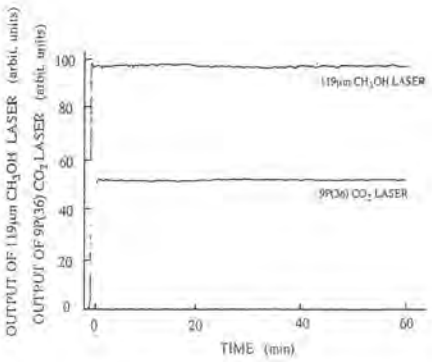


図2　9P(36)CO_2レーザー励起119-μmCH_3OHレーザーの長時間安定性（フリーランニング動作）

短パルスサブミリ波光の発生と検出

理研・フォトダイナミクス研　莅戸立夫
猿倉信彦
劉　振林
瀬川勇三郎
水野皓司
東北大・電通研　南出泰亜
水野皓司

1. はじめに

半導体基板にそのバンドギャップエネルギー以上のフォトンエネルギーを持った光を照射し，フリーキャリアーを発生させることにより，サブミリ波帯における基板複素屈折率を変化させることができる。この方法でサブミリ波光の反射あるいは透過を制御することが可能と考えられる。本技術に関して，中赤外領域では多くの実験が行われているのに対して，サブミリ波帯ではシリコン基板を用いた実験が数例あるにすぎないのが現状である。我々は，半導体基板としてノンドープ・シリコン（Eg＝1.12eV）あるいはノンドープ・GaAs（Eg＝1.42eV）基板を用い，フリーキャリアー発生のための照射光としては，Q－スイッチNd:YAGレーザーの波長1064nm（hv＝1.16eV）の基本波及び355nm(hv＝3.50eV）の３倍波（パルス半値幅：～10nsec，エネルギー：～20mJ，繰り返し周波数：10Hz）を用いることにより，サブミリ波光の高速スイッチング，短パルス形成，あるいは変調等の技術を開発することを目的に研究を行っている。

以下に，これまでに得られた実験結果についてその概要を示す。

2. 実験装置及び方法

図１に実験装置を示す。図のように，波長214μmのサブミリ波光（基板に対してTM入射）に対して，基板多重反射効果により決定される透過光最大となる角度（θ_{Tmax}）に基板を置き，YAGレーザー光を照射したときのサブミリ波反射光及び透過光を，我々が製作したショットキ・ダイオード検出器（常温動作，感度：＞400V/W，カットオフ周波数：＞10THz，応答速度：≫10GHz)により観測した。検出系トータルでの応答周波数帯域はショートキ・ダイオード検出器周りの回路系により決定され，現在のシステムでは50Hz～400MHzである。シリコンあるいはGaAs基板は，その屈折率変化がより大きく反射あるいは透過特性に反映されるエタロン動作となるように，設定厚さに対して±１μmの平坦度で両面鏡面研磨されている。

3. 実験結果

図２は，シリコン基板を用い，波長1064nm光を照射した場合の透過サブミリ波強度変化の全景(a)及び立ち下がり部分(b)を示している。図より，10nsec程度のスイッチングが実現されていること

がわかる。図3に波長355nmのUV光を照射した場合の，照射光強度に対する，サブミリ波の反射，透過それぞれの変調度の変化を示した。GaAsはシリコンと比較して，その過剰キャリアーの緩和時間が格段に短く，短パルス発生に適した材料と考えられる。図4はGaAs基板を用いた場合の，反射光(a)及び透過光(b) の時間変化を示したもので，図のように半値幅10nsecの短パルスが得られている。

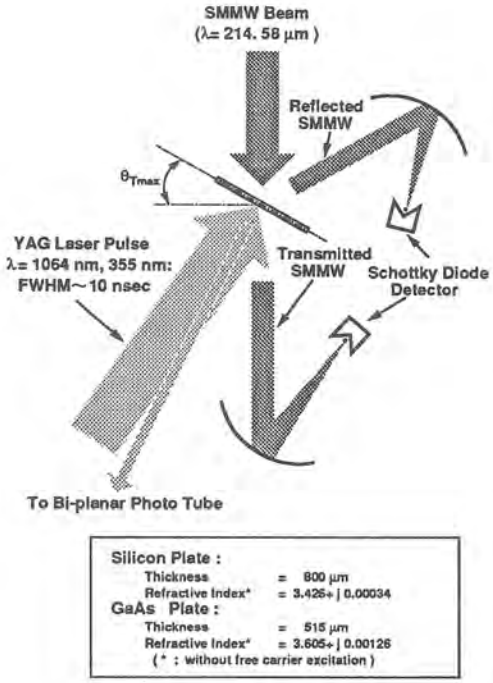


図1　実験システム

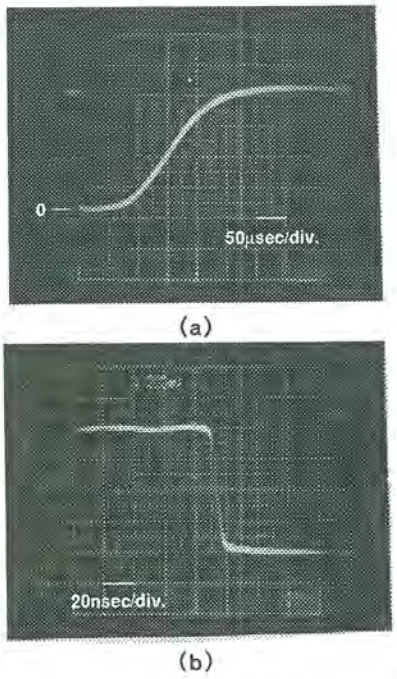


図2　透過光強度変化

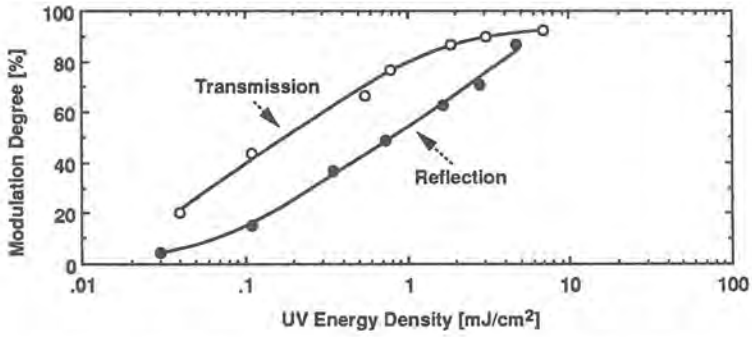


図3　照射光強度に対する、透過、反射での変調度の変化

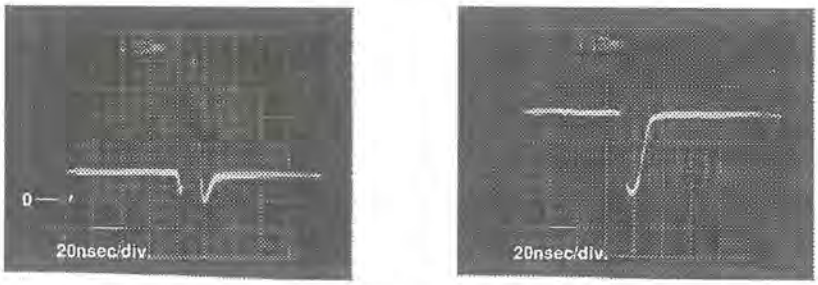
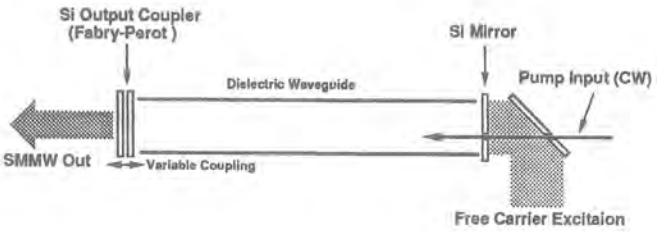


図4　GaAsを用いた場合の反射光（左）及び透過光（右）強度変化

4. むすび

フリーキャリアーによる複素屈折率変化を利用することにより，サブミリ波光の10nsecのスイッチング，半値幅10nsecの短パルス形成を実現できた。現在我々は，このような高速スイッチング特性を利用した光励起型（CO_2レーザー励起）サブミリ波レーザーQスイッチの実現可能性について，理論及び実験の両面から検討を進めている。実験装置構成としては，図5に示すように，光励起型サブミリ波レーザーの共振器を構成する出力鏡及びCO_2レーザー光の結合鏡を共に平坦度の良いノンドープ・シリコン基板とし，後者に光照射を行うものについて検討を行っている。

本研究を行うにあたり，貴重なご助言をいただいた，東北大学電気通信研究所Jongsuck Bae教授に感謝致します。



パラおよびオルソ水素ラマンレーザーとその応用

理研　須田　亮
田代英夫

1. はじめに

CO_2レーザーは，その発振線が9 μmから11 μmに渡って100本以上に及び，10%以上の効率で高出力発振する。また，技術的に確立された実用性の高いレーザーである。これらの特長に加えて，さらに波長選択域を広げるため，CO_2レーザーを励起源とした水素ラマンレーザーの研究が進めら

れてきた。ラマンレーザーは励起波長に対する制約がなく，励起光の波長可変性がそのまま反映される。また，ラマンシスト量が分子に固有であるため，ラマン媒質を選択することにより所要の波長域に変換することができる。このようなことから，特に，13μmから17μmに強い吸収帯を持つ重金属化合物の同位体分離の研究において中心的役割を果たしている。ここでは，UF_6の分子法同位体分離を主な目的として，理化学研究所において開発されてきた水素ラマンレーザーについて述べる。

2. 水素ラマンレーザー

CO_2レーザーを励起光とした水素ラマンレーザーでは，水素分子の回転ラマン遷移を利用する。周知のように，水素分子には合成核スピンが0と1の分子種，すなわち，パラ水素とオルソ水素が存在し，こら相互の転換が非常に遅いため独立の分子と見なせる。分子の対称性により，パラ水素では回転量子数Jが偶数，オルソ水素では奇数の状態のみが許される。ラマン遷移の選択則は$\Delta J = 2$であり，それぞれ$J = 0$，$J = 1$を始状態，$J = 2$，$J = 3$を終状態とした354cm^{-1}，587cm^{-1}のラマンシフトが得られる。同様に，重水素においても，パラ重水素とオルソ重水素でラマンシフト量は異なり，それぞれ297cm^{-1}，179cm^{-1}である。ただし，重水素の場合は，回転量子数が奇数のものがパラ，偶数のものがオルソである。これは，常温において平衡濃度が高い方をオルソと呼ぶ慣例にもとづいている。図1に，重水素を含め水素ラマン変換により得られる波長域を示す。一次ストークス光（S1）により30μmまで，二次ストークス光（S2）を含めると波長選択域は50μm以上に及ぶ。実際には，単独で利用可能なパラ水素とオルソ重水素をラマン媒質とすることが多い。これらは，図2の平衡濃度の温度依存性から分かるように，20K以下の低温下で触媒を用いてパラ－オルソ転換を行うことにより単離される。オルソ水素も常温で75％の平衡濃度があるので，25％のパラ水素を含んだままラマン媒質として利用できるが，利得はその分低下する。現在まで得られている最長波長は，パラ水素をラマン媒質とした2次ストークス光の28μmである[1]。

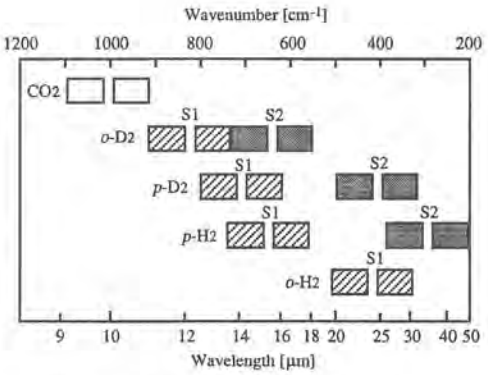


図1　水素ラマンレーザーの波長域

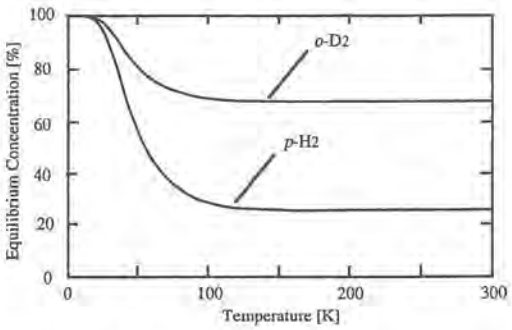


図2　パラ，オルソ水素平衡濃度の温度依存性

3. システムの構成

一般にラマンレーザーの利得係数は長波長領域では小さくなる。レーザー光とラマン媒質との相互作用長を長くしてこれを補うために，ラマン媒質を封入したセルの中で二枚の対向するミラーによりレーザー光を多重反射・集光させる，いわゆるマルチパスセル(MPC) が用いられる。励起光を発生するTEA CO_2レーザーでは，MPCとのモード整合が容易なガウシアンビームを得るため，MOPA (Master Oscillator-Power Amplifier) 方式が採られる。図３のような構成により，励起光エネルギー５Ｊに対して１Ｊ以上のストークス光が得られている[2]。

パルス当たりのさらなる高出力化は可能であるものの，応用上これ以上を必要としないという事情から，むしろシステムの高性能化・簡略化に重点が置かれて装置開発が進められてきた。励起光エネルギーの低減のためCWダイオードレーザーの注入が行われ[3]，またラマン媒質を液体窒素温度まで冷却することなく室温でラマン変換が可能となった[1]。最近では，MOPAシステムに代わって，不安定共振器構成のパワーオシレーター一台から励起光を発生させ，それを直接ラマン変換する方法が注目されている。パワーオシレーターから発生する環状ビームは伝搬に伴いビーム形状が変化するものの，MPCとのモード整合が可能であることが分かり，さらに，ガウシアンビーム励起と同等のラマン変換効率が得られることが確かめられた[3]。

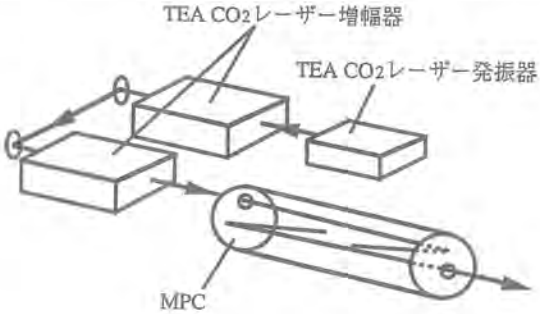


図３　水素等マンレーザーシステムの構成

4. 励起用CO_2レーザーの高性能化

前述のように，ラマンレーザーでは励起波長に対する制約がなく，励起光の波長可変性がそのまま反映される。従って，スペクトル特性や波長可変性に関しては，殆どがCO_2レーザーの性能に依存する。通常のTEA CO_2レーザーは発振線が離散的に分布するため，連続的な波長可変性はない。これを可能とするために，レーザー媒質の圧力を５～10気圧に高めた高気圧CO_2レーザーが用いられる。しかし，マルチ縦モード発振であるためスペクトル幅が数GHzから10GHzと広く，同位体分離などに用いるには狭帯域化が必要とされる。一般に注入同期による単一縦モード化がその有効な手段として知られているが，注入光を発生するCW CO_2レーザーが各遷移線の中心波長しか波長選択できないため，高気圧CO_2レーザーの連続波長可変と単一縦モード発振は同時に達成されていない。このような背景のもとで，CW CO_2レーザーに複数の同位体CO_2を用いその発振線の数を増加させて，高気圧CO_2レーザーの発振線の中心波長以外で注入同期を行うことが可能となった[4]。また，同時に，スペクトル幅＜６MHz，繰り返し動作時の周波数安定性±５MHz が達成されている。さらに，CO_2レーザーの共振器内で能動的に周波数シフトを行うアクティブシフト法を考案し，TEA CO_2レー

ザーを用いて2GHzまでの連続可変周波数シフトを実現した[7]。高気圧CO_2レーザーに適用することにより，連続波長可変・単一縦モード動作が可能になると考える。

参考文献

1) H. Tashiro et al., Opt. Lett. 10, 80(1985).
2) K. Midorikawa et al., J. Appl. Phys. 54, 1501(1985).
3) M. Uchida et al., Opt. Lett. 14, 1350(1989).
4) K. Midorikawa et al., Appl. Phys. Lett. 47, 1033(1985).
5) 須田他，日本原子力学会1995年春の大会要旨集，p.581(1995).
6) A. Suda et al., IEEE J. Quantum Electron. 30, 2670(1994).
7) A. Suda et al., Opt. Lett. 18, 1982(1993).

遠赤外線・サブミリ波による天文観測

国立天文台　野辺山宇宙電波観測所　松　尾　　宏

1. はじめに

赤外線天文衛星（IRAS）および宇宙背景放射探査衛星（COBE）により，近赤外線から遠赤外線にかけての宇宙の姿が明らかになってきた。遠赤外線領域では我々は銀河系自体が発する星間塵（ダスト）の熱放射が観測され，非常に温度の低い（絶対温度約10Kの）ダストが大量に宇宙空間に存在することがわかってきた。

一方で，地上の大口径ミリ波望遠鏡やサブミリ波望遠鏡により太陽系に近い星の周りに惑星系が形成される姿が次第に明らかにされつつある。野辺山宇宙電波観測所では星の周りを回転する円盤状のガスを複数の天体で発見されている。望遠鏡をさらに遠く我々の銀河系の外に向けると，遠くの渦巻き銀河にもガスとダストが観測され，その構造や進化が研究されている。

2. 野辺山45m鏡ボロメータアレイ観測システム

我々は大口径ミリ波望遠鏡を用いて星間ダストの観測を行うため，ボロメータを複数個用いた観測システムを製作した。観測周波数150GHz（波長2ミリ）で広帯域（40GHz)を持つ7個のボロメータを用いたマルチビーム受信機である。

天体からの信号は非常に微弱であるため，口径45mの望遠鏡といえどもミリ波で集光できるエネルギーは最も明るい天体で約1pWである。一方，雑音となる大気の放射は約30pWであり，大気の影響を避けながら観測を行うことが必要である。このためボロメータの読み出しにAC差動ブリッジ回路を採用し，ボロメータ出力間の差動信号を精度よく読み出すことができる。

製作したボロメータの雑音等価エネルギー(NEP) は1×10^{-16}W/$\sqrt{\mathrm{Hz}}$であり，大気放射の統計的

ゆらぎ（フォトンの個数Nのゆらぎ～$\sqrt{N}$)のエネルギーとほぼ同じであり，背景放射限界の観測装置となっている。45m鏡に搭載することで，このボロメータアレイはミリ波において世界で最も感度の高い観測システムとなっている。

3. ロケット搭載サブミリ波望遠鏡

サブミリ波領域では大気が不透明であり，観測は標高300m以上の高山から，あるいは，宇宙空間から行う必要がある。高感度観測に宇宙空間からの観測が有利であるのは言うまでもない。我々は，このような観測を実現するため，観測ロケット（S-520-17）に搭載するサブミリ波望遠鏡を製作し，サブミリ波領域における星間ダスト放射の観測を行った。

製作した望遠鏡は，口径30cmの主鏡と冷却光学系および検出器で構成される。宇宙空間の低背景放射環境を生かすため，主鏡材料に純度の高いアルミニウムを用いたオフセットグレゴリアン光学系を採用した。これにより常温部分の放射率が1％以下となっている。焦点面検出器として用いた0.3K冷却のボロメータアレイは7×10^{-17}W/$\sqrt{\mathrm{Hz}}$（@500μm)の検出感度を持ち，観測中心波長は500ミクロン（6素子）と250ミクロン（6素子）である。望遠鏡とボロメータとの結合にシングルモード円錐ホーンを採用し，ホーンとボロメータの結合効率も含めて最適化されている。望遠鏡のビーム幅はいずれの波長でも約10′であり分子雲の構造を分解して観測するには十分な分解能および感度を持っている。

1995年2月23日に，このサブミリ波観測ロケットS-520-17号機は宇宙科学研究所鹿児島宇宙空間観測所より打ち上げられ，オリオン分子雲のマッピング観測を行った。ロケットのロール軸制御によるラスタースキャンによりオリオン分子雲全領域（約10度×10度）にわたるマッピング観測を行った。現在，取得した観測データの解析中である。

サブミリ波・遠赤外光で見る星間分子雲

分子研　斎藤修二

1. 序

今回の研究会では次の項目についてご報告した。

(1) サブリ波分光法

(2) 遠赤外分光器の開発

(3) 星間化学と宇宙電波分光

(4) サブミリ波・遠赤外光と分子

(5) 富士山頂サブミリ波望遠鏡計画

このうち(1)～(3)の項目については，平成4年度に参加させていただいた物性研短期研究会「物質

科学の将来－物性物理とその隣接分野」の報告書に既に報告してある内容（p.61－84）とかなり重複するので，そちらを参照されたい。(4)，(5)の項目の内容について以下に報告する。

2. 富士山頂サブミリ波望遠鏡計画

宇宙からのサブミリ波を観測する目的で，サブミリ波観測には国内唯一の適地と考えられる富士山頂（標高3776m）に電波望遠鏡を設置し，中性炭素原子スペクトル線による星間分子雲の広域観測および星間塵関連分子の探査をおこない，星間分子雲における物質進化過程の総合的解明を目指す。本稿では，我々の研究目的を概説した上で，計画しているサブミリ波望遠鏡の概要，建設計画の準備状況を紹介する。なおこの計画は，我々がここ数年行ってきた星間化学の次の展開を目指して生まれたもので，化学：分子科学研究所（斎藤，尾関），物理学：東京大学理学部（山本，関本）及び天文学：国立天文台（稲谷，大石）の三分野にまたがった学際的な研究計画である。

2.1 ミリ波天文学とサブミリ波天文学

これまでミリ波領域の電波望遠鏡を用いた観測により，星間空間に多種多様な分子種が存在し，それらが分子雲を形成し，その内部で星形成過程が進みつつある様子が明らかにされてきた。しかし，それらの分子が関与する化学過程は定量的，総合的な解釈には到達していない。分子雲の中では化学過程と物理過程が密接に関わっている結果として，分子のスペクトル線を利用して明らかにされる物理過程も定量的でかつ一義的な結果が得られないことになる。その理由としては，分子雲の進化過程に大きな影響を与える炭素の流れの解明，特に分子雲進化の初期過程における炭素の定量的な在り様が良く分かっていないことや，星間化学過程や物理過程への関与が確実と考えられながら，固有な観測手段を欠いているためにその存在形態や役割の解明が進んでいない星間塵の関与が考慮されていないためと考えられる。

このような状況を打開する方法として，ミリ波領域よりもややエネルギーが大きく（－50K），技術的に未発達であったサブミリ波領域での電波望遠鏡を開発し，これを用いて中性炭素原子のスペクトルおよび星間塵関連分子のスペクトルの観測を行い，上記の問題の解明を進める。中性炭素原子の492GHzのスペクトル線を用い，多くの分子雲や銀河面について広域観測を行い，これまでのCO分子のスペクトル線やC^+イオンを用いた結果と比較することにより，分子雲における炭素の流れを主軸にした化学進化の解明が可能になると考える。また，サブミリ波領域には多くの基本的な原子の水素化物，金属水素化物，あるいは重水素化物が重要なスペクトル線を持ち，これらをサブミリ波望遠鏡で追跡することにより，分子雲における星間塵の役割の解明，ひいては気相化学過程と塵関連化学過程の分離が可能になり，結果として，星間分子雲進化の総合的解明が可能になると考える。

2.2 富士山頂サブミリ波望遠鏡

2.2.1 望遠鏡サイト

サブミリ波は大気に含まれる水蒸気による吸収を強く受ける。従って，地上からサブミリ波の天

体観測ができるのは，標高の高い乾燥した観測サイトだけである。1000GHzまでの大気の窓を通してサブミリ波を観測するためには，大気に含まれる水蒸気が可降水量として0.5mm以下であることが望ましい。1989年10月から1993年３月の気象庁富士山測候所の観測データを調査した結果，サブミリ波帯での観測が可能な日は10月から４月までであり，主に11月から２月までに集中している。11月から２月までの観測可能な時間数としては1584時間になり，総時間2880時間の55％にのぼる。しかも，水蒸気圧が0.5hPa（可降水量で１mm）以下となる，サブミリ波観測に非常に好条件な時間は1094時間で，総時間の38％にあたる。天候が安定している場合は，一日中，水蒸気圧，気温の変化が小さく，昼夜連続して観測可能である。

このように，気象データから見ると，冬季の富士山頂はサブミリ波観測に非常に適している。このことを実際に確かめるために，昨年秋に気象庁富士山測候所の協力を得て，小型レドームに格納した220GHzのラジオメーターを設置し，冬期の大気透過度の自動測定を行った。11月と12月の測定データを解析した結果，492GHzで観測可能な時間の割合が30～40％あることがわかった。この結果は上記の気象データからの推測とほぼ一致し，また，ハワイ島マウナケア山頂での年平均値と同じである。１月，２月のより寒冷で乾燥した条件では，さらに観測可能な時間が長くなると予想される。このことから，富士山頂は，世界的に見てもサブミリ波観測の第一級のサイトと結論できる。山頂での望遠鏡サイトとしては山頂西部外輪山の西安河原を予定している。

２.２.２　サブミリ波望遠鏡

主鏡は実効口径約２mのオフセット鏡を予定している。この望遠鏡の空間分解能は492GHzで約１′であり，近傍の分子雲の構造を十分に分解できると同時に，比較的広い領域をサーベイするのに適しており，またオリオンKLや銀河中心での分子スペクトルの観測にも十分な感度が得られる。1THzまでの観測が可能なように面精度は15μ以下とする。中性炭素原子の広域観測や分子スペクトルの高感度探査を行うために，光学系はオフセットカセグレン型とし，高いビーム能率の望遠鏡を開発する。冬期富士山頂では，気温が－10～－30℃，風速10～16m/sであり，この気象条件下で観測を可能にするために，望遠鏡を直径６mのレドーム内に収納する（図1）。レドームの材質としては，サブミリ波での透過率が高く，着氷着雪に対して摩擦係数の非常に

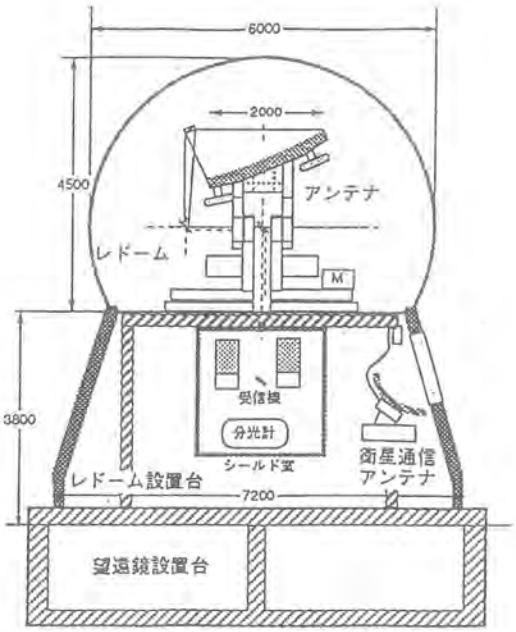


図１　富士山頂サブミリ波望遠鏡

小さいテフロン系繊維を予定している。また着氷着雪および露結を防ぐためにヒーターをレドーム内に設置する。

2.2.3　受信機および分光計

最初360,492GHzの高感度SIS受信機を開発し，360GHz受信機はアンテナの指向精度の確認に用い，492GHz受信機は中性炭素原子のスペクトルおよび分子スペクトルの観測に用いる。富士山測候所の気象レーダーの影響を避けるために，受信機，中間周波増幅部，分光計などは内辺約２m立方のシールドルームに格納する。中間周波数としては低雑音増幅が可能な1.2～1.7GHz帯にする。電波分光計には，分解能0.5MHz，帯域幅500MHz，2048チャンネルの音響光学型分光計を用いる。山頂での設置と遠隔制御による使用を考慮して，小型で安定なものを開発する。

2.2.4　望遠鏡の運用

冬期富士山頂に滞在して望遠鏡を運用することは難しいので，望遠鏡の運用は通信衛星のデジタル通信を介して主機関に設置する親計算機から遠隔制御を行う。そのために山頂および主機関に衛星通信用のアンテナおよびモデムを設置し望遠鏡の運用を含んだ遠隔制御のソフトウエアを開発する。

2.3　年次計画

望遠鏡本体は最初の二年間で製作し，三年目に分子科学研究所あるいは国立天文台野辺山にレドームとともに仮設置して，総合的な動作試験を行う。その間山頂には望遠鏡設置台，およびレドーム設置台を設置し，４年目に望遠鏡本体およびレドームを移設し，完成させる。４年目の秋に遠隔制御部分を含む望遠鏡システム全体の試験を行った上で，試験観測を行う。その年の冬期には本観測をスタートさせる（図２）。

最初の本観測としては，492GHzの中性炭素原子のスペクトル線を用いて，近傍分子雲のサーベイ観測および492±10GHzの周波数範囲の分子スペクトルの観測をおこなう。翌年は，新たに開発した700GHz帯のSIS受信機を用いて各種分子スペクトルのサーベイ観測を開始する一方，中性炭素原子

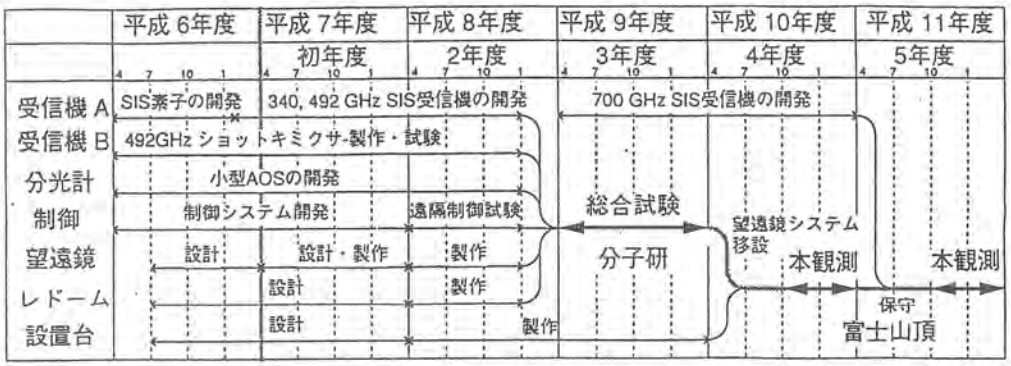


図２　富士山頂サブミリ波望遠鏡開発・建設年次計画

のスペクトル線による銀河面のサーベイ観測も行う。本研究で建設する2m望遠鏡は高いビーム能率を持ち，また直交する2偏波を同時観測できる特徴がある。さらに，専用望遠鏡なので長時間にわたる積分が可能である。これらの点は，新しい分子種の高感度探査にも非常に適している。

2.4　まとめ

星間原子・分子のスペクトル線を用いてのサブミリ波領域への展開は，今や世界の天文学の趨勢であり，国立天文台の次期大型研究施設としてサブミリ波領域をも観測可能な大型ミリ波サブミリ波干渉計計画がわが国全体の天文研究者の参加のもとに検討がはじめられている。我々が計画中の富士山頂サブミリ波望遠鏡がここ数年で実現すれば，上に記した星間分子雲の進化と関連する，その時点時点での研究の芽を掘り起こすことができる。しかも，その結果に基づいて，現在既に稼動中の世界中の大型・中型サブミリ波望遠鏡を利用し，我々の研究を常に世界の最先端に位置するように保つことも可能であり，世界的にみても常に第一級に保つのに寄与できると考える。

特に，1000GHzまでのサブミリ波望遠鏡に必要な高感度超伝導受信機の開発，高性能アンテナ，レドームの開発，また，セミ遠隔操作運用のシステムの開発はわが国のサブミリ波天文学のテストパイロット的な役割を果たす。これに伴って，この計画へのいろいろな分野から参加する研究者の増加，特に若手研究者の育成と参加は，これからのこの分野に対して大きな力になるであろう。結果として，今回の富士山頂サブミリ波望遠鏡の開発・建設，さらにこれを用いた研究活動は，分子分光学ならびに電波天文学両者の境界領域に対して大きな刺激となるばかりでなく，将来の大型ミリ波サブミリ波干渉計計画，南極サブミリ波望遠鏡計画，アジア天文台のサブミリ波望遠鏡計画，さらには大気圏外サブミリ波望遠鏡計画などへの展開の第一歩の意味をもつと考える。

高感度ボロメータの限界と新しい検出器

国立天文台　野辺山宇宙電波観測所　　松　尾　　宏

1.　はじめに

遠赤外線領域の広帯域検出器としてボロメータは多くの研究者に利用されている。特に，液体ヘリウム温度以下に冷却された極低温ボロメータは感度が非常に高く，多くの状況で背景放射限界の感度を達成することができる。一方で，最適なボロメータ動作温度や背景放射による限界，遅い時定数，感度の非線形性など，使用条件に対する制限も多くある。

2.　高感度ボロメータの性能

ボロメータの性能を雑音等価エネルギー(NEP) で評価すると，次式のように表すことができる。

$$NEP^2 = 4kT^2G + 4kTR/S^2 + NEP^2_{photon} + NEP^2_{excess}$$

第1項はボロメータの熱浴との熱抵抗（1/G）によるゆらぎ，第2項は抵抗温度計の熱雑音，第

3項は入射フォトンのゆらぎ，第4項は読み出しノイズなどを表す。なおSはボロメータの電圧感度（V/W)である。入射エネルギーが低く，過剰ノイズが十分に小さく，ボロメータの電圧感度が十分に高い場合は，

$$NEP^2 = 4kT^2G$$

となる。従って，ボロメータの感度を上げるためには動作温度を下げ，熱浴との熱伝導率(G)を下げる必要がある。しかし現実的には，熱伝導率を下げると時定数（$\tau \sim C/G$)が大きくなるため限界がある。τ＝constの条件下では，

$$NEP \propto T^{5/2} \quad (\text{なぜなら，} C \propto T^3)$$

となる。一方，入射フォトンのゆらぎは入力エネルギー(Q)から次式で求めることができる。

$$NEP^2_{photon} = 2Q(h\nu + kT_B)$$

ここで，T_Bは入力エネルギーをレーリージーンズ温度に換算した値である。

もう1つの条件としては，ボロメータの動作温度がおおむね以下の条件を満たしている必要がある。（ボロメータの非線形性のため動作温度が大きいと感度が急激に落ちる。）

$$\Delta T = Q/G < T/10$$

従って，Gはむやみに小さくするわけにはいかない。

例として，野辺山宇宙電波観測所で作製した0.3Kボロメータアレイ観測システムの設計例を示す。

背景放射エネルギー　30pW　→ $NEP_{photon} \sim 10^{-16} W/\sqrt{Hz}$

熱浴との伝導度　　G＝1nW/K → $NEP \sim 10^{-16} W/\sqrt{Hz}$

従って，このシステムは背景放射限界の感度を持っているといえる。

3. 超伝導トンネル接合を用いた遠赤外検出器

現在，サブミリ波で最も感度の高い広帯域検出器はボロメータであるが，熱検出器であるため，低い動作温度，低い信号レベル，2次元アレイ化が困難，といった欠点がある。そこで，当観測所では超伝導素子を用いたサブミリ波帯広帯域検出器の開発に取り組んでいる。

超伝導体のエネルギーギャップは波長にして遠赤外線からサブミリ波帯にあり，このギャップよりも高いエネルギーのフォトンの入射により超伝導体中に準粒子が生成される。この準粒子をSISトンネル接合により読み出すことができれば検出素子として用いることが原理的に可能である。この原理を応用した検出器はすでにX線の検出器として実用化されており，赤外線からサブミリ波の検出器にも応用できると期待できる。

これまでの実験により，ニオブの超伝導薄膜がサブミリ波帯の吸収膜として効率よく働くこと，ニオブによるSIS接合のリーク電流が4k以下で急激に減少することが確認されている。現在，ニオブ薄膜とSISトンネル接合を組み合わせた実験により，実用となるサブミリ波広帯域検出器の製作に着手している。

0.4Kボロメーターによる吸収係数の絶対値測定

東理大・理　佐藤政行
高沢　章
長坂啓吾

常伝導および超伝導状態の電子状態，金属－絶縁体転移に関与する励起の解明などには，遠赤外領域の吸収係数スペクトルの温度依存性は重要である。しかし，吸収スペクトルの温度変化を正確に測定することははなはだ困難である。たとえば，自由電子による吸収や，hopping伝導吸収，2マグノン吸収などは幅広い吸収であり，温度変化もあまり大きくない。このような場合には吸収強度の絶対精度に注意する必要がある。反射を無視し，透過率から吸収スペクトルを求めるときには透過率の絶対精度が要求される。

透過率は試料のある場合と，ない場合の光強度の割り算から求められる。光の絶対強度が測定できなくても，一定の未知定数cが積算されて光強度が求められるならば，透過率を計算する際に未知定数cは消える。絶対透過率を求めるためには，光の相対強度を知る必要がある。

実際にボロメーターを用いて試料の光吸収の温度変化を測定すると，無試料の状態でも，信号強度が試料ホルダーの温度に依存することがある（図1）。これは，検出器であるボロメーターの感度が，寒剤である液体ヘリウムの温度や，試料ホルダーからの光の輻射量で変化することによる。従って，吸収強度を正確に求めるためには，ボロメーターの感度が試料温度に依存しない工夫をするか，または感度をその都度，知る必要がある。ボロメーターの感度は信号光の強度によって変化するので，後者が現実的である。

ボロメーターの感度を知る方法に，Jonesによって研究されたI－V特性から求める方法がある[1]。ボロメーターは，光吸収による温度上昇を温度計の抵抗変化により検出する。ある定電流よりわずかに多くの電流を流すことで，ジュール熱が増加するが，この増加分は計算可能である。温度計は自身の発熱による温度上昇と光吸収による温度上昇を区別できないので，電流を増加させたときの抵抗変化より感度が計算できる。定電流源を用いた場合の角周波数が0のときの感度は

$$\mathrm{Res.}_{\omega}(\omega=0)=\frac{Z-R}{2V}$$

のように得られている。ただし，Rは抵抗，Zは微分抵抗，Vはバイアス電圧である。この方法で光と熱の変換効率を除いて，すなわち相対的に感度を決定できる。

本研究では，吸収係数の温度変化の高精度化をめざし，ボロメーターの感度の相対的な感度の誤差を測定した。分光器には手作りのマイケルソン型干渉計を用い，^{3}He冷却型0.45Kボロメータと，^{4}He冷却型1.2Kボロメーターを用いた。無試料の状態で試料ホルダーの温度を変化させ，スペクトルを測定する。前後してボロメーター素子のI－V特性を測定し，Jonesの方法で感度を決定した。

得られた感度を用いて，相対的に校正された光強度スペクトルを得た。得られた入射光スペクトルは，無試料なので光量は一定であり同一のスペクトルになるはずである。スペクトルのゆらぎの幅を平均強度で割り，感度のゆらぎを求めた。以後，これを誤差と呼ぶ。

図1は，このような方法で校正した光強度スペクトルの温度変化である。この図から，約200cm^{-1}周辺では8％程度の相対誤差で光強度が求められていることがわかる。表1に，他の1.2K動作のボロメーターの感度と誤差を示す。このときの校正の結果を図2に示す。

以上の方法を応用して吸収スペクトルの温度変化を板状のC_{60}多結晶試料について求めた例を図3に示す。詳しい温度変化を見るため，ある波数域での積分強度を温度についてプロットしたものを図4に示してある。C_{60}は高温でfcc構造，低温ではsc構造をとる。相転移温度は約260Kである。

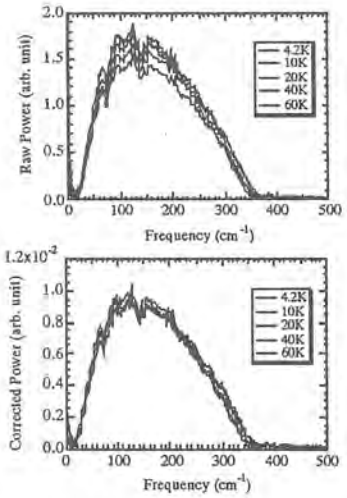


図1　^{3}He冷却ボロメーターの場合の校正
上：校正前，下：校正後

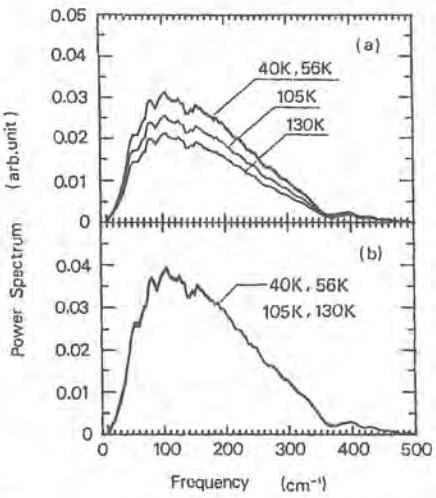


図2　^{4}He冷却ボロメーターGe(In)の場合の校正
上：校正前，下：校正後

表1　いくつかのボロメーターの感度と誤差

種類	0.45K Ge(Ga)	1.2K Ge(Ga)	1.2K Ge(In)
感度 (10^3 V/W)	200～300	40～60	10～20
200cm-1 付近での誤差(%)	8.1	5.1(2.6)	1.8

( )内の2.6%は、AC法で感度を求めた場合の誤差.

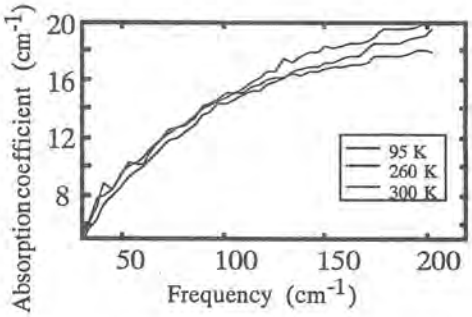


図3　C_{60}多結晶の吸収スペクトルの温度変化

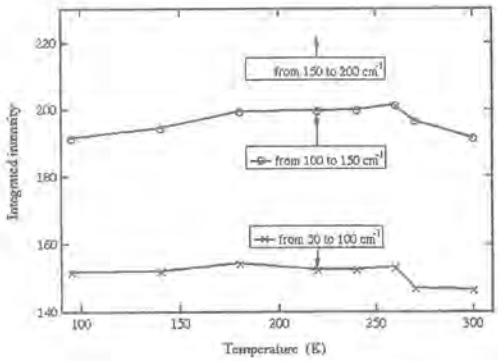


図4　C_{60}多結晶の積分吸収強度の温度変化

references

1. R.C.Jones, J.Opt.Soc.Am. 43, 1 (1953).
2.W.I.F.David,et.al., Europhys.Lett.18,219(1992).
3.T.Arai et.al., Solid State Commun.84,,827(1992).
4.M.Sato, H.Omata and K.Nagasaka, to be published.
5.T.F.Rosenbaum et.al., Solid State Commun.35, 663 (1980).
6.J.C.Mother,Appl.Opt. 23,3181(1984).

このとき，格子間隔が高温でステップ状に大きくなるが[2]，この現象は抵抗の温度変化にも現れる[3]。観測された吸収強度の温度変化も，格子間隔の変化に対応したステップが観測されていると考えると，50-200cm^{-1}にて観測されているブロードな吸収はキャリアのhopping伝導による吸収であると考えられる[4]。このような測定結果は，感度の校正なしでは得られない。

現在，Jonesの方法でも校正しきれないfield assisted hoppingなどの高電界の効果[5,6]についても，Zの周波数依存性を用いてある程度校正ができるようになった。表1中の(　)内の数字はそのような方法で得られたものである。

Current development situation for FT-IR : The development of a wide range FIR Mylar® beamsplitter as the result of collaboration between Industry and Research

Abel Zacharie, Bomem inc, 450 St-Jean-Baptiste, Qucbec, Québec, Canada, G2E-585
Nelson Rowell and Edward Wang, Instirute for National Measurement Standards, National Research
Council, Ottawa, Ontario, Canada KIA-0R6

1. Introduction

Opeical measurements in the far infrared and submillimeter wavelength range are crucial to number of scieneific fields such as astronamy and solid states physics. Far-infrared spectroscopy is nearly always done with Fourier Transform Infrared (FT-IR) spectrometers employing Michelson interferometers. Although the state of the art of

such instrumentation is quite abvanced, optical improvements in FT-IR are still possible for the far-infrared. This paper presents the work performed by the Institute for National Measurement Standards to design a more efficient beamsplitter as an attempt to improve the performance of an FTIR in the far-infrared. This work was done under a colaboration agreement with Bomem inc. and resulted in the development of a commercial product.

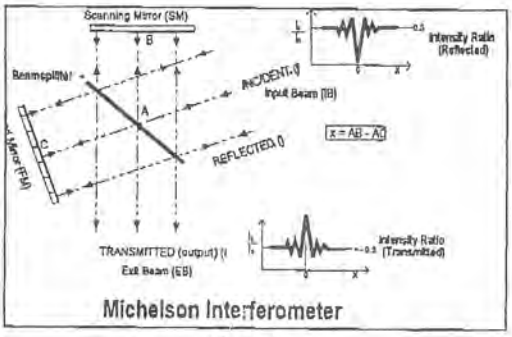


Figure 1.

2. Technical background

Michelson interformeters in FT-IR spectrometers, modulate simultancously all opeical frequencies from an infrared souece. This rediation is divided at a beamsplitter into atransmitted and reflected beams which are later caused to interfere with one another after the introduction of a relative phase delay. The interference pattern in function of phase defference (interferogram) is then deconvoluted into a spectrum of the inciden tradiation, by Fourier Transform computation. One of the major component of the interferometer is the beamsplitter for which flatness and officetncy are of prime importance for optimal performance.

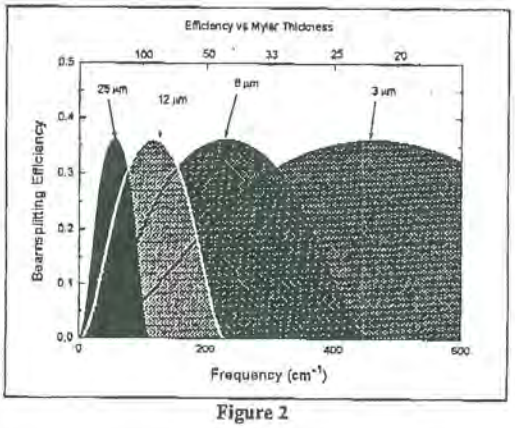


Figure 2

The advantage of Mylar beamsplitters include low enough absorbtivity, relatively high refracive index compared to other polymer-type films, low cost and the case of making a beamspletter out of the raw meterial. The most noticeable shortcoming in this type of beamsplitter is its variable beamsplitter efficiency as shown in Figure 2. In fact, due to interference in the film for a paticular Mylar thickness, the film is like a Fabry-Perot interferometer in that there are optical frequencies at which the reflectivity and beamsplitter efficiency are exactly zero. At these frequencies, the Mylar cannot be used and another thickness has to be sobstituted which is why several Mylar beamsplitters are used to span tha far-infrared spectrum. Another deiciency relates to the low beamsplitter efficiency due to the lower than optimum dielectric constant of

Mylar as opposed to an ideal efficiency of 50%. As illustrated in Figure 2, Mylar beamsplitters demonstrate an efficiency of better than 25% only over a limited range of the far-infrared region.

3. Proposed improvement

An improvement in overall effrciency is proposed to cover the range from 20 to 650cm^{-1} with a single beamsplitter. This involves the deposition of films of high refractive index material onto a lower index film to from a multilayer interference system. One basic goal is to obtain the simplest possible multilayer system which has an average refractive index, closer to the ideal one for a 50-50 transmittance-reflectance, free-standing film at a given angle of incidence. However, a more important goal is to reduce these Fabry-Perot effects in order that these be no zero's in beamsplitter efficiency within the spectral range of interest. For this reason, at least two layers are needed and this number must be kept small to prevent significant absorption from the layers.

4. Far-infrared materials

Several polymers could be suitable low index substrate materials, based on their low,- far infrared absorption. Mechanically, the film must have sufficient elasticity and strength to be stretched flat over the beamslitter mount and it must retain enough elasticity to maintain its flatness over long periods of time even when coated. Although not possessing the lowest absorption coefficient among the polymers, Mylar meets these requirements and has the advantage of being readily available in suitable thicknesses as well as being a well studied substrate material for thin film coatings. Possible materials for high refractive index materials for coatings include Germanium and Silicon. However the optical constant of Germanium proved to be the best material of his group for this application. This is also considering the fact that the abhesion of Silicon to Mylar is poor and the film dendity is much lower than the bulk material. Furthemore, the deposited layers of Silicon in Mylar were found to have properties more resembling those of amorphous Silicon which is approximately 100 times more absorbing than crystalline Silicon, with a lower refractive index if hydrogenated.

5. Performance prediction

A computer model has been developed at the INMS to predict the beamsplitter efficiency for verious Ge coating thickness as illustrated in Figure 3. The improvement in efficiency is clearly demonstrated for a coating thickness of 2 micron where the zero's

are removed and the overall efficiency remains high (above 0.45).

However, since other Mylar thickness are available, we must evaluate theoretically the relative performance of this coated beamsplitter to uncoated Mylar beamsplitters of various thickness divided by the efficiency of the coated beamsplitter. If the bylayer desigh is to be considered successful, it must have superior performance to uncoated Mylar beamsplitters for the range from 50 to 550 cm^{-1} . This is indeed the case as all rations in Figure 4 are less than unity over this spectral range.

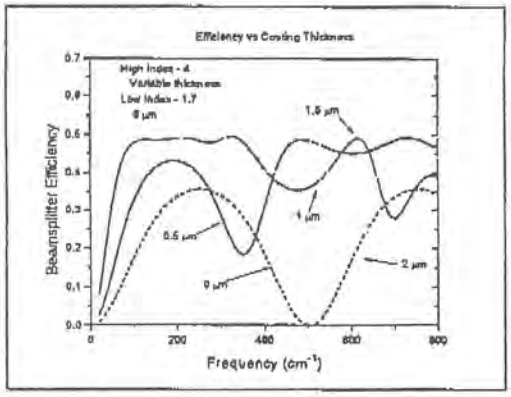


Figure 3

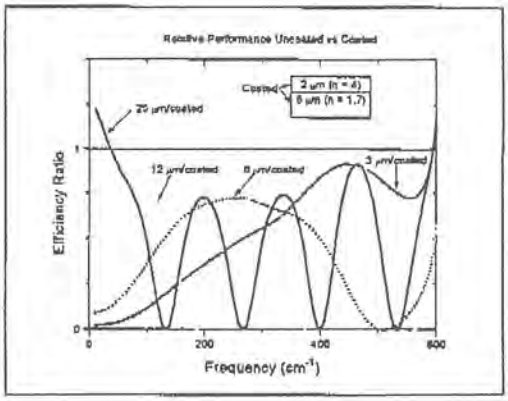


Figure 4

6. Fabrication methods

Both Sputtering and electron-beam methods were used to deposit Silicon over Mylar but were abandoned for reasins mentioned earlier, such as the poor abhesion to Mylar and the low refractive index achieved. However, 1 to 2 microns thick Germanium films were successfully deposited using electron-beam methods. A protective coating of Al_2O_3 proved effective and ded not affect the optical functioning of the beamsplitters.

7. Results

The test methods was to compare the performance of the coated beamsplitters with uncoated beamsplitters in actual use in a commercial FT-IR spectrometer. The spectromet er used was a Bomem DA3 instrument which is evacuable and has far-infrared capability down to 4 cm^{-1} Hence the beamsplitters were constructed in mounting rings compatible with this spectrometer. The procedure was to measure the raw spectrum of the coated beamsplitters and compare it with the spectra for 2, 6, 12, and 25 micron Mylar beamsplitters for the same sourse and detection. These are the thicknesses of bare

Mylar normallyused to span this spectral range. Figure 5 shows the results with a Silicon coated Mylar beamsplitter taken with a Mercury lamp souece, a DTGS detector and with the spectrometer evacuated to 0.5 Torr. Figure 6 shows the raw spectrum of a 2 micron thickGermanium coated beamsplitter compared against those of the 3, 6 and 12 micron Mylar beamsplitters. This beamsplitter meets the desigh objectives and performs better than any of the uncoated beamsplitters or the Silicon coated beamsplitter (Figure 5). More details of the Germanium coated beamsplitter's low frequency performance are given in Figure 7 where its spectrum is compared against those of the 12, 25 and 50 micron uncoated Mylars. The results in Figure 7 and 8 demonstrate that there is no reason to usea 6, 12, or 25 micron bare Mylar beamsplitter instead of the coated beamsplitter, instead quite the contrary. The 3 micton beamsplitter has questiinable utility since it has higher effiency only above 560cm^{-1} where in any event,

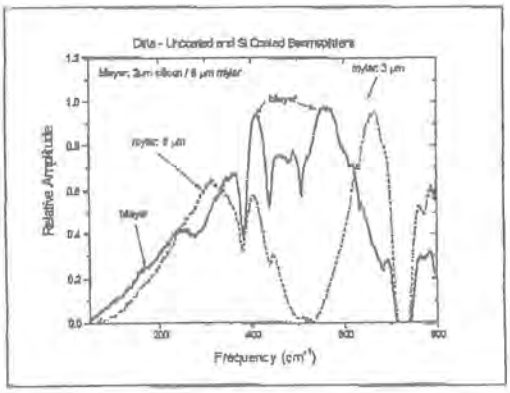


Figure 5

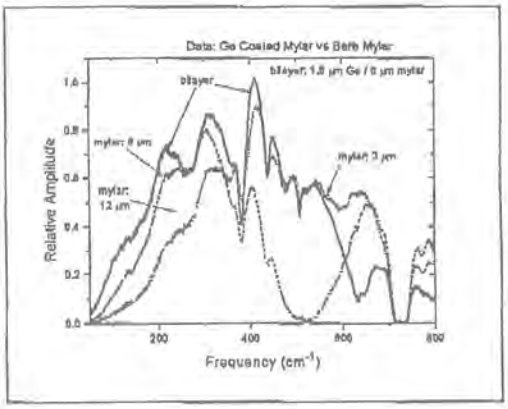


Figure 6

conventional KBr beamsplitters are superior to all Mylar based beamspliters. Below 37cm^{-1}, the 50 micron beamsplitter should be used since it performs better than the coated beamsplitter. Above this frequency however, the coated beamsplitter becomes rapidly much more efficient than tha 50 micron beamsplitter.

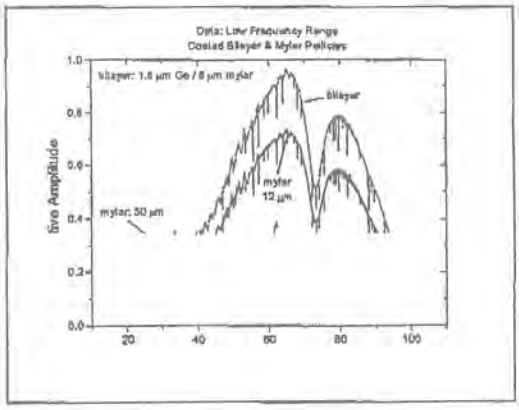


Figure 7

8. Conclusion

The Germanium coated Mylar beamsplitters demonstrated in this paper are clearly sperior to the commercially available beamsplitters employing single Mylar both with rehard to absolute beamsplitter efficiency and spectral range for frequencies from 37 to 550 cm^{-1}. In this rante, one coated Mylar can replace four single-layer Mylar beamsplitters with better performance. The coated beamsplitter has proven to be stable over a period of months. Various materials and fabrication methods have been investigated with the result that a cost-effective, large-volume technique has been found to produce the beamsplitters. The development of a commercial wide band FIR beamsplitter is now completed and avaiable. In addition, the collaboration agreement between Bomem and NCR has permitted a low cost and to the point development from which resulted an efficient technology transfer, bringing a new commercial product to the market.

References

1. N. L. Rowell and A. Wang, "Silicon coated mylar beamsplitter ; Report of invention", (Institute for Mational Measurement Standards, National Research Council, Ottawa, Canada, KIA OR 6, September 28, 1992).
2. E. A. Wang and N. L. Rowell, "Absorption coefficient of Mylar ; 200-2,000 cm^{-1}, (Institute for National Measurement Standards, National Research Council, Ottawa, Canada, KIA OR 6, May 1994).
3. R. J. Bell, Introductory Founier Transform Spectroscopy, Academic Press, New York (1972).
4. Bomem DA3 Based Polarizing Interferometer Accessory, (Bomem inc, Technical note DA3-8701, 1987).
5. J. Champerlain, The Peinciples of Interforomatric Spectroscopy, Wiley-Interscience, New York (1979).
6. G. Kampffmeyer and A. Pfeil, "Self-supporting thin-film beamsplitter for far-infrared interferometers", Applied Physics, 14, 313-317 (1977).
7. D. K. Lambert and P. L. Richards, Martin-Puplett interferometer ; an analysis", Applied Optics, 17, 1595-1602 (1978).
8. D. W. Vidrine and C. R. Anderson, U.S. Patent Number 4,632,553, "Silicon Beamsplitter for far-infrared spectroscopy", Japanese Journal of Applied Physics, 21, L206-L208 (1982).

9. K. Yoshihara, A. Kitade, and T. Matsushita, "A high-efficiency polarizing interferometer for far-infrated spectroscopy", Japanese Journal of Applied Physics, 21 L206-L208 (1982).

超強磁場におけるサイクロトロン共鳴

東　大・物性研　　三　浦　　登

1. はじめに

最近の超強磁場技術の進展によって，電磁濃縮法や一巻きコイル法を用いて発生するメガガウス領域におけるサイクロトロン共鳴の精度高い実験が可能になった。超強磁場下では，サイクロトロン運動の量子化エネルギー$h\omega_c$が極端に大きくなり，通常の半導体では共鳴フォトンエネルギーは赤外域におよぶ。また磁場中の波動関数は収縮し，軌道半径ℓは極端に小さくなる。有効質量が自由電子質量に等しいとき，$h\omega_c$は100Tで11.59meV，500Tで58meVにおよび結晶中のフォノンエネルギーやバンドギャップエネルギーよりも大きくなる。またℓは100Tで26A，500Tで12Aとなり，超格子の周期やメゾスコピック構造などよりも小さくなり，また結晶の格子間隔に近づく。このことから超強磁場では，表1に示すように，多くの新しい状況下でのサイクロトロン共鳴の研究が可能になる。物性研究所では，表に示すような物質のサイクロトロン共鳴の研究を行ってきた。電磁濃縮法によって得られた結果は次の講演に譲り，ここでは，一巻きコイル法を用いて，最近行われたII－VI族半導体のポーラロンサイクロトロン共鳴，InAs/GaSbの半金属－半導体転移の研究について紹介する。

2. ポーラロンサイクロトロン共鳴

II－VI族半導体は電子格子相互作用が大きく大きなポーラロン効果が見られ，$h\omega_c$がLOフォノンエネルギー$h\omega_{LO}$に近い領域では，大きな共鳴効果が見られる。$h\omega_{LO}$の近傍で大きな共鳴効果が見られる。またこの共鳴領域より低磁場側では，有効質量は裸の電子の質量よりも大きいが，その差はFrohlich結合係数をαとすると$\alpha/6$であり，αの大きいII－VI族では非常に大きい。図の実線は2次の摂動論による理論曲線である。このような実験と理論の比較により，電子の裸の質量と結合定数を精密に決定することができる。このようにして決定したデータを表2に示す。

3. 半金属－半導体転移

InAs/GaSb短周期超格子はその周期が150Aよりも小さいときは半導体，大きいときは半金属である。半金属の試料に超強磁場を加えると，サイクロトロン運動エネルギーが電子帯の重なりよりも大きくなり，半金属－半導体転移が起こる。このような転移は，共鳴磁場の増加とともに吸収ピークの大きさが減少することがわかる。本研究は日英共同研究として，Oxford大学のNicholas博士の

表1　超強磁場におけるサイクロトロン共鳴

Condition	Physics to be studied	Examples
$\omega_c\tau >> 1$	Low mobility materials	Semiconducting diamond SiC, P, p-InP, p-GaAs
$\hbar\omega_c > \hbar\omega_{LO}$	Polaron	CdS, CdSe, ZnS, ZnSe
$\hbar\omega_c > \hbar\omega_p$	High carrier concentration	PbTe, PbSe, HgTe, HgSe, Hg(Fe)Se
$\hbar\omega_c > \Delta$	Level mixing	Valence band
	Magnetic breakdown	Te, GaP
	Γ-X crossover	GaAs/AlAs short period superlattices
$\hbar\omega_c \sim E_g$	Non-parabolicity	InSb, GaAs
	Spin splitting	GaAs, GaAs/AlAs
	Semimetal-semiconductor transition	InAs/GaSb, Bi
$\hbar\omega_c >> kT$	Linewidth	Ge
$N(E) >> n$	Wigner crystal	GaAs/AlGaAs
$N(E) \uparrow$	Structural phase transition	PbTe, PbGeTe
$\ell <$ crystal size	Mixed crystals	Ge-Si alloy
$\ell < L_z$	Short period superlattices	
$\ell <$ lattice constant	Bloch electron	

表2　Ⅱ－Ⅵ族半導体における電子の裸の有効質量m^*_h，ポーラロン有効質量m^*_p，サイクロトロン有効質量m_{CR}^*(117meV)，Frohlich　結合定数α，LOフォノンエネルギー $h\omega_{LO}$，共鳴磁場$B_r = m^*_h\omega_{LO}/e$

	ZnS(ZB)	ZnSe	CdS(B‖c)	CdS(B⊥c)	CdSe(B‖c)
m^*_h/m_0	0.200	0.137	0.168	0.159	0.118
m^*_r/m_0	0.221	0.145	0.188	0.180	0.130
m_{CR}^*/m_0 (117meV)	0.188	0.141	0.162	0.157	0.118
α	0.630	0.420	0.514	0.555	0.419
$\hbar\omega_{LO}$ (meV)	31.4	43.4	37.8	37.8	26.2
B_r (T)	54.3	51.4	54.9	51.9	26.7

グループとの共同研究として行われた。転移の起こる磁場は，結晶の向きによって異なるが，その異方性はランダウ準位の計算とよく合っている。また超格子の作成条件によって，InAsとGaSb層の界面がInSb結合である試料とGaAs結合である試料を作り分けることができるが，有効質量はどちらの試料でもあまり変わらず，超格子周期のみに大きく依存することが明らかにされた。またGaAsにみられているようなスピンの異なる２つの共鳴モードの結合によると思われるスピン分裂の異常が見いだされた。

参考文献

1)　N. Miura, Proc. 22nd Int. Conf. Phys. Semiconductors, ed. D. J. Lockwood (World

Sci., 1995), pp.1111.

2) Y. Imanaka, N. Miura and H. Kukimoto, Phys. Rev. B 49 (1994) 16965.

3) D. J. Baenes, DJ. Barnes, R. J. Nicholas, R. J. Warburton, N. J. Mason, P. J. Walker and N. Miura, Phys. Rev. B 49 (1994) 10474.

4) R. J. Nicholas, Y. Shimamoto, Y. Imanaka, N. Miura, N. J. Mason and P. J. Walker, to be presented at the 7th Int. Conf. Modulated Semiconductor Structures, (Madrid, 1995).

超強磁場下の赤外，遠赤外スペクトロスコピー

東　大・物性研　　野　尻　浩　之（現在　東北大・金研）
嶋　本　泰　洋
今　中　康　貴
三　浦　　登

強磁場を用いた物性実験は，磁性体や伝導電子系の研究にとってきわめて有効な手段であり，盛んに研究が行われている。物性研究所では一巻きコイル法および電磁濃縮法によって発生される500Tを越える超強磁場のもとで赤外，遠赤外光を利用した様々な測定が行われてきた。500Tの超強磁場のもとでは電子スピンのゼーマンエネルギーは670K，電子のサイクロトロン運動の量子化エネルギーは580meV（有効質量0.1m_0の場合）にもおよぶ。これらのエネルギーは個体中のフォノンや励起子等の素励起のエネルギーを越えており，様々な相転移現象が起こることが期待されている。現在超強磁場下で現在行われている測定は以下の三つに分類される。(1)サイクロトロン共鳴，(2) ESR，(3)ミリ波磁気抵抗測定（透過）。以下にそれぞれについての最近の結果を報告する。

(1)　サイクロトロン共鳴

超強磁場中でサイクロトロン共鳴を行うことは，二つの利点がある。一つはきわめて広いエネルギー範囲で測定を行えることで，もう一つはサイクロトロン共鳴条件Bm＞1が易動度のかなり低い物質でも容易に満たされることである。これは，Ⅱ－Ⅵ族半導体のように有効質量が重く，易動度が低い系では大変有効である。図1は測定の一例であるが，500Tの超強磁場下でも数％の弱い吸収が十分なS/Nで測定出来る。また図中のGaAs-AlAsの短周期超格子の測定は，AlAsに局在化した電子の有効質量を測定することに成功した例であり，超強磁場中でのサイクロトロン共鳴測定の有用さを示している。グラファイトでの透過測定は，超強磁場中での半金属－半導体転移による透過率の大きな変化を示しており，サイクロトロン共鳴を探針とした伝導電子系の相転移の研究の一例である。

(2) ESR

ESRは磁性体のミクロな性質を探る上で大変有効な手段であり，近年では一次元量子スピン系におけるハルデンギャップの研究などで威力を発揮してきた。酸化物超伝導体の発見以来，酸化物の新物質探索がさかんに行われ，$CuGeO_3$, Y_2BaNiO_5などの新物質が発見され注目を集めているがこれらの物質はいずれも交換相互作用やエネルギーギャップが十数meVとおおきく，このエネルギーに匹敵するような強磁場を用いた高磁場，高エネルギーのESRを行うことが研究上不可欠となっている。図2はスピンパイエルス転移を示す$CuGeO_3$のESRの一例であるが，隣り合った一次元鎖に属するCuイオンのESR信号は低エネルギー，低磁場では鎖間の交互作用によって結合して一本の共鳴線を形成する。超強磁場下では隣り合った一次元鎖のｇ値の主軸のわずかな違いによるゼーマンエネルギーの差が鎖間の交換相互作用より大きくなるため吸収線は分裂を示す。この分裂から鎖間の相互作用を求めることが出来る。

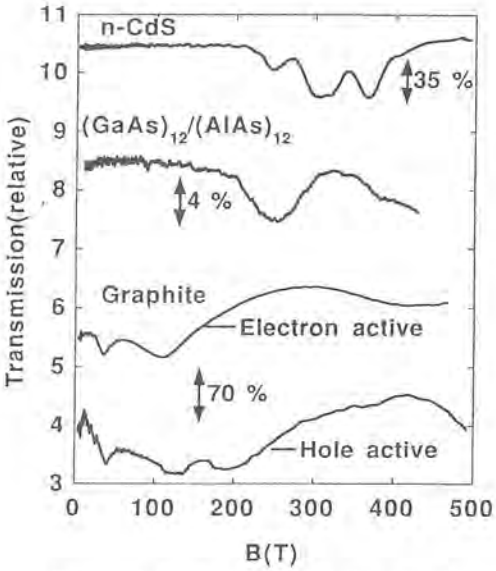


図１　種々の試料における超強磁場下サイクロトロン共鳴

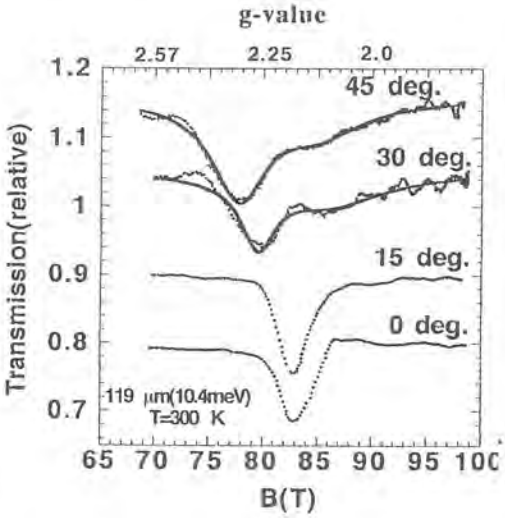


図２　$CuGeO_3$における超強磁場下ESR

(3)　ミリ波磁気抵抗測定

伝導電子系に超強磁場をくわえると，様々な相転移が起こることが予想されている。これらの相転移を研究する上で磁気抵抗を測定することは必要不可欠である。しかしながら，磁場発生時間が数μｓとごく短い超強磁場では磁場の時間微分に比例する誘導起電力がきわめて大きいため，電極を用いる通常の磁気抵抗測定は大変困難である。そこで我々は非接触で電気抵抗を測定する方法としてミリ波を用いた測定を行った。現在，手始めとして現在キャリーの少ない半金属のビスマスや

グラファイトの透過測定を試みており，300T程度の磁場まで測定が行えるようになっている。

上記のような測定を超強磁場下で行うためには磁場の早い掃引に対応できるように検出器の応答速度を十分速くしなければならない(20-100MHz程度)。我々は赤外，遠赤外，ミリ波領域でそれぞれHgCdTe，Ge(Ga)，ショットキーバリアダイオードの各検出器を用いている。コンデンサバンクの放電ノイズの影響を押さえるため，検出器は二重のシールドボックスに入れて，電源はバッテリーを用い，検出された信号はアナログ変調光に変換して光ファイバーで波形記憶装置等の測定装置まで送るようにしている。

パルス強磁場下のミリ波及びサブミリ波ESR

神戸大・理　太田　仁
木村　尚次郎
山本　喜則
東北大・金研　本河　光博

1. ミリ波及びサブミリ波ESR装置

我々のミリ波サブミリ波ESR装置のあらましは次のとおりである。

光　源	後進行波管 208～242GHz，342～383GHz
	ガン発振器 80，90，100，110，120，130，140GHz
磁　場	エポキシ含浸16Tマグネット，30T氷マグネット
検出器	InSbホットエレクトロンボロメーター
測定温度	1.8 ～300K

16Tマグネットを使った実験装置のブロックダイアグラムはFig. 1のとおりである。[1]30Tマグネットを使ったシステムは文献2，3を参照されたい。磁場はコンデンサーバンク放電方式のパルス磁場で，パルス長は約5 msecである。基本的にはファラデー配置の透過測定であるが，フォークト配置での測定や角度変化の測定も可能となっている。[4] 最近はストリップライン法をもちいた金属的ラーベス相化合物$Ce_xGd_{1-x}CO_2$の測定も行っている。[5] 光源としてはこのほかにCO_2レーザー励起遠赤外レーザーも使って測定をおこなっていたが[6-8]，レーザーは今回の阪神大震災で甚大な被害を受けた。現在遠赤外レーザーを使った新しいシステムを金研で立ち上げ中である。以下最近の成果の一部を紹介する。

2. スピンパイエルス物質$CuGeO_3$のESR

$CuGeO_3$は無機物で初めてのスピンパイエルス物質(T_{sp}＝14K，H_c～12T)として注目され，現在精力的に研究されている。[9] 我々はこの$CuGeO_3$のサブミリ波ESR測定（特に370.4GHzはSPとM相の境

界領域にある）から，スピンパイエルスギャップの磁場依存性や，スピンパイエルス相（SP相），uniform相（U相）や磁気相（M相）のそれぞれのｇ値が異なることなどを明らかにした。[10]特にｇ値はFig. 2に示すようにｇシフトの異方性が大きいことが明らかとなった。[11,12] このようなｇシフトは有機物スピンパイエルス物質TTF-AuBDTでも見られ[13]，スピンパイエルス転移に伴う格子ひずみによる普遍的現象ではないかと考えている。現在中性子回折から知られている$CuGeO_3$の格子ひずみでこのようなｇシフトが説明可能か計算中であり，さらに今だに明らかとはいえないM相の磁気状態に関する手がかりを得たいと考えている。また他の有機物スピンパイエルス系でもこのようなｇシフトが存在するのかどうかを確認しようとしている。

3. 有機導体α－(BEDT-TTF)$_2$KHg(SCN)$_4$のサイクロトロン共鳴

この物質のサイクロトロン共鳴はSingletonらにより初めて観測され[14]，そのmassが電子相関のきていない分だけShubnikov-de Haasなどによるmassより小さいと説明したため注目されている。我々の装置でもFig. 3の様にSingletonの結果とほぼ同様に２つのサイクロトロン共鳴の観測に成功した。我々はSingletonの追試とともに図中に見られるESRが10K以下で反強磁性秩序を示すのかどうかを確認しようとしている。さらに類似物質のサイクロトロン共鳴を系統的に調べようとしている。

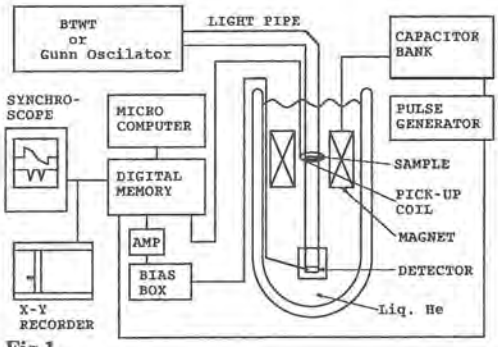


Fig.1

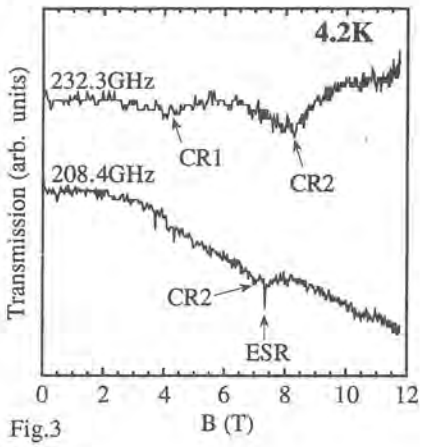


Fig.3

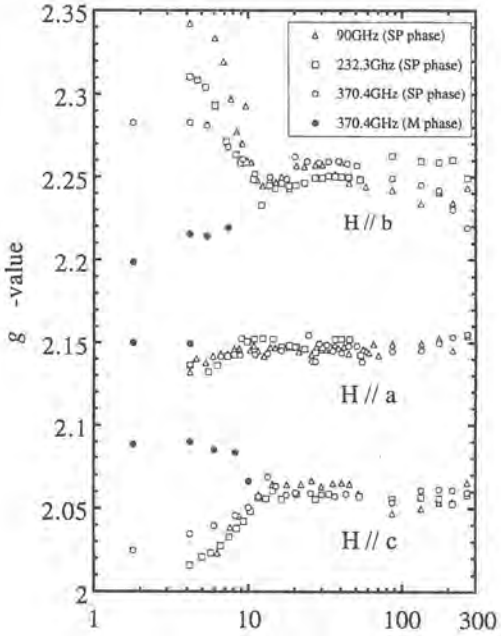


Fig.2

参考文献

1) M. Motokawa et al. : Int. J. Infrared & MMW 12 (1991) 149.
2) H. Ohta et al. : J. Phys. Soc. Jpn. 61 (1992) 2921.
3) 本河光博：日本赤外線学会誌 2 (1992) 1.
4) H. Ohta et al. : J. Phys. Soc. Jpn. 62 (1993) 4467.
5) H. Ohta et al. : Proceedings of AHFM'95, to appear in Physica B.
6) H. Ohta et al. : J. de Phys. Colloque C8 (1988) 1457.
7) H. Ohta and M. Motokawa : in Recent Advances in Magnetism of Transition Metal Compounds, eds. A. Kotani and N. Suzuki (World Scientific, Singapore, 1993) 316.
8) H. Ohta et al. : J. Phys. Soc. Jpn. 62 (1993) 2481.
9) M. Hase et al. : J. Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 3651.
10) H. Ohta et al. : J. Phys. Soc. Jpn. 63 (1994) 2870.
11) H. Ohta et al. : J. Magn. Magn. Mater. 140-144 (1995) 1685.
12) H. Ohta et al. : Int. J. Infrared & MMW 16 (3) (1995).
13) T. W. Hijmans et al. : Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 2351.
14) J. Singleton et al. : Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 2500.

$Y_2Cu_2O_5$のミリ波及びサブミリ波ESR

神戸大・理　木村尚次郎
太田　仁
山本喜則
東北大・金研　本河光博

YBCO高温超伝導体の不純物相として知られる銅酸化物$Y_2Cu_2O_5$は，ネール温度が$T_N=13K$の反強磁性体である[1]。この物質は，本来磁気異方性が小さな銅化合物が，二段のメタ磁性転移を与える非常に珍しい物質である[2]。Cu^{2+}は，シングルイオン型異方性が存在せず，また一般に異方的交換相互作用も小さいことが知られており，メタ磁性転移が生じることは考えにくく，これまで銅化合物においてメタ磁性転移が観測された例はなかった。図1の実線は，我々の行った$Y_2Cu_2O_5$の単結晶を用いた磁化測定から得られた，反強磁性状態における磁化容易軸方向(H//b)の磁化が飽和するまでの磁化過程である[3]。二段の磁気相転移が，$H_{c1}=3.0T$及び$H_{c2}=4.8T$に生じており，一段目の転移磁場において，飽和磁化の約1/3の磁化が急激に増加するメタ磁性転移が生じ，二段目の磁気相転移の後，磁化は徐々に増加して$H_{s//b}=7.2T$において飽和に達する。本河は，この銅化合

物としては非常に奇妙な磁化過程が，異方性の大きいS＝1のNi^{2+}の化合物である$NiCl_2 \cdot 2H_2O$の磁化過程に非常に類似していることに着目し，$Y_2Cu_2O_5$の磁化過程を説明する次のようなモデルを提出した。$Y_2Cu_2O_5$の交換相互作用のパスに注目すると，Cu^{2+}スピン間に2つの酸素を介した90度相互作用 J_0と，1つの酸素を介した相互作用J_1が，a軸方向に交互に並んで一次元鎖を形成している。ここで90 度相互作用J_0が，強磁性的でももう一方の相互作用J_1よりも非常に大きいと仮定すると，J_0で結合した2つのCu^{2+}がトリプレットペアを敬家性してS＝1のNi^{2+}と同様に振る舞うと考えることができ，$NiCl_2 2H_2O$と同じ取り扱いが可能になるというのがこのモデルである[3-5]。

我々は，$Y_2Cu_2O_5$の単結晶について，周波数80GHzから390GHz，16Tまでの磁場を用いたサブミリ波ESRを行い，各磁気相での反強磁性共鳴を観測した。図2(a)と図2(b)は，この物質が反強磁性状態にある1.8Kで観測された，反強磁性共鳴のH//b及び，H⊥bの周波数磁場ダイヤグラムである。点線は，磁化測定から決定された磁化容易軸方向の転移磁場H_{c1}, H_{c2}と飽和磁場$H_{s//b}$及び，磁化困

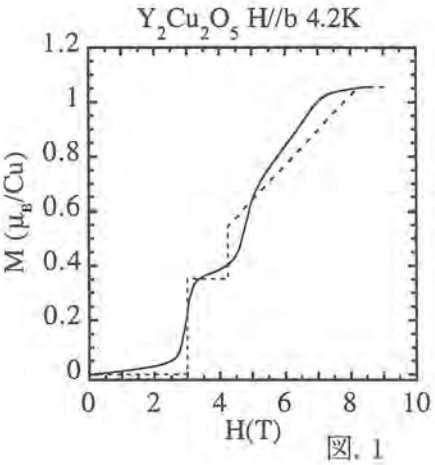


図. 1

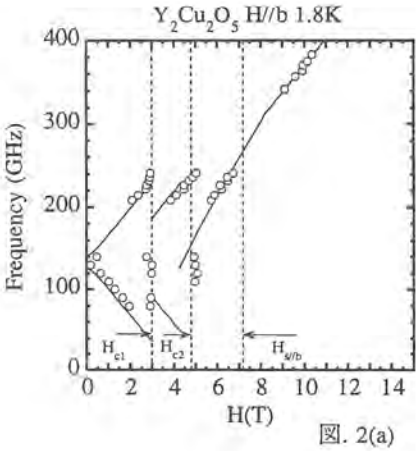


図. 2(a)

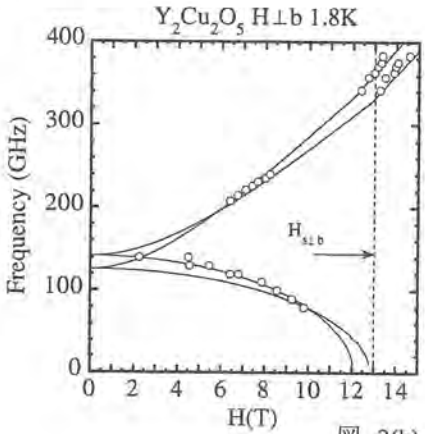


図. 2(b)

難軸方向の飽和磁場$H_{s,b}$を示している。H//bでは，点線で区切られた各磁気相で，磁気相転移によってそれぞれ異なる磁気構造が実現していることを反映して，異なるESRモードが現れている。この反強磁性共鳴の解析を分子場理論に基づく上述のモデルを用いて行った。図中の実線で示した解析結果は，反強磁性共鳴の実験結果の全体の振る舞いをほぼ再現している。この解析に基づいて，トリプレットペアを形成する交換相互作用J_0はおおまかに260Kと見積もられ，銅化合物としては妥当な値となっている。また，反強磁性状態における共鳴磁場の温度変化は，部分格子磁化の温度変化によって理解される振る舞いを示している。

このように反強磁性共鳴の振る舞いは，本河のモデルを用いた分子場理論による解析でほぼ説明される様に思えるが，同じパラメータを用いてH//bにおける磁化過程の理論曲線を求めたところ，図1において点線で示した理論曲線は，$H_{c2}<H<H_{s/b}$の磁気相で実験結果と大きく食い違った。反強磁性共鳴についても細かく見ると，H⊥bの低周波数側の分離している2つのESRモードの振る舞いが，理論曲線と一致していないなどの食い違いが見られる。また，モデルからはこの物質に三次元的な交換相互作用が働くことが示唆されるのに対して，一般に低次元磁性体において見られるようにT_N直上の広い温度領域で常磁性共鳴磁場のシフトが観測されている。このような食い違いは，分子場理論を超えた例えば量子効果のようなものが効いている可能性があるのではないかと現在我々は考えている。

参考文献

1) R. Troc, Z. Bukowski, R. Horyn and J. Klamut : Phys, Lett. A 125 (1987) 222.
2) S-W Cheong, J. D. Thompson, Z. Fisk, K. A. Kubat-Martin and E. Garcia : Phys. Rev. B 38 (1988) 7013.
3) M. Motokawa, K. Kita, H. Shibazaki, W. J. Jang, M. Hasegawa and H. Takei : To appear in Physica B.
4) H. Ushiroyama, K. Kita, S. Kimura, H. Ohta and M. Motokawa : Physica B 201 (1994) 95.
5) S. Kimura, K. Kaneko, H. Ohta and M. Motokawa : Physica B 201 (1994) 115.

定常強磁場下の遠赤外磁気光学

金材研　竹端寛治
木戸義勇
東理大・理　高沢　章
佐藤政行
長坂啓吾

超伝導や近藤絶縁体におけるエネルギーギャップや，スピンパイエルス転移などの構造相転移に伴うソフトフォノンモードのエネルギーは遠赤外領域に属し，また，それらの現象は強磁場中で特徴ある磁気応答を示すため，強磁場中での遠赤外分光測定に興味が持たれる。更に強磁場中遠赤外分光測定により，ESRやサイクロトロン共鳴などの磁気光学効果の測定も可能になる。

我々は，金材研の40Tハイブリッドシステム用の遠赤外分光システムを開発した。その概要を図1に示す。干渉計は，ラメラー型干渉計を用い，光源は高圧水銀灯を用いた。ディテクターには4.2Kに冷却したInSbボロメーターを用いた。測定範囲は3～30cm^{-1}である。干渉計，ディテクター

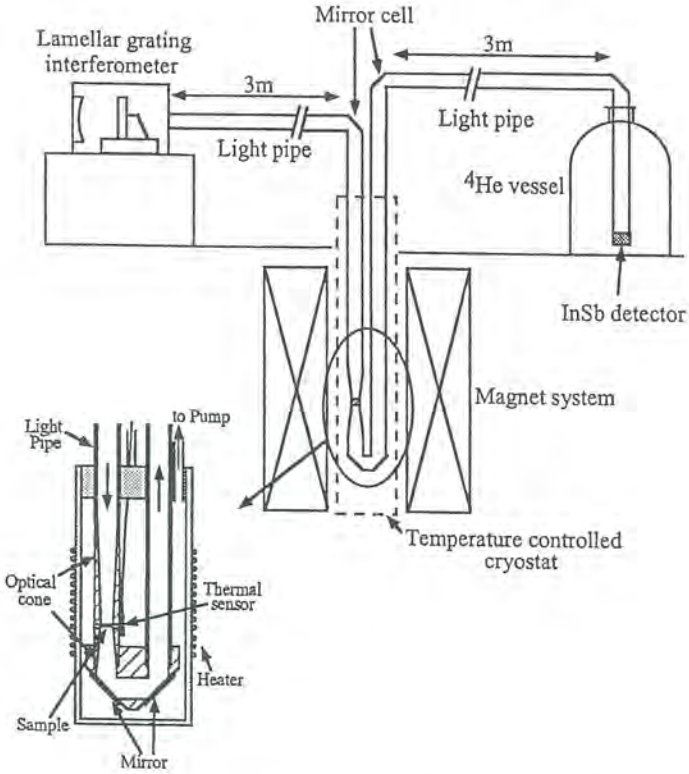


図1　定常強磁場下の遠赤外分光システム概要

は漏れ磁場の影響を避けるため，3m以上離し，その間を真鍮のライトパイプで光を導くことを試みた。それにより，ディテクターに影響を与えることなく試料の温度をコントロールできる。試料は2K～室温の範囲で温度コントロールされる。

今回，15.5Tまでの超伝導マグネットを用い，全システムの試験を行った。このシステムを用い，磁場中における$CuGeO_3$の分光測定を行った結果を図2に示す。ESR信号より求められたg値はg$_{\parallel}$=2.15となり，パルス磁場を用いた測定結果とよく一致した[1,2]。また，H//b，H//cに関しては，スピンパイエルス相と磁気相とUnifrom相とでそれぞれ異なるg値が得られた[3]。また，Si(100)方向のサイクロトロン吸収も観測された。

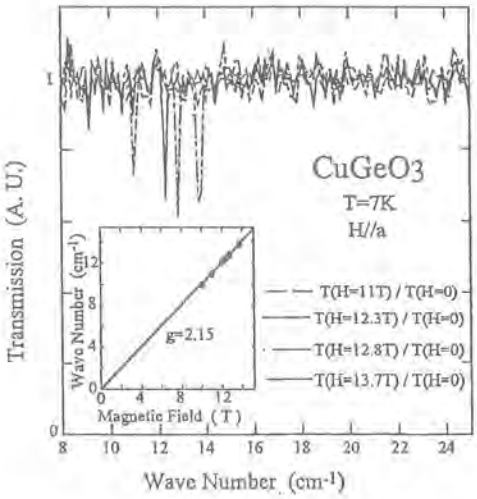


図2　$CuGeO_3$の磁場中透過スペクトル

参考文献

1) N. Adachi et al., Physica B 201 (1994) 174.
2) S. Imagawa et al., Physica B 201 (1994) 178.
3) H. Ohta et al., J. Phys. Soc. Jpn. 63 (1994) 2870.

グラファイトの磁場誘起相転移とミリ波光伝導

東大・物性研　高 増　正
三 浦　登

単結晶グラファイトは，低温，強磁場下でその磁気抵抗が急激に増大する特異な物質として知ら

れている[1]。この磁気抵抗の増大は，理論的には電子状態の一次元化に伴う電荷密度波への相転移であるとされている[2]。実際，転移磁場以上の強磁場下では，単結晶グラファイトの磁気抵抗に非線形性[3]や周波数依存性[4]が見られ，これらは，擬一次元物質の電荷密度波状態で見られるものと同等の性質を示すことから，実験的にも電荷密度波の存在が指示されている。理論的には，電荷密度波の生成とともに，電子状態中にエネルギーギャップが形成されることが予測されており，このエネルギーギャップの大きさ等を実験から直接見積もることは，電荷密度波相の性質を知る上で重要であると考えられる。我々は以前に，予想されるエネルギーギャップと同程度のエネルギーを持つミリ波を用いて透過率の測定を試みた。しかしながら，この波長域では，磁気抵抗，ホール抵抗の影響が透過率に大きく影響するため，ギャップ間の光吸収を見積もるのが難しいことがわかった。そこで，今回は，同じミリ波を照射したときの光伝導度の測定を行ったので報告する。

実験は，ヘリウム温度下で40Tまでの非破壊パルス磁場を用いて行った。試料は，ライトパイプを備えた試料ホルダーの先端に固定され，カルシノトロン発信器からの200GHzのミリ波の照射強度による磁気抵抗の変化を測定した（図１）。雑音の低減と測定端子によるミリ波の検波効果を取り除くため，抵抗測定は200kHzの交流電流に対して位相検波法を用いて行った。

図２は，ミリ波を照射した時としない時の磁気抵抗の変化を伝導度の差として示したものである。4.2Kで34T，1.5Kで28Tにあらわれる転移磁場より弱磁場側では，ミリ波の照射の影響が見られない。一方，これより強磁場側では，転移磁場の直上の狭い磁場範囲でのみ光伝導度が観測される。格子温度を低くすると，この磁場範囲は広くなる傾向を示す。以上の光伝導度の様子は，文献2)から予測されるエネルギーギャップの大きさとミリ波のエネルギーを用いた簡単な計算により得られる光伝導度の磁場依存性（図３）によって，定性的によく説明される。

講演では，以上の結果にあわせて，ミリ波の強度依存性，試料角度に対する依存性の結果を紹介し，理論的に予測されるエネルギーギャップとの関係について考察する。

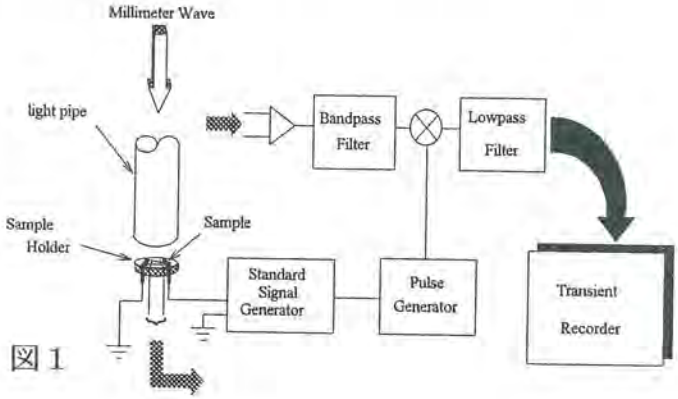


図１

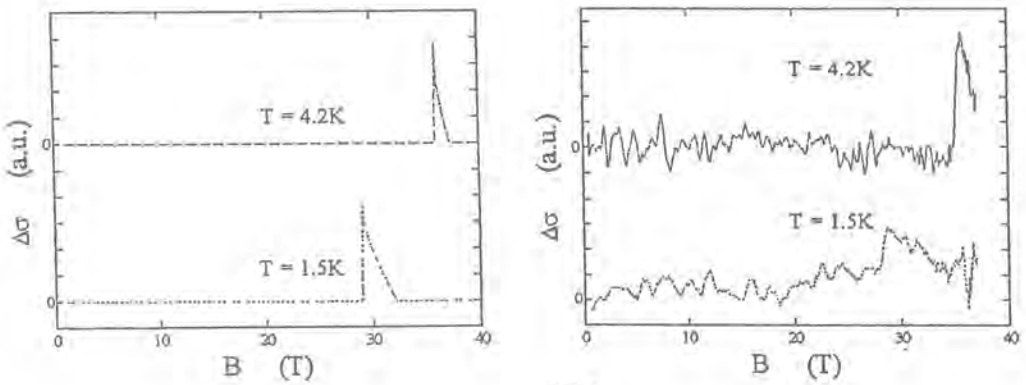


図2

参考文献

1) Tamura, R. Inada, A. fukukawa, O. Takahashi, Y. Iye and Y. Onuki, in physics in High Magnetic Fields, eds. S. Chilazumi and N. Miura (Springer, Berlin, 1981) p. 316.

2) Yoshioka and H. Fukuyama, J. Phys. Soc. Jpn. 50 (1981) 725.

3) Iye and G. Dresselhaus, Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1182.

4) Takamasu, H. Ochimuzu and N. Miura, Physica B 184 (1993) 327.

低温高圧下でのフォノン分光
— 氷における陽子の秩序無秩序相転移—

大阪大・基礎工　小 林 融 弘

1. はじめに

固体の形成をになう結合の種類がいくつかある中で，水素結合は解明すべき問題が多く残されている点で魅力的な結合である。氷は最も典型的な水素結合固体であり，その安定相は10以上知られている。通常氷（I_h相）の酸素は周期格子を形成するが，陽子（水素）の配置は無秩序である。絶対零度近くでも陽子配置が秩序化せず，エントロピーが残留することは熱力学と矛盾し，大きな問題であった。ところが微量の水酸化アルカリを添加した氷の比熱が72Kで異常を示すことが発見され[1]，不純物近傍の微小領域で陽子の秩序配置が実現していると推定され，XI相と命名された。これまで単相の氷XIは作成されていないので，結晶構造を確定するまでには至っていない。我々は遠赤外吸収とラマン散乱により秩序－無秩序相転移の特性を解明し，XI相の結晶構造に関する知見を得た。

一方，Ⅶ相は氷の全ての相の中で最も単純な構造（体心立方）をとり，超高圧領域まで安定である。陽子の配置は無秩序である。冷却すると陽子が秩序化したⅧ相が得られる。我々はⅦ－Ⅷ相転移とIh－XI相転移の分光的挙動の比較を試みた。

最近我々は水を冷却しても凍らない現象を見出した。この実験結果についても報告する。

遠赤外吸収の実験は分子研UVSORの赤外ビームラインで行った。低温での高圧発生にはダイヤモンド・アンビル・セルを使用した。

2. 実験結果

図１は氷Ⅶ－Ⅷ相転移に伴う遠赤外吸収スペクトルの変化を調べた結果である。波数範囲は並進振動領域に相当する。相転移に伴って吸収スペクトルが大きく変化している。酸素からなる格子は相転移でほとんど変わらないから，フォノンの分散自体は変化しない。従って，スペクトルの変化の起源は陽子の秩序性の差に求めなければならない。Ⅷ相では陽子配置も含めて結晶が完全な対称性をもつため，波数ゼロの光学フォノンだけが赤外活性となり，それがピークＢとして観測されたと解される。一方，Ⅶ相では，陽子配置の無秩序性のため波数保存則が破れ，波数ゼロ以外の全てのフォノンモードが音響モードを含めて赤外活性になったために，ピークＢより低エネルギー側でも吸収が観測されたと解釈している。ピークＡは最近，低温で常圧に回収されたⅧ相氷に対する中性子非弾性非干渉散乱の結果[2]とつじつまの合う位置にピークがあることから，フォノンの状態密度の極大に対応すると考えている。

図２はI_h－XI相転移に伴う遠赤外吸収スペクトルの変化の様子を示している。XI相になると吸収が減少しているが，図１のⅧ相のように結晶全体が秩序化した場合は低波数側の吸収が消失しているのに，元の吸収強度の約60％が残留していることは，体積で40％が秩序化し，60％はI_h相の

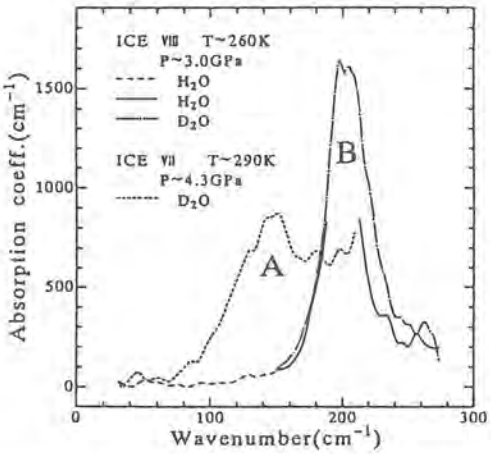


図１　氷Ⅶ（陽子無秩序相）とⅧ（秩序相）の遠赤外吸収スペクトル

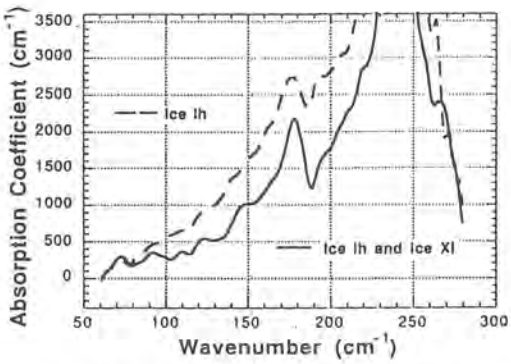


図２　氷I_hとその低温相（I_hとXI相共存）の遠赤外吸収スペクトル

まま残っている2相共存状態であることを示している。

図3と4は格子振動モードのラマン散乱スペクトルで，前者が氷I_h相，後者がI_hとXIの混合相のものである。図4の分裂したピークのスペクトル幅が鋭い事実は，不純物のまわりのXI相の単相微結晶のサイズが10nmよりはかなり大きいことを示している。図3で180〜340cm^{-1}にかけてブロードな成分が存在するが，これはI_hとVII相の遠赤外吸収で低波数側の振動モードが陽子配置の無秩序性のために活性化されたのと類似の現象がラマン散乱でも起きていると解される。この解釈が正しいとすると，図4から秩序相氷XIだけのスペクトルを抽出することができる。

(1) 氷I_hの230cm^{-1}付近のピークは氷XIで2本に分裂する。

(2) I_hの230と310cm^{-1}のピークはXI相で高波数側にシフトする。
310cm^{-1}のピークの方がシフトが大きい。

これらの結果は，最近Li & Rossが提唱している「氷における水素結合に強弱の2種類が存在する」とのモデルを支持するものであり，かつ氷XI相が$Cmc2_1$構造をとることを示唆している。

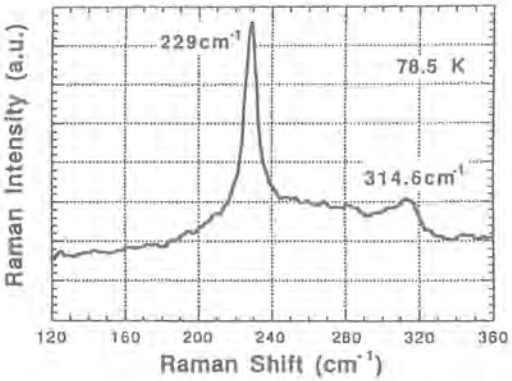


図3　氷I_hのラマン散乱スペクトル

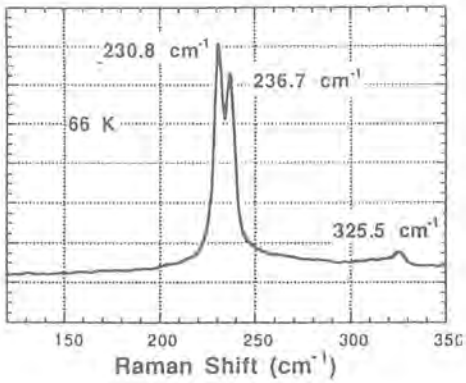


図4　KOH添加氷の低温相（I_hとXI相共存）のラマン散乱スペクトル

謝　辞

本報告は難波孝夫（神戸大理），鎌田雅夫（分子研），遠藤将一（阪大極限センター）の諸先生との共同研究の結果である。実験に協力していただいた阪大基礎工院生の中井敏光，田澤大介の両君に感謝します。

参考文献

1) Y. Tajima, T. Matsuo and H. Suga : Nature 299 (1982) 810.

2) A. I. Kolesnikov et al, : Phys. Lett. A 168 (1992) 308.

3) J. Li & D. K. Ross : Nature 365 (1993) 327.

遠赤外レーザーによる光検知サイクロトロン共鳴

阪 大・理　中 田 博 保
岩 尾 達 基
大 山 忠 司

光検知サイクロトロン共鳴は，サイクロトロン共鳴とフォトルミネッセンスを組み合せた手法でサイクロトロン共鳴を吸収によって観測するのではなく，電磁波の吸収によるフォトルミネッセンスの変化を見ようというものである。この方法を利用することにより信号の種類によって吸収の測定よりS/Nよく共鳴が観測できる。マイクロ波領域の光検知サイクロトロン共鳴は1977年にBaranov等によってGeにおいて観測され[1]，そののち戸丸等によりSi等にも適用され多くの成果が上げられている[2]。一方マイクロ波の代りに遠赤外光を用いた測定では，サイクロトロン共鳴以外に不純物吸収も観測されるが，1990年にWright等によりGaAsに対して測定がなされた[3]。その後バルクの試料ではInP，$GaAs_{1-x}P_x$量子井戸ではGaAs/AlGaAsについて報告がある。我々は遠赤外域の光検知サイクロトロン共鳴と不純物共鳴をGaAsとInPについて詳しく調べ，その信号の起源について明らかにしようとした。

図1に実験に用いたシステムを示す。試料はオプティカルファイバー，ガラスロッドを通してAr^+レーザーで励起する。試料からのルミネッセンスは再びガラスロッド，オプティカルファイバーを通り分光器に導かれ，Ge-PIN検出器で検出される。一方，遠赤外光が試料に照射され，試料に印加する磁場がサイクロトロン共鳴又は不純物吸収を起こす共鳴磁場位置であれば，遠赤外光が共鳴的に吸収される。遠赤外の吸収によって電子の分布が変化するがそのことによるルミネッセンスの変化を測定する。そのために遠赤外光はある周波数で変調をかけ，ルミネッセンス信号やその周波数成分のみを取り出す。モニターするルミネッセンスは束縛励起子やe-A発光，D-A発光等であるが，遠赤外の吸収によりその強度は強くなるものもあるし，弱くなるものもある。

図2にフォルトルミネッセンスと光検知サイクロトロン共鳴（ODCR）のスペクトルの比較を示す。試料はGaAsで磁場はサイクロトロン共鳴の位置である。高エネルギー側よりBEは束縛励起子，KPは格子欠陥に束縛された励起子，$e\text{-}A^0$は中性ドナーとアクセプターの再結合線，$D^0A'^0$はドナーアクセプター再結合線だが，アクセプターが格子欠陥による深いアクセプターである。ODCR信号は$e\text{-}A^0$だけが遠赤外光吸収により信号強度が増大しその他は減少する。

ODCR信号が観測される機構は衝突イオンか又は衝突解離が支配的であると考えられる。図2に見られるように束縛エネルギーの小さい束縛励起子等の方が強く観測される。このことは束縛エネルギーの小さい状態の方が衝突解離されやすいことにより説明できる。

GaAsの光検知磁気光吸収の磁場依存性を図3に示す。$D^0A'^0$発光モニターしている。$1s\text{-}2p_+$は残留ナーによる吸収，CRは電子のサイクロトロン共鳴である。

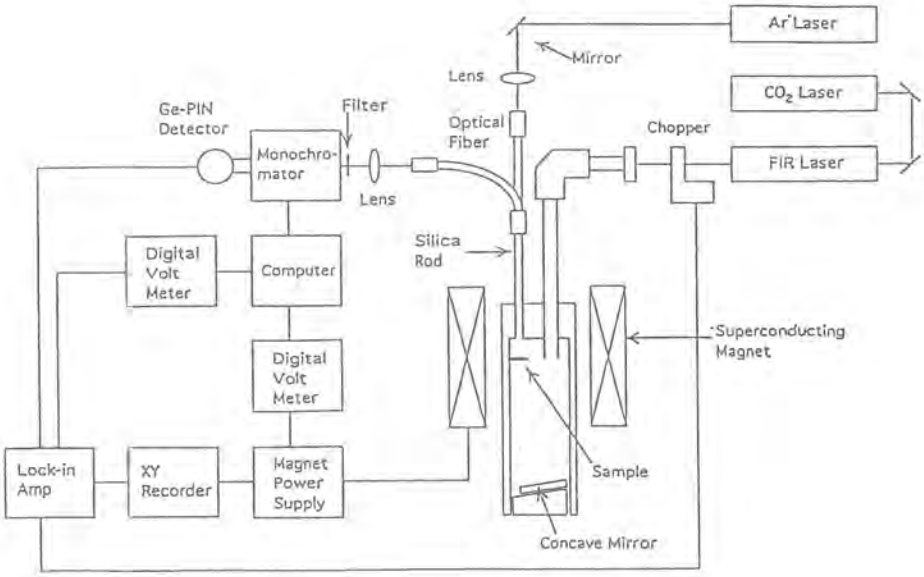


図1　遠赤外光検知磁気光吸収測定装置の概略図

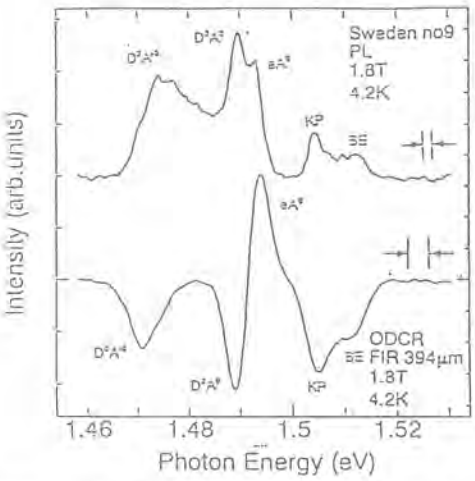


図2　GaAsのフォトルミネッセンス(PL)と光検知サイクロトロン共鳴(ODCR)のスペクトルの比較

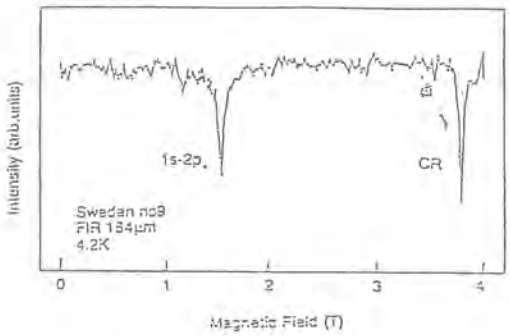


図3　GaAsの光検知磁気光吸収の磁場依存性

参考文献

1) P. R. Baranov et al., FETP Lett. 26 249 (1977).

2) T. Tomaru et al., Phys. Rev. B 44 10622 (1991).

3) M. G. Wright et al., Semicond. Sci. Technol. 5 438 (1990).

遠赤外磁気吸収による内部Stark効果の観測と理論的シミュレーション

理化研　原田義之
阪大・理　藤井研一
阪大・理　大山忠一

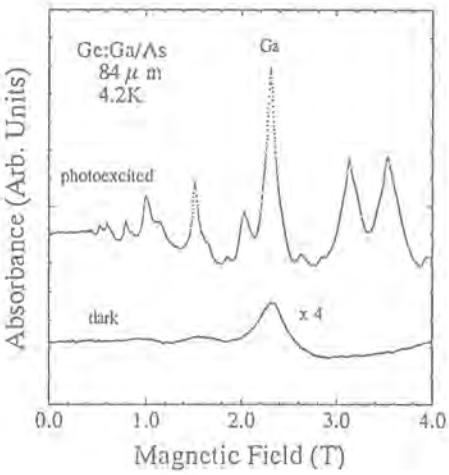
高い補償度をもつ半導体では，低温において多くの不純物はイオン化している。このイオン化不純物の不均一な分布は半導体中に強い局所電場を生じ，中性不純物の電子状態に大きな影響を与えるものと考えられる。これを調べるため，我々は補償度の高いｐ型のGe中の不純物によるゼーマン吸収線幅の広がりを観測し，系統的な取り扱いを行なった。

実験は遠赤外レーザー光を用いて，Ge中のGaアクセプター不純物に対し行なった。Gaアクセプターの遠赤外磁気光吸収スペクトルを不純物濃度の異なる試料について観測したが，イオン化不純物濃度N_iは試料に依存するだけでなく，バンドギャップ光の励起強度によってもコントロールできる。この方法では同一の試料において不純物濃度を変えることが可能である。ここでは励起強度依存性を中心として，吸収線幅がイオン化不純物の濃度に対してどのように依存するかを詳細に調べた。試料は中性子照射による元素変換によって不純物を添加したｐ型のGeを用意した。なお，この方法ではアクセプターとしてはGa，ドナーとしてはAsが添加できる。この試料の特徴としては，不純物の分布がほぼ完全にランダムであること，および，補償度の系統的変化が可能であることがあげられる。

図１に補償度が0.40のｐ型のGeに対する遠赤外磁気光吸収スペクトルを示す。光照射によりスペクトルに大きな変化がみられるが，これらはすべて中性化したGaアクセプターに帰因する吸収である。さらに，磁場が2.3T付近の吸収線に着目すると，光励起下では吸収線幅が広がっていることが分かる。

次に，光励起強度を系統的に変えることで，イオン化不純物濃度を変化させたときのGaアクセプター吸収線幅の広がりを図２に示す。吸収線幅はN_iの3/4乗に比例することがわかる。実験結果にみられる吸収線幅の広がりはイオン化不純物のつくる不均一な内部電場によるStark効果が原因であると考えられる。それぞれの中性不純物位置で感じる電場の大きさがイオン化不純物の空間分布に依存して，場所ごとで異なるために吸収線の不均一広がりが生じる。その線幅がイオン化不純物濃度の4/3乗に依存して変化することで，われわれはこの4/3乗依存性を初めて定量的に確認し，線幅の広がりを決めている原因が内部電場による２次Stark効果であることを明らかにした。

また，不均一な内部電場は不純物の初期分布に依存していることが期待される。N_iの4/3乗則はこの分布が完全にランダムであることを仮定して，解析的に導かれた結果である。さらに不均一な内部電場と半導体中での不純物の初期分布との関連を詳細に調べるためにMonte Carlo法を用いた理論的アプローチを試みた。



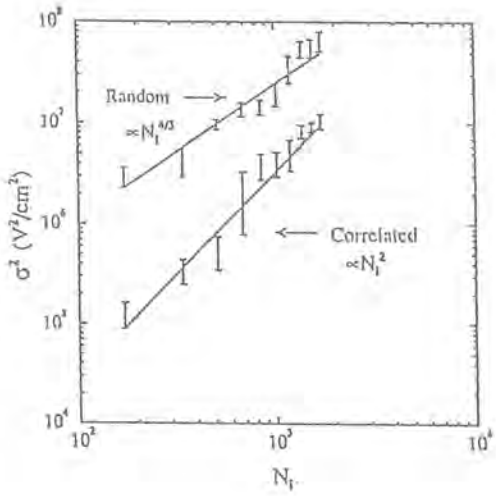
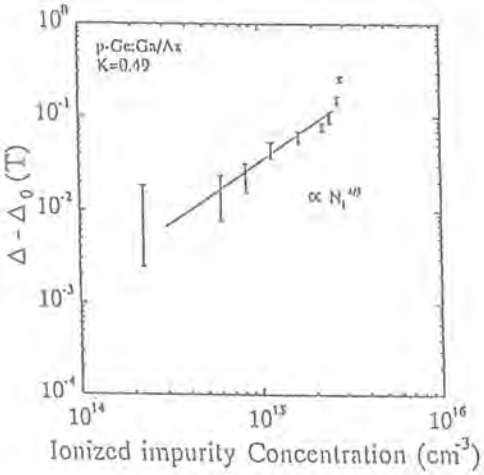


図3には不純物の分布に相関がない，すなわち完全にランダムな場合と相関がある場合におけるMonte Carloシミュレーションの計算結果を示す。横軸にイオン化不純物濃度をとり，縦軸にイオン化不純物のつくる電場の2乗分布の標準偏差をプロットした。完全にランダムな不純物の初期分布の下では電場の2乗分布の広がりがN_iの4/3乗依存性をもつという結果が得られ，中性子照射によって添加したGeでの不純物に関する実験結果とよく一致することがわかった。さらに，不純物の初期分布に相関がある場合には4/3乗依存性から大きくずれることもこのシミュレーションにより明らかになった。



以上まとめると，高補償度半導体における不純物ゼーマン吸収の線幅に関し，イオン化不純物濃度依存性を系統的に調べた。結果はこれまでの解析的な理論との良い一致が得られたが，さらに一歩進んで，不純物の初期分布が吸収線幅の広がりに大きな影響を及ぼす可能性も見い出した。

遠赤外レーザーを探針とした非金属－金属転移の研究

阪 大・理　小 堀 裕 巳
井 上 益 孝
大 山 忠 司

半導体中に不純物（ドナーなるいはアルセプター）をドープしていくと，ドナーに束縛されている電子あるいはアクセプターに束縛された正孔の波動関数は，次第に重なり始める。重なりが十分大きくなると，ある不純物濃度で束縛されていた電子あるいは正孔は，束縛状態を離れ自由に結晶内を動き回る様になる。これは非金属－金属転移すなわちモット転移として知られている。モット転移は一種の相転移で，電気的測定を中心として，こまで精力的に研究されてきた。例えば電気伝導率について見ると，非金属から金属相への転移点で，電気伝導率が飛躍的に増加する事が観測されている。

電気的な測定は，伝導帯中に電子あるいは価電子帯中の正孔を直接モニターするので，非金属相から金属相に転移したとき，電子あるいは正孔が，不純物に対して束縛状態にあるかどうかを観測する事ができる。しかしながら，実際に不純物に捕らわれた電子あるいは正孔のエネルギー準位が，不純物濃度を増加させたとき，どの様にしてバンドを形成し，非金属から金属相へと変化するかを知るには，あまり強力な方法とは言えない。その意味で電気的な測定とは相補的な関係にあり，バンド形成の様子を直接モニターする方法として，不純物に束縛された電子あるいは正孔の束縛準位間の光学的吸収の測定が考えられる。しかしながら，その光学的吸収を用いた非金属－金属転移の研究は，現在のところ余り行われていない。

我々は，モット転移を引き起こす濃度を含む広い不純物濃度域について，磁場効果をも含めた不純物バンドの形成過程を調べる意味で，不純物ゼーマン磁気光吸収の測定を行った。不純物のゼー

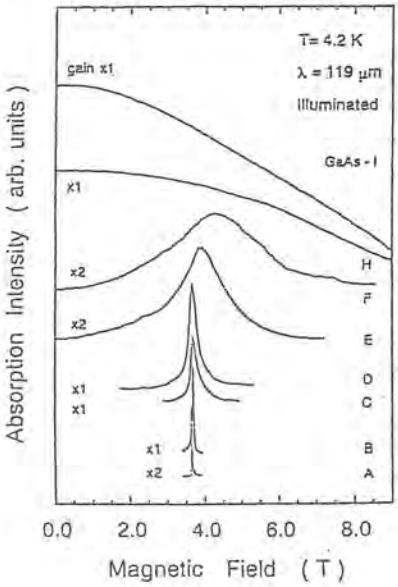
Sample	Type	N_d ($10^{15}cm^{-3}$)	N_a ($10^{15}cm^{-3}$)	Compensation Ratio	Growth Method
A	n	0.75	0.5	0.67	MBE
B	n	1.5	1.0	0.67	LPE
C	n	2.3	0.3	0.13	MBE
D	n	4.8	0.8	0.17	MBE
E	n	16	$N_d>>N_a$	~0	MBE
F	n	25	$N_d>>N_a$	~0	MBE
G	n	60	$N_d>>N_a$	~0	MBE
H	n	150	$N_d>>N_a$	~0	MBE
I	n	550	$N_d>>N_a$	~0	MBE

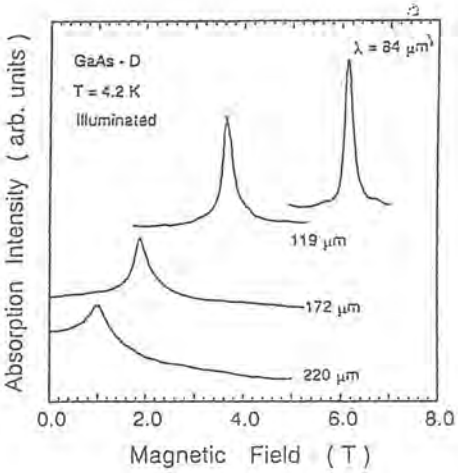
マン磁気光吸収の線幅を決定する原因は，次の３つの要因が考えられる。(1)フォノン広がり(2)シュタルク広がり(3)濃度広がり。(1)はフォノンとの相互作用による不純物準位の寿命広がりであり，主に高温，低濃度域の試料で顕著に見られる。(2)は補償してイオン化したドナーとアクセプターからの不均一電場が及ぼす不純物へのシュタルク効果であり，主に低温，高補償度半導体で観測される。(3)は不純物濃度が増加すると，束縛電子あるいは正孔の波動関数の重なりが大きくなる事から生ずる不純物間相互作用であり，主に低温，低補償半導体に見られる。濃度広がりから見積もられるエネルギー幅は，直接，ゼーマン遷移した準位のエネルギーバンドの幅を表していると考えられる。

不純物に束縛された電子あるいは正孔の波動関数の重なりのみによって，ゼーマン磁気光吸収の線幅を決定させるために，我々は次の様な実験手段によって(1)のフォノン広がり，(2)のシュタルク広がりの寄与を取り除いた。用いた試料を表Ｉに示す。(1)のフォノン広がりの寄与は，測定を液体ヘリウム温度4.2K以下の低温中で行う事により取り除いた。実際，不純物濃度の最も小さい試料について調べると，フォノン広がりの寄与は10K以上でその寄与が認められる。(2)のシュタルク広がりは，キセノン・フラッシュランプを用いて試料を光励起する事により，生成されたキャリアーによって，イオン化したドナー及びアクセプターを完全に中性化する事により取り除いた。

図１に波長119μm，温度4.2Kでのドナー濃度に対する$1s$-$2P_{+1}$遷移のゼーマン磁気光吸収曲線を示す。図からわかる様に，ドナー濃度が増加するにつれて，線幅が著しく増加する。また，試料Ｃのドナー濃度以上の試料で，共鳴位置が高磁場側にシフトし，試料Ｉのドナー濃度以上では，共鳴的な吸収は消失して零磁場から単調に吸収強度が減少する非共鳴的な吸収へと変化するのがわかる。不純物濃度の増加による線幅の著しい増加は，不純物間の相互作用が増大した事によるエネルギーバンド幅の増加であると考えられる。試料ＣからＦまでの高磁場側へのシフトは，ドナーの束縛エネルギーの減少によるものと考えられる。またＡからＦまでの試料については非金属相にあるが，試料ＨからＩまでの試料では金属相にあるために，共鳴的な吸収が消失したと考えられる。実験から線幅がドナー濃度の1.2～1.3乗のように変化するのがわかった。

図２に試料Ｄについて温度4.2Kでの磁場に対する$1s$-$2p_{+1}$遷移のゼーマン磁気光吸収曲線を示す。共鳴磁場が増加するにつれて線幅の著しい減少が見られた。我々は，コーン・ラッティンジャー型の水素様変分関数を仮定して変分計算を試みた。その結果，我々の実験条件の磁場範囲（$\gamma = \hbar\omega_c/2Ry < \sim 1$，$\hbar\omega_c$：サイクロトロン・エネルギー，Ry：ドナーの束縛エネルギー）では1s軌道はあまり収縮しないが，$2p_{+1}$軌道は強く収縮する事がわかった。また，$2p_{+1}$軌道は1s軌道に比べて，空間的に広がっているので，線幅の減少が磁場増加にともなう$2p_{+1}$軌道の著しい収縮に起因しているものと考える。実験から線幅が磁場の0.6～0.7乗の様に変化するのがわかった。また，試料Ｈの試料では，磁場増加にともなう磁場誘起の金属－非金属転移と思われる現象を観測した。すなわち，非共鳴的な吸収から共鳴的な吸収への変化が見られた。





遠赤外レーザを用いた高反射率物質の絶対吸収率の測定

計量研　川 手 悦 男

1. はじめに

高温超電導体の遠赤外光領域の光学特性は，主にフーリエ変換赤外分光光度計を用いて研究されている。この装置を用いて絶対反射率を測定することは困難であるため，多くの場合，金を反射率標準物質としている。しかし，遠赤外光領域の金の絶対反射率は，分散型赤外分光光度計を用いて室温で8.5～84μmの波長範囲での測定結果[1]が報告されているだけである。一方さらに波長が長くなるとこの領域は，マイクロ波領域（～100GHz）に接続するが，この領域では銀，銅や金などの表面抵抗がマイクロ波キャビティを用いて研究されている。

この研究では，金や高温超電導体のような非常に反射率の高い物質の反射率（実際は吸収率）を，4.2K～室温の温度範囲で，10～3000μm（100GHz～30THz)の波長範囲で測定するために，炭酸ガスレーザ励起遠赤外レーザを用いた高感度遠赤外レーザカロリメトリック法（Far-Infrared Laser Calorimetric method : FILC法）を開発している。

2. 吸収率とその測定法

垂直入射で反射率（R）は，

$$R=(1-n)/(1+n)^2 \qquad (1)$$

である。nは複素屈折率である。遠赤外光領域では金や高温超電導体の反射率は非常に高く99%以

上になる。このためバルクの試料の測定では，入射光は透過することなくほぼ反射される。この時吸収率（A）は，

$$A = 1 - R \tag{2}$$

で，常伝導状態（$A_n(\omega)$）と超電導状態（$A_s(\omega)$）の各々の吸収率は，それぞれ

$$A_n(\omega) = 2(2\varepsilon_0\omega/\sigma_n)^{1/2} \tag{3}$$

$$A_s(\omega) = 4(2)^{1/2}\alpha f\sigma_{s1}/(f^4+2f^3+(1/2)^{1/2}\alpha f\sigma_{s1}+\alpha^2 f^2) \tag{4}$$

である。ここで$\alpha = 1/(\varepsilon_0\omega)$，$f = (\alpha\sigma_{s2}+(\alpha^2\sigma_{s1}^2+\alpha^2\sigma_{s2}^2)^{1/2})$ で，ωは周波数，ε_0は真空の誘電率，σ_n，σ_{s1}，σ_{s2}は常伝導状態の光学的電気伝導度と超電導状態の光学的電気伝導度の実部と虚部である。常伝導状態の金属では，式(3)があてはまり，$\omega \to 0$ の極限では$A_n(\omega) \to 0$であるが，高感度で吸収率を測ることで，$A_n(\omega)$ の測定は可能である。一方，反射率では，100％と99.99…％の間の測定になり，高いS/N比が要求される。超伝導状態の高温超電導体の場合は，クリーンリミットに近いため，σ_{s1}の変化量が小さいが，吸収率は(4)式からもわかるように，分母は複雑であるが常に正であり，分子は単純な積になっているため，σ_{s1}の変化に敏感である。このため，吸収率測定は，非常に有望な方法であることがわかる。図1に測定系のブロック図[2),3)]を示す。試料が光を吸収すると試料内部での無輻射緩和過程により必ず試料の温度上昇が起こる。この温度上昇分を試料背面に張り付けた熱電対で精度良く測定しRef.4)の論文の方法で吸収光量（ΔQ）を計算し，さら試料がないときの試料位置での光の入射光量（Q_0）を測定して，これらの比から吸収率の絶対値が

$$A = \Delta Q / Q_0 \tag{5}$$

求まる。クライオスタット内部での多重反射による余分の吸収をさけるために，クライオスタットの内壁にマイクロ波吸収体を張り付け，クライオスタットは入射ビームに垂直な平面内で微調整可

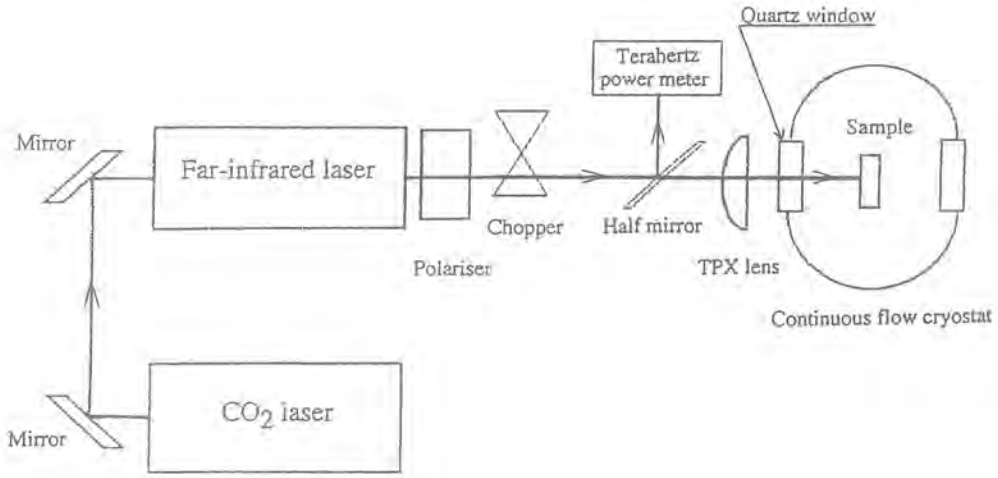


図1　遠赤外光レーザーカロリメトリック法の測定系

能とするために，X－Yステージに載せてある。

この測定系で用いている遠赤外レーザは，46～513μmまでの波長範囲で発振できるが，励起用の炭酸ガスレーザの出力を今の35Wから新しい150Wに増加させることで，35～2600μmの範囲でのFILC法測定が可能となる。現在の系で，遠赤外レーザ光の試料位置でのビーム径は，50～400μmの波長範囲では1.2mm以内である。

3. 試料

今回測定した金の試料は，大きさ4.0×4.6×0.12mm^{3}の金基板に高純度の金を真空蒸着させて作った。ここで広い面（4×4.6mm^2）に光を照射し，裏面の熱電対で温度上昇を測定している。通常の高温超電導体試料の大きさは，1×1×0.1mm^{3}である。

4. 結果と考察

炭酸ガスレーザ励起遠赤外レーザは，この遠赤外光領域で一番高出力の光源である。高感度遠赤外レーザカロリメトリック法による測定のためには，最低でも1mW程度のパワーが必要であり，このレーザ以外に光源は無い。しかし，このレーザーの発振波長は離散的であり，金属のように鋭いフォノン構造がスペクトル中に存在しない領域では，正しい値を与える。

遠赤外光領域での金試料の吸収率測定を，20Kと293Kの2点の温度で96～393μmの波長範囲で，初めて測定に成功した。室温での結果は，Ref.1)の結果と良い一致をしている。この金の吸収率の定量的な説明のために，異常表皮効果を考慮して検討中である。

参考文献

1) L. Harris and P. Flowler : J. Optical Soc. America 51 (1961) 164.
2) E. Kawate, A. Onae, K. Isida, Y. Miki and M. Okaji : Phy. Rev. B 34 (1991) 12976.
3) E. Kawate, T. Itou, Y. Oohasi, K. Ola and M. Okaji : Physica C265-240 (1994) 1989.
4) P. F. Sullivan and G. Seidel : Phy. Rev. 173 (1968) 679.

高温超伝導体の遠赤外スペクトル

東 大・工　内 田 慎 一
玉 作 賢 治

1. 超伝導状態

高温超伝導の出現は，遠赤外分光に大きな希望を抱かせた。超伝導状態を特徴づけるエネルギースケール（超伝導ギャップ）が100cm^{-1}或いはそれ以上の典型的遠赤外領域に拡大したからである。しかし，世界の多数の遠赤外分光器が一斉に活動を開始したにも拘らず，その成果はみるべきものか殆どなかったというのはよく知られた事実である。これは，物理的・技術的な様々な事情に起因

している。

(1) 高温超伝導体は非常に異方性の大きな物質であるため，単結晶での測定が必須であるが，遠赤外測定に耐え，かつドーピング量の制御された単結晶が測定者の手に入り始めたのは1991年以降である[1]。

(2) 低キャリアー濃度といえども金属なので，遠赤外域で反射率が100%に近くなっている。従って，遠赤外域で0.5%以上の精度で反射率を測定しなければならない。（お蔭で多くの遠赤外分光家はその腕を上げた。）

(3) 高温超伝導体は本質的に（d－波等），あるいは外的な要因によりギャップレスになっている。

(4) 高温超伝導体はclean limitの超伝導体（$2\Delta > h/\gamma$）で，超伝導ギャップを光で見るのは難しいという考え方もできる[2]。

(5) c軸方向の伝導は半導体的であり，従って反射率は遠赤外域でも低いので，超伝導ギャップの測定は比較的容易と期待されたが，実際の光学応答は，ギャップではなく「プラズマ」で決定されていることがわかった[3]。

要するに，高温超伝導状態は一筋縄ではとらえきれない複雑な凝縮相であるということである。しかし，超伝導の影響は異常に高エネルギー（$15\sim20k_BT_c$）にまで及んでおり，このエネルギースケールは，物質の種類やドーピング量に強く依存しない。非常に短いコヒーレンス長もその一因であろう。

2. 常伝導状態

銅酸化物が基本的に強相関電子系であること，そしてある特殊な作用によりCuO_2面にドープされたキャリアーが高い遍歴性を獲得するという意味で，遠赤外分光の常伝導状態研究における役割は重要である。強相関系の特徴として，低エネルギーの物理と高エネルギーの物理に質的な違いがみられ，遠赤外分光は，光学伝導度$\sigma_c(\omega)$を通して，低エネルギー物理－電荷ダイナミックスーに関する基本的な情報を提供する。また，低エネルギー域と高エネルギー域を結び付けるのは，伝導度の総和則（sum rule）であり，遠赤外域は大きなDrude項故に，かなりの重さを占めている[4]。また，総和則を超伝導状態に適用することにより，もう1つの基本量（ロンドン長）のドーピング量依存性，異方性が決定されている。

3. 他のトピックス

(1) c軸ジョセフソンプラズマ。異常に大きな異方性と「広い超伝導ギャップ」のために，超伝導キャリアーのプラズマ周波数がギャップ内にはいり，鋭いプラズマエッジがc軸反射スペクトルに出現する[3]。これはCuO_2面がc軸方向にジョセフソン結合でつながっていることを意味し，プラズマ周波数はジョセフソン臨界電流を与える。

(2) c軸光学フォノンの再編成。YBCOなどのbilayer系で，T_cあるいはT_c以上の温度からc軸光学フォノンの振動子強度が再分配され，400cm-1付近に新たなフォノンモードを形成する[5]。

(3) ボルテックス内の「サイクロトロン共鳴」。ボルテックスコア中の準粒子の寿命が極端に長くなり，またボルテックス内部での準粒子のエネルギー準位が量子化されているためにanticyclotronic共鳴が観測された[6]。

参考文献

1) M^2S III(Kanazawa)のProceedings.

2) K. Kamaras et al., Phys. Rev. Lett. 64, 84 (1990).

3) K. Kamaras et al., Phys. Rev. Lett. 69, 1455 (1992).

4) S. Uchida et al., Phys. Rev. B 43, 7942 (1991).

5) C. C. Homes et al., Phys. Rev. Lett. 71, 1645 (1993).

6) O. K. C. Tsui et al., Phys. Rev. Lett. 73, 724.(1994).

高温超伝導体のｃ軸スペクトルと面間伝導

(財)国際超電導産業技術研究センター　超電導工学研　田 島 節 子

J. Schützmann

1. はじめに

高温超伝導体の最も特徴的な性質の一つは，強い異方性である。CuO_2面に平行な方向（ab方向）が伝導度の高い金属的な性質を示すのに対して，ｃ方向の伝導度はCuO_2面の間にどのような層が存在するかで大きく異なり，多くの場合半導体的な温度依存性を示す。このような強い異方性を示す状態が，真に二次元であるのか或は異方的三次元として扱えるのかは興味深い問題である。また，超伝導ギャップの研究という観点から言えば，大きな中赤外領域の吸収やclean limit超伝導を与える小さな散乱確率の問題がないという意味で，ｃ方向の遠赤外スペクトルはより明確な情報を与えてくれる可能性が高い。以上のような動機で，高温超伝導体の大型単結晶試料を用いてｃ方向の光学伝導度スペクトルを広い温度範囲で測定した。

2. $Bi_2Sr_2CaCu_2O_z$(Bi2212)

フローティングゾーン法で大型単結晶を作製し，1.5×５mm^2のac面を持つ試料を切り出した。超伝導転移温度は，as-grownで90Ｋであった。反射スペクトルを図１に示す。挿入図に示す通り，CuO_2面に平行な電場に対するスペクトルと垂直な方向とでは自由キャリアの寄与が全く異なる。ｃ方向には低温にしても全くプラズマ成分が観測されないことから，有効質量の異方性は10000以上でバンド計算よりはるかに大きな値が見積られる。このように大きな異方性を示す物質の場合もはや有効質量近似は適当なモデルではなく，ｃ方向に超伝導層と絶縁層が交互に積層していて，層間をジョセフソン電流が流れていると考えた方が適当である[1]。

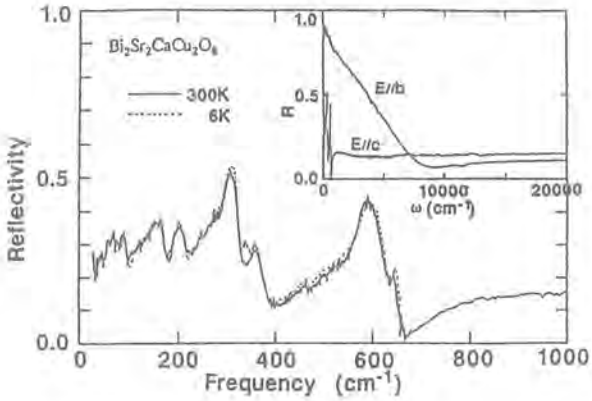


図1

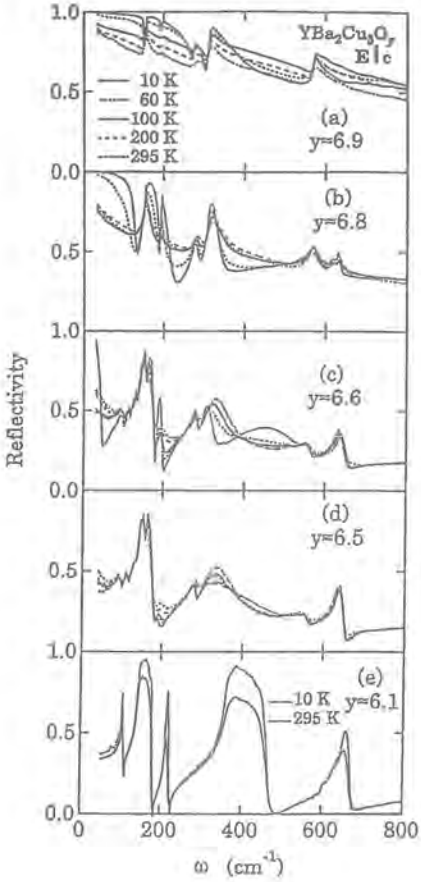


図2

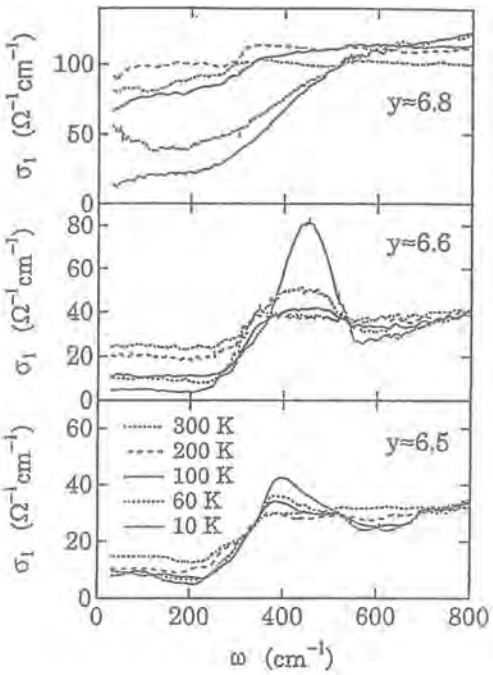


図3

3. $YBa_2Cu_3O_y$(Y123)

引き上げ法で作製した大型単結晶から，5×8 mm² のac面を持つ結晶を切り出し，酸素中で熱処理を行なって0Kから93KまでのいろいろなT_cを持つ試料を作製した。酸素を十分注入した試料はT_c＝88Kで若干過剰ドープになっていると思われる。図2，3に種々の酸素濃度の試料の反射スペクトルとそれをKramers-Kronig変換して得られた伝導度スペクトルの温度依存性を示す。但し伝導度スペクトルはフォノンの寄与を差し引いてある。Y123は高温超伝導体の中で最も異方性の小さい物質であり，十分酸素アニールしたy＝6.9の試料では，c軸伝導度スペクトルはT_c直上まで金

属的な振る舞いを示す。しかし，拡張Drudeモデルで求めたダンピングγは1000～2000cm^{-1}で，面内より一桁大きい。このように実空間の方向でgが大きく異なるというのは，高温超伝導体の特異な性質の一つであり，この場合にもやはり，伝導性のよい面が積層していて，c方向キャリアがホッピング或はそれに似たインコヒーレントな伝導をしていると考えられる。このような電子状態の特徴は超伝導状態にもはっきり現われ，$T \ll T_c$で失われた有限周波数のスペクトル強度から見積られた磁場侵入長の比λ_c / λ_{ab}(=64)は，常伝導状態のプラズマ周波数の比$\omega_{pab}^2 / \omega_{pc}^2 = m^*_c / m^*_{ab}$(=7)よりずっと大きい。これもclean limit超伝導体がc方向に積層してジョセフソン結合していると考えると理解できる[2]。

一方酸素濃度の低い試料では，半導体的な振る舞いが観測される温度領域で，低エネルギー域の伝導度が減少する様子が見られる。低温で400cm^{-1}付近に成長してくるピークの為見えにくいが，500～700cm^{-1}という高エネルギーからこの伝導度の減少がおこっており，低濃度程このThreshold Energyは大きくなると思われる。このようなスペクトル形状が直流伝導度の半導体的温度依存性と直接関係することは明らかであるが，その原因については幾つかの理論モデルがあり，この実験だけから特定することはむずかしい[3]。

参考文献

1) S. Tajima et al, Phys. Rev. B48, 16164 (1993).

2) J. Schützmann et al., Phys. Rev. Lett. 73, 174 (1994).

3) S. Tajima et al., Solid State Commun. (in press).

高温超伝導体のvortexとプラズマ振動のカップリング

分子研・UVSOR施設　木 村 真 一

酸化物高温超伝導体のc軸方向は，c面内の性質とは大きく異なり，超伝導体転移温度のT_cより高温では半導体的，T_cより低温では超伝導を示すことが知られている。超伝導状態では，面間に伝導するキャリアが少ないために，プラズマ端がサブミリ波領域（数10cm^{-1}）にあり，また超伝導であることを反映して，緩和時間が無限大であるかのような反射スペクトルが得られている[1]。このプラズマは，超伝導ギャップ内にあり，かつフォノン等による散乱もほとんどないため，安定に存在している。

この超伝導状態に磁場を加えたらどのようになるかがこの研究の主題である。一般に，第二種超伝導体の超伝導状態にH_{c1}以上の磁場をかけた場合にはvortexが生じる。このvortexの内側には常伝導状態が現れ，また電場方向が磁場方向と平行ではない光を入射すると，vortexが入射した光によって運動させられ，プラズマ振動を抑制する。以上は，立木等によって理論的に予測されてい

る[2]。

理論によって導かれている誘電関数は以下の通りである。H⊥Eの場合には，

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_c - \frac{\omega^2_{ps}}{\omega^2}\left(1 \mp \frac{H}{H_{c2}}\frac{\tau_v / \tau_p}{1 - i\omega\tau_v - M\omega^2 / \kappa_p}\right) - \frac{\omega^2_{pc}}{\omega(\omega + i\gamma_n)}$$

ここで，ω_{ps}とω_{pc}はそれぞれ超伝導状態と常伝導状態のプラズマ振動数，HとH_{c2}はそれぞれ加えた磁場の大きさと上部臨界磁場，τ_nとτ_vはそれぞれ通常の電子とvortexの緩和時間，Mはvortexのイナーシャル質量，κ_pはピニング力，γ_nは常伝導の減衰係数を表す。またH//Eの場合には，

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_c - \frac{\omega^2_{ps}}{\omega^2}\left(1 - \frac{H}{H_{c2}}\right) - \frac{\omega^2_{ps}}{\omega(\omega + i\gamma_s)}\frac{H}{H_{c2}} - \frac{\omega^2_{ps}}{\omega(\omega + i\gamma_n)}$$

ここでγ_sはvortex内の減衰係数を表す。これらの式で，得られたスペクトルのフィッティングを行い，H_{c2}等のパラメータを導いた。

実験は，分子科学研究所UVSOR施設の遠赤外ビームラインBL6A1に，最大5Tまで発生できる超伝導マグネットを取り付けて行われた。放射光を用いる利点は，ミリ波・サブミリ波領域での高輝度性と直線偏光性である。本研究のようなサブミリ波領域の分光には最適であると考えられる。測定範囲は10〜40cm^{-1}である。測定は図1に示したような配置で行われた。ここで，光はライトパイプで試料及びディテクタまで導かれた。これらは，(a)H//EかつH//n，(b)H//EかつH⊥n及び(c)H⊥EかつH⊥nをあらわしている。（nは試料表面の垂直方向を表す。）ここでE//c軸は固定されている。ただし，(a)の配置では約7°の入射角であったが，(b)と(c)では，約20°であった。このことによって，得られたスペクトルには，入射角の違いが現れている。また，(a)と(b)は表面の効果の違いを見たものである。測定温度は約17Kであった。試料は$La_{2-x}SR_xCuO_4$(x〜0.1)で，T_cは約28Kで，約20cm^{-1}にプラズマ端がある。

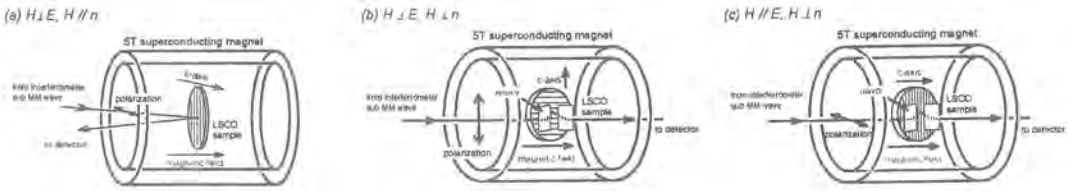


図1　測定系の配置図

結果は図2の様になる。(a)と(b)では，プラズマ端の磁場変化がほぼ同じであるため，表面の影響はほとんどないと考えられる。それに対して(c)では(a)，(b)に比べて大きな変化が観測された。これらの磁場依存性の違いは，H_{c2}の異方性を表わしていると考えられる。実際に，上に示した式

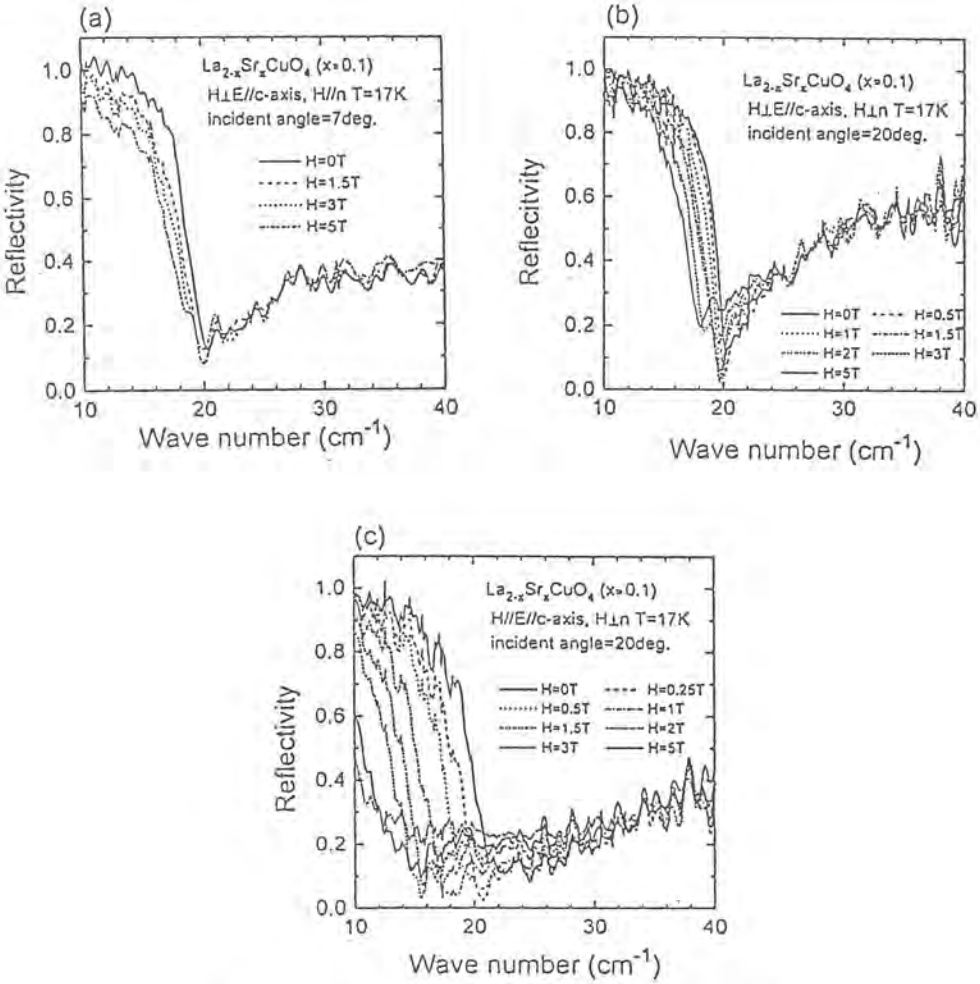


図2　$La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (x　0.1)の磁場中反射スペクトル

(a), (b) と(c)は図1に対応している。

でフィッティングを行ったところ，H//c軸の場合はH_{c2}=45T，H⊥c軸の場合はH_{c2}=100Tであった。この結果は，磁化率の測定から得られている結果と定性的に一致している[3]。

本研究は，東北大科研・池沢幹彦教授，東北大金研・立木昌教授のグループ，山梨大工・兒嶋弘直教授のグループとの共同によるものである。

参考文献

[1] K. Tamasaka et al., Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 1455.

[2] M. Tachiki et al., Phys. Rev. B 50 (1994) 7065.

[3] Y. Koike et al., Jpn. J. Appl. Phys. 27 (1988) L841.

高温超伝導体のミリ波分光

阪 大・超伝導セ　荻 行 正 憲
阪 大・ 工　長 島 健
中 島 信 一

1. はじめに

酸化物高温超伝導体については光学的な測定に限っても，マイクロ波から赤外，可視，紫外域にわたり数多くの研究がある。特に低エネルギー領域のマイクロ波から遠赤外領域の研究は超伝導エネルギーギャップや低エネルギー励起状態を探る上で重要な役割を果たしている。しかし，マイクロ波と遠赤外の間のミリ波と呼ばれる領域は適当な光源がないことから研究が遅れている。我々は，75～170GHzで連続発振が可能な後進波管(BWO) を光源とするマッハツェンダー型干渉分光計を開発し，酸化物超伝導体のミリ波領域の光学定数の測定に応用してきた。以下で，まず，マッハツェンダー型干渉分光計の説明とそれによる複素屈折率n-ikの測定方法について述べる。次に，基板上のYBCO薄膜（ｃあるいはａ軸配向）の複素電気伝導度の測定及び解析結果について述べる。

2. マッハツェンダー型干渉分光計

平板型試料に電磁波が入射すると一部試料を透過し，位相シフトを生じる。この透過率Ｔと位相シフトφは物質の複素屈折率n-ikで決まる。逆に，実験的にＴ及びφを測定すれば複素屈折率を求めることができる。図１はＴ及びφを測定するためのマッハツェンダー型干渉分光計のブロック図である。光源は75～110及び110～170GHzでチューナブルな２本のBWOで，ホーンアンテナによって

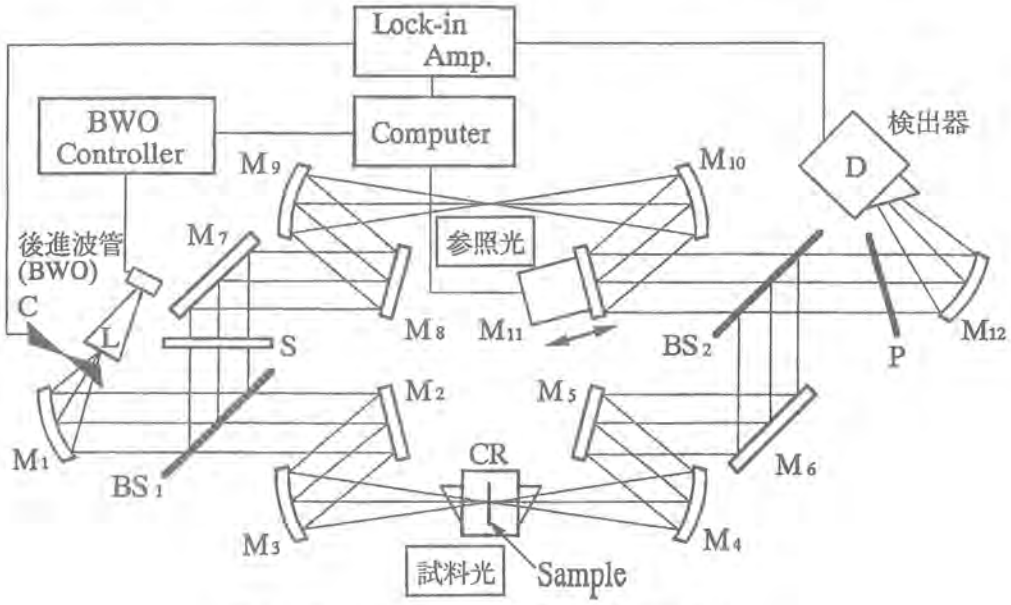


図１　マッハツェンダー型干渉分光計の模式図

自由空間に放出される。測定の主部はビームスプリッターとしてワイヤーグリッドを用いたマッハツェンダー型干渉計から成り立っている。試料を通ってきた電磁波と参照側の電磁波を干渉させ，可動鏡M11を移動させて検出器の出力が最大になる位置を求めることにより位相シフトを求める。また，透過率の測定は参照光側を閉じて，試料光側のみで行い，試料がある場合とない場合の強度比から求める。周波数依存性を測定したい場合は，BWOの周波数をステップ的に変えて，透過率および位相の周波数依存性を測定する。また，通常，マイクロ波で行われるような，一定の周波数における温度変化を測定したい場合は，温度を変えて透過率と位相の測定を行う。

3. 測定結果

MgO基板上に作製したc軸配向YBCO薄膜，及び，$LaSrGaO_4$基板上に作製したa軸配向YBCO薄膜について，それぞれミリ波の電場がab面及びc軸に平行な場合の複素屈折率を測定した。その温度変化から複素電気伝導度$\sigma_1 - i\,\sigma_2$の温度変化を求めた結果を図2に示す。E//ab，E//c両偏光ともσ_1，σ_2が温度の低下とともにT_c付近で増大することがわかる。超伝導状態でのミリ波電気伝導度はσ_1，σ_2ともab面内の方がc軸方向より2桁程度高い。E//abの場合のσ_1の増大はこれまでマイクロ波領域において共振器法により測定された結果と同様であるが，増大の割合はかなり小さい。σ_1の増大の度合が高周波になるほど小さくなる結果はHirschfeldらの理論的予想と定性的には一致している。σ_2の増大は温度の低下とともに超伝導キャリヤー成分が増大し，電磁波をスクリーニングすることに対応している。E//abについて従来の2流体モデルを適用すると，T_c以下で準粒子の寿命τが急激に増大することがわかった。

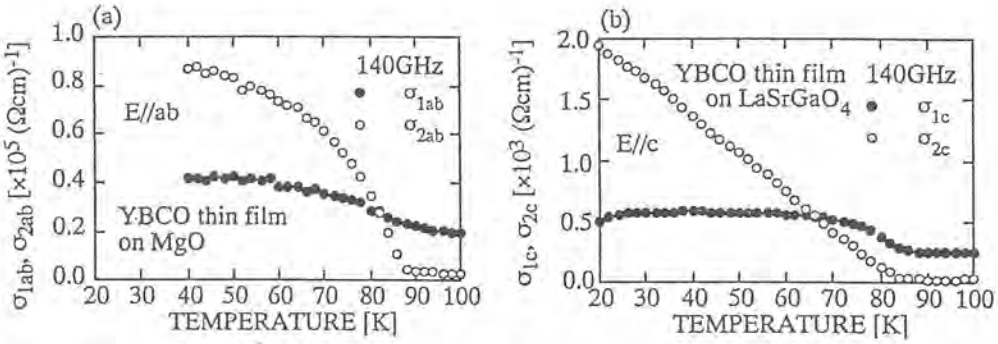


図2　複素電気伝導度の温度依存性

次に，c軸方向の電磁応答を詳しく見るために，σ_1，σ_2からロンドン長$\lambda_L(T)$を求め，$\lambda_L^2(0)/\lambda_L^2(T)$の温度依存性をプロットしたのが図3である。図の実線及び破線はそれぞれBCS理論，及び，CuO_2超伝導層間の結合をSNS的なジョゼフソン接合と見なした場合の温度依存性（但し，$\Delta(0) = 1.76K_BT_c$を仮定）である。実験結果はどちらとも異なっているように見える。この結果

は，芝内らがLSCOでは，10GHzではc軸方向の$\lambda_L^2(0)/\lambda_L^2(T)$はSNS的な温度依存性を示すとしているのとは異なっている。図には示していないが，同様のプロットをE//abの場合に行うとT_c以下でE//cの場合に比べてはるかに急激な立上りを示す。電場がCuO_2層に平行な場合と垂直な場合で明らかに異なる温度依存性を示す事実はこれまで指摘されているように両方向で超伝導状態におけるキャリヤートランポートの機構が異なることを意味しているの思われる。

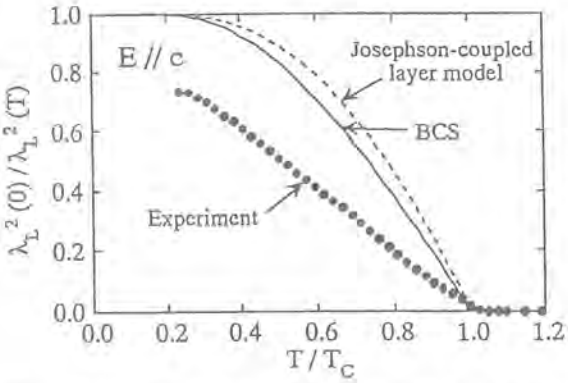


図3　E//cの場合の$\lambda_L^2(0)/\lambda_L^2(T)$の温度依存性

ＴＣＮＱ塩の構造相転移とフォノン

東理大・理　　長　坂　啓　吾

MEM(TCNQ)$_2$とα－NPPy(TCNQ)$_2$は構造が似ている分子性結晶であり，低温でMEM(TCNQ)$_2$はスピンパイエルス転移を起こし，α－NPPy(TCNQ)$_2$はCDWの位相モードに関する相転移を示す。これらは相転移について格子振動スペクトルと２マグノン吸収の変化の様子から機構が解明された。本講演は次の２講演の背景を述べる。

1.　構　造

MEM，NPPyとTCNQの分子をそれぞれ図１に示す。この分子はファンデルワールス力によって結合し，MEM(TCNQ)$_2$とα－NPPy(TCNQ)$_2$分子性結晶を作る。図２に示すように，MEM(TCNQ)$_2$結晶は反転対称性を持っていない。しかしTCNQは平行に積み重なっている。一方，α－NPPy(TCNQ)$_2$結晶は反転対称性を持っているが，少し傾いて積み重なっている。この構造の少しの違いが，次で述べる構造相転移を支配している。

2.　構造相転移

MEM(TCNQ)$_2$結晶は温度域T＞338Kでは金属であり，MEM分子から電子を２枚のTCNQ分子に与えている。MEM(TCNQ)$_2$の２分子当たり，MEMの１電子が２枚のTCNQの４個のπ電子軌道に移る。そのため伝導帯は1/4-filled bandと呼ばれている。しかしこの物質においては，on-site-Coulomb反発が大きいためupper-Hubbard bandとlower-Hubbard bandに分離し，lower Hubbard band内に電子は分布し，1/2-filled bandの金属になっていると考えると次ぎの構造相転移は考えやすい。温度を低下させ，T＞338Kにすると図3-2の４K_Fのフォノンと伝導電子が相互作用して図４の左から右

へ構造が変化する金属－絶縁体転移を起こす。この時の伝導度の変化は図3-11に示す[1]。α－NPPy(TCNQ)$_2$分子性結晶でもここまでの変化は同様である[2]。一方，帯磁率の温度変化はこの２種類の物質について異なる。図５に示すように，金属－絶縁体転移から温度を４Ｋまで低下させたMEM(TCNQ)$_2$[3]とα－NPPy(TCNQ)$_2$[4]の帯磁率の温度変化は，ともに１次元反強磁性に関するBonner-Fisherによるモデル計算結果と一致する。ところが，MEM(TCNQ)$_2$では図５の左図のように19(17)ＫでTCNQ分子の積層構造が少し変化しtetramerを組み，等間隔に並んだ反強磁性スピンが交互に近づきスピン１重項を作って磁性を失う[3]。これをスピンパイエルス転移と呼んでいる。ところが，α－NPPy(TCNQ)$_2$結晶は反転対称性が有り[5]，スピンパイエルス転移は示さない。

3. フォノン（分子内振動と分子間振動）

図6-1に示すように，TCNQ分子に電化が0.26e,0.59e入ると分子の長さがそれぞれ1.386,1.399Ａとなる[6]。そのため，伝導電子がTCNQ分子を通過すると全対称モード（a_gモード）の分子内振動が励起され図6-1に示す10個のa_gモードが電荷移動励起（CT励起）の吸収端より低エネルギー側に現れ，一番低いものは150cm^{-1}である。またMEM(TCNQ)$_2$の20-200cm^{-1}領域の吸収スペクトルは図７に示す。この吸収は図４に示すdimerとtetramerの分子間振動（以後フォノンと呼ぶ）であり，これらの振動数と振動モードは剛体近似で計算され実験とよい一致を見た[7]。図９に，その最も低い振動数の３つのモードと振動数が表記されている。これらの低い振動数のフォノンは図10に示すlamellergrating interferometer[8]と0.4Ｋのボロメーター[9]を自作し初めて観測された。その結果を図11に示した。実測された振動数は8.5,19.5および24.5cm^{-1}であり太田らによる解析結果と誤差５cm^{-1}の範囲で一致している。４Ｋで8.5cm^{-1}のフォノンはスピンパイエルスのソフトモードであり，図８にその様子を示すが転移によってΓ点に折り返され，さらに温度の低下により０から8.5cm^{-1}に近づく様子を図11に見ることができる[10]。

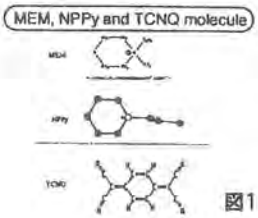


図1

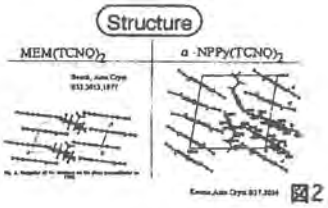


図2

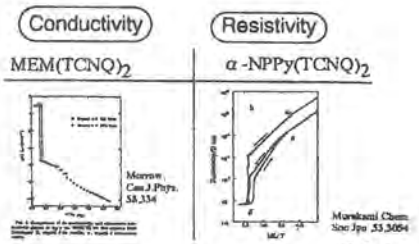


図3-1

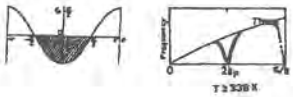


図3-2

Spin-Peierls transition in MEM(TCNQ)$_2$

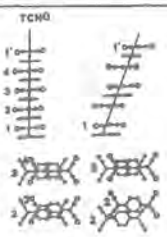


図4

Magnetic susceptivility

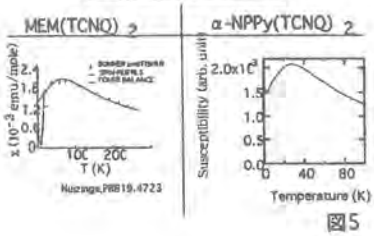


図5

Intra-moleculer vibrations

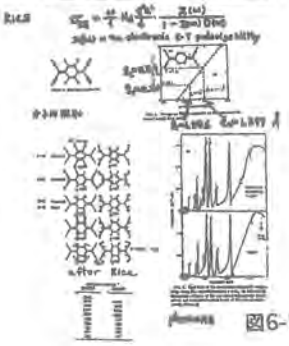


図6-1

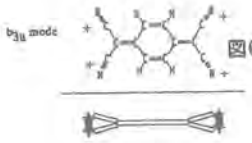


図6-2

Phonon spectrum

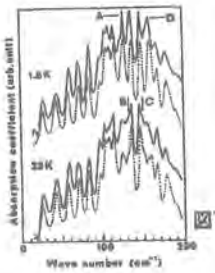


図7

Structual transition and folding phonons

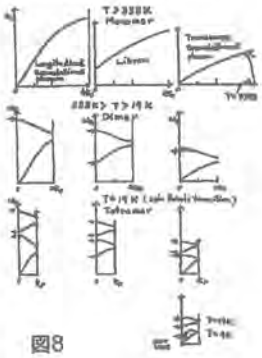
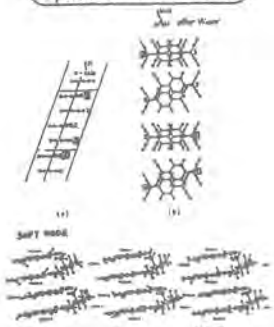


図8

Spin-Peierls transition



解析	3.9	11.9	20.7	
実験	8.5	19.5	24.5	(cm^{-1})

誤差 +5(cm^{-1})

図9

Lameller grating interferometer

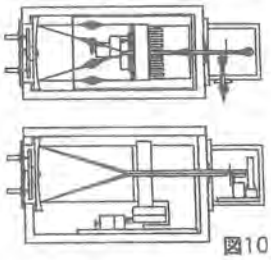


図10

Soft mode & folding phonons

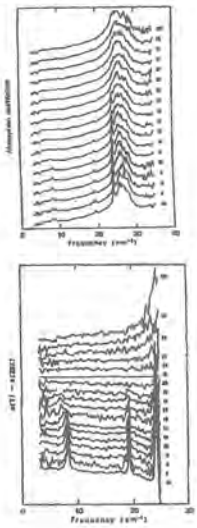


図11

参考文献

1) M. Morrow et al., Can. J. Phys. 58, 334 (1980).
2) M. Murakami and S.Yoshimlura, Bull. Chem. Soc. Jpn. 53, 3504 (1980).
3) S. Huizinga et al., Phys. Rev. B 19, 4723 (1979).
4) M. Sato, K. Kumimoto, G. Kido and K. Nagasaka, to be published.
5) M. Konno and Y. Saito, Acta Cryst, B 37, 2034 (1981).
6) M. J. Rice et al., Phys. Rev. B 21, 3437 (1980). k
7) H. Ohta et al., Phys. Rev. B 37, 7691 (1988).
8) 長坂啓吾，小嶋隆，分光研究34,33(1985).
9) N. Satoh, Y. Tanala and K. Nagasaka, Jpn. J. Appl. Phys. 29, 202 (1990).
10) Y. Tanaka, N. Satoh, and K. Nagasaka, J. Phys. Soc. Jpn. 59, 319 (1990).

α－NPPy(TCNQ)$_2$ の6Kにおける相転移とゆらぎ

東理大・理　佐藤政行
高沢　章
長坂啓吾

田中らはα－NPPy(TCNQ)$_2$について図1に示すように6K以下で12.5cm^{-1}にフォノンイ吸収線が活性化することを発見している[1]。しかしながら，相転移の種類や機構についてはわかっていない。本研究の目的はこの相転移の機構を明らかにするものである。

α－NPPy(TCNQ)$_2$に構造的によく似た物質であるMEM(TCNQ)$_2$は19Kで構造相転移の一種であるスピンパイエルス転移を起こす[2]。当初，α－NPPy(TCNQ)$_2$についてもスピンパイエルス転移ではないかと思われたが，帯磁率の温度変化の測定からこの可能性は否定された[3]。また，12.5cm^{-1}のフォノン吸収線の温度変化には，特にソフト化の傾向は見られない。田中らの剛体近似によるフォノン周波数の計算を参照すると[4]，12.5cm^{-1}のフォノン線はTCNQ分子の波数4K_Fの横モードフォノン（TCNQ分子のカラムに垂直に分子が振動する）に相当し，これは約380Kにて起こる金属－絶縁体転移のソフトモードフォノンでもある。このモードの波数はCDWの波数の4K_Fに等しい。

α－NPPy(TCNQ)$_2$はMEM(TCNQ)$_2$にはない反転対称性があり，TCNQ分子上の電荷はすべてほぼ等しいことがわかっている[5]。従って，反転対称が消失するような相転移が起こり，上記のフォノンが光学活性化したと考えられる。ここで，格子変形の自由度と，電荷分布の自由度を考えることにする。対称中心が消失するような格子変形はスピンパイエルス転移をもたらす波数2K_Fの横モードフォノンであり，これは除外される。一方，等分布していた電荷が4K_Fの波数でずれると反転

対称性が消失する。このような電荷移動は電荷密度波の位相ずれに相当する。

金属－絶縁体転移におけるa_{g}モード分子内振動吸収の変化が報告されているが[6,7]，これらはCDWの振幅モードの成長を分子内振動に観察している。α－NPPy(TCNQ)$_2$の相転移では格子は変位せず，CDWの位相がずれると考えられるので，分子内振動吸収の温度変化を詳しく観察することにした。また，格子振動についても観測し，MEM(TCNQ)$_2$と比較した。

実験の結果，MEM(TCNQ)$_2$についてはTCNQ分子のカラムに沿って分子が振動する縦モードフォノンの吸収線と，図2に示すように面外の分子内振動であるb_{3u}モードに異常が現れた。縦モードフォノンの吸収線の温度変化は，スピンパイエルス転移における格子変位の結果と考えられる。また，b_{3u}モードの異常は，相転移時に増大する格子ゆらぎの影響であると考えている。一方，α－NPPy(TCNQ)$_2$については，縦モードフォノンの吸収線，b_{3u}モード分子内振動による吸収線とも異常は見られなかった。これは，相転移時に格子変位が起こっていないことを示している。a_{g}モードに関しては，図3に示すように異常が見られた。a_{g}モードの吸収線がスピンパイエルス転移と同様の温度変化を示していることから，a_{g}モードと結合している自由度，すなわちCDWの位相ゆらぎが相転移時に増大する様子を観察していると考えられる。

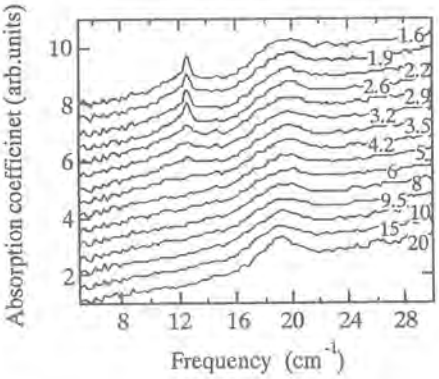


図1　α－NPPy(TCNQ)$_2$の吸収スペクトルの温度変化

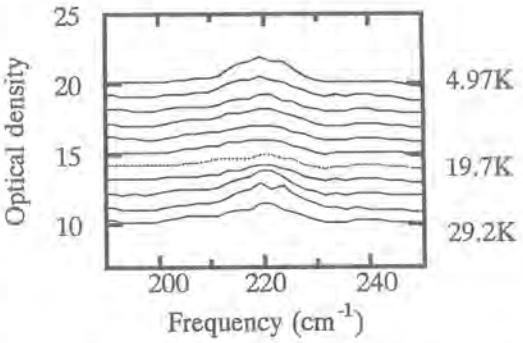


図2　MEM(TCNQ)$_2$ のb_{3u}モードの温度変化

以上より，α－NPPy(TCNQ)$_2$についてはCDWの位相ずれ転移が起きていることが確認できた。MEM(TCNQ)$_2$では金属－絶縁体転移が起き，CDWの振幅モードが確立すると同時にCDWの位相モードがずれる。Riceによれば，片側の分子に電荷密度が偏ることによりCDWが安定化する[8]。また，この偏りはカチオイオンの生成するポテンシャルの，ダイマー内のTCNQ分子間での差が原因である。α－NPPy(TCNQ)$_2$ではカチオンイオンが向かい合わせに配向しているために波数4K_Fのポテンシャルは小さく，CDW は片側によりずらい。また，対称中心が存在したほうが高温ではエントロピーの項のため，自由エネルギーを低下させることができる。これらの理由で，α－NPPy(TCNQ)$_2$では金属

—絶縁体転移と独立に位相ずれ相転移が観測されたと考えられる。

金属—絶縁体転移において，12.5cm^{-1}のフォノンは成長するCDWに引きずられてソフト化する。すなわち，CDWは上記のソフトモードフォノンと結合している。Bozioらは，CDWと結合するフォノンが互い違いの分子ひずみにより活性化すると予言しているが[9]，RiceによればCDWの位相がずれることで互い違いの分子ひずみは発生する。これらの理由で12.5cm^{-1}のフォノン吸収線が活性化すると考えられる。

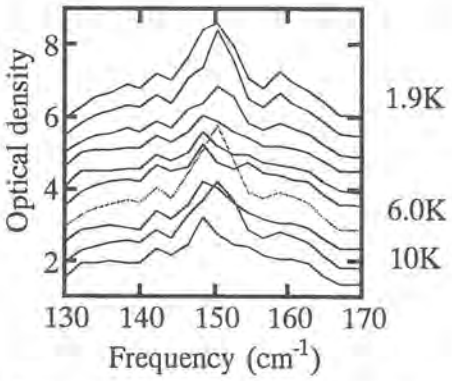


図3　α—NPPy(TCNQ)$_2$の a$_g$モードの温度変化

さらに，相転移近傍での12.5cm^{-1}のフォノン吸収線の温度変化を詳しくしらべた。その結果，すでに20Kもの高温から過減衰モードながら活性化していることがわかった。相転移近傍では位相ゆらぎは大きく，その速度は非常に遅くなっていると考えられる。20Kでは静的な位相ずれは生じていないが，遅いゆらぎによって12.5cm^{-1}の逆数程度の時間内では位相は片側にずれていると考えると，12.5cm^{-1}の吸収線は過減衰モードで活性化する。すなわち，転移点以上でも過減衰モードで活性化する。このことは，相転移近傍での静的な性質（＝静的な位相のずれ）と動的な性質（＝位相ゆらぎ）の混合の観測を意味しいてると考えられる。

参考文献

1) Y. Tanaka and K. Nagasaka, to be pubkished.

2) S. Huizinga et al., Phys. Rev. B19, 4723 (1979).

3) M. Sato, K. Kunimoto, G. Kido and K. Nagasaka, to be pubkished.

4) 田中康資，修士論文 (1987).

5) M. Konno and Y. Saito, Acta Cryst. B37, 2034 (1981).

6) Musfeldt et al, Phys. Rev. B45, 10197 (1992).

7) Okamoto et al., Synth. Metals 19, 527 (1987).

8) M. J. Rice et al., Phys. Rev. B21, 3437 (1980)..

9) R. Bozio et al., Phys. Rev. B36, 7795 (1987).

MEM(TCNQ)$_2$ および α－NPPy(TCNQ)$_2$ における２－マグノン吸収

東理大・理　高沢　章
佐藤政行
長坂啓吾

1. 序

一次元ハイゼンベルグ型相互作用をするスピン1/2の反強磁性体では，強い量子力学的ゆらぎのため，ネール状態より低いエネルギー状態が存在するとの指摘がベーテによりなされている[1]。その場合，スピン系の励起状態は古典的スピン波描像とは異なる。磁気励起に対する強い量子ゆらぎ効果の実験的検証は，$CuCl_2 2N(C_5D_5)$(以下CPCと略す）の中性子非弾性散乱実験において遠藤らにより初めて行われた[2,3]。彼らはdes Cloizeaux-Pearson(dCP)モードおよび，dCPモードの高エネルギー側に連続した励起エネルギー状態（Spin Wave Continuum : SWCモード）が有限なspectral weightを持って存在することを見いだした。

我々は量子スピン系に特徴的な励起状態(dCP,SWCモード）の存在が光吸収過程に及ぼす効果に興味を持ち，α－NPPy(TCNQ)$_2$の２－マグノン吸収スペクトルの観測を行った。遠赤外分光測定は，中性子散乱実験にくらべて比較的簡便な手法であり，また有機分子性結晶の中性子散乱実験のように水素を重水素に置換する必要もない。CPCと同様な量子スピン系を持つ一次元有機物であるMEM(TCNQ)$_2$において，田中らは初期的な遠赤外分光測定を行い，dCPモードへの２－マグノン励起によると思われる２－ポソン吸収を見いだした[4]。固定スピン系における２－マグノン励起描像が，安定なネール状態のまわりのスピン揺動とは異なると考えられるdCPモードに対しても観測されたとすれば量子スピン系の基底状態を解明する上で興味深い。しかし，EM(TCNQ)$_2$ の場合，TCNQ分子の分子内振動の a_gモードが２－マグノン吸収と同じエネルギー域に現れるため，２－マグノン吸収スペクトルのみを分離して求めることができなかった。また，SWCモードに相当するエネルギー域における測定も充分に行われていなかった。

2. 実　験

今回は，MEM(TCNQ)$_2$に類似した量子スピン系を持ち，かつ交換積分値がMEM(TCNQ)$_2$に比べて比較的小さいα－NPPy(TCNQ)$_2$を試料として２－マグノン吸収と a_gモードの分離を試みた。また光学的に充分薄い試料を使用することで，SWCモードに対応するエネルギー域までその吸収形状を評価した。分光測定はマイケルソン型分光計により行い，検出器は^{3}He冷却器により0.45Kに冷却されたGeボロメーターを使用した。ボロメーター感度は各測定温度でボーメーターの電流－電圧特性を測定し，Jonesの理論による感度校正を行っている。温度変化に伴う感度の変動によるスペクトル強度の誤差は，８％以内に抑えられている[5]。

3. 結果と議論

α－NPPy(TCNQ)$_2$のエネルギー域50～250cm^{-1}における吸収スペクトルの温度変化（10～76K）を図1に示す。50～130cm^{-1}にみられる細かな吸収線は格子振動による吸収線である。また，220cm^{-1}付近に見られる2つのブロードな吸収はTCNQ分子のb_{3u}モードによる吸収である。さらに150cm^{-1}付近に見られるブロードな吸収はTCNQ分子のa_gモードである。MEM(TCNQ)$_2$と比較して交換積分値｜J｜が半分以下の値を持つα－NPPy(TCNQ)$_2$を選択した結果，MEM(TCNQ)$_2$では重なっていた150cm^{-1}付近のa_gモードと100cm^{-1}付近の2－ボソン吸収の分離がなされた。

次に，この2－ボソン吸収の形状について考えてみる。フォノン吸収成分を除去するため，各試料　温度での吸収スペクトルから求めたT＝0Kでの2－ボソン吸収成分を図2に示す。そのピークエネルギーはdCPモードへの2－マグノン励起を仮定した場合の最大エネルギー2π｜J｜～100cm^{-1}（｜J｜＝16cm^{-1}）と一致する。さらに今回の測定においてdCPへの2－マグノン励起として許される最大エネルギー(100cm^{-1}）の高エネルギー側にも2－ボソン的温度変化を示す吸収が約140cm^{-1}まで存在することを見いだした。100～140cm^{-1}の吸収形状（図2）は非弾性中性子散乱実験においてCPCで観測されたSWC モードへの磁気励起プロファイルと類似している。非弾性中性子散乱におけるSWCモードへの磁気励起の解析手法[6]を守谷による古典スピン系の2－マグノン吸収理論[7]に適用すると，同吸収は波数（π／2）上のSWCモードへの2－マグノン励起による吸収として解釈できる。

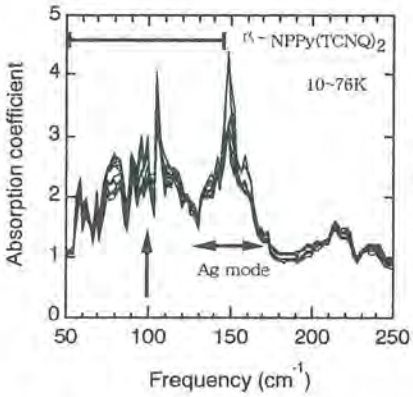


図1　吸収スペクトルの温度変化

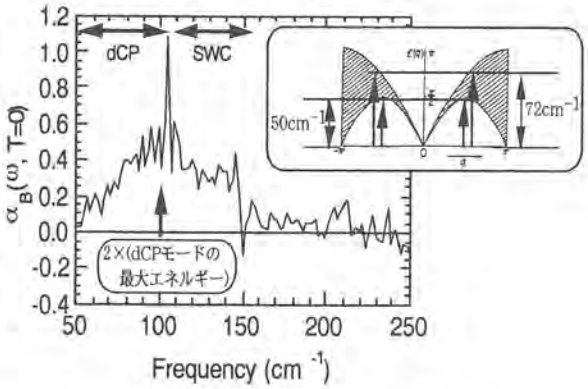


図2　2－マグノン吸収（T＝0K）

SWCモードは，量子ゆらぎ効果により古典的磁気秩序が乱された状態であり，ネール状態に特有なπ周期とは異なる分散関係を持つ。これは量子スピン系では充分低温においてすら短距離秩序相がゆらぎとして共存することを示唆する。一方，α－NPPy(TCNQ)$_2$の50～120cm^{-1}の吸収は少なくとも3｜J｜～70Kまで2－ボソン的振る舞いを示す。これは一次元的な反強磁性秩序が高温（>>

|J|）でもゆらぎとして長距離まで保たれていることを示している。以上より，50〜140cm^{-1}の2－ボソン吸収はスピン1/2である一次元反強磁性ハイゼンベルグスピン系の量子力学的側面を反映した2－マグノン吸収であると結論した。

参考文献

1) Bethe, Z. Phys. 71, 205 (1931).

2) Endoh et al., Phys. Rev. B18, 3530 (1978).

3) Heimann et al., Phys. Rev. B18, 3530 (1978).

4) Tanaka and Nagasaga, Solid State Commun. 73, 735 (1990).

5) 佐藤，長坂，「0.4Kボロメーターによる吸収係数の絶対値測定」（当研究会）.

6) Muller et al., Phys. Rev. B24, 1429 (1981).

7) Moriya, J. Appl. Phys. 39, 1042 (1968).

人　事　異　動

研究部

（転出）

所　　属	職・氏名	発令日	備　　考
極限物性第一部門 超　強　磁　場	助　手 野　尻　浩　之	7. 5. 1	東北大学金属材料研究所助教授へ

東京大学物性研究所の助教授公募の通知

下記により助教授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

極限物性第一部門　極限レーザー　　助教授　1名

2．研究内容

本研究所では、渡部、黒田、末元の3所員を中心とするグループで極限的性能を持つレーザーの開発と、これを使った物性研究を行っている。本公募では、レーザーの特性を生かし、先端的分光手法を用いた光物性実験を行う若手研究者を求める。

3．公募締切

平成7年8月31日（木）必着

4．就任時期

決定後なるべく早い時期を希望する。

5．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）

○主要業績リスト（必ずタイプすること）

○主要論文の別刷

○研究業績の概要（2000字程度）

○研究計画書（2000字程度）

(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

○研究業績の概要（2000字程度）

○研究計画書（2000字程度）

○健康診断書

○本人に関する意見書

6．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

7．注意事項

極限物性第一部門極限レーザー助教授応募書類在中の旨を朱書し、書留で郵送のこと。

8．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7年5月25日

東京大学物性研究所長

竹　内　　伸

東京大学物性研究所の助教授公募の通知

下記により助教授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

凝縮系物性部門　　助教授　1名

2．研究内容

有機物等の分子性固体を対象に、新しい物性研究の分野を切り開いていくことに強い意欲をもつ研究者。基本的には人物本位であるが、分子性固体に対する深い理解と優れた物理のセンスを持つことが望まれる。

3．公募締切

平成7年8月31日（木）必着

4．就任時期

決定後なるべく早い時期を希望する。

5．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）

○主要業績リスト（必ずタイプすること）

○主要論文別刷（5編以内）

○研究業績の概要（2000字程度）

○研究計画書（2000字程度）

(ロ)　応募の場合

○履歴書

○主要業績リスト（必ずタイプすること）

○主要論文別刷（5編以内）

○研究業績の概要（2000字程度）

○研究計画書（2000字程度）

○健康診断書

○本人に関する意見書

6．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

7．注意事項

凝縮系物性部門助教授応募書類在中の旨を朱書し、書留で郵送のこと。

8．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7年5月25日

東京大学物性研究所長

竹　内　　伸

東京大学物性研究所の助手公募の通知

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

理論部門　高山研究室　　助手　1名

2．研究・業績内容

本理論研究室では，現在、主に計算物理学的手法による、競合ランダム系などの複雑における協力現象の研究を行っている。この分野の研究経験は問わないが、意欲のある若手研究者を希望する。

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7年9月29日（金）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）

○主要論文の別刷

○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

理論部門高山研究室　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7年6月27日

東京大学物性研究所長

竹　内　　伸

第6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4回の国際シンポジウムを開催し、現在第5回を準備中です。

このたび第6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致しました。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。計画にあたって経理処理上会計の責任者は必ず物性研所員となるようお願い致します。なお、必要経費の一部分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10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、検討のうえ採否を決定し、1995年中にご連絡致します。

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9年度中、1997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，渡部俊太郎

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

5th "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：渡部俊太郎、松岡正浩

Technical Report of ISSP 新刊リスト

Ser. A

No. 2954 RAIRS Observation of Photoinduced Dissociation of NO on Ni(111), by Tamerlan T. Magkoev, Moon-Bong Song, Katsuyuki Fukutani and Yoshitada Murata.

No. 2955 Synthesis and Crystal Structure of the Molecular Metal Based on Iodine-bonded π-Donor, (IEDT) [Pd(dmit)$_2$], by Tatsuro Imakubo, Hiroshi Sawa and Reizo Kato.

No. 2956 Spin-resolved $3p$ and $3s$ Core-level Photoemission Spectra of Ferromagnetic Nickel, by Yuji Saitoh, Tomohiro Matsushita, Shin Imada, Hiroshi Daimon, Shigemasa Suga, Jun Fujii, Kenya Shimada, Akito Kakizaki, Kanta Ono, Masami Fujisawa, Toyohiko Kinoshita and Takehiko Ishii.

No. 2957 Conductivity of 2D Lattice Electrons in an Incommensurate Magnetic Field, by Masahito Takahashi, Yasuhiro Hatsugai and Mahito Kohmoto.

No. 2958 Superconductivity-Induced Anomalies in C-Axis Polarized Phonon Modes of $YBa_2Cu_3O_7$ Studied by Neutron Inelastic Scattering, by Hiroshi Harashima, Katsuaki Kodama, Shin-ichi Shamoto, Masatoshi Sato, Kazuhisa Kakurai and Masakazu Nishi.

No. 2959 Observation of Enhanced Lateral Confinement of Excitons in GaAs Qauntum Wires with Various Sizes (7-30nm) by Magnetophotoluminescence Measurements, Yasushi Nagamune, Takuji Tanaka, Takao Kono, Shiro Tsukamoto, Masao Nishioka, Yasuhiko Arakawa, Kazuhito Uchida and Noboru Miura.

No. 2960 Mutual Exclusion Statistics in Exactly Solvable Models in One and Higher Dimensions, by Yasuhiro Hatsugai, Mahito Kohmoto, Tohru Koma and Yong-Shi Wu.

No. 2961 Soft X-Ray Emission Studies of Solid at PF: Application to the Materials Science, by Shik Shin.

No. 2962 Disappearance of 2D Magnetic Character in Quasi-1D System $CoNb_2O_6$ under Magnetic Field, by S. Mitsuda, S. Kobayashi, K. Aga, H. Katagiri, H. Yoshizawa, M. Ishikawa, K. Miyatani and K. Kohn.

No. 2963 Current-Driven Breakdown of Interger and Fractional Quantum Hall Effects in GaAs/AlGaAs Heterostructures in Pulsed High Magnetic Fields, by Tadashi Takamasu, Hideaki Dodo and Noboru Miura.

No. 2964 On the Spectrum of S=1/2 XXX Heisenberg Chain with Elliptic Exchange, by V. I. Inozemtsev.

No. 2965 High Pressure Effects on the Spin-Peierls Compounds $CuGeO_3$, by Masakazu Nishi, Osamu Fujita, Jun Akimitsu, Kazuhisa Kakurai and Yasuhiko Fijii.

No. 2966 Observation of Gain on the 3^1D-2^1P Soft X-Ray Transition of Helium-Like Nitrogen, Tsuneyuki Ozaki and Hiroto Kuroda.

No. 2967 Helium-Like Recombination Pumped Soft X-Ray Lasers, by Tsuneyuki Ozaki,

Satoshi Orimo and Hiroto Kuroda.

No. 2968 Magnetic Transition Temperature of (La,Sr)MnO_3, by Nobuo Furukawa.

No. 2969 Varid-Line Spacing Plane Grating Monochromater at BL-19B of the Photon Factory, by Masami Fujisawa, Ayumi Harasawa, Akane Aguri, Masamitsu Watanabe, Akito Kakizaki, Shik Shin, Takehiko Ishii, Toshiaki Kita, Tatsuo Harada, Yuji Saitoh and Shigemasa Suga.

No. 2970 Exact Dimer State of Quantum Spin Chain with Long-Range Interactions, by Hiroki Nakano and Minoru Takahashi.

No. 2971 A Concentrated Kondo Compound with Stable Valency and High Kondo Temperature, by H. Yamamoto, M. Ishikawa, K. Hasegawa and J. Sakurai.

No. 2972 Magnetoresistance of the Double-Exchange Model in Infinite Dimension, by Nobuo Furukawa.

No. 2973 Neutron Diffraction Study of the Magnetic Ordering of Low Carrier Kondo Lattice System CeAs under High Pressure, by Yasuaki Oohara, Yasushi Okayama, Hiroki Takahashi, Hideki Yoshizawa, Nobuo Mori, Setsuo Mitsuda, Yoshinori Haga and Takashi Suzuki.

No. 2974 Exact Self-Energy of the Many-Body Problem form Conserving Approximations, by Yasutami Takada.

No. 2975 Surface X-Ray Diffraction Study on the Si(001) 2×1 Structures, by Masamitsu Takahashi, Shinichiro Nakatani, Yoshihito Ito, Toshio Takahashi, Xiaowei Zhang and Masami Ando.

No. 2976 Chlorine-induced de-reconstruction on Au(001) and Cl-adsorbed Layer, by Hidekazu Iwai, Michiko Okada, Katuyuki Fukutani and Yoshitada Murata.

No. 2977 Edge and Bulk of the Fractional Quantum Hall Liquids, by Naoto Nagaosa and Mahito Kohmoto.

No. 2978 A Design of Input Coupler for RF-Cavity, by Toshiya Nagatsuka, Tadashi Koseki, Yukihide Kamiya, Masaaki Izawa and Yukihiro Terada.

No. 2979 3D Numerical Analysis of Magnets and the Effect of Eddy Current on Fast Steering, by Toshiya Nagatsuka, Tadashi Koseki, Yukihide Kamiya and Yukihiro Terada.

No. 2980 Development of a Damped Cavity with SiC Beam-Duct, by Tadashi Koseki, Masaaki Izawa and Yukihide Kamiya.

No. 2981 A Lattice for the Future Project of VUV and Soft X-Ray High Brilliant Light Source, by Hiroyui Takaki , Yukinori Kobayashi, Koji Matsuda and Yukihide Kamiya.

No. 2982 Population Inversion and Gain in Recombination Pumped He-Like Soft X-Ray Lasers, by Tsuneyuki Ozaki, Satoshi Orimo and Hiroto Kuroda.

No. 2983 Observation of Two Types of Spectral Holes in MgO-doped $Y_2O_3:Pr^{3+}$ Crystals#, by Tsuyoshi Okuno, Koichiro Tanaka and Tohru Suemoto.

No. 2984 Emission from the Higher Members of Exciton (n=2,3 and 4) in β-ZnP_2#, by Mitsuru Sugisaki, Mitsuo Nishikawa, Osamu Arimoto, Kaizo Nakamura, Koichiro Tanaka and Tohru Suemoto.

No. 2985 Temperature Dependence of the Conductivity in (La,Sr)MnO_3, Nobuo Furukawa.

No. 2986 Chemical Composition of the Lower Mantle Inferred from the Equation of State $MgSiO_3$ Perovskite, by Takehiko Yagi and Nobumasa Funamori.

編　集　後　記

物性研だより第35巻第２号（1995年７月号）をお届けします。今号は物性研で助手を経験され、その後各地で活躍されているお二人から原稿をいただきました。また、高山先生の着任の記のほか、研究会報告等が載りました。昨年の空梅雨とは対照的に雨のよく降る関東地方です。今年は５，６月に北米や、ロシアで既に猛暑が記録されており、年始めの欧州での豪雨とあわせ異常気象が続いています。我々の研究課題とするのには遠い道のりですが、50年後、100年後の物性研究(?)はこうした問題に関わりを持っているだろうか？極端な反科学的“世紀末的思考”の台頭の背景には、日常の“生活を科学する”態度の欠如、詰め込み教育の害毒がこれほどにまで及んでいることを想起するのは私だけだろうか？

なお、次号の締め切りは８月10日です。

所属、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。

久保田　　実

安　藤　恒　也