

# 物性研だより

第16卷  
第1号

1976年5月

## 目 次

○所長就任に当って.....	芳田 奎	1
短期研究会報告		
○超高密度物質における相転移 .....		3
世話人 伊藤 直紀(上智大・理工)		
長岡 洋介(名大・理)		
中嶋 貞雄(物性研)		
○強誘電体の光学的性質および強誘電体による光散乱 .....		16
世話人 小林 謙三(早大・理工)		
作道恒太郎(電総研)		
星埜 禎男(物性研)		
中村輝太郎(物性研)		
○冷中性子散乱による物性の研究 .....		25
世話人 渡辺 浩(東北大・金研)		
平川金四郎(物性研)		
○超流動 <sup>3</sup> Heの素励起の運動論 .....		39
世話人 宗田 敏雄(東京教育大・理)		
海老沢丕道(東北大・工)		
川村 清(広島大・理)		
物性研談話会 .....		51
物性研ニュース		
○助手公募案内 .....		53
○昭和51年度後期共同利用公募について .....		57
○人事異動 .....		70
○テクニカルレポート新刊リスト .....		70
編集後記		

東京大学物性研究所

## 所長就任に当って

芳 田 奎

このたび、私は前山下所長の跡を承けて所長に就任することになりました。いろいろ物性研の現状及び将来について考えてゆかねばならない立場に置かれたわけですが、何分就任後の日も浅く、何もまとまった考えもない儘、習慣により物性研便りの原稿を依頼されて筆をとりました。私は所長という役には生来全く向かない人間とひそかに思っておりました処、凶らずも所長に選ばれてしまって困惑しましたが、断る訳にもゆかず、やっこの大役を果す覚悟を決めたところがあります。どうか、物性研内外の研究者の皆様の御援助と御協力をお願いいたします。

物性研究所は設立後、既に19年を経過しました。この間、世界的にみて多くの研究上の進歩発展がありました。物性研はこれの中でどれだけのことを果してきたか、現在迄を振り返って考えてみれば、各分野で着実に研究成果をあげてきたことは間違いないけれど、それでもいろいろと反省させられる点が多いように思います。

物性研究所は設立の当初は、固体物理に重点を置いた物性研究のすべての分野を網羅する物性の総合的研究所を目指したようであります。したがって人員の配置、予算の配分もこの線に沿って実行されました。このような網羅政策は当時は物性研究を進める上での最も常識的な構想と考えられました。物性研究というのは、大型加速器を中心とする原子核研究などとは異り、本来比較的小規模の個性ある研究の集合という性格をもつ物理の研究分野であることに加えて、当時は遅れていた我が国の物性研究全般の水準を先進諸国、特に米国の水準迄一日も早く高めることが全国物性研究者の切実なる願望であったからであります。

このような形体で発足した物性研究所は、多少の変遷はありましたけれども大体当初の線に沿って今日まで到っているといっても大過ないと思います。したがって、物性研の特色は各方面の物性研究者の一大集団という処にあったようで、個々の研究室の研究を取り出してみれば、他の大学の物理教室の研究とあまり変るところはない。特に最近数年間における大学学部の研究室の設備がかなり充実した段階では物性研の研究はその1つ1つを取り出してみれば、その特色がさらに失われつゝあるように思われます。

一方、過去20年間における物性研究の進展は著るしく、現在は各分野の研究がかなりの成熟期には入っており、測定方法も高度化、精密化しております。同時に低次元物質、表面現象、高分子物質など新しい研究対象を開拓する動きも見られます。このような時代を迎えて物性研究所が従来通りの分野の小規模研究室の集団であってよいものかどうか。勿論、このような研究結果

は1つ1つが現在の物性研究を支える重要な1石であることには違いなく、成熟した段階にある物性研究というものは、このようなものであるという考え方も一方にはあるであろうと思います。しかし、定量的測定結果を重要視し乍らも、これだけに満足するのではなく定性的進歩発展をも期待するならば、そこに明確な新しい目的をもった研究を切り開いてゆかねばならないと思います。特に物性研が多くの研究者の集団を以ってその特色とするならば、数研究室が集って個々の研究室だけでは果せないより規模の大きい研究を生み出してゆかなければならないと思います。

上のような反省に立つ議論は、すでに数年前の鈴木平所長の時代からなされていて、物性研の内部では、この方向での模索が続けられてきました。強磁場研究、超低温物性、また最近の表面物性などはこの方向のさゝやかな試みであります。しかし、これらは多少とも外国の研究傾向に追随するもので、独特の新しい計画というものではありません。それでは物性研で今後取りあげるにふさわしい新計画としてはどのようなものが考えられるのでありましょか。

いま、物性研はこのような物性研究の将来計画の早期確立を2つの事情から迫られています。物性研では今後7-8年のうちに約15名の所員が停年に達し、そこで所員の大量交替が行われることが1つの事情であります。これは物性研が新しい生命力をもった研究所として更生する絶好の機会であって、今からその対応策を考えておく必要があります。もう1つの事情は、20年という歳月が色々の意味で1つの周期を形成していることであります。このためか、ひとり物性研だけでなく現在各方面で新しい計画の検討が進められています。東京大学の中にあっては総合大学院構想なるものが検討されつゝあります。また核研においては新しく高エネルギー重イオン加速器の建設が計画されております。核研はこの計画によって起死回生を計っています。他方、フォトン・ファクトリーの計画があります。このような風雲の中にあって、物性研も、起死回生ではないけれども、将来への新しい前進を開始しなければならない情勢にあると思います。このためには方向を誤らないように物性研究の将来を詳細に検討し、見極め、周到な準備を進めてゆく必要があります。広く全国の物性研究者の御知恵を拝借し、御協力をお願いする次第であります。

## 短期研究会報告

### 「超高密度物質における相転移」

開催期日 昭和51年2月2日, 3日

開催場所 物性研旧棟講義室

世話人 伊藤直紀 (上智大理工)

長岡洋介 (名大理)

中嶋貞雄 (物性研)

物質に圧力をかけて、その密度をどんどん高くしていったとき、物質の状態はどのように変わっていくかという問題は、物性を研究する者にとって興味をそそられる問題だが、それは例えば天体の内部構造の問題として、現実的な課題でもある。中性子星の内部で、中性子は超流動状態にあるとか、さらに高密度ではそれが固体になる可能性もあるというような話を聞くと、 $\text{He}^3$ で起っていることが中性子星内部でも起っていることを知って、物性研究者は天体の問題にも親近感を覚えるだろう。もちろん、そこには類似性だけではなく、状況の差からくるそれぞれの特殊性もあるに違いない。

物性物理における進歩が、天体や原子核の研究に寄与するところも少なくないはずであるが、同時に、種々の状況のもとでの物質の状態についての理解は、物質の状態一般に対するより深い理解に役立つことも大きいであろう。最近、超高密度物質の問題に対する関心が高まり、そのためのシンポジウム等もしばしば開かれているが、これまでは原子核や天体の研究者と物性研究者の協力が必ずしもよくなかったように思われる。私たちは、この研究会をささやかではあるが一つの課題に対する分野を越えた協力の試みとして企画した。はじめての試みでもあり、主として物性研究者が問題の所在を学ぶことを目的とした。しかし、それでも物性研の研究会としては異色の試みでもあり、世話人としてははじめから研究会の成功に自信を持っていたわけではない。研究会が成功であったか否かは、今後にかかっていることでもあり、いま軽々しく判断し得ない面もあるであろう。しかし、講演者をはじめ参加者全員の協力によって少くとも面白い研究会であったと私たちは感じている。

以下は、研究会で行れた各講演の講演者自身によるまとめである。

プログラム

第 1 日

- |                           |                |
|---------------------------|----------------|
| 1. 高密度プラズマの不安定性           | 東 辻 浩 夫(東 大 理) |
| 2. 金属水素の安定相               | 宮 城 宏(阪大基礎工)   |
| 3. 金属水素の融解                | 星 野 公 三(東北大理)  |
| 4. 高密度物質の概観, およびパルサー表面の物性 | 伊 藤 直 紀(上智大理工) |

第 2 日

- |                             |                 |
|-----------------------------|-----------------|
| 5. 強磁場中の photon の輸送とパルサーの模型 | 菅 野 正 吉(茨 城 大理) |
| 6. 核物質の種々相, とくに中性子固体        | 玉 垣 良 三(京 大 理)  |
| 7. パイオン凝縮                   | 二 見 靖 彦(東理大理工)  |
| 8. Sawyer 模型と Migdal 模型     | 金 井 孝 司(名 大 理)  |
| 9. Kink state とパイオン凝縮       | 香 村 俊 武(東 教 大理) |

### 高密度プラズマの不安定性

東大理 東 辻 浩 夫

古典高密度プラズマの熱力学的不安定性とそれに伴う現象について述べた。

まず, 電子液体の場合に, この系を特徴づける無次元量  $\epsilon = (4\pi n)^{1/2} e^3 T^{3/2}$  が十分小さな領域で, 解析的結果を再現する二体相関の汎函数としての三体相関函数の形を示し, この汎函数形を仮定した高密度領域での解が, 数値実験の結果とよく一致する事を示した。

$\epsilon = \epsilon_c \sim 10$  で, 電子液体の圧縮率が発散するが, 数値実験においては  $\epsilon$  が  $\epsilon_s \sim 3 \cdot 10^3$  (Wigner 格子の形成) に至るまで特異な現象は起きていない。この熱力学的不安定の意味を明らかにする為に, 数値実験では一様とおかれている正電荷の背景の揺動を考え, 上述の解を用いると,  $\epsilon$  が  $\epsilon_c$  に近づくにつれて, 長波長の揺動の振巾が発散する事を示した。

実在の電子・イオン系の場合, 電子の縮退, イオンの芯の有限性の為, この熱力学的不安定に対する臨界点が存在する ( $T_c \sim 10^4$  K,  $n_c \sim 10^{21}$  cm<sup>-3</sup>)。イオン・電子系の静電的相関エネルギーは電子液体と比べて, Debye-Hückel と同じ相似則に従うとし, 原子及イオンの大きさの有限性, 電子・原子の相互作用を Van der Waals モデルによってとり入れ, 更に, 原子・イオンの分極率によって静電相互作用が遮蔽される事を考慮して, この臨界点と, 液体・気体転移の臨界点の関係を議論した。

## 金 属 水 素 の 安 定 相

阪大・基礎工 宮 城 宏

主に、私達の最近の論文 (Nagara, Miyagi and Nakamura; Progress掲載予定) にもとづいて報告した。以下、要点を記述する。

金属水素の基底状態のエネルギーを、 $r_s$  展開による  $O(r_s)$  までの正しい表式を用いて、立方結晶について、エネルギーおよび弾性定数が計算された。立方結晶の中では、 $sc$  が最もエネルギーが低く、かつ、 $sc$  は tetragonal distortion に対して不安定である。

立方結晶および primitive tetragonal (pt), rhombohedral (rh), primitive hexagonal (ph) について、エンタルピーおよびエネルギーが計算された。

そこで、誘電関数を使った近似的な計算では落ちている、あるいはあいまいになっている  $O(r_s)$  の exchange の項から大きな寄与があり、この項は、結晶の変形に対して、決定的に重要な役割りをすることが示された。変形した結晶のエネルギーの下がり方は、主に Fermi 球の直径より小さな逆格子ベクトルの存在による exchange のかせぎによる。その結果、 $p < 0.07 \text{ A.U.}$  では rh あるいは ph,  $0.07 < p < 0.4$  では pt,  $0.4 < p$  では fcc となる。pt, rh および ph については、低圧では atomic volume は増大するが、面間距離は、ほぼ一定となり、面内距離のみが増大し、その結果、線状構造となっている。

線状構造の Peierls 不安定性の可能性について述べた。

変形した結晶においては、小さな逆格子ベクトルの存在により、 $r_s$  展開の係数が大きくなり、 $r_s$  展開そのものがあやしくなっている。これに関連して、誘電関数についてふれた。

分子相から金属相への転移圧力は、1 Mbar 以下で、rh あるいは ph 構造へ転移するであろう。

## 金 属 水 素 の 融 解

東北大・理 星 野 公 三

高密度の電子と陽子とから成る金属水素は未だ地球上では実現されていないが、木星や白色矮星などに関連して、天体物理学的に興味ある系である。従来の金属水素に関する研究は、分子性相から金属相への転移圧力 (2~4 Mbar) を求めること、及び、転移直後の金属相の性質 (結晶

構造、超伝導性など)に注目していたが、ここでは、金属水素の融解の問題を論じる。低温では、数 Mbar の圧力で固体金属水素ができると考えられるが、更に圧力を増してゆくと、negative background (電子ガス)中に陽子が格子(いわゆる、Wigner 格子)を作る。圧力を増すと、陽子の零点振動のエネルギーが Coulomb エネルギーに打ちかって融解が起る。この圧力融解は量子効果によるものであり、低圧・高温での陽子の熱運動によって起る融解(古典的融解)とは異なる。

我々<sup>(1)</sup>は、絶対零度での固体金属水素の融解は陽子から成る Wigner 格子の融解と同等であるという立場に立ち、 $R_s (= 1836 r_s, \frac{4\pi}{3}(r_s a_B)^3 = n^{-1})$  が 20 くらいで融解が起るとし、その際の Lindemann パラメーター  $r = \sqrt{\langle u^2 \rangle} / d^2$  ( $u$ : 陽子の平衡位置からの変位,  $d$ : 最隣接陽子間距離)を決めた。更に、 $r$  が融解曲線上で一定であると仮定して、有限温度の領域の融解曲線を書いた。T = 0 のとき、 $R_s \sim 20$  ( $r_s \sim 0.01$ ) で融解が起るとすると、 $r \sim 0.4$  で、その時の密度は  $\sim 10^6 \text{ g/cm}^3$ 、圧力は  $\sim 10^{11} \text{ M bar}$  であり、また、最大融点は  $\sim 10^5 \text{ K}$  である。

Stevenson & Ashcroft<sup>(2)</sup>は、我々とほぼ同じ方法で融解曲線を求めたが、彼らは  $r \sim 0.25$  としたので、T = 0 で融解が起るのは、 $R_s \sim 150$ 、密度  $\sim 5 \times 10^3 \text{ g/cm}^3$ 、圧力  $\sim 1.6 \times 10^6 \text{ M bar}$  であり、最大融点は  $\sim 10^4 \text{ K}$  である。

一方、Pollock & Hansen<sup>(3)</sup>は、古典的領域(低圧、高温)での固相と液相の自由エネルギーを Monte Carlo法で求め、両者が一致するところ(体積変化は  $\sim 0.03\%$ )から融解が起る温度と圧力を求め、その点での  $r$  ( $\sim 0.165$ )を求めて、融解曲線上で  $r$  が一定と仮定して、量子的領域まで融解曲線を書いた。遮蔽効果を考慮した計算は不十分であるが、彼らの結果によれば T = 0 で融解が起るのは、 $R_s \sim 1200$ 、密度  $\sim 10 \text{ g/cm}^3$ 、圧力  $\sim 10^2 \text{ M bar}$  であり、最大融点は  $\sim 10^2 \text{ K}$  となる。

上記の3つの結果の相違は、本質的には、Lindemann パラメーターの値の違いに起因する。

問題点:(i)上記の3つの結果はいずれも Lindemann 則が金属水素のような量子固体にも成り立つと仮定していること。(ii) $r$  が融解曲線上で一定であると仮定していること。特に、量子的領域と古典的領域で同じであるかどうかは定かではない。(iii)Stevenson & Ashcroft と Pollock & Hansen の結果によれば、Wigner 格子はできないように見える。(iv)圧力融解が起る密度は  $r$  に非常に強く依存するので、量子的領域での  $r$  の値を精密に計算する必要がある。

#### <参考文献>

- (1) 星野公三: 東北大学修士学位論文(1973. Feb.).

- (2) Stevenson, D. J. and Ashcroft, N. W. : Phys. Rev. A9 782 (1974).  
(3) Pollock, E. L. and Hansen, J. P. : Phys. Rev. A8 3110 (1973).

## 高密度物質の概観, およびパルサー表面の物性

上智大理工・物理 伊藤直紀

### I 高密度物質の概観

磁場がゼロの場合の高密度物質について, そのおおよそのふるまいを紹介した。そこでは, とくに中性子星物質, 白色矮星物質に話を限った。高密度物質の輸送係数(電気伝導率, 熱伝導率, 粘性率)については, 参考文献<sup>1)</sup>にくわしく書いたので, 興味のある方には読んでいただきたい。

筆者は6年ほど前に quark 物質から成る星について考えたが,<sup>2)</sup>核物質の密度よりある程度高い密度においては, この quark 物質の模型が実現されているらしいことが, 最近の素粒子物理学の研究成果から示されている。素粒子物理学の研究者の, この方面での活発な研究を大いに待ち望みたい。

### II パルサーこそ鏡

古来より, わが国では月が鏡にたとえられてきた。(もともと「かがみ」とは「日日見」で, 太陽の光を照してみるものであったらしいのだが。)ところで, 最近の理論的研究によると, パルサーの方が, 月よりもはるかに反射率が高そうである。したがって, パルサーこそ鏡にたとえられるべきである。

どうしてパルサーが鏡になるかというと, パルサーの表面で期待される磁場  $B \sim 10^{12} \text{G}$  の下では, 物質は  $10^3 - 10^4 \text{g cm}^{-3}$  の高密度の金属状態になると期待されるからである。<sup>3), 4)</sup>

但し,  $B \sim 10^{12} \text{G}$  の強磁場のために, この鏡から出てくる光(X線)は強く偏光していることが期待される<sup>5)</sup>。もし, パルサーの固体表面からの熱放射が観測されると, その偏光状態からパルサー表面のいろいろな物理量についての手がかりをつかめそうである。パルサーの surface physics もこれからの学問と言えよう。

### 参考文献

- (1) E. Flowers and N. Itoh, *Astrophys. J.* May 15 th (1976).  
(2) N. Itoh, *Prog. Theor. Phys.* 44, 291. (1970).



- (3) M. Ruderman, Phys. Rev. Lett. 27, 1306 (1971).
- (4) H.-H. Chen, M. Ruderman and P. G. Sutherland, Astrophys. J. 191, 473 (1974).
- (5) N. Itoh, Mon. Not. R. Astr. Soc. (London), 173, Short Commun. 1 (1975).

### 強磁場中の光の輸送

茨城大理 菅野正吉

Her X-1 や Cen X-3 は、熱的なX線を週期1秒位のパルスで放射している<sup>1)</sup>。X線パルスは強い磁場(～10<sup>12</sup>ガウス)を伴った自転している中性子星から出ていると考えられている。中性子星の表面には厚さ10～50 cmで電子密度 N～10<sup>23</sup> cm<sup>-3</sup>の大气があることが計算によって示されている<sup>2)</sup>。10<sup>7</sup>°Kのそのような大気では、電子によるトムソン散乱が光の輸送に主に効く。しかし強い磁場のためにトムソン散乱は強い異方性を示す。そのような散乱に強い異方性がある場合の光の輸送について述べ、それを磁気双極子的な中性子星に応用する。

電子による光の散乱は、光が2つの polarization vector を持つことにより2行2列の散乱振幅  $f(k', k)$  によって記述される。polarization state  $|\epsilon\rangle$  の光がzだけ散乱されないで進む確率振幅を調べることにより、その光の mean free path は  $\langle \epsilon | \Lambda_{op} | \epsilon \rangle$  のように書けることが示される。ただし、

$$\Lambda_{op} = \Lambda_0 U_0 + \Lambda_1 U_1 \dots\dots\dots(1)$$

で、 $U_\alpha (\alpha = 0, 1)$  は前方散乱振幅  $f(k, k)$  の実部の固有状態への射影演算子、 $\Lambda_\alpha$  はその状態における mean free path である。

$$\Lambda_\alpha = \Lambda_{Th} (1-u)^2 \left\{ 1+u+(u/2)\sin^2\theta - (-1)^\alpha [2u\cos^2\theta - (u^2/4)(u-3)\sin^4\theta] [(u^2/4)\sin^4\theta + u\cos\theta]^{-1/2} \right\}^{-1}$$

ここに、 $\Lambda_{Th} = 1/\sigma_{Th} N = 3/8\pi (e^2/mc^2)^2 N$ ,  $u = (eB/mc\omega)^2$ ,  $\theta$  は  $\underline{B}$  と  $\underline{k}$  のなす角度である。(1)は異方性がない場合の mean free path に対応したものになっている。

簡単のため、電子は一樣に厚さ  $z_0$  の板状に分布しているとする。その底面は星と接し、上面の外は真空になっている。 $z_0$  が mean free path に比べてずっと大きい場合を考える。中性子星の大気では、X線領域で、 $z_0$  は mean free path よりは大きくなっている。強度  $I_0$  の光が大気の中へ放出されているとき、それが大気を通りぬけて出てくる光の密度行列は

$$\rho(\underline{k}) = (I_0/2z_0) \left[ \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_{k'} (\underline{k}' \cdot \underline{n})^2 T_r \wedge_{op}(\underline{k}') + \underline{k} \cdot \underline{n} \wedge_{op}(\underline{k}) \right]$$

となることが示される。ただし  $\hat{k} = \underline{k}/k$ ,  $\underline{n}$  は大気表面から外に向かう単位ベクトルである。

実際に観測される光の強度は星の各点からの寄与を積分したものである。中性子星は磁気双極子で、星の各点で同じ強さの光が大気に放出されているとすると、観測される光の強度は、磁場が非常に強い極限 ( $u_0 \rightarrow \infty$ ) で

$$I = (I_0 \pi u_0 / \sigma_{Th} N z_0) (64/105) \left[ 1 + \left(\frac{1}{2}\right) \cos^2 \chi \right] \dots \dots \dots (2)$$

となることが示される、ここに  $\chi$  は dipole と視線のなす角度、 $u_0$  は赤道面における  $u$  の値である。 $u_0 \geq 5$  のときも数%の違いで上と全く同じパターンになる。 $u_0$  が  $\sim 5$  よりも小さくなると  $\chi$  依存性はだんだん小さくなっていく。

観測されている X 線のプロファイルは (2) で与えられるよりもずっと強い  $\chi$  依存性を示している。X 線のパルスを説明するためには他のメカニズムが必要のように思われる。

参考文献

- (1) Giacconi et al. 1973, *Astrophys. J.*, 184, 227. Schreier et al. 1972, *Astrophys. J. Letters*, 172, L79.
- (2) Tsuruta, S., and Cameron, A. G. W. 1966, *Can. J. Phys.*, 44, 1895. Rosen, L. C. 1968, *Astrophys. Space Sci.*, 1, 372.

## 核物質の種々の相, とくに中性子固体

京大理 玉 垣 良 三

通常の原子核は飽和性という特徴をもつが、これは標準密度  $\rho_0 = 0.18 \text{ fm}^{-3}$  という限られた条件下の核物質に限られている意味で特殊である。そこでは、Pauli 原理が支配的で、対称 S 状態の結合が主となっている。物性で扱う系との対比を斥力 core 半径で相互作用ポテンシャルを scaling すると、 $\rho_0$  の粒子間隔は core 半径の 4~5 倍で、これが約半分 (従って密度  $\rho \simeq 8 \rho_0$ ) になると  ${}^3\text{He}$  系に似た状況になってくる。

しかし、 ${}^3\text{He}$  系とちがう点は核力の状態依存性であり、核子系が種々の相を作りうる潜在能力のもとである。密度が  $\rho_0$  より大きくなりだすと急に P 波以上の部分波の寄与が目立ってくる

から、核力の状態依存性はますます重要なものとなってくる。

核物質が高密度でもつ種々の相を、極低温の中性子星物質で問題になっている点から眺めてみる<sup>1)</sup>。

- (1) neutron の  ${}^3P_2$  超流動は、核力の強いスピン軌道力にテンソル力の効果も加わって  $\rho \cong \rho_0 \sim 3\rho_0$  で起る。低密度では  ${}^1S_0$  超流体。
- (2) solidification は、 $\rho \geq 3\rho_0$  で期待されている。超流動性と固化には、実験的情報もある。
- (3)  $\pi$ -凝縮は、 $\pi$ -核子の P 波相互作用で有限の momentum state への boson condensation として興味をもたれている。(理論面での現状は後程の報告を参照。) 実験的にどう確認されるのか、その見通しは今のところ不明である。零運動量の  $\pi^-$  は、核子媒質との S 波相互作用のため  $\sim 220 (\rho_n - \rho_p)$  Mev だけ energy shift するので、この種の  $\pi$  凝縮はなかなか起らない。起るとすると P 波相互作用である。核力の斥力 core の効果に敏感である。 $\rho \geq 2\rho_0$  という辺りでおこるとする意見は優勢だが、なお吟味を要するところである。

以上の三つは、略  $\rho_0$  に近い密度領域でおこるので、これらの発現が競争的であるのか、協力的であるのかは今後の課題である。

- (4) バリオン組成が  $\rho \geq 5\rho_0$  で、中性子が主成分である相から、 $n, p, \Lambda, \Sigma, \Lambda$  等が略同じ程度混在する相に移行する可能性が示されている。しかし、この結論は、核子間力以外のバリオン間の相互作用の選択に強く依存する。
- (5)  $\rho = \rho_0 \sim 8\rho_0$  領域をずっと超えた密度で、核子質量が零になったような、従って結合エネルギーが非常に大きい“異常原子核”が出現する可能性が指摘されている。
- (6) これらを地上の実験室で再現出来れば大変興味がある。高エネルギー重イオン核衝突は瞬間的に高温・高密度のハドロン物質を形成すると期待され、先駆的な実験も始められており、日本では本格的実験の計画が立案されている。形成された高温・高密度状態とそれが冷却する過程は、核物質の種々の相を示すことが期待される。

中性子系は、核力に状態依存性があるが、斥力 core と周辺の引力という結合力の平均的性質をもつので、高圧下で  ${}^3\text{He}$  系に似た量子固体になるであろうと推察され、パルサーのグリッチ現象でベラ・パルサーについて、また X 線星の Her X-1 について、中性子星の高密度 ( $\rho \geq 3\rho_0$ ) の中心部に核力によって固化した芯があるのではないかと推察されている。

この問題を、中性子系の固化というように単純化したとしても、核力の状態依存性を取り入れつつ多体相関を充分考慮する扱いは検討すべき問題が多々ある。報告では、固相でよく局在化した状況からスタートし、核力の特徴を見通しよく与える表式に斥力 core による短距離相関を取

り入れる方向で扱い、核力がどのようなスピン配列を選択するかを問題にした。その結果、最近接核子が反並行スピンをもつ配列 (mixed spin ; MS) とスピンが層状に揃いその向きが交代的になった配列 (alternating layer spin ; ALS) がエネルギー的に低く現れ、中でも ALS が最低となる。<sup>2)</sup> 局在化はあまり強くないので、多体相関効果や液相への移行の検討など今後の課題である。

1) 玉垣良三, 科学 46 (1976, No. 1), p. 10.

2) T. Takatzuka and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. (to be published).

## 核物質における $\pi$ 凝縮

東理大・理工 二 見 靖 彦

現実の原子核から我々の得ている核子多体系の知識は、ほぼ一定の密度 ( $\rho_0 \approx 3 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ ) のもとで得られたものであるという意味で限定されています。従って、強い相互作用によって構成されている原子核の特性を知る上において、密度という観点からの核物質の研究は極めて興味深い問題と思われれます。とりわけ核子系が、ある密度以上になると、巨視的な数の  $\pi$  中間子が同じ量子状態に現われる  $\pi$  凝縮の可能性が最近の話題になっております。

これは中性子星が  $\rho_0$  を含む広い領域にわたった密度を有していることから研究対象になっていることや、高エネルギー重イオン加速器の開発によって、原子核-原子核衝突が可能になったことにより、高密度の部分で短い時間ではあっても作り出せることが現実の問題となってきたからであります。現在多くの方が興味をもち、ここ数年おびたしい論文が発表されていますが、大別すると三つのアプローチに分けることができます。まず Sawyer と Scalapino は中性子星に於て、 $\pi^-$  中間子が主要な構成要素となり得る可能性を調べました。中性子星がある臨界密度になると、 $\pi^-$  が中性子から放出され、ある運動量  $k$  の状態に凝縮するため、その数は巨視的なオーダーとなり、従ってハミルトニアンの中の  $\pi$  中間子の生成消滅演算子を  $c$ -数で置き換えることが可能となります。このようにして、彼等は  $\pi$  を平均場で取扱い、そのため  $\pi$ -N 相互作用の引力の効果が  $\rho^{1/2}$  に比例して強くなり  $n p \pi^-$  の系が出現することを指摘しました。一方、Migdal は  $N=Z$  核及中性子星について、 $\pi$  のグリーン関数の極の考察から、 $\pi$  凝縮の可能性を議論しました。そこでは matter の中間子は自由な場合と大いに異り、粒子-孔や  $\Delta_{33}$ -孔等による自己エネルギーの項が、高密度では本質的に  $\pi$  のエネルギーに効いてくることを示していま

す。ところで、我々のアプローチは、ある意味で上記の二つの方法の中間をいく方法といえます。それは $\pi$ と核子を同等に扱って、normal mode の方法を用いることです。それには Hartree-Fock 状態の不安定性に関する定理を述べる必要があります。それによれば、 $[S^\dagger, H] = -\omega S^\dagger$  を満たす振動数 $\omega$ が複素数になると、H-F状態は不安定になり、新しく基底状態を組み替えなければなりません。それには  $|\psi\rangle = \exp[i(S^\dagger + S)] |H.F.\rangle$  のように変分関数を選んでくれば、より低いエネルギーをもった他の基底状態を作ることが出来ます。これを Migdal 及 Sawyer のモデルに応用するには、 $S^\dagger$ として  $S^\dagger = (\text{中間子}) + (\text{粒子-孔対})$  の形にとればよいことがわかります。これによってそれぞれのモデルでの不安定点、エネルギー等を導き出すことが出来ます。我々の方法はより明確に物理的描像を与える点で好ましいと思われる。

A. Suzuki, Y. Futami and Y. Takahashi, Prog. Theor. Phys. 54 ('75) 1429.

Y. Futami, Y. Takahashi and A. Suzuki, プレプリント.

## Sawyer 模型と Migdal 模型

名大理 金 井 孝 司

数年来 Migdal 及び Sawyer - Scalapino 達によって原子核及び中性子星物質での $\pi$ 凝縮の可能性が論じられて来た。しかしながら、それらの模型は十分に批判的に議論されておらず、二つの模型は物理的描像を異にしているばかりでなく結論は互いに矛盾している。従ってそれらに対する批判と共に正しい物理的描像を取り出さなくてはならない。 $\pi$ 中間子と核子及び核子間に働く力は非常に複雑である。その中で中心的役割を演じるのは $\pi$ -NP波である。 $\pi$ 凝縮に関する基本的描像を確立するために最も簡単な相互作用と物理系に限ろう。これまで最もありそうだと議論されて来たのは中性子物質における $\pi^-$ 凝縮である。系は中性子だけから成る ( $n_p \ll n_n$ ) とすれば、正常状態では系の基底状態は  $|\psi_0^{(n)}\rangle = \Pi n_{qs}^\dagger |0\rangle$  ( $n^\dagger$ は中性子の生成演算子) で表される。この状態から核子密度が大きくなるにつれて(相互作用の結果は核子密度に比例している), 第2種の相転移が生じ新しい基底状態  $|\psi_0\rangle = \phi_0^{(F)} \otimes \phi_0^{(B)}$  に移ったとしよう。この時フェルミ粒子の基底状態  $\phi_0^{(F)}$  は  $\phi_0^{(F)} = \Pi \zeta_{qs}^\dagger \Pi \eta_{qs}^\dagger |0\rangle$  で与えられ、ボーズ粒子の基底状態  $\phi_0^{(B)}$  は  $\phi_0^{(B)} = |\nu\rangle$  で与えられる。新しい基底状態はボーズ粒子のコヒーレント状態  $\langle a_\kappa \rangle_{\kappa \neq 0} = \sqrt{\nu}$  になっている。この状態は荷電、運動量及びパリティの異なる状態を混ぜる正準

変換で実現する事ができる。この変換によって2種類の核子状態( $n, p$ ) から新しい準粒子状態( $\eta, \zeta$ )に移る。新しい状態はゲージ, パリティ及び並進対称性を破った状態になっている。この事に対応してもとの Hamiltonian (温度0°Kでの熱力学ポテンシャル)

$$H = \sum \varepsilon^{(n)}(q) n_{q_s}^\dagger n_{q_s} + \sum \varepsilon^{(p)}(q-k) p_{q-k_s}^\dagger p_{q-k_s} + w_k a_k^\dagger a_k - i \sum M_k [p_{q-k}^\dagger \sigma n_{q_s} a_k^\dagger - n_{q_s}^\dagger \sigma p_{q-k} a_k] - \sum_{i=n,p,\pi} \mu_i \rho_i$$

(ここで  $\mu_i$  はそれぞれの化学ポテンシャルである。)は危険なダイアグラムを打ち消す条件によって対角化されて次の様になる。  $H = \sum \omega^{(-)} \eta_{q_s}^\dagger \eta_{q_s} + \sum \omega^{(+)} \zeta_{q_s}^\dagger \zeta_{q_s} + (\omega_k - \mu) \nu$ 。 2種類の準粒子のエネルギー  $\omega^{(\pm)}$  は Gor'kov 型の方程式の解になっている。(  $\langle \psi_p^\dagger \delta \psi_n \rangle$  は  $\langle a_k \rangle$  の存在に等しく Gor'kov の F 函数に相当する。) 新しい基底状態  $|\phi_0\rangle$  ではバリオン数及び電気的中性条件が満足されていなければならないから、それぞれ  $\langle \sum \zeta_{q_s}^\dagger \zeta_{q_s} \rangle = \tilde{\nu}_p$ ,  $\langle \sum \eta_{q_s}^\dagger \eta_{q_s} \rangle = n - \tilde{\nu}_p$  及び  $E = \langle \mathcal{H} \rangle$  において  $\frac{\partial E}{\partial \mu_\pi} = 0$  から,  $\nu = \langle \sum p_{q-k}^\dagger p_{q-k} \rangle$  が得られる。基底状態エネルギー  $E$  は  $\nu, \tilde{\nu}_p \rightarrow 0$  (臨界点)で  $E = E_0 + (\mu_\pi - \varepsilon_F^{(n)}) \tilde{\nu}_p - D^{-1}(k, \omega \equiv \mu_\pi) \nu$  ( $E_0 = \frac{3}{5} n \varepsilon_F^{(n)}$ ,  $\varepsilon_F^{(n)} = \frac{(3 \pi^2 n)^{2/3}}{2m}$ ) と表わされる。ここから化学平衡 ( $n \leftrightarrow p + \pi^-$ ) にある熱力学系の正しい臨界条件  $\mu_\pi \equiv \varepsilon_F^{(n)}(n_c)$ ,  $D^{-1}(k, \mu_\pi) = 0$  が得られる。  $D^{-1}(k, \omega = \mu_\pi)$  は正常状態 ( $\nu, \tilde{\nu}_p \rightarrow 0$ ) での  $\pi$  のグリーン函数である。電気的中性条件はこの  $D^{-1}$  によって  $\tilde{\nu}_p = \frac{\partial D^{-1}}{\partial \mu} \cdot \nu$  と表わす事ができて, ここから  $\frac{\partial D^{-1}}{\partial \mu} > 0$  の領域だけが物理的である。この不等式は Sawyer - Scalapino によって与えられた条件とは矛盾している。(彼らの結果は  $\tilde{\nu}_p \equiv 0$  とする事によって得られる。) 電気的中性条件と共に電気的及びバリオンカレントに対する保存則から,  $\vec{j}_\pi = - \frac{\partial D^{-1}}{\partial \vec{k}} \nu = \vec{j}_p = - \vec{j}_n$  を導く事ができて, 合わせて連続の方程式を満足している ( $\tilde{\nu}_p \equiv 0$  のモデルでは満足されない。) この範囲では  $\pi$  の運動はシュレディンガー方程式に従うから, 正しくはクライン-ゴルドン方程式に従う場に拡張されなくてはならない。その結果,  $\pi^+$  及び  $\pi^{(+)}$  対凝縮を扱う事ができて, 中性子物質では  $\pi^+$  凝縮の可能性の方が高いという Migdal の主張と定性的に一致する結果が得られる。このモデルから得られる一連の結果は相互作用の詳細にはよらない定性的な性格のものであって, 且つすべてのタイプの  $\pi$  凝縮 ( $\pi^-, \pi^{(+)}, \pi^{(+)}, \pi^{(0)}$ ) に対して一貫した臨界条件を与える事ができる。パイオンのグリーン函数の double pole condition  $\frac{\partial D^{-1}}{\partial \omega} = 0$  は  $\pi^{(-)}$  凝縮の臨界条件とは何の関係もない事に注意しよう。

### ボース凝縮におけるボソン場の量子論的ゆらぎ\*

筑波大・物理 香 村 俊 武

フェルミオン系においてボソン凝縮が起きる際、ボソン場の量子論的ゆらぎが大きな影響を与えます。この結果として、相転移の様相は、古典的な議論と異なって現れてきたり、古典的に予想される転移点が全く意味なくなることがあります。ここでは、このことを簡単な模型で示します。

我々は荷電フェルミオン場 ( $\Psi_p, \Psi_n$ ) の系における複素スカラー場 ( $\phi, \phi^*$ ) のゆらぎを扱います。フェルミオン場はボソン場とスカラー結合して、ボソンの生成、消滅を行ないます。このような結合項を含んでいる、フェルミオン場とボソン場のそれぞれの運動方程式を連立させて、ハートリー近似を用いる方法により、ボソン場の運動方程式の中にフェルミオン場の効果を取り込みます。こうして得られるボソン場の運動方程式の中の局所的な項を書き表わすと、 $\phi$  の高次項を無視して、

$$\square \phi + m^2(\rho)\phi - \lambda(\rho)\phi^2\phi = 0 \dots\dots\dots(1)$$

となります。質量項と相互作用項の係数は共にフェルミオン系の密度  $\rho$  に依存して、

$$m^2(\rho) = -m_0^2 + \frac{2g^2}{\mu}\rho,$$
$$\lambda(\rho) = \lambda_0 + \frac{4g^4}{\mu^3}\rho$$

であり、質量項の係数は、 $\rho$  が大きくなると、自由場のもと符号が変わります。ここで  $g$  はフェルミオン場とボソン場の結合定数であり、 $\mu$  はこの共存系の化学ポテンシャルを示し、厳密に言えば、 $\rho$  の関数になりますが、 $\rho$  にはゆるやかに依存します。

(1)のボソン場の運動方程式を解くには、 $\phi = \phi_{cl} + \phi_q$  と、 $\phi$  を古典的な場の強さ  $\phi_{cl}$  と量子論的ゆらぎ  $\phi_q$  とに分離して、(1)を、 $\phi_{cl}$  を求める方程式と  $\phi_q$  を求める方程式に分けて解きます。 $\phi_{cl} = \langle \phi \rangle$  と定義される  $\phi_{cl}$  を求める方程式を解くと、その安定解は、 $m(\rho) \leq 0$  のときは  $\phi_{cl} = 0$  となりますが、 $m^2(\rho) > 0$  のときは、 $|\phi_{cl}| = \frac{m(\rho)}{\sqrt{\lambda}}$  となり、ボソンの凝縮を表わして、 $\phi_{cl}$  が巨視的な量となります。従って、 $m(\rho) = 0$ 、つまり、 $\rho = \frac{\mu m_0^2}{2g^2}$  が古典的な相転移点となります。

では、量子論的ゆらぎ  $\phi_q$  を考慮すると、この相転移点はどうなるでしょうか。この点について考えるために、ある与えられた  $m^2 > 0$ 、 $\lambda$  について、古典場の解  $\phi_{cl}$  として、ボソン凝縮解

$\phi_{c\ell}^c = m/\sqrt{\lambda}$  と正常な解  $\phi_{c\ell}^0 = 0$  の二つの解をとり、これにそれぞれ量子論的ゆらぎ  $\phi_q$  が加わっている状態のエネルギー  $E^c$  と  $E^0$  の間の大小関係を求めます。このために、 $\phi_q$  についての運動方程式

$$\square \phi_q + m^2 \phi_q - 3\lambda \phi_{c\ell}^2 \phi_q - \lambda \phi_q^3 = 0 \dots\dots\dots(2)$$

において、ハートリー近似  $\phi_q^3 = 3 \langle \phi_q^2 \rangle \phi_q$  を用いて方程式を線型化して解を求めました。こうして求めたエネルギーを比較して上述した二つの状態のうちで低い方のエネルギーをもつものを記すと；

- (1) 一次元空間の場合： $m^2/\lambda < 0.50$  で  $E^0$ ， $m^2/\lambda > 0.50$  で  $E^c$ 。つまり  $m^2/\lambda = 0.50$  で相転移となります。
- (2) 三次元空間の場合： $\lambda > 620$  で  $E^0$ ， $\lambda < 620$  で  $E^c$ 。つまり  $m^2 > 0$  かつ  $\lambda < 620$  のときのみ相転移します。とくに三次元の場合には相転移が  $\lambda$  の値によることが、古典論の予想と顕著に異なっています。

\*）研究会後の研究の進展に基づいて、題、内容とも変更した。



## 「強誘電体の光学的性質および 強誘電体による光散乱」

強誘電体の光学的性質、とくに電気光学効果、非線型光学現象などは、いわゆる間接型強誘電体に見られる特異性、オプトエレクトロニクスへの応用などの立場から、また、強誘電体における光散乱測定は、ソフトフォノン、臨界現象などの研究の立場から、ここ数年来、世界各国で盛んに研究されて来ました。

一方、数年前より、日本とソ連の強誘電体研究者の間で、強誘電体に関する日ソシンポジウムを持ちたいとの計画があったが、先般、ソ連科学アカデミーが第1回日ソシンポジウムをノヴォシヴィルスクで開きたい旨の正式申し入れがあり、そのさい、“Ferroelectric Materials for Optoelectronics”が主題として提案され、日本側から主題として光散乱を附加することの申し入れが行われた。

このときあたり、「強誘電体の光学的性質および強誘電体による光散乱」の主題について、問題のありかを整理し、さらには、日本側としてのプログラム編成の資料とするため、昭和51年2月9日、10日の両日、標記の短期研究会が開催された。提案者は、早大理工・小林謙三、電総研・作道恒太郎、物性研・星埜禎男、物性研・中村輝太郎（世話人）であった。

以下は、研究会のセッション毎に、各セッションの座長がとりまとめた review である。

2月9日(月) 午前

座長 物性研・星 埜 禎 男

### 1. Electro-optical Properties of Some Improper Ferroelectrics

小 林 謙 三(早大・理工)

間接型強誘電転移の立場からランダウ現象論を考察し、縮退した基ベクトルによる既約表現に対応する低温相が発現するときは、その表現のすべての量子状態を考慮すべきことを強調し、単一の秩序変数もととりうる場合のあることを注意した。次に、電気光学現象として、複屈折および旋光能の特異な電界依存性につきのべた。前者の例として  $Gd_2(M_0O_4)_3$  の最近の測定結果が、小林らの指摘した双一次結合とも解釈できることを示し、後者の例として  $Ca_2Sr(C_2H_5COO)_6$  の電気旋光係数の特異性と、KDPの巡回テンソルの温度依存性を示した。GMOの実験結果については、中村らの実験結果と異なるため議論があり、これについては午後の中村

の講演で詳しく述べられた。

## 2. Ultraviolet Absorption and Other Optical Properties of KDP

尾中 龍 猛, 齊藤 節子, 伊藤 久男 (教育大・光研)

KDPの近紫外部の光学的性質, 特に一次電気光学効果の波長分散を測定し, 独立に測定した極紫外領域での基礎吸収帯の構造を, Kramers-Kronigの分散公式によって関連づけることを試みた。電気光学係数としては, 現象論的な $\tau_{63}$ より, 電界に誘起された誘電率テンソルの非対角要素の電界依存係数 $\rho_{x,y,z} \equiv \Delta\epsilon_{xy}/E_z$ を用いると,  $\rho_{x,y,z}$ は屈折率 $n$ と同様で, それより傾きの大きい分散を示す。屈折率の場合は8~20 eVに広がる基礎吸収帯全体の効果として分散が与えられるが,  $\rho_{x,y,z}$ の分散は9~10 eVの吸収帯が特に関係することが判った。この吸収帯には $H_4PO_4$ 分子で, 主にO(2p $\pi$ )からP(3p)への遷移が対応すると考えられるので, Pイオンの動きが電気光学効果の原因かも知れない。

## 3. Optical Properties of $5PbO \cdot 3GeO_2$

沢口 悦郎 (北大・理)

$5PbO \cdot 3GeO_2$ の光学的性質についての研究結果のreviewを行った。この物質は, Curie点(177°C,  $C_3 \rightleftharpoons C_{3h}$ )以下で旋光性を示すことが大きな特徴である。基礎吸収端は光の吸収より推定され, 室温で $E_g = 2.64$  eV, 温度上昇と共に減少し, 吸収端波長附近で光電導電流は極大を示す。屈折率の波長による変化は, 異常光, 常光線ともにsingle term Sellmeierの式でよく表わされる。電気光学効果, 音響光学効果も詳しく調べられている。旋光能は室温で5.5°/mm, 波長依存性はDrudeの式でよく表わされる。旋光現象を利用したドメイン反転移動の観察, SHGの研究, Raman散乱によるソフトモードの研究も行われている。

2月9日(月) 午後 I

座長 北大・理 沢口 悦郎

弘津(東京工大)は, 構造相転移点近傍において, 臨界揺動が複屈折に及ぼす異常効果につき一般的考察を行い, 実験との比較を行った。Tetragonal-cubic相転移の場合, 複屈折は $\Delta n = K_0(\eta_s^2 + \langle \eta_c^2 \rangle - \langle \eta_a^2 \rangle)$ と書ける。ただし,  $K_0$ は定数,  $\eta_s$ は転移パラメータ $\eta$ の自発値,  $\Delta \equiv \langle \eta_c^2 \rangle - \langle \eta_a^2 \rangle$ は $\eta$ の $c$ 及び $a$ 方向の揺動の差である。Cubic相( $T > T_c$ )でも局所的異方性が残っている場合には, backgroundとしての $\Delta n$ の他に,  $\Delta$ に起因する温度依存性のある $\Delta n$ のtailが現れ, また $T < T_c$ においては転移パラメータの2乗への比例則からのずれが生じ得る。 $SrTiO_3$ ,  $KMnF_3$ ,  $NH_4Br$ などの実験事実の説明と解析が行われた。

野村(東京工大)は, Pbイオンを含むPerovskite型化合物の電気光学効果につき述べた。

PbO, B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>をFluxとしてPbTiO<sub>3</sub>単結晶をつくり、1次の電気光学定数 $r_{33}-r_{13}$ を測定した。この値を用いて2次の電気光学定数 $g_{33}-g_{13}$ を求めると、室温で $0.004(m^4/c^2)$ 、400℃で $0.01(m^4/c^2)$ となり大きな温度依存性があることがわかった。常誘電相のPbTiO<sub>3</sub>は電気伝導度が増加するために、直接 $g$ 定数を測定することは困難であるが、PbTiO<sub>3</sub>-Pb(Zn<sub>1/3</sub>Nb<sub>2/3</sub>)O<sub>3</sub>固溶体における測定、(K<sub>1/3</sub>Pb<sub>2/3</sub>)(Zn<sub>2/9</sub>Nb<sub>7/9</sub>)O<sub>3</sub>の測定結果などを用い、常誘電相の $g$ の値は $0.01\sim 0.02(m^4/c^2)$ 程度と推定された。Pbを含むPerovskite酸化物では $g$ 定数は一般に小さいが、それはPb<sup>2+</sup>イオンの分極効果に起因するものと思われる。

電気光学効果についての理論的取扱いを、木名瀬(早大・理工)が発表した。電気光学効果を起す機構として、つぎの三つを考えた。

a), 外場により生じた圧電的格子変形が双極子相互作用に変化をもたらす。b), 格子変形により電子分極率が変化する。c), 圧電効果により各イオンにはたらく局所電場が変化することにより、電子分極率が変化する。以上の三つの機構のうちb)とc)は量子化学の立場から議論されるべきものである。すでに計算ずみの格子変形による格子和の変化の計算結果を用いてa)の立場の議論を展開した。電気光学効果の計算値と実験値の差が上記のb)とc)の機構に起因するとみなした。具体的な計算対象としてはBaTiO<sub>3</sub>を考えた。

2月9日(月) 午後 II

座長 電総研 作道 恒太郎

### Gd<sub>2</sub>(M<sub>0</sub>O<sub>4</sub>)<sub>3</sub>の電気光学効果

物性研 中村 輝太郎

早大・理工 小島 誠治, 大井 喜久夫

この物質の転移点近傍の電気光学効果の挙動について、従来相異った解釈が行われてきた。中村らは、転移点近傍で $10^{-2}$ ℃の温度制御をし、単分域・均一相である事を分域構造の観測で確認しつつ、 $\Delta n_{12}-E$ 曲線を観測し、 $Z_{63}$ の温度特性を求めた。この静的測定の結果は、Fousekらの動的特性の結果と一致し、最近小林らが発見した結果と明瞭に相違しており、この不一致の原因は小林らの実験が単分域・均一相の条件を満していないのではないかと中村らは指摘した。

座長(作道)の見解では、この物質の相転移が帯境界フォノンに基づくので臨界現象が顕著であり、しかもそれが束縛条件すなわち試料の形に敏感であり、電気光学効果の異常にもその事情が反映しうるのではないかとも思われる。

### K<sub>2</sub>SeO<sub>4</sub> の ラマン 散乱

名大・工 石橋 善弘, 沢田 昭勝

K<sub>2</sub>SeO<sub>4</sub> は 745°K, 129.5°K, 93°K に相転移点を持ち, 93°K 以下で強誘電性を示す。また, 自発分極が小さいこと, 93°K以上約10°K の間で成立するキュリー・ワイス法則のキュリー一定数が約30°Kで小さいことなど興味ある物性が知られている。石橋らは室温から液体窒素温度の間で, ラマン散乱の実験を行い, 129.5°K以下で,  $\omega_0^2 \sim T - T_2$  ( $T_2 = 129.5^\circ\text{K}$ ) の関係を見出す soft mode の存在を見出した。これは, 129.5°K 以下で結晶の単位胞が *a* 軸方向に 3 倍になることに対応する mode であり, この転移が変位型であることを示唆する。なお93°K ( $T_3$ ) の上下ではラマン活性の soft mode は見出されなかった。

### 重水素置換した KDP の ラマン 散乱

電通大 重成 武, 高木 康成

KDP (KH<sub>2</sub>PO<sub>4</sub>) 結晶の H を一部 D に置換した KH<sub>2(1-x)</sub>D<sub>2x</sub>PO<sub>4</sub> [ $x = 0, 0.15, 0.22, 0.4, 0.8$ ] についてそのラマンスペクトルを調べた。その結果

- (i) B<sub>2</sub> モードでは  $x \leq 0.22$  のみ, ソフトモード ( $T < T_c$ ) が存在することが分り, トンネリングモデルを裏付けている事。
- (ii) E モードにおいても  $T < T_c$  で  $114\text{ cm}^{-1}$  におけるモードが44%以上の置換に対しては消滅し, これがプロトンの運動に起因していると考えられること。
- (iii) E モードの  $T < T_c$  での分裂から, Elliott らの理論に基づいて, Central Mode の強度の目安となる量  $(T_{tr} - T_0) / T_{tr}$  の下限として  $1.6 \times 10^{-3}$  が得られる事。等が判った。

2月9日(月) 午後 III

座長 東工大・理 浜野 勝美

### Optical Spectra of NaNO<sub>2</sub> in the Ultraviolet Region

京大・理 加藤 利三, 鎌田 雅夫

NaNO<sub>2</sub> の電子構造, フォノン構造および電子・振動相互作用の特徴を調べる目的で, 紫外スペクトルの微細構造を精密に調べた。NO<sub>2</sub><sup>-</sup> 基の内部遷移 ( ${}^1A_1 \rightarrow {}^1B_1$ ) による紫外吸収は, E//*a* 偏光に対しては許容されているが, E//*b* および E//*c* 偏光に対しては禁制である。吸収強度の温度変化から, E//*b* および E//*c* 吸収は振動許容型の吸収であることが確められた。またどのような phonon がこれらの遷移に寄与しているかを, 吸収スペクトルの phonon side bands の

構造と phonon の分散曲線との対比から明らかにすることができた。この結果、吸収強度の温度変化と phonon side bands の形状を統一的に説明することができた。

この過程で  $E//b$  吸収には exciton-phonon bound state による吸収が現われることがわかった。

以上の結果から、 $E//b$  吸収は主に  $\text{NO}_2^-$  基の  $c$  軸まわりの libration によって誘起されていることがわかった。

### Electron-Mirror Microscopic Observations of $\text{Gd}_2(\text{M}_0\text{O}_4)_3$

日本電子 染谷 輝夫

ミラー型電子顕微鏡 (EMM) を  $\text{Gd}_2(\text{M}_0\text{O}_4)_3$  に応用してその  $180^\circ$  分域運動を動的に観察し、さらにその EMM コントラストから迂り歪の温度依存を実測した。即ち、強誘電軸 (斜方晶系  $c$  軸) 方向に外部電界を印加して (100) 面の観察を行ない  $c$  軸に平行な輝線が  $c$  軸に垂直方向に運動することを見出した。この輝線は (110) 面を接合面とする  $180^\circ$  分域境界による (100) 結晶表面のステップ型形状変化に依るものであり、コントラストは温度上昇とともに減少し Curie 点で消失する。ステップの高さは結晶の厚みと上り歪  $\alpha_{12}$  に比例する。そこで、輝線のコントラストからステップの高さを定量的に求める理論を導出し、それより上り歪  $\alpha_{12}$  の温度依存を実測した。結果は小林らが X 線の的に求めた値と良い一致を示した。さらに輝線と付随した暗いバンドのコントラストより (110) 境界に沿って歪み層が形成されることが明らかとなった。

2月10日(火) 午前 I

座長 名大・人工結晶 石橋 善弘

池田 (東北大) は、タングステン・ブロンズ系強誘電体の光学的性質について報告した。この系の強誘電体は光学損傷のない電気光学材料として注目されていて、代表的なものは  $\text{BNN}(\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15})$  である。その性能指数 ( $1/\epsilon_c V_\pi^2$ ) は  $10 \times 10^{-9} \text{V}$  程度である。しかし、 $300^\circ\text{C}$  以下で斜方歪があることが難点とされている。この欠点を除くため、Nb の一部を Ti で置換した  $\text{Ba}_{4+x}\text{Na}_{2-x}\text{Nb}_{10-x}\text{Ti}_x\text{O}_3$  の結晶を育成し、諸特性の検討を行った。その結果、 $x$  の増大と共に、斜方-正方転移温度が低下し、 $x \sim 1.3$  では常温で斜方歪のない結晶が得られ、また性能指数が BNN と同程度であることがわかった。しかし、結晶育成に関して未解決の問題があり、また性能指数として  $1/\epsilon_c V_\pi$  をとると、まだ実用上充分とはいえない。

石川、豊田 (静岡大) は  $\text{SbSI}$  の吸収端の電場によるシフトについて報告した。この物質の吸収端は常温で  $6500 \text{ \AA}$  付近にあり、電場によって短波長側にシフトするのが特徴である。しか

し、この効果の生ずる原因はまだわかっていない。石川等は、吸収端のシフト  $\Delta E_g$  が電気分極  $P$  (自発分極  $P_s$  と誘起分極  $P_i$  の和) および結晶の  $c$  軸方向の歪  $x_3$  を用いて、

$$\Delta E_g = \alpha^x P^2 + \beta x_3$$

なる現象論的關係式によって表わされると仮定すると実験結果がよく説明できることを示した。ここで  $x_3$  は熱膨張の分を含み、また  $\alpha^x$  は束縛状態において取られる量とされている。

大井(早大)は  $\text{KTaO}_3$  の光電導性について報告した。低温ではバンドキャップ光と可視光では光電導の温度特性が異なる。トラップの深さと密度を熱刺戟電流により求めた。0.08 eV, 0.24 eV にあるトラップは光電導度を増す。その他に 0.35 eV, 0.55 eV のトラップがある。トラップの密度は試料によって異なるが、 $10^{16} \sim 10^{18} \text{cm}^{-3}$  である。電極間をバンドギャップ光で照射すると、低周波誘電分散(数 KHz) があらわれるが、この分散は電極と結晶間に存在するショットキーバリアーで説明される。

2月10日(火) 午前 II

座長 武蔵野通研 岩崎 裕

#### Bond Charge Theory and the Induced SHG in $\text{KTaO}_3$

電総研 作道 恒太郎, 藤井 義正

$\text{KTaO}_3$  などでは誘起分極に比例する外部電場誘起の光高調波発生を観測できる。この実験結果を Bond Charge 理論によって考察した。特に強調したいのは、現在の場合には

$$d_{33}/d_{31} = \sigma_{\text{NL}}$$

という簡単な関係が成立して、SHG 係数比の実験値と  $\sigma_{\text{NL}}$  ( $= \log \beta$ ,  $\beta$  はポンド電荷当りの非線形光学感受率) なる Levine の理論で重要な量とが、理論の他の細々した仮定と独立に、直接につき合わせる事が出来る事である。 $\text{KTaO}_3$ ,  $\text{SrTiO}_3$ ,  $\text{BaTiO}_3$  について、 $\beta$  および  $\sigma_{\text{NL}}$  について、実験値と理論値を求め、その比較について議論した。

#### Preparation, Characterization and Nonlinear Optical Properties of $\text{KNbO}_3$ Single Crystal

東芝総研 福田 承生, 植松 豊

位相整合可能な非線形光学結晶として  $\text{KNbO}_3$  の単結晶育成, 単分域化, X線の光学的結晶評価, 非線形ならびに線形電気光学特性について総合的な報告がおこなわれた。単結晶は  $\text{K}_2\text{CO}_3$  -

$\text{Nb}_2\text{O}_5$  系熔融液よりカイロポーラス法によって20~40mm角, 10~15mm厚の良質なものが育成される。結晶中の欠陥, 組成的変動は著しく少い。SHGのd定数はほぼ  $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$  と同程度を示し, 内部逓倍用素子としての諸条件 — 変換効率大, 光損傷なし, 光損失小, 実用的位相整合温度 — を満たす。線形電気光学効果も  $V_\pi \sim 2 \text{KV}/\text{cm}$  程度と種々の光学的応用の可能性をもつ結晶である事が示された。

2月10日(火) 午後 I

座長 日立中研 熊田 明生

### SBN単結晶の光学的欠陥とその制御

日立中研 古畑 芳男

SBN ( $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ ) は optoelectronics 材料として魅力的だが, 実用に耐えるような良質の結晶を得ることは極めて難しい。SBNの実用を阻む光学的欠陥のうち, (A) striation, (B) core の原因とその対策について論じた。メルトに温度揺動があると, 成長速度→組成比の変動を通じ, 屈折率の縞(striation)が生ずる。それを防ぐには a) 雰囲気ガス中の温度揺動を  $0.1^\circ\text{C}$  以下に抑える, b) congruent 組成(種々の手法により決定した値は  $x=0.61$ ,  $y=0.4995$  である)を選んで結晶を育成する, が有効である。また, 固液界面がメルトに対して凹であるため, 結晶の中央部に集った刃状転位が core の主要原因である。無転位 seed を用いる, エッチングにより seed の加工歪を除く, seed 付けに時間をかける, 温度勾配を緩く選ぶ, 坩堝壁を過熱しない。等々が有力な core 対策である。

### Acousto-optic devices using $\text{TeO}_2$

松下技研 渡部 昭典, 屋野 勉

二酸化テルルを用いた音響光学素子は1968年に結晶が育成され, '69年に性能指数が測定されてから大きく進展した。

音響光学素子は性能指数と音波減衰量とで評価される。 $\text{TeO}_2$  の性能指数は $\langle 110 \rangle$ 方向に音波,  $\langle 001 \rangle$ 方向に光を伝搬させる構造が最高である。我々は, 光学活性を考慮した測定を行い, その値が  $1200 \times 10^{-18} \text{sec}^3/\text{g}$  になることを明確にした('74年)。音波減衰量は '72年に明確にされているので, これで  $\text{TeO}_2$  素子の基本的性質が確立した。

具体的素子としては, 光偏向器は $\langle 110 \rangle$ ずれ方式で高効率, 広帯域型に, 光フィルタは高入射角方式で高効率型にできることを提案し,  $\text{TeO}_2$  のよさを活用できるようにした。

Optical Guide Using  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ 

武蔵野通研 野田寿一, 内田直也, 岩崎 裕

$\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{LiTaO}_3$  の光ガイドには (1)直接  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{LiTaO}_3$  を形成する方法 (スパッタリング法, CVD法) (2)エピタキシャル法 (EGM法, LPE法), (3)拡散法 (Out-diffusion法, In-diffusion法) があり, それらの現状を述べた。現在もっとも有望と思われる光ガイドには LPE法による  $\text{LiTaO}_3$  基板上に形成した  $\text{LiNb}_{1-x}\text{Ta}_x\text{O}_3$  の混晶膜, Nb または Ta イオンを拡散する拡散形がある。前者は格子不整合が小さいので低損失で膜厚・屈折率を制御しやすく, 後者は膜厚・屈折率を制御しやすい利点のほかにパターン化が容易である点がおもな長所である。

2月10日(火) 午後 II

座長 物性研 中村輝太郎

武藤, 甲斐 (三菱電機中研) は,  $\text{ReP}_5\text{O}_{14}$  の性質について研究した。この結晶は常温で  $P2_1/c$ , 高温で  $Pmna$  に属し, 相律流の分類では species  $m m m F 2/m$  に属する。相転移点, 相変化の状態, ドメイン構造, 自発変形などを調べた。ドメイン構造は, この材料のレーザー発振特性に悪影響を及ぼす。 $\text{ReP}_5\text{O}_{14}$  のうち,  $\text{NdP}_5\text{O}_{14}$  を従来のレーザー結晶 YAG: Nd と比較すると, 活性イオン  $\text{Nd}^{3+}$  が結晶の構成元素として多量に含まれているという特徴がある。 $\text{NdP}_5\text{O}_{14}$  の分光学的特性から計算すると, side-pumping の場合, YAG: Nd よりも threshold が低くなり, ミニレーザーとして有利であると推測している。なお, この分野では, 電々公社で有望な材料  $\text{LiNdP}_5\text{O}_{14}$  が開発されている。

岡崎, 大坪は, PLZT の Characterization について報告した。PLZT は,  $\text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$  に La をドーブした, 電気光学用  $\text{ABO}_3$  型酸化物セラミックスであるが, La が A, B いずれの site に置換するかについては未だに議論がある。岡崎らの modified vapor phase equilibration 法によると, PLZT 8/65/35 の場合,



( $\phi$  は酸素欠陥) で,  $\delta = 0 \sim 0.027$  の範囲内で単一相と考えられる。ホットプレス法と雰囲気焼成を組み合わせた2段焼成法によると, ほとんど pore-free と見せる試料が得られるが, この試料の比重は 7.82 ~ 7.85 で  $\delta = 0$  と仮定しても実測密度はやや大きすぎる。PLZT の透明化のためには, 粒界の異相や残留空孔の除去, 粒内の単一相化のほかに, defect の濃度勾配も問題になるのではないかと思われる。



熊田(日立中研)は  $Gd_2(M_0O_4)_3$  および PLZTを用いた光学デバイスについて報告した。 $Gd_2(M_0O_4)_3$  のスイッチング速度 ( $1/t_s$ ) は印加電場に比例する。しかし、マトリックススイッチには閾値が不可欠なので、強誘電強弾性効果を利用して、人為的に閾値を賦与することに成功した。一方、PLZT の ( $1/t_s$ ) は、 $E^{10}$  に比例する大きな非線形性を持ち、実効的閾値特性を示す。従って両者ともマトリックス動作が可能である。 $Gd_2(M_0O_4)_3$  の光シャッターにおいては、2枚の ( $\lambda/4$ )板の  $Gd_2(M_0O_4)_3$  結晶を相減的に配置して一軸性とし、さらに一軸負号結晶と重ねて等方的にすることにより、視野を広角化するのに成功した。PLZT の AFE $\leftrightarrow$ F E強制相転移光シャッターについても報告した。

## 「冷中性子散乱による物性の研究」

開催期日 昭和51年2月23日～24日

開催場所 物性研旧棟第一会議室

世話人 渡辺 浩(東北大・金研)

平川 金四郎(物性研)

物性研究の手段としての冷中性子散乱は、長波長であることを利用した空間的に長範囲(10～数1000Å)に亘るゆらぎや巨大分子の研究及び高いエネルギー分解能( $\sim 0.35 \mu\text{eV}$ )を利用した原子拡散の研究等があり、その有用性は広く認識されるようになってきた。我国においても、ヨーロッパ各地におけるこれら装置の使用経験を有する人々、及び、独自に技術的問題や研究テーマを考えている人々も増加し、また、京大原子炉の KUR-2 や高エネルギー研の KENS 計画等の設計に冷中性子源を考慮される段階に立到ったので、この機会に、関心のある人々が集り、冷中性子散乱に関する技術的、物理的問題について討論を行うことを計画した。

研究会は大別して、(1) 技術的開発の問題であり、冷中性子源、冷中性子導管及び中性子の偏極等、(2) 冷中性子散乱によって可能になる研究の提案、(3) パルス中性子源である KENS 計画における冷中性子散乱、の三つのセッションに分けられる。

講演数 17、出席者数約 50 名の大がかりなものになったが、終始熱心な討論が続けられ、時間の短いのがくやまれた。

## 京大炉における冷中性子源および 冷中性子実験について

宇津呂 雄彦

冷中性子実験を行なうにあたって、低温の減速材のいわゆる冷中性子源を用いると有利になることはよく知られているが、この冷中性子源の性能を知るために理想的な冷減速材の冷中性子利得をまず解析し、その値が  $20^\circ\text{K}$  の  $1/v$  吸収型冷中性子源の場合は約 10～50 倍、一定もれ率型の場合は約 20～200 倍、また加速器用冷中性子源の場合は熱外中性子束で規格化して約 3～4 倍/meV となることを示した。次に簡単に使用できてかつ性能のよい加速器用冷減速

材としてメチル化合物に着目し、なかでもメシチレンについて実際にクライオスタットや冷凍機を用いてライナック飛行時間法により冷中性子スペクトルを調べた結果、 $20^{\circ}\text{K}$ 程度の冷中性子源としては固体メタンに劣らないことがわかった。さらにこの冷中性子源を用いた中性子全断面積実験から低温固体内の陽子の運動を調べた結果が示された。次にKURを用いた冷中性子実験として黒鉛逆フィルタ法による室温ベンゼンの準弾性散乱実験の測定結果が紹介された。原子炉用冷減速材としての液体水素については、自由分子模型および拡散模型による中性子散乱核計算および中性子スペクトル計算が行なわれて実験と比較された結果、拡散運動の考慮が必要であることが示された。その他、パルス炉用冷中性子源としてKUR-TRIGA計画における冷中性子源やさらに高中性子束炉用冷中性子源に関する技術的諸問題の簡単な説明がなされた。

## KURの中性子導管の計画

京大・原子炉 秋吉恒和, 岡本 朴

KURの2号炉に付設が予定されている“特殊ビーム実験設備”のうち、中性子導管の計画を紹介する。

計画されている中性子導管は

- (1) 集束型冷中性子導管
- (2) 熱中性子導管群
- (3) 特殊中性子源導管群

である。(1)は数本の導管を並列に並べて中性子線を集束させようとする設備である。(2)は2~3本の熱中性子導管が計画されている。(3)は(1)の集束型と共に2次計画の冷中性子源の利用が考えられていて、将来は2~3本の冷中性子導管の設置が計画されている。

1次計画では、集束型導管と熱中性子用の50m導管が計画されている。その諸元を表に示す。

	集束型導管	熱中性子導管
特性波長 $\lambda^*$ ( $\text{\AA}$ )	1.9	1.1
全長 L ( m )	22	50
曲率半径 $\rho$ ( km )	2.9	10.9
有効断面 $d \times h$ ( $\text{cm}^2$ )	$1.5 \times 10 \times 6$ (本)	$2 \times 20$

## 中性子マルチカウンターについて

広島大 桜井醇児, 好村滋洋

$^3\text{He}$  あるいは  $^{10}\text{BF}_3$  ガスを用いた中性子位置敏感検出器 (PSD) の, 位置の分解能と中性子検出効率, 常に高い値を持つとは限らない。目的に応じて PSD の特性を生かして使わねばならないと思われる。

広島大では, LND社より次の3つの PSD を購入し, 近くこれは納入される予定である。

- ① 23mm  $\phi$   $\times$  1 m の円筒形の一次元 PSD ;

芯線は石英線に炭素をコートしたもので, 抵抗, 容量は 9 M $\Omega$ , 8 pF である。

- ② 同じ形状の一次元 PSD ;

芯線はマンガン不銹鋼を用いており, 抵抗, 容量は, 16.6 k $\Omega$ , 7 pF である。

①, ②共に, パルスが芯線両端に到着したときの電圧比から, パルスの位置を知るものである。

- ③ 12  $\times$  200  $\times$  400 (mm)<sup>3</sup> の二次元 PSD ;

長さ 400mm の 20 本の芯線を 10mm 間隔に並べたもので, 上記原理によってパルスの X 座標を知ると同時に, 何本目の芯線に得られたパルスであるかを区別し, Y 座標をも知るものである。

以上の3つの PSD はいずれも 4 気圧の  $^3\text{He}$  ガスを用い, 容器は Al である。

これらを用いて小角散乱の実験を行う予定である。

## 中性子スピン・エコー法の応用

東大・物性研 伊藤雄而

中性子スピン・エコー法の基本的方程式は次のように書ける。  $P_x$  を偏極の  $x$  成分として,

$$P_x(v, \delta v) = -P_0 \cos(2\pi \delta N + \Delta \phi) \dots\dots\dots(1)$$

ただし  $\delta N = N' \delta v / (v + \delta v)$  で  $N'$  は散乱後の中性子のラーモア回転数,  $\delta v$  は  $v$  の速さの中性子が試料中の散乱過程で変える速さの変化,  $\Delta \phi$  は試料中の磁場  $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{M}$  による中性子の位相の変化をあらわす。ここで注意すべきことは, (1)式が成立するのはエコーの条件が満足されていると共に, 試料中での散乱過程に, スピン反転による位相の変化は無いとした場合に限ら

れることである。そのような場合には(1)式から、 $P_x$ の精密測定により $\delta v$ あるいは $\vec{M}$ を測定することができる訳で、この実験方法が高分角能のエネルギー解析、あるいは磁化測定に有力である所以である。しかし、もしも散乱が同時にスピン反転を伴う場合には(1)式の位相のメモリーが失われる可能性があり、そのような場合には特別な考慮が必要となる。

一般に熱中性子と試料との相互作用の振幅は  $b + \vec{A} \cdot \vec{\sigma}$  で書きあらわせる。ここで  $\vec{A} = B \vec{I} + p \vec{q}$  である。例として核スピンの散漫散乱と常磁性散漫散乱を取り上げる。今散乱直前の中性子のスピノール状態を  $x$  とすると前者の場合には散乱後のスピノール  $x'$  は

$$x' = ( B \vec{I} \cdot \vec{\sigma} ) x \dots\dots\dots(2)$$

$x = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i\alpha} \\ e^{i\beta} \end{pmatrix}$  として(2)式を全くランダムな核スピン  $\vec{I}$  の系に適用してみると(1)式から

$$P_x = \frac{P_0}{3} \cos ( 2 \pi \delta N + \Delta \phi ) \dots\dots\dots(3)$$

が求まる。

次に常磁性散漫散乱の場合を考えると、

$$x' = ( p \vec{q} \cdot \vec{\sigma} ) x \dots\dots\dots(4)$$

(2)の場合と同様に考えると

$$P_x = \frac{P_0}{3} \{ \cos ( 2 \pi \delta N + \Delta \phi ) \pm \cos ( 2 \pi \delta N + \Delta \phi + 2 ( \alpha - \beta ) ) \} \dots\dots\dots(5)$$

(5)式の±は散乱ベクトルと  $x$  との関係に依存する。即ち(5)式から、この場合の  $P_x$  は入射中性子の位相  $( \alpha - \beta )$  に直接依存することがわかる。しかし入射ビーム中には  $\Delta v$  の速さの広がりがあるためにその平均を取ると

$$\langle P_x \rangle_{\Delta v} = \frac{P_0}{3} \cos ( 2 \pi \delta N + \Delta \phi ) \dots\dots\dots(6)$$

となり(3)式と一致する。

このようにスピン反転過程がある場合でも全くランダムな核スピンまたは電子スピン系の場合には入射偏極が $\frac{1}{3}$ に減少するだけでその位相の情報は正しく残ることがわかる。

## 冷中性子の偏極

東北大・金研 山口 泰 男

冷中性子をスピン偏極させる有力な手段の一つに、磁気中性子導管を用いる方法がある。これは、通常の中性子導管と同じく、導管内面での中性子の全反射を利用するものであるが、反射面が強磁性体であり、それが反射面内の一方向に磁化されているから、その磁化方向にスピンのZ軸をとって考えると、±スピンの中性子に対しては、全反射の臨界角  $\theta_c$  は、

$$\theta_c = \lambda \cdot \sqrt{N(b \pm p)} / \pi$$

となる。ここで、 $\lambda$  は中性子の波長、 $N$  は単位体積当りの原子数、 $b$ 、 $p$  はそれぞれ、核及び磁気散乱振幅である。 $b = p$  であるような物質については、+スピンのみ全反射を起すことになり、従って、磁気導管を抜けてきた中性子は 100% 偏極されることになる。この方法は、冷中性子のみならず、熱中性子までも適用できる点、及び、強度の損失が少い点等で優れているが、今迄に実現されたのは、偏極率 90% 程度のものであった。最近 Schaerpf によって、97% 偏極のものが作られたのでその方法及び、結果を紹介した。磁気導管の材質は、 $C_0$ -Fe-V 合金であり、半硬磁性材料として知られるものである。今迄のものに較べて改良された点は、磁石の配置を考えて、磁束が、できるだけ多く反射面に集中するようにし、材料が完全に磁化されるようにしたことである。また 97% の偏極率は、 $1 \sim 13 \text{ \AA}$  に亘って一定である点でも優れている。表面処理が簡単であり、導管そのものが小型で扱いやすい点も長所であるが、逆にビームサイズが  $3 \times 6 \text{ mm}^2$  と小さい点が大きな欠点である。

この測定の際に用いられたスピンフリップパーは、Drabkin 型のものであり、これは波長によらず中性子を反転させる点において優れており、磁気中性子導管や、偏極ターゲットで得られた、波長分布を持った偏極中性子の偏極反転に有力なものである。

文 献；

O. Schaerpf ; J. Phys. E, 8(1975) 268.

O. Schaerpf and W. Vorbrugg ;

Proc. N. D. Conf, Petten, p. 156 (1975).

## 中性子TOF法の結晶構造解析への 利用とその問題点

名大・工 原 田 仁 平

我々の研究室では1973年頃より、東北大学核理研の電子ライナックを用い、中性子TOF法の結晶構造解析への利用を実験的に検討して来た。TOF法は波長にして6 Å程度の冷中性子から0.5 Å以下の速い中性子を同時に回折実験に利用できる所にその特徴がある。この研究において、冷中性子領域で得た2次消衰効果の知見は今後計画されているこの領域の中性子を用いた散乱実験において特に考慮されねばならないと思われるので、これについて報告する。

一般にブラグ反射を問題にする実験において、ボルン近似が成立つ範囲では、測定された強度は構造因子の自乗に比例した量として表わされる。そこで強度測定を行うことにより構造因子が求められ構造に関する情報をただちに得ることができる。しかしながら現実の結晶ではこの条件の満されない場合が多い。結晶内で入射中性子とある特定方向に散乱された中性子の間でくり返し反射が起り得られる回折強度はボルン近似で期待されるものからかなりずれる現象が起る。これが消衰効果であり、冷中性子を用いた回折実験においては特に考慮せねばならない効果である。

結晶が全く完全な場合、結晶内に2つのブロッホ波が励起され、それらの間で動力的回折現象を示す。この現象はすでに理論的にも実験的にもX線を対象に詳しく研究されているものである。通常我々が単結晶試料として用いる結晶はみだれが多くこの理論を用いることはできない。しかしまた、ボルン近似に基づいた運動学的回折理論も、そのままでは適用することが出来ない。これに対し、モザイク結晶をモデルに Dawin の Intensity Transfer 方程式に基づいた2次消衰効果の理論がある。この方程式の一般解はしかしながら得られていない。板状結晶および球状結晶に対する近似解が Becker と Coppens (1974~1975)により最近に至って示され、基本方程式の妥当性が論じられ始めたのが現状である。

2次消衰効果を表わす消衰係数  $y_s$  (運動学的理論から期待される強度にこの  $y_s$  を掛けたものが実測されると、定義した量である)は結晶内のモザイク・ブロックの大きさ  $r$  およびモザイクの方位分布  $\eta$  の大きさによって異なり、かつ構造因子  $F$  の大きさが大きい程また用いる入射線の波長が長い程小さくなる。図1は、我々がTOF法を用い  $\text{CuCl}_2$  の(111), (222), (333)のブラグ反射に対して得た  $y_s$  を波長  $\lambda$  に対してプロットしたものである。○印は実測値を実線は Becker & Coppens の近似式を用い、 $r$  と  $\eta$  の2つのパラメータを変化させて実験値にフィットさせたものである。今までに見られない程良く実験値を再現することが出来、一応この近似式の適用出来ることが確かめられた。

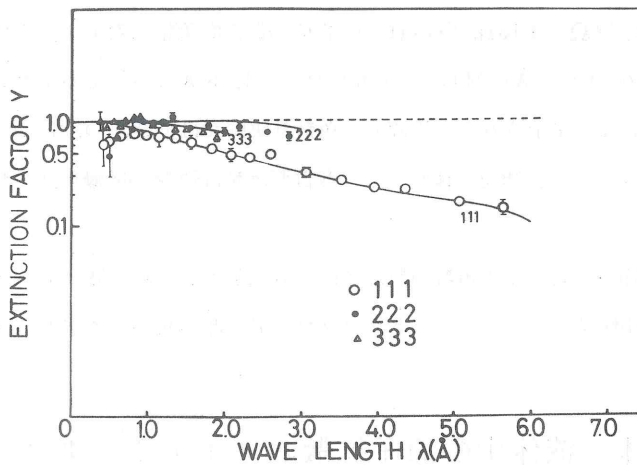


図 1

しかしながら、この図において次のことは注目せねばならないであろう。すなわち、1 Å程度の波長の中性子を用いた場合消衰効果による強度の減衰が数%程度であったものが、5 Å程度の波長の中性子を用いて実験をすると85%程度減衰が起ることである。消衰係数  $y_s$  をかなり良い精度で求めなければ得られる構造因子の精度は極めて悪いと見なければならぬ。このように冷中性子を用いた散乱実験において、特に散乱振幅の大きい場合は2次消衰効果の補正について注意をはらわねばならないと思われる。あるいはこの効果を相殺する方法を用いるべきかも知れない。

### 冷中性子の広角散乱及び小角散乱

広島大・総合科学 好 村 滋 洋

広島大学で計画している冷中性子分光器の骨子となる散漫(広角)散乱と小角散乱の装置の設計上考慮すべき点を議論した。

特に小角散乱装置において、中性子の十分な強度および散乱ベクトル  $k$  の適当な分解能を得るための条件について述べた。

例えば分解能の考察から入射中性子の角度発散は散乱中性子の角度発散と同程度におさえなければならない。また散乱ベクトルの分解能が  $\Delta k/k = 1/20$  であるためには中性子の波長の分解能は  $\Delta \lambda/\lambda = 0.1$  の程度であればよい。また二次元検出器の直径は検出器要素の大きさの80倍程度が適当である。

中型原子炉の熱中性子束として  $2 \times 10^{14} n/\text{sec} \cdot \text{cm}^2$  を仮定し、小角散乱装置のパラメーター



を適当に選ぶと  $d\sigma/d\Omega = 1 \text{ barn/sr}\cdot\text{atom}$  程度の散乱断面積に対して、1 検出器要素あたりの中性子強度は波長  $\lambda = 4 \text{ \AA}$  に対して 26 カウント/秒、 $6 \text{ \AA}$  に対して 54 カウント/秒の程度であることが計算によって示される。実際の小角散乱実験では全散乱のほとんどが数度の散乱角の円錐の中に集中するので、単位立体角当りの散乱断面積は通常の散漫散乱の数百倍となり、測定が行いやすい。

これに対して点欠陥にもとづく広角散漫散乱では、散乱強度が極めて微弱であり、TOF法と結合させたり、偏極中性子を用いたり、バックグラウンドの低い試料を選ぶ等、種々の工夫が必要である。

## 固体・液体中の原子拡散のダイナミックス

東大・物性研 星 埜 禎 男

原子の拡散運動については、主にプロトン系について中性子準弾性散乱の解析により研究されている。その際考えられているモデル、エネルギー幅と分解能との関連などにつき、まとめた。しかし一般の原子の場合は、干渉性散乱を分離できないので簡単ではない。むしろそれをも繰入れて解析ができれば、相関を入れた運動状態がわかる筈だが、一般には解析は難しい。固体イオニックスと呼ばれる一連の結晶では、拡散係数が液体と同程度であり、格子振動の解析と合せて、collective motionとして拡散運動を取扱えるかも知れない。 $\alpha\text{-AgI}$  についての最近の ILL での研究結果と、われわれが BNL でとったデータを紹介し、上記の研究の可能性などを考察した。

## 冷中性子による Mn Si の磁気構造の研究

東北大・理 田 島 圭 介

Mn Si の磁气的性質は種々調べられて来たが、無磁場中での磁気構造はスクリュウ構造をとるであろうことが示唆されていたにもかかわらず、それを裏づけるための中性中回折によるサテライトは観測されていなかった。そこで ILL の冷中性子源を用い、小角散乱法によって高分解能の実験を行なった結果、(000)のまわりにサテライトを見出し、Mn Si が [111] 方向に 68 層の長周期を持ったスクリュウ構造を示すことが判明した。全く同等な実験を熱中性子三軸型分光器によっても行ない、サテライトを見出すことが出来た。しかし、この2つの同等な実験

を比較すると、 $MnSi$  のように長周期のスクリーン構造を持つ磁性体の研究を行なう上で、冷中性子で小角散乱実験を行なう方が、はるかに有利であることが示された。

## 固体内分子運動について

阪大・理 千 原 秀 昭

結晶内における分子、イオンの運動状態の研究のために冷中性子散乱は広く用いられている。この分野は将来も一層盛んになると思われるが、その一方非晶質固体における構造と物性が最近ようやく注目をひき始めている。この両者の中間的な物質として数年前から例が見ついているガラス性結晶（ある面では結晶，別の面ではガラス状態）は将来の中性子散乱の研究対象として興味深い。例として氷，一酸化炭素，シクロヘキサノールの例を述べる。

シクロヘキサノールの融点直下の結晶 I を過冷却すると相転移を起さずに過冷却して 150 K 以下でガラス性結晶になる。比熱測定および NMR スピン・格子緩和時間の測定の結果はいまのところ互いに矛盾しているように見え、ガラス状態の本性についての手がかりの片鱗がうかがわれる。

氷におけるプロトンの乱れは古い問題であるが、最近 100 K で長時間アニールすると比熱異常が現われることが見出された。すなわち通常の氷は分子重心に関しては結晶配列であるが、プロトンについては乱れが凍結したガラス状態にあることになる。アニールによって現われる比熱異常を相転移とみるかガラス転移とみるかによって全く立場の異なる二つの解釈が可能である。CO 結晶では同様な現象が 15 K 付近で見られる。これは分子の向き (CO と OC) の凍結と解凍に関係したものである。零点エントロピーをもつ他の結晶についても同様な可能性がある。

## 格子欠陥による冷中性子散乱

原 研 濱 口 由 和

中性子照射などにより形成される vacancy や interstitials は、その濃度が稀薄で、random に分布し、周囲の格子に歪を与えない場合には、単に散乱断面積に一様な変化を与えるだけであるが、何らかの意味でこれら欠陥の間に短距離秩序が存在したり、周囲の格子を歪ませたりする場合には、微分散乱断面積に角度依存性を生じたり、全散乱断面積に波長依存性を生ずる。それ

らの依存性を解析することにより、これら欠陥の短距離秩序や歪の構造を解析することができる。微分散乱断面積の角度依存性はX線散漫散乱と本質的には同じであるが、冷中性子散乱の特徴とする所は、1) 弾性散乱と非弾性散乱を分離することが容易であるので、X線散乱の場合のコンプトン散乱などによる誤差を除くことができる。2) ブラッグ切断以上の長波長中性子を利用すれば、多重散乱による誤差を除くことができる。3) 透過能が大であるので、比較的厚い試料の全体についての様相を知ることができる。などである。

しかし、原理的には微分散乱断面積のフーリエ変換により求めることができるこれら欠陥の構造も、現実問題としては測定される  $\sin \theta / \lambda$  の範囲が限られてしまうために、まともなフーリエ変換では大きな誤差を含んでしまうので、一般には、いくつかの可能なモデルから求められる計算値と比較し、その中で一般良く実験値と合うものを採用するという方法が取られるので、その有効性にも非常に大きな制限がつけられているのが現状である。

特に格子に歪を伴っている欠陥モデルの場合には、歪の形の決定が一義的に与えられるわけではなく、欠陥の大きさと共にパラメーターとして入っているので、その決定はなかなかむづかしい。

現存歪場の計算がある程度行われているグラファイトや全断面積による構造モデルが提示されているゲルマニウムについて、補足的な実験を行うことにより、より確かなモデルを求めることを現在計画中である。

## 合金における環境効果

阪大・理 中 井 裕

合金中では原子はその周囲の平均化された媒質の影響をうけると考えたコヒーレント・ポテンシャル近似で、構成原子の電子状態をよく説明できることが知られている。しかし、例えば Mn を含むいくつかの合金系の磁気的性質や、徹視的性質を直接見る実験によれば、原子の電子状態は媒質全体による影響をうけると共にその近接原子の種類・配置による効果（環境効果）をより強くうけることもあることが知られている。このことはコヒーレント・ポテンシャル近似を更に進めた近似理論でも確認されている。

我々は環境効果を実験的に検証する目的で以下の実験を行った。

1. NiCo(Mn) : NiCo合金中に不純物として2%のMnを入れ、Coの濃度の増加と共にMnの磁気モーメントが全体の磁化に平行な方向から反平行な方向に逆転することを見た。
2. CoMn : 偏極中性子散漫散乱と、二電流モデルによる電気抵抗の磁化異方性の解析により、

Mnに最隣接するMnの原子の個数の変化によってMnの濃度の増加につれて全体の磁化に平行なMnモーメントの割合が増加することを見出した。この結果はCableらの非偏極中性子散乱、安岡らのNMRの結果をもよく説明する。

3.  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  : 環境の多様性によるデータ解析の困難さをさけるために、かなり規則化した合金でFeのメスバウア効果を測り、最隣接原子中のFeの数による中心のFeの内部磁場の変化を求めた。これよりFeの磁気モーメントは環境によらずほぼ一定の値をもつことがわかった。

## 長周期構造と中性子回折

名大・工 安 達 健 五

### I モノクロメーターへの応用

大きな単位胞をもつ規則格子や長周期構造規則格子を結晶モノクロメーターとして用いられる可能性について調べた。 $\text{Au}_4\text{Mn}$ ,  $\text{Au}_5\text{Mn}_2$  および  $\text{Pd}_3\text{Mn}$  はその可能性があるが次の難点がある。

- (1) これらの規則合金は、domain構造やtwin構造を伴うため、そのsatelliteの反射強度が減ることを考慮する必要がある。
- (2) 大きな単結晶を作る場合、Mnの組成を均一にすることに留意する必要がある。
- (3) 材料費が高価である。

### II 長周期規則格子形成の統計理論

長周期規則格子のsatelliteの高次の反射強度が、その転移温度付近でどのように消滅してゆくかを調べることは統計力学的にも興味を持たれ、また冷中性子を用いた実験もなされる。試論として簡単な場合についてブラグウィリアムス近似の範囲内でこれを行った。

層状格子を考え、第一、第二および層内の原子対相互作用  $V_1 > 0$ ,  $V_2 > 0$ ,  $V_0 < 0$  をとって長周期整度  $S(x_j)$  をフーリエ級数で与える。

$$S(x_j) = \sum_n s_n \cos(2n+1)k_0 x_j$$

ここで  $x_j$  は層の番号で、波数  $k_0$  は基本半周期  $M = \pi/k_0 a$  ( $a =$  格子定数) を与える。

これから内部エネルギー項

$$U(k_0) = -V_1 \sum_j S(x_j) S(x_{j+1}) - V_2 \sum_j S(x_j) S(x_{j+2}) \\ - |V_0| \sum_j S(x_j) S(x_{j'})$$

とエントロピー項

$$-T\phi = (k_B T/2) \sum_j \{ (1+S(x_j)) \ln(1+S(x_j)) \\ + (1-S(x_j)) \ln(1-S(x_j)) - 2 \ln 2 \}$$

を求める。但し、エントロピー項の中の  $S(x_j)$  は半周期の中の  $S(x_j)$  の平均値をとる。これから自由エネルギー  $F(s_n, k_0) = U(s_n, k_0) - T\phi(s_n)$  を作り、 $\partial F/\partial s_n = 0$  と  $\partial F/\partial k_0 = 0$  から、 $s_n(T)$  を求める。 $s_n^2(T)$  は  $n$  次の satellite の反射強度に比例する。転移温度  $T_c$  は次で与えられる。

$$k_B T_c = \frac{\pi^2/16}{\sum_n \frac{1}{u_n(k_0)} \frac{1}{(2n+1)^2}}$$

ここで

$u_n(k_0) = z_1 V_1 \cos(2n+1)k_0 a - z_2 V_2 \cos 2(2n+1)k_0 a + z_0 |V_0|$  で、 $z_1, z_2$  と  $z_0$  は配位数である。

## K E K パルス中性子源計画について (KENS PROJECT)

東北大・理 石 川 義 和

KENS計画は、高エネルギーブースタープロトンを利用してパルス中性子を発生させ、中性子散乱実験を行う計画で、その詳細は昭和49年度科研費総合研究「プロトン加速器による中性子散乱」に記述されている。この計画は高エネルギー研究所のブースター利用計画の一環として考えられており、51年度予算でブースタープロトンの外部取出しの工事が実行されることになっている。

このプロトンの利用については現在、原子核物理(柳文)、中間子物理(山崎)、中性子散乱(石川)、医学(梅垣)、放射線化学(道家) (括弧の中は代表者)についての申出があり、ブースター利用計画専門委員会が2月25日に発足して計画をまとめる事になっていた。現在の予定では、高エネルギー研より全体計画の予算申請が51年度になされると考えてよいであろう。中性

子散乱計画としては計画の中心を冷中性子と熱外中性子散乱に置き、原子炉と相補的研究が出来るようにしたいと考えている。

## K E K 計画における冷中性子源

東北大・核理研 渡 辺 昇

中エネルギー陽子 ( $\sim 500$  MeV) を重金属ターゲット (W または U) に照射すると spallation により多数の中性子 ( $10 \sim 20$  n/p) を発生するが、中性子 1 個発生当りの発熱が非常に小さく ( $\sim 25$  MeV), かつ陽子飛程が短かく ( $\sim 12$  cm) さらに入射陽子ビーム直径内で大部分の中性子が発生するため、コンパクトで高密度中性子源が得られる。この線源は  $\gamma$  線放射が無視できる程度であるため、コンパクトなターゲットに密着して冷モデレーターを置くことが可能となり非常に効率の高い冷中性子源となり得る。

K E K 計画では  $500$  MeV プースターから供給される毎パルス  $6 \sim 1 \times 10^{12}$  個の陽子 ( $\sim 15$  pps) を約  $3\text{ cm } \phi \times 12\text{ cm}$  のターゲットに当てて  $1.2 \sim 2 \times 10^{13}$  n<sub>f</sub>/pulse の速中性子を発生させ、これに十分近接して冷モデレーター ( $20$  K 固体メタン) を置き、Be 反射体を活用する等により、約  $1.5$  meV (似マックスウルのピーク) において  $1 \sim 2 \times 10^{16}$  n/cm, sec/eV のピーク中性子束が得られるパルス冷中性子源が可能であると考えている。

## 冷中性子散乱用 Position Sensitive Detectors (PSDs)

### — T O F 法への応用 —

東北大・核理研 新 村 信 雄

従来用いられている中性子散乱実験用、単一検出器は、検出器に入射する中性子の箇数を計数することが目的であり、入射位置の情報は全く得られない。位置の情報は、検出器を動かすことによって得ている。これは広い領域の情報を得るには検出器を広い領域にわたって移動させることを意味し、時間の無駄になる。一方検出器の置かれていない所へ散乱される中性子は捨てられることになり中性子の無駄にもなる。

入射中性子の箇数と同時に入射位置の情報も取り入れられるようにしたのが Position Sensitive Detectors (PSDs) である。最近中性子散乱実験に、盛んに使われるようになったが現在開発されている中性子 PSDs を TOF 法に応用した例は殆んどない。種々の中性子 PSDs

をTOF法で用いる方法について述べる。

PSDsのうちMulti-Wire型<sup>1)</sup>及びScintillator-Photocathode型<sup>2)</sup>は各端子からの信号を各信号毎に直接多重時間分析器(MCTA)に1箇の端子に1台のMCTAという割で接合してゆけばそのままTOF法で用いられる。しかしそのためには大量の記憶容量が必要となるが、リスト機能を備えたDMA(Direct Memory Accessの略)で行えばよいだろう。

一方Resistive Wire型PSDs<sup>3)</sup>で信号の立上がり時間で位置を検出する場合は中性子のTOFと分離できるかどうかの問題があるが、研究会に述べたような簡単な方式でこれも可能となる。

以上より従来使用されている中性子PSDsは若干の使用法の変更でそのままTOF法にも利用できることが明らかになった。

1) R. Allemand et. al ; Nucl. Instrum. Method 126 (1975) 29.

2) P. L. Davidson ; Proc. Neutron Diffraction Conf.-Petten 1975,  
RCN-234, 571.

3) I. K. Robinson ; Risø-M-1824 (1975).

## 「超流動 $^3\text{He}$ の素励起の運動論」

開催期日 昭和 51年3月22日～23日

開催場所

世話人 宗田敏雄（東京教育大理）  
海老沢丕道（東北大・工）  
川村清（広島大・理）

$^3\text{He}$  の超流動相が発見されてかれこれ4年近くになる。この分野の最初の研究会は、1974年春に京大基研で理論家のみが集まって開かれたものが多分最初のものであろう（もちろん、それまでに低温物理のもう少し広い分野での研究会の中に超流動  $^3\text{He}$  についての議論は散見されたが）。その後、大阪市立大学の信貴先生のグループの努力で、日本でも超流動状態の  $^3\text{He}$  が観測されるようになった。今回の標記研究会には、日頃から連絡をとり合っている理論家の研究報告のほか、大阪市立大の児玉氏と物性研の永野先生とをお招きして、我が国の実験の報告も何うことが出来た。いまの段階では、はなはだ残念なことから、理論家と実験家との一体感を得るまでにはいかなかったが、これは研究者の側だけの責任ではなく、やむを得ないことであろう。

ここに研究会報をまとめるにあたり、各講演の要旨をそれが  $^3\text{He}$  超流動の研究の現状の中でどう位置づけるかを論じながらまとめるということは、浅学な私にはとうてい力の及ばないことである。そこで、以下に講演者各位に書いていただいた抄録をプログラムの順に並べてその責を免がりたい。

なお、最後になったが旅費の都合および研究会が国立大二期校の試験日と重なったことにより、この分野に関心のあるすべての方に参加していただくわけにはいかなかったことを紙上を借りておわびしたい（川村記）。

orbital modes についてのレビュー

東北大・工 海老沢 丕 道



## ポメラニェック冷却と $^3\text{He}$ の融解圧曲線

東大・物性研 永野 弘

$^3\text{He}$  の融解圧曲線を精密に測定することによって  $dP/dT$  を求めると、液体と固体との間の体積差が比較的精度よく求められていることから、液体と固体との間のエントロピー変化が得られる。これによって交換相互作用の定数を定めることができる。物性研においてもポメラニェック冷却法によっていろいろの初期温度から  $^3\text{He}$  を冷却してこれを求めたのでその結果について報告した。

温度測定は C MN 帯磁率より決め、圧力は検出素子における電気容量変化により決めている。ポメラニェックセルはペローを組み合わせた型式を使用し、50 mK ~ 24 mK の初期温度から繰り返し加圧を行い、融解圧曲線を測定し、 $\text{He}^3$  の A 点、B 点、C 点近傍の加圧曲線（圧力 — 時間、及び温度 — 時間）を詳しく測定した。又、加圧及び減圧のプロセスにおける  $\text{He}^3$  圧力と  $\text{He}^4$  圧力の関係から固体生成の割合、熱侵入の大きさ等についても解析した。

図(1)には 32 mK から  $^3\text{He}$  を加圧した場合の融解圧曲線を示している。32 mK の辺りで白丸が真直ぐ上に行くのは、圧力が加わっても融解圧曲線にぶつかるとまでは固体が生じないために温度が変わらないためである。TM と記した直線は  $J/R = -1.2 \text{ mK}$  とした時の計算値であり、SPM と記した直線は高温から 40 mK まで線を延長したものである。2 mK 以下で点線が曲ってくるのは固体  $^3\text{He}$  が増して感圧素子が鈍くなったものか未だ不明である。図(2)には A 点、B 点、C 点近傍における  $^3\text{He}$  圧力と時間の関係を示した。

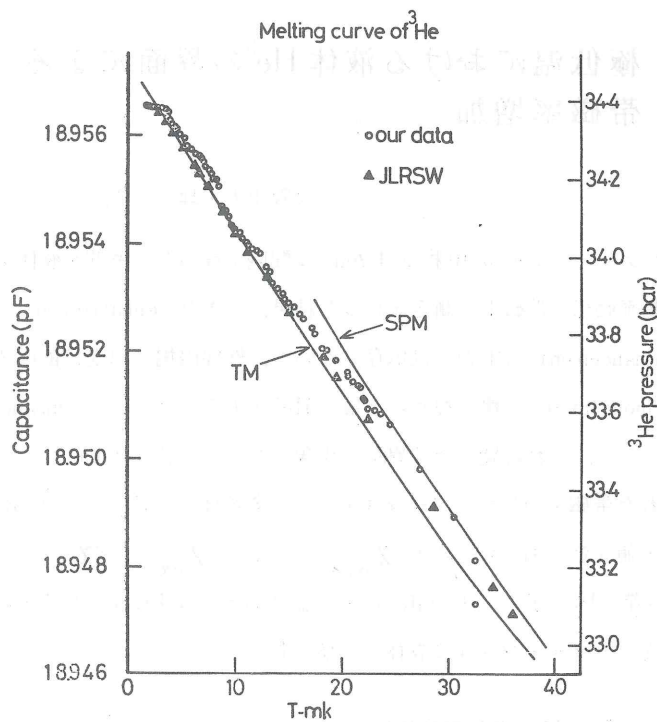


图 1

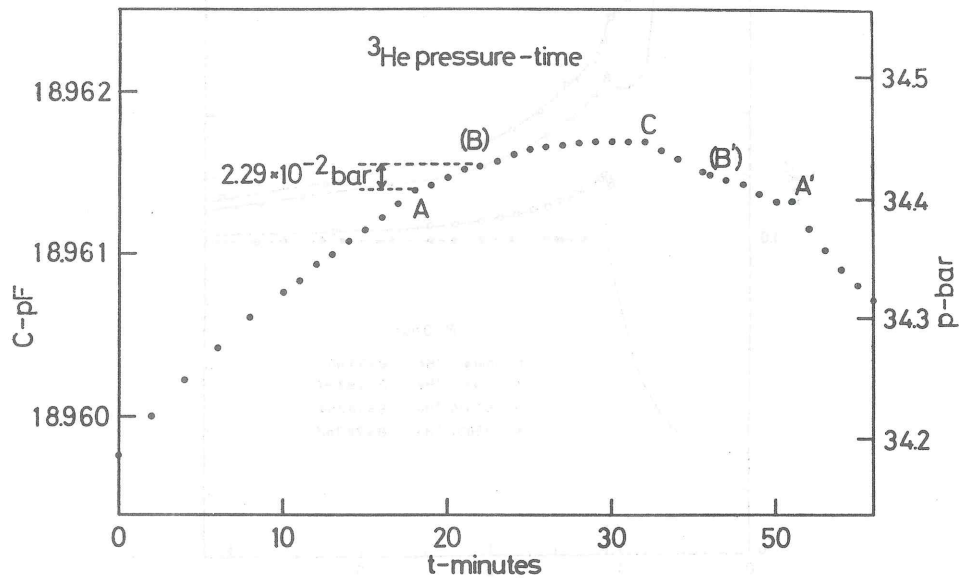
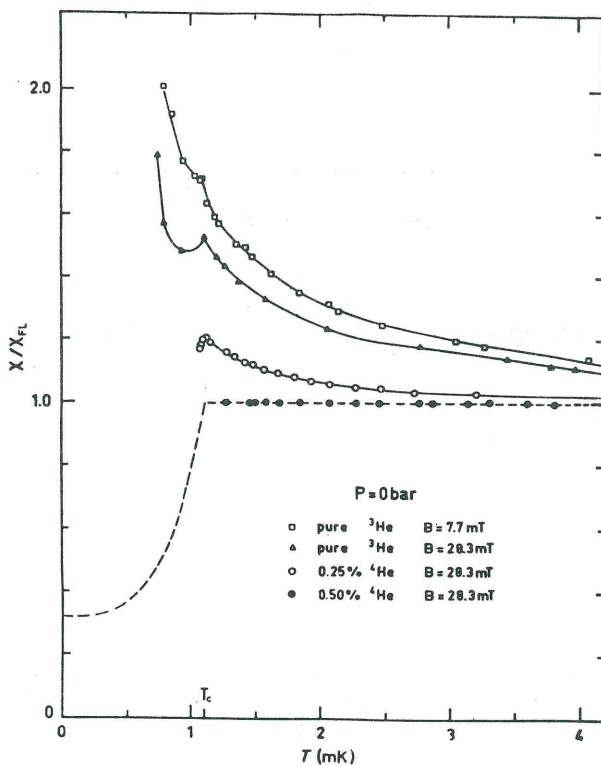


图 2

## 極低温における液体 $\text{He}^3$ の界面による 帯磁率増加

大阪市大・理 児 玉 隆 夫

3.6  $\mu\text{m}$  のマイラーフォイル 500 枚を 4  $\mu\text{m}$  の間隔で重ねたスキ間を液体  $\text{He}^3$  で満たし、ノーマル相および超流動相で帯磁率の測定を行った結果、大きな enhancement が見い出された。この帯磁率の enhancement は圧力には依存しないが、外部磁場と温度に依存する。マイラーフォイルの表面を monolayer で覆う程度の少量の  $\text{He}^4$  を加えると、この enhancement は完全に消滅する。したがって、これは疑いなく界面の現象である。  $P=0$  bar, での測定結果を第3図に示す。得られた帯磁率の値からノーマル・フェルミ液体での値、および B phase におけるバルクの帯磁率の値を差し引いたものを  $\chi_{\text{excess}}$  とし、 $(\chi_{\text{excess}}/\chi_{\text{FL}})^{-1}$  を温度に対してプロットした結果を第4図に示す。15mK 以上の温度領域では帯磁率の値が温度に依存しなくなったので、これをノーマル・フェルミ液体での値とした。



☒ 3

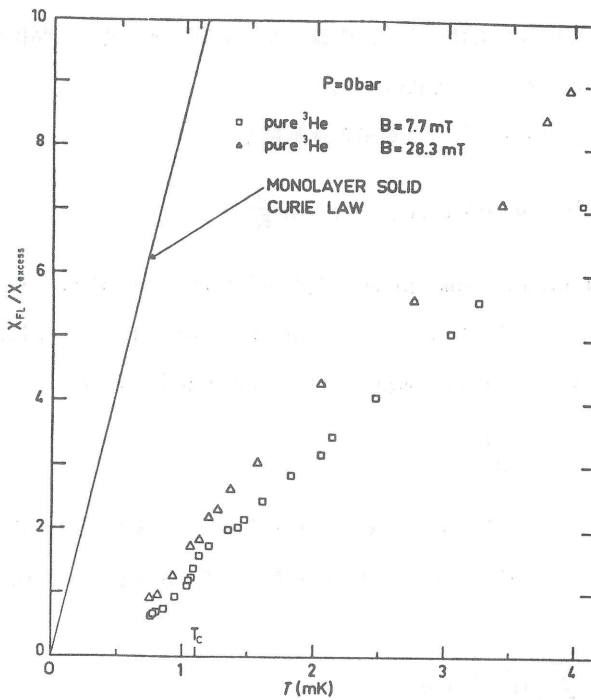


図 4

$\chi_{\text{excess}}$  が Curie-Weiss の法則に従うように見えることから、これはマイラーフォイルの表面に形成された monolayer の固体  $\text{He}^3$  からの寄与によるものと思われるが、単に monolayer の固体  $\text{He}^3$  として見積った値よりも  $\chi_{\text{excess}}$  は 5 倍位大きな値になる。注目すべきことは  $\chi_{\text{excess}} = C/(T-\theta)$  と表わしたとき、 $\theta \approx 0.5 \text{ mK}$  の正の温度を得ることから、強磁性への転移が期待されることである。これはバルクの固体  $\text{He}^3$  の場合と対照的で、さらに低い温度での測定に興味もたれる。

また今回の測定から、超流動相への転移温度  $T_c$  が各圧力の下で従来得られた値よりも高温側にズレており、 $P=0 \text{ bar.}$  での  $T_c$  は約  $1.1 \text{ mK}$  とするのが最も合理的であることが見い出された。

## 異方性超流体の軌道角運動量

名大・理 石川 正 勝

$^3\text{He}-A$  は  $l=1$   $l_z=1$  の角運動量をもつ対状態 (A-B-M state) であると考えられている。このような系の持つ軌道角運動量の大きさについて議論になっているが、一体の角運動

量演算子から出発して行った計算はなく、明確になっていない。又この問題は軌道運動を論ずる際に重要な問題であり、考えた事を報告した。

Anderson - Morel (1961)<sup>1)</sup> では軌道角運動量を

$$L_r = \int d^3 r \langle \rho(0) j_\varphi(r) \rangle \times r \simeq \hbar \frac{4}{\epsilon_F} N$$

で与えているが、(i) angular momentum の表式が正しいか (ii) 計算において落した short range correlation は重要ではないのかが問題としてある。(i)については、Leggett<sup>2)</sup> が議論しており、A-Mのように short range correlation を落して計算すると、

$$L = \frac{L_r}{N} \simeq \hbar \frac{4}{\epsilon_F}$$

となる事が示されている。角運動量が加算量である事からこの結果は正しくない。

一体の演算子を用いた計算は以下のように行われる。BCS - ground state (N-fixed) を考える。

$$|\Phi_N\rangle = \frac{1}{A_N} \left[ Q^+ \right]^{\frac{N}{2}} |0\rangle$$

$$Q^+ = \sum_{\mu\alpha\beta} \iint d^3 r_1 d^3 r_2 \varphi_\mu(r_2, r_1) \chi_{\beta\alpha}^\mu \psi_\alpha^+(r_1) \psi_\beta^+(r_2)$$

この状態を用いると一体の density matrix は次のような表式で書き表わすことができる。

$$\rho(r_1, r_2) = \sum_{\mu\alpha\beta} \int d^3 r'_1 \hat{\varphi}_\mu^*(r'_1, r_1) \chi_{\beta\alpha}^\mu \psi_{\beta\alpha}(r'_1, r_2)$$

ここに  $\hat{\varphi}_\mu(r_1, r_2) \equiv \frac{A_N}{A_{N-2}} \cdot N \varphi_\mu(r_1, r_2)$  であり  $\psi_{\beta\alpha}(r_1, r_2)$  は凝縮対波動関数である。従って軌道角運動量は

$$L = \sum_{\mu\alpha\beta} \iint d^3 r_1 d^3 r_2 \hat{\varphi}_\mu^*(r_2, r_1) \chi_{\beta\alpha}^\mu \left[ r_1 \times \left( -i\hbar \frac{\partial}{\partial r_1} \right) \right] \psi_{\beta\alpha}(r_2, r_1)$$

で与えられる。 $\psi_{\alpha\beta}(r_1, r_2)$ ,  $\hat{\varphi}_\mu(r_1, r_2)$  が反対称であるとし、Cooper 対の重心運動がない時には

$$L = \sum_{\mu\alpha\beta} \iint d^3 r_1 d^3 r_2 \hat{\varphi}_\mu^*(r_2, r_1) \chi_{\beta\alpha}^\mu \left[ -\frac{i\hbar}{4} (r_1 - r_2) \times \left( \frac{\partial}{\partial r_1} - \frac{\partial}{\partial r_2} \right) \right] \psi_{\beta\alpha}(r_2, r_1)$$

となる。従って流れのない様な ground state で系が boundary effect を無視し得る程大きい場合には、A-B-M state では

$$\left[ r \times \left( -i\hbar \frac{\partial}{\partial r} \right) \right]_z \psi_{\alpha\beta}(r) = \hbar \psi_{\alpha\beta}(r)$$

で与えられる事より

$$L_z = \frac{1}{2} \hbar N$$

が得られる。全粒子数が現われたのは凝縮対の相対運動が非凝縮対の相対運動を coherent なものになっていることによる。

A-M 及び Leggett の short range correlation を落した事が正しくないのは二体の density matrix を調べるとわかる。彼等は

$$\hat{L}^{\Pi} = \frac{1}{2N} \sum_{i,j} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \times (\mathbf{P}_i - \mathbf{P}_j) \left( = \sum_i \mathbf{r}_i \times \mathbf{P}_i - \frac{1}{N} \sum_i \mathbf{r}_i \times \sum_j \mathbf{P}_j \right)$$

の期待値で、

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) = & \sum \Psi_{\alpha\beta}^+(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \Psi_{\beta\alpha}(\mathbf{r}_4, \mathbf{r}_3) + \rho(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_3) \rho(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_4) \\ & - \frac{1}{2} \rho(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_4) \rho(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) \end{aligned}$$

の第1項からの寄与(0(1))のみを残したが、第3項からの寄与も0(1)であるが第2項からの寄与は

$$L_{\text{total}} - L_{\text{C.O.M.}}$$

の形をしており、0(N)である。結局0(N)の項は operator の関係式の期待値をとったものであって、第1項のみを残した結果は全く正しくない事がわかる。

- 1) P. W. Anderson and P. Morel, Phys. Rev. 123 (1961), 1911.
- 2) A. J. Leggett, Rev. Mod. Phys. 47 (1975), 331.

## BW state における phase oscillation

山口大・文理 永井克彦

## B 相 における 横波 零音波

東北大・工 海老沢 丕 道

最近になって Fermi 流体としての  $^3\text{He}$  中で  $m=1$  の零音波の伝播が実験的に確かめられた<sup>1)</sup> のでその超流動状態における振舞を調べることは興味がある。実際、例えば 36 MHz の音

波について  $T \sim 3 \text{ mK}$ ,  $P \sim 18 \text{ bar}$  の粘性率の  $\tau$  を使うと  $\omega\tau \sim 20$  となる。又その  $\omega$  は  $T \sim 0.99 T_c$  でのギャップと同程度なので、音速及び減衰に異常がみられる筈である。以下は南加大の真木和美先生との共同研究であることをお断りしておく。

方向依存性が簡単になるよう、 $B$  相だけを考え、簡単のためフェルミ流体のパラメタ  $F_2$  以降を無視する。RPA 的な描像では、波数  $q$ , 振動数  $\omega$  を持ったベクトルポテンシャル  $A = F_1 \langle j \rangle$  (但し  $j$  はフェルミ面上で準粒子分布が偏っている為の流れ。  $j \perp q$ ) と、オーダパラメタのゆらぎの或るものとの結合した波を考え、線型 self-consistent 方程式の係数から分散式が求まる。ここでオーダパラメタを  $\hat{A} = i \hat{\sigma}(\sigma_i \lambda_i)$  とし BW ( $\lambda_i = p_i$ ) を平衡状態にとり、 $q \parallel z$ ,  $A \parallel x$  のように選ぶと、関係するゆらぎは  $\lambda \propto i(p_z, 0, p_x)$  である。

結果は、1)  $q \rightarrow 0$  極限で上記の 2 つは独立で、ゆらぎの  $\omega^2 = (12/5) \Delta^2(T)$  と、音波的な  $\omega = c(T)q$  となる。超流動状態で  $F_1$  が事実上 shield される為、 $c(T)$  は温度が下がると (例えば  $F_1 = 25$  ととると  $T \lesssim 0.98 T_c$ )  $V_F$  以下になり意味を失う。有限の  $q$  では結合して上下 2 つの分枝ができる。

2) 上の分枝は  $\omega > 2 \Delta(T)$  で対をこわす励起のため減衰があり、 $(12/5) \Delta^2(T) < \omega < 2 \Delta(T)$  では伝わるモードで、もっと  $\Delta(T)$  が大きいと純減衰的になる。例えば  $36 \text{ MHz}$  では上記の温度は各々  $T_c (= 2.33 \text{ mK})$  から約  $34 \mu\text{K}$ ,  $57 \mu\text{K}$  (弱結合理論の計算) である。

3) 実際にはゆらぎの寿命が準粒子衝突によって生ずる為、上記の変化に巾がある。

4) 下の分枝は  $\omega < 2 \Delta(T)$  がかつ  $c(T) > V_F$  (十分条件) の時のみ伝播する。

1) P. R. Roach and J. B. Ketterson, Phys. Rev. Lett. 36, 736 (1976).

## 超流動 $^3\text{He}$ の shear viscosity

東大・理 小野 義正

超流動  $^3\text{He}$  の輸送現象を考える。転移点以下では準粒子 (ボゴロン) によって運動量, エネルギーは運ばれているからボゴロンに対する運動方程式 (Boltzmann Eq.) をたてる。もとの  $^3\text{He}$  に対する相互作用 Hamiltonian に Bogoliubov 変換をほどこし, Bogolon  $2 \rightarrow 2$  散乱 (A 項),  $1 \rightarrow 3$  散乱 (B-a 項),  $3 \rightarrow 1$  散乱 (B-b 項),  $0 \rightarrow 4$  or  $4 \rightarrow 0$  散乱 (C-項) に対して遷移確率を計算して衝突項を求める。遷移確率の中に coherence factor  $1 - (\xi_i \xi_j + \vec{D}_i \vec{D}_j) / E_i E_j$ ,  $1 + (\xi_i \xi_j - \vec{D}_i \vec{D}_j) / E_i E_j$  などが入っており,  $T \rightarrow T_c$  では  $\xi_i \xi_j$

の正負により coherence factor が 2 or 0 になり, A, B, C 項すべてを加えると normal 状態に帰着する。(Soda-Fujiki の論文では A 項のみが normal へ移るとしているがこれはまちがっている。又 coherence factor は BW state の場合は bogolon の momentum の内積であらわされており全温度できく。)

分布函数を local equilibrium からのずれで展開して Boltzmann 方程式を解く。BW 状態に於てはエネルギーギャップは等方的であるから, 角度についての積分はすべてでき, エネルギー積分(三重積分)が残る。これを数値計算する。まだ数値積分は終わっていないので, ここでは解析的にできる  $T \sim T_c$ ,  $T \sim 0$  の結果を下に記しておく。なお散乱については S-wave part のみをとった近似で解いた。

(i)  $T \leq T_c$   $\eta(T)/\eta(T_c) = 1 - c(1 - T/T_c)^{1/2}$  の形で表わされる。ここで  $\Delta(T) = 3.06 \kappa^{-1/2} k T_c (1 - T/T_c)^{1/2}$ ;  $\kappa$  は Spin fluctuation による強結合効果によるパラメータで,  $T_c$  での比熱の飛びから  $\Delta C_V/C_N = 1.42 \kappa^{-1}$  で与えられる。P = PCP (21.5 atm) では N 相 → B 相への転移が考えられるが,  $\kappa$  を  $T_c$  での比熱の飛びから評価して,  $C \approx 2.3$  を得る。

(ii)  $T \sim 0$  低温に於ては B term はきかなくなり A term のみを考慮すればよい。T = 0 及び T/Δ の order までの計算は relaxation time 近似で評価して

$$\eta(T) = (8k_F^7 / 7m^2 (2\pi)^4 \Delta^2 N^2(0) V^2) \{1 - 1.015/\beta\Delta\} (\beta = 1/kT)$$

である。N 相での粘性率も同じ近似で求めると exact に計算できて,  $T = T_c$  では  $\eta(T_c) = k_F^7 \cdot \beta_c^2 / 6m^2 \pi^5 N^2(0) V^2$  となる。よって

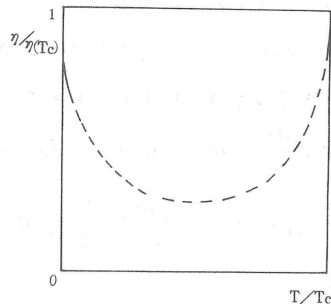
$$\frac{\eta(T)}{\eta(T_c)} = \frac{3\pi}{7} \left(\frac{kT_c}{\Delta}\right)^2 \left\{1 - 1.015 \frac{kT_c}{\Delta} t\right\} \left(t = \frac{T}{T_c}\right)$$

weak coupling では  $\eta(T)/\eta(T_c) \approx 0.434 - 0.25t$

strong coupling effect を考えると P = 21.5 atm で  $\eta(T)/\eta(T_c) = 0.782 - 0.605t$  となり, いずれの場合も粘性率は温度が T = 0 から大きくなると減少してくる。これは実験 (Helsinki group) であらわれる低温での粘性率の上りを示していると思われる。

以後やるべき事は全領域での  $\eta(T)/\eta(T_c)$  の振舞いを調べること及び p-wave までを含んだ近似で実験との比較をすることである。

なお, 結果の概念図を右に示す。中間温度については予想される振舞いを示している。実線部分が計算結果。





## Derivation of kinetic equation for fermion superfluid

広島大・理 原 純 一 郎

超流動  $^3\text{He}$  に対する輸送係数 (粘性率, 熱伝導度等) は, 従来, フェルミ流体 (normal state) に対する Landau の輸送方程式を, 超流動  $^3\text{He}$  の素励起に対して適用する事により議論されて来た。我々は, 最も簡単な場合として BCS 状態 (S-wave) の素励起に対する Kinetic Equation をミクロな立場から導出する事をこころみた。南部表示の場の演算子で作る  $4 \times 4$  行列の Green 関数に対する kinetic equation を, Kadanoff-Baym の方法により導出し, BCS 状態の素励起に対するエネルギー行列を対角化するユニタリー行列で, kinetic equation 自体を変換する事により, ある種の極限で, 従来使われてきた輸送方程式に移行する閉じた方程式を得た。この方程式系は, 超流動  $^3\text{He}$  の ABM 状態における素励起に対しても直接拡張出来る。

東京教育大・理 宗 田 敏 雄

### I 超流動 $^3\text{He}$ の磁化の非線型縦波残響効果に現われたスピン緩和効果。

スピン緩和を表わす Leggett-高木<sup>1)</sup> の方程式を積分して磁気双極子偶力の時間微分で表わされた減衰のスピン振動の方程式を導く。

クーバー対の上向きと下向きの状態の位相差の半分を表わす回転角  $\theta$  は丁度対のスピンを表わすベクトル  $d(n)$  の  $x-y$  面内の回転角にもなっているが, 双極子相互作用のエネルギーを  $E_d(\theta)$  と書き, 減衰の無い時の振動数を  $\Omega$  とすると, 振動の運動方程式は

$$\frac{d^2 \theta}{dt^2} + \frac{\gamma^2}{\chi} \cdot \frac{\partial E_D}{\partial \theta} = -\Gamma \frac{\gamma^2}{\chi \Omega^2} \frac{d}{dt} \frac{\partial E_D}{\partial \theta} (1 + O(\tau \Omega)) \dots\dots\dots(1)$$

となる。ここで  $\chi$  は熱平衡でのスピン帯磁率,  $\gamma$  は gyromagnetic ratio で  $\Gamma$  が NMR の幅を与え,  $\tau$  はフェルミ面での  $^3\text{He}$  の準粒子の寿命で約  $7 \times 10^{-8}$  秒である。今  $\Omega$  が約 150 kHz なので誤差は  $\tau \Omega$  で約 1% の大きさである。

(1)式に  $\frac{d\theta}{dt}$  を掛けて積分して振動の一周期後のエネルギーの積分表式  $2 \Omega^2 k^2$  を求めると

$$2 \Omega^2 k^2(t) = \frac{1}{2} \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^2 + \frac{\gamma^2}{\chi} E_D(\theta) = 2 \Omega^2 k^2(0) - \frac{\Gamma}{\Omega^2} \left( \frac{\gamma^2}{\chi^2} \right)^2 \int_0^t \left[ \frac{\partial E_D}{\partial \theta} (k^2(t)) \right]^2 dt \dots\dots(2)$$

が得られる。 $2\Omega^2 k^2(0)$  は最初の静磁場の変化による  $\frac{(\partial \Delta H)^2}{\chi}$  に等しい。

A相について双極子エネルギーの次の表式を用いる。

$$E_D(\theta) = g_D(T)(1 - \cos \theta) = \frac{\chi \Omega_A^2}{r^2} (1 - \cos \theta) \dots\dots\dots(3)$$

こゝに  $g_D$  は結合常数である。(2)式を  $t$  について微分してエネルギーの減衰を求めると、一周期毎に  $k = 1$  近くで

$$k^2(t) = k^2(0) \exp \left[ -\frac{4}{3} \Gamma / \Omega_A \right] \dots\dots\dots(4)$$

づつ減衰する。こゝで(4)式のスケーリングの関係に注意しよう。Avenelらの実験値<sup>2)</sup>を用いると、 $\Gamma / \Omega_A$  は0.056で与えられる。Wheatleyら<sup>3)</sup>の実験で見られる ringing up (残響振動数増加)と ringing down (同減少)とを、測定が  $\frac{1}{2}$  周期又は1周期後から1周期の間隔で行われたとするとほぼ定量的に説明することが可能である。up と down の境の共鳴振動数の消える付近の測定がされていない理由はちょっとはつきりつきかねる。

B相の場合は双極子エネルギーを

$$E_D(\theta) = \frac{4}{5} g_D(T) (2 \cos^2 \theta + \cos \theta) \dots\dots\dots(5)$$

を用いる。 $k$ の代わりに、変数  $\xi = \sqrt{\frac{15}{16}} k$  を用いると、今更に  $z = \sqrt{\frac{16}{15}} \xi \sin \theta / 2$  で表わした(2)に対応するB相でのエネルギー式は

$$\xi^2(t) = \xi^2(0) - 4 \sqrt{\frac{16}{15}} \frac{\Gamma}{\Omega_B} \int_0^{z(t)} dz' \frac{[1 - z'^2]^{\frac{1}{2}}}{[\xi^2(t) - (z' + \frac{1}{4})^2]^{\frac{1}{2}}} (z' + \frac{1}{4})^2 \dots\dots\dots(6)$$

となる。但しこゝでは  $z + \frac{1}{4} \leq \xi$  の条件下の場合を扱った。前と同様にして、 $X = \xi^2 - (z + \frac{1}{4})^2$  という量で(6)式を書き直して時間で微分すると、 $\xi(t)$  についての減衰の関係式

$$\xi^2(t) = \xi^2(0) + \left[ 6 \times 0.178 \times \sqrt{\frac{15}{16}} \frac{\Gamma}{\Omega_B} \right]^{\frac{3}{2}} \dots\dots\dots(7)$$

が求まる。(4)式と異なるスケーリングの関係に注目しよう。特に共鳴振動数の消える2点  $\xi_1(0) = \frac{3}{4}$  と  $\xi_2(0) = \frac{5}{4}$  のずれは(7)式より1周期後に  $\xi_1 = 1.08$  と  $\xi_2 = 1.473$  と求まり実験でのずれ<sup>3)</sup>をうまく説明出来そうである。

II 超流動 <sup>3</sup>He での軌道波とスピンモードとの結合

軌道波とスピン振動モードが共存して、<sup>3</sup>He の磁気双極子相互作用を通しての結合により混成モードが作られる。今特にスピン振動の縦波成分だけに着目する。元の軌道波モードが振

動的な場合は、混成スピンモードの振動数は軌道波からの寄与で大きくなり、混成軌道波モードのそれはスピンモードからの寄与で小さくなる。元の軌道波モードが強い減衰の時は、混成スピンモードは固有のスピン緩和による減衰に軌道波の減衰が加わってもっと減衰の強められたスピン振動を行い、混成軌道波モードは減衰がやゝ弱められ、その他に定常的な混成モードも存在する。

I と II の研究に当って、海老沢さんの討論を感謝します。

- 1) Leggett - 高木, Phys. Rev. Lett. 34 (1975). 1424.
- 2) Avenel-Bernier-Varoquax - Vibet, Proc. LT 14 (1975).
- 3) Webb - Sager - Wheatley, "Non-Linear Parallel Ringing of Magnetization in Superfluid  $^3\text{He}$ " preprint (1976).

## 物 性 研 究 所 談 話 会

日 時 昭和51年3月26日(金) 午後4時～  
場 所 物性研究所Q棟講義室  
講 師 Prof. V. Jaccarino  
カリフォルニア大学  
題 目 Resonance in High Temperature Solid and Maten  
Paramagnets

### 要 旨

Jaccarino 教授は日米科学協力、著名科学者交換プログラムに依って来日され、3月25日～29日、及び4月19日～24日の間物性研究所に滞在されます。

日 時 4月23日(金) 4時～  
場 所 物性研究所A棟2階輪講室  
講 師 V. Jaccarino カリフォルニア大学教授  
題 目

[ Antiferromagnetic Resonance Linewidths and Relaxation ]

### 要 旨

The processes which may contribute to the linewidth of the AFMR are reviewed and a comparison is made with recent experimental results. For the uniaxial antiferromagnet  $MnF_2$  the fundamental relaxation mechanisms at very low temperatures are imperfection induced two-magnon scattering and radiation damping. At higher temperatures, the approximate  $T^4$  dependence of the linewidth is shown to be in agreement with four and six magnon exchange and anisotropy induced scattering. A detailed understanding of the nature of the magnetostatic mode spectrum has also been obtained.

昭和51年5-6月物性研究所談話会予定表

月 日	講 師	題 目
5月8日(土)	J.R.Schrieffer ペンシルバニア大学	表面物理の現況
5月17日(月)	伊 藤 雄 而	物性研中性子偏極解析装置の概要と研究 計画
5月31日(月)	田 中 昭 二 東大工学部物理工学科	層状物質の電子構造と輸送現象
6月14日(月)	守 谷 亨	金属強磁性理論の最近の発展
6月28日(月)	深 田 栄 一	生体高分子の圧電性

5月8日(土) 13:30-

物性研Q棟講義室

Advanced Lecture on Surface Physics

J.R.Schrieffer 教授

(Department of Physics, University of Pennsylvania)

Schrieffer 教授からのアブストラクトが未到着ですが、表面に関する教授の最近の理論的研究について話される予定です。(なお、5月7日には本郷の物理教室で表面に関するやや入門的講義が予定されています。)

物性研 ニ ュ ー ス

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) 研究室名および公募人員数

長倉研究室（分子部門）

助 手 1名

(2) 内 容

分子の構造及び動的挙動を主として分子分光学的方法で研究することに意欲をもつ人を希望する。

(3) 資 格

応募資格としては修士課程修了又はこれと同等以上の研究歴を持つ人。

(4) 任 期

5年以内を原則とする。

(5) 公募締切

昭和51年6月15日（火）

(6) 就任時期

なるべく早期を希望します。

(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（略歴で結構ですが，学位名・単位取得のみ・論文提出中等を明示のこと）
- 主要業績リスト（必ずタイプすること），ほかに出来れば主な論文の別刷

(ロ) 応募の場合

- 履歴書（学位名・単位取得のみ・論文提出中等を明示のこと）
- 業績リスト（必ずタイプすること）及び主な論文の別刷
- 所属の長又は指導教授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

東京都港区六本木7丁目2番1号  
東京大学物性研究所 総務課人事掛  
郵便番号 106 電話 (402) 6231.6254

(9) 注意事項

長倉研助手公募書類在中, 又は意見書在中の旨を表記し, 書留で郵送のこと。

(10) 選定方法

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。

東京大学物性研究所長

芳 田 奎

## 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) 研究分野及び公募人員数

軌道放射物性研究施設 助 手 1名

(施設には施設長として教授 神前熙, 助教授 菅滋正, 関連する SOR 物性客員部門には教授(併任)佐々木泰三, 助教授(併任)石井武比古, 助手 渡辺誠, 佐藤繁が在職)当該研究施設は昭和50年4月物性研究所に新設され, SOR-RING(東京大学原子核研究所に建設されたSOR専用電子ストロージング)の維持管理と性能向上並びにこれを用いる物性研究の推進を目的とします。現在, 物性研究所のSOR物性客員部門が本施設とともに上記の目的を達成するべく活動しています。これらのメンバーと協力して上記の任務を達成することに意欲ある研究者を望みます。昭和51年度なるべく早い時期に着任できることを希望します。

(2) 資 格

修士課程修了又はこれと同等以上の能力のある人。

(3) 任 期

5年以内を原則とする。

(4) 公募締切

昭和51年6月26日(土)

(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(略歴で結構ですが、学位名・単位取得のみ・論文提出中等を明示のこと)
- 主要業績リスト(必ずタイプすること)、ほかに出来れば主な論文の別刷

(ロ) 応募の場合

- 履歴書(学位名・単位取得のみ・論文提出中等を明示のこと)
- 業績リスト(必ずタイプすること)及び主な論文の別刷
- 所属の長又は指導教授の本人についての意見書(宛先へ直送のこと)
- 健康診断書

(6) 宛 先

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

郵便番号 106 電話 (402)6231・6254

(7) 注意事項

軌道放射物性研究施設助手公募書類在中、又は意見書在中の旨を表記し、書留で郵送のこと。

(8) 選定方法

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。

東京大学物性研究所長

芳 田 奎

## 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) 研究室名及び公募人員数

磁気第I部門 近角研究室



(同部門には教授 近角聡信, 助教授 三浦 登, 助手 木戸義勇が在任中)

助 手 1名

(2) 研究分野

物質の磁氣的性質に関する実験的研究。

尚, 当部門では電子計算機制御磁気トルク計, 同磁気振り子などによる磁性の測定, 超強磁場中での磁化測定, 磁気光学効果の測定などが行われている。

(3) 資 格

修士課程修了又はこれと同等以上の能力のある人。

(4) 任 期

5年以内を原則とする。

(5) 公募締切

昭和51年6月30日(水)

(6) 就任時期

昭和51年10月1日を一応の目安とする。

(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(略歴で結構ですが, 学位名・単位取得のみ・論文提出中等を明示のこと)
- 主要業績リスト(必ずタイプすること), ほかに出来れば主な論文の別刷

(ロ) 応募の場合

- 履歴書(学位名・単位取得のみ・論文提出中等を明示のこと)
- 業績リスト(必ずタイプすること)及び主な論文の別刷
- 所属の長又は指導教授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

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  
郵便番号 106 電話 (402)6231・6254

(9) 注意事項

近角研助手公募書類在中, 又は意見書在中の旨を表記し, 書留で郵送のこと。

(10) 選定方法

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。

東京大学物性研究所長

芳 田 奎

昭和51年度後期共同利用について

このことについて、下記により公募いたします。

記

1. 公 募 事 項 (別添要項参照)
  - A. 外来研究員 (51年10月～52年3月実施分)
  - B. 短期研究会 ( “ ” )
  - C. 共同研究 ( “ ” )
2. 申 込 資 格 : 国, 公, 私立大学, 国, 公立研究所等の研究機関の研究者及びこれに準ずる者。
3. 申 込 方 法 : 申請書1通提出(様式は別添のとおりですが, 必要部数を下記申込先までご請求ください。なお, SOR 施設の共同利用は申し込み方法が異なりますので8頁をご覧ください。)
4. 申 込 期 限 : 昭和51年7月31日(土) 厳守。  
(SOR 施設の利用は申し込み期限が異なりますので8頁をご覧ください。)
5. 申 込 先 : 東京都港区六本木7丁目22番1号  
東京大学物性研究所 共同利用掛  
電話 (402)6231 内線503
6. 審 査 : 研究課題の採否, 所要経費の査定等は共同利用施設専門委員会において行い, 教授会で決定いたします。
7. 採 否 の 決 定 : 昭和51年9月下旬
8. 備 考 : 物性研究所の研究設備については, 各大学の学部, 研究所宛に送付してあります物性研年次要覧をご参照願います。  
なお, この年次要覧をご覧になれない方は, 申請書と同様上記申込先までご請求ください。

## 外 来 研 究 員 に つ い て

本所では共同利用研究所の使命として、外部研究者の研究遂行の便宜のため下記の各種研究員制度が設けられています。これら研究員の公募は、原則として半年ごとに行っております。

なお、外来研究員制度は個々の申請を検討のうえ実行されておりますが、特別な事情のある場合を除いて、あらかじめ共同利用施設専門委員会の了承を得る建前をとっておりますので、下記ご参照のうえ期日までに応募されるようお願いいたします。

### 記

#### 1. 客 員 研 究 員

- (1) 所外研究者がやや長期にわたって、本所の施設を利用して研究を行う便宜を提供することを目的としています。
- (2) 資格としては、教授、助教授級の研究歴に相当する研究者を対象とします。
- (3) 申請については、本所所員の申請に基づいて、研究計画等を検討のうえ決定します。
- (4) 研究期間は最低1か月とし、6か月を限度としていますが、延長が必要なときは、その都度申請して更新することが出来ます。
- (5) 研究期間中は常時本所に滞在することを原則とします。
- (6) 居室の提供について本所はできるだけ努力します。

#### 2. 嘱 託 研 究 員

- (1) 所外研究者に本所の研究計画ならびに共同研究計画の遂行上必要な研究を嘱託することを目的としています。
- (2) 嘱託研究員の委嘱は、本所所員の申請に基づいて、研究計画等を検討のうえ決定します。
- (3) 研究期間は6か月を限度とし、延長が必要なときはその都度申請して更新することが出来ます。

#### 3. 留 学 研 究 員

- (1) 大学、官庁、その他の研究機関に在職する若い研究者に、長期にわたる留学の便宜を提供することを目的とした制度です。
- (2) 資格としては、助手ないし大学院程度の研究歴に相当する層を対象としています。
- (3) 研究期間は1年を原則とし、研究は所員の指導のもとで行います。
- (4) 東京（近郊の大学を含めます）以外の大学に所属する方は、旅費、滞在費が規定に従って支給されます。〔滞在費は平均（6か月滞在）30万円程度になります。〕この場合、研究期間は6か月を限度としますが、1か年間に延長できることもあります。この枠の研究員と

して年間5～6名を予定しておりますが、51年度前期においてすでに2名採用されています。なお、申請書のほかに詳細な研究計画書を提出していただく場合もあります。

#### 4. 施設利用

(1) 所外研究者が研究の必要上、本所の施設を短期間利用したい場合、その便宜を提供できるようにしております。

(2) 受け入れについては、申請された研究計画等を検討のうえ決定いたします。

5. 上記留学研究員、施設利用は本所指定の申請書（別紙様式、必要な方は直接物性研までご請求ください）を提出してください。

なお、申請されるにあたって、お問い合わせがあればご相談いたしますので、共同利用掛へご照会ください。

6. 各種研究員の受け入れ可否は、共同利用施設専門委員会において、申請された研究歴、研究計画ならびに所内諸条件を審査検討し、教授会で決定します。

7. 旅費、滞在費ならびに研究に要する経費は、個々の申請に基づいて、共同利用施設専門委員会で査定のうえ、共同利用研究施設運営費から支出します。

8. 予算の支出、諸施設の利用、設備の管理等については、関係する所員の指示に従ってください。

### 共同利用施設専門委員会委員

馬場 宏明（北大・応電研）	武内 次夫（名大・工）
大塚 泰一郎（東北大・理）	勝木 渥（信大・理）
石川 義和（"・"）	松原 武生（京大・理）
渡部 三雄（"・"）	中井 祥夫（"・"）
渡辺 浩（"・金研）	中島 章夫（"・工）
佐々木 亘（東大・理）	三輪 浩（阪大・理）
田中 昭二（"・工）	白鳥 紀一（"・"）
富家 和雄（"・核研）	長谷田 泰一郎（"・基工）
川路 紳治（学習院大・理）	山田 宰（岡山大・理）
禅 素英（横浜国大・工）	川村 清（広島大・"）
長岡 洋介（名大・理）	その他物性研所員

# 外来研究員申請書

No.

昭和      年      月      日
東京大学物性研究所長 殿
(申請者) 所属・職名 氏 <sup>ふりがな</sup> 名      印
等級号俸 等級号俸発令年月日(    年    月    日)
下記研究計画により外来研究員として貴所で研究いたしたいので申し込みます。
研究題目
研究目的
研究の実施計画(使用装置方法等詳細に)
希望部門及び研究室名
部 門      研究室

<b>研究予定期間</b>										
昭和      年      月      日    ~    昭和      年      月      日										
物 性	都外の場合									
	月	日	~	月	日(泊日)	月	日	~	月	日(泊日)
	月	日	~	月	日(泊日)	月	日	~	月	日(泊日)
	月	日	~	月	日(泊日)	月	日	~	月	日(泊日)
研 究 所 出 勤 予 定 日	都内の場合									
	月	日	~	月	日	1週	日	曜日		
	月	日	~	月	日	1週	日	曜日		
	月	日	~	月	日	1週	日	曜日		
所内へ宿泊を希望される場合はその日数を記入して下さい										
月	日	~	月	日(泊)	月	日	~	月	日(泊)	
月	日	~	月	日(泊)	月	日	~	月	日(泊)	
月	日	~	月	日(泊)	月	日	~	月	日(泊)	
月	日	~	月	日(泊)	月	日	~	月	日(泊)	
この出張の際物性研究所以外から鉄道賃・日当・宿泊料が支給されますか										
される <input type="checkbox"/>				されない <input type="checkbox"/>						
略 歴										
上記職員を派遣いたしたいのでよろしく願います										
申請者の所属長										
印										

## 軌道放射物性研究施設の共同利用について

東京大学原子核研究所の1.3 GeVシンクロトロン(ES)からのSORを用いる共同利用実験の申し込みについてはマシンタイムの調整を行う必要上、物性研共同利用の正式申し込みの以前に下記の要領で物性研SOR物性研究施設宛申し込んでください。

### 記

1. 対象となる実験 : ES-SORを利用する実験。
2. 実験期間 : 昭和51年11月中旬から昭和52年3月末日までの期間で、利用できるマシンタイムは総計約2ヶ月間。ただし、ESの運転状況により多少変動することがあります。
3. 利用できる設備 : ES-SORダクト  
0.5 M 瀬谷-波岡型直入斜分光器, 2 M斜入射分光器, 高真空試料槽。
4. 申し込み要領 :

- |  |
|--|
| <ol style="list-style-type: none"><li>(1) 申請研究課題。</li><li>(2) 申請代表者及び実験参加者, 所属・職・氏名。</li><li>(3) 実験期間及び実施希望時間。</li><li>(4) 実験の目的・意義及び背景(1,000字程度)。</li><li>(5) 実験の方法(800字以内)。</li><li>(6) 使用装置(持込み機器も含めて)。</li></ol> |
|--|

上記項目につき記入した申込書のコピー15部(A4サイズ用紙)を下記申込み先宛送付すること。

5. 申込先 : 〒188 東京都田無市緑町3-2-1  
東京大学原子核研究所SX内  
物性研SOR施設  
(「共同利用申込み」と表記のこと)
6. 申込期限 : 昭和51年7月3日(土) 必着のこと。
7. 審査 : 上記申し込みについて、物性研SOR施設運営委員会において審査し、採用された研究課題については実験計画に従い改めて物性研外来研究員申請書を51年7月31日(土)までに提出していただきます。

## 短期研究会について

昭和51年度後期(51年10月～52年3月)に実施する研究会を公募いたします。

斬新な企画のご提案を期待しております。

ご希望の方は下記によりお申込みください。

### 記

#### 1. 提出書類

(1) 短期研究会申請書(様式は適宜)

(2) 記載事項

A. 研究会の名称

B. 提案理由

C. 開催希望期日

D. 参加予定者数

E. 参加依頼者(旅費支給者)

○ 所属, 職名, 氏名は必ず明記願います。

○ 参加依頼者未定の場合には旅費概算総額をお知らせください。

F. その他希望事項(予稿集, 報告集の発行, 公開, 非公開の別等)

G. 提案者(所属, 職名, 氏名を明記し, 代表者には○を付すこと)

2. 提案代表者は共同利用施設専門委員会において, 開催主旨及び所要経費について十分説明していただきます。

3. 研究会の採否は共同利用施設専門委員会で審議され, 教授会で決定します。

4. 所要経費は共同利用施設専門委員会で査定のうち, 共同利用研究施設運営費から支出します。

5. 提案代表者は研究会を終了したとき, 報告書を出来るだけ早く提出していただきます。



## 共同研究について

共同研究は従来実施期間1か年間として前期にのみ公募しておりましたが、昨年度から後期(10月～翌年3月までの6か月間)実施の共同研究も公募しております。

共同研究は所内、所外を問わず研究グループをつくって物性研究所を利用して研究を行うものであります。ご希望の方は、関係方面においてご協議のうえ、下記の要項に従ってお申し込みください。

研究計画は大小いろいろあってもよいと考えられますが、共同研究のために要する経費は共同利用研究予算の中でまかなわれますので、この枠を越えるものは実行が困難である点をお含みください。

なお、後期分の予算として旅費50万円、校費25万円程度を予定しています。

### 記

1. 申し込みは本所指定の申請書(別紙様式)を提出してください。
2. 提案代表者は研究内容及び諸経費について共同利用施設専門委員会で十分説明していただきます。
3. 研究課題の採否は共同利用施設専門委員会で審議検討し、教授会で決定します。
4. 研究に要する経費は共同利用施設専門委員会で査定のうえ、共同利用研究施設運営費から支出します。
5. 予算の支出は所員が代行してお世話いたしますが、諸施設の利用、設備の管理等については責任者の指示に従ってください。
6. 提案代表者は年度の終りに報告書を提出し、共同利用施設専門委員会においてもその研究について報告していただきます。

参考として51年度前期までに採決された共同研究のうち、その一部は下記のとおりです。

研究課題	予算・校費	旅費
昭和45年度		
○稀薄合金の物性	20万円	
○液体ヘリウム中のフォノン間相互作用	57万円	
昭和46年度		
○ヒドロゲナーゼの活性と物性	30万円	15万円
○中性子非弾性散乱による磁性体の励起状態	15万円	2万円
○液体ヘリウム中のフォノン間相互作用	70万円	(45年度より継続)
昭和47年度		
○物性専用SOR-Ringの建設		35万円
○精密カロリメトリーによる相転移	40万円	
○滑動多重アンビル方式による超高压の発生	40万円	14万円
○ヒドロゲナーゼの活性と物性	20万円	12万円(46年度より継続)
昭和48年度		
○物性研究専用SOR-Ringの建設		36万円(47年度より継続)
○ヒドロゲナーゼの活性と物性		8万5千円(46年度より継続)
○超伝導体における同位元素の体積効果に関する研究	23万円	10万円
○完全結晶による中性子の動力学的回折現象の研究	38万円	33万円
昭和49年度		
○物性研究専用SOR-Ringの建設		49万6千円(47年度より継続)
○中性子スピンエコー法の開発実験	30万円	8万6千円
○強磁場中のビスマスにおけるエキシチック相の研究	65万円	79万1千円

研 究 課 題	予 算 ・ 校 費	旅 費
昭和50年度		
○ SOR-Ringの性能向上		57万7千円(47年度より継続)
○ 中性子スピンエコー法の開発実験	60万円	14万7千円(49年度より継続)
○ Brillouin散乱による構造相転移の研究	39万円	
○ Si-Auアモルファス系における金属・非金属転移	14万1千円	40万8千円
○ 結晶のゲル成長法と表面構造の研究(実施期間6ヶ月)	5万5千円	18万3千円
昭和51年度		
○ SOR-Ringの性能向上及び測定系の整備		67万円(47年度より継続)
○ Si-Auアモルファス系における金属・非金属転移	22万円	53万5千円(50年度より継続)

共同研究申込書 16

昭和 年 月 日

東京大学物性研究所長 殿

所 属  
(代表者)職 名  
氏 名

印

下記のとおり共同研究を申し込みます。

研究 題 目

研究 期 間

自 昭和 年 月 日 至 昭和 年 月 日

研究計画(目的, 研究内容等詳細に)

本所で利用する主要施設

経 費

<u>品 名</u>	<u>規 格</u>	<u>員 数</u>	<u>金 額</u>
------------	------------	------------	------------

備 考



## 人 事 異 動

結晶第1部門	助手	深町共榮	51. 3. 31	辞職	埼玉工大講師へ
分子部門	助手	小林常利	51. 3. 31	辞職	理化研研究員へ
理論第2部門	教授	山下次郎	51. 4. 1	停年退官	
理論第1部門	教授	芳田奎	51. 4. 2	所長併任	51. 4. 2~54. 4. 1
事務部	事務部長	横川薫	51. 4. 1	配置換	横浜国大経理部長へ
事務部	事務部長	長谷川潔	51. 4. 1	配置換	福島工業高専事務部長より
中性子回折部門	助手	池田宏信	51. 4. 1	昇任	お茶大助教授(理)へ
界面物性部門	助手	山口豪	51. 4. 1	昇任	静岡大助教授(工)へ
界面物性部門	助手	石井菊次郎	51. 4. 1	配置換	分子科学研助手へ
結晶第1部門	助手	坂牧俊夫	51. 4. 1	採用	
塑性部門	助手	前田康二	51. 4. 1	採用	
理論第1部門	助手	大川房義	51. 4. 1	採用	

## Technical Report of ISSP 新刊リスト

Ser. A.

No. 748 Pressure-Volume Relationship of Stishovite under Hydrostatic Compression by Yosiko Sato.

No. 749 Dynamical Susceptibility of Impurity Electrons Described by the Anderson Model, by Hiroyuki Shiba.

## 編 集 後 記

---

本年4月に就任されました芳田新所長に早速お願いして抱負を書いて頂きました。来年は物性研設立20周年を迎えることとなりますし、物性研はいま、これ迄の歩みを反省して今後の構想を十分に検討すべき重要な時期にあるといえます。物性研だよりもこのような情勢を反映する記事をできるだけのせていきたいと思えます。

所内外の方々の建設的かつ活発な御意見と御協力を期待致します。

東京都港区六本木7丁目22番地1号

東京大学物性研究所

矢 島 達 夫

豊 沢 豊

次号の〆切は6月10日です。

---

訂正：前号（第15巻第6号）表紙の目次で、昭和50年度共同研究報告の中、次の項目が脱落しておりましたので、つつしんで、おわび致します。

（豊沢）

○中性子スピン・エコー法の開発実験

……代表・伊藤雄而……44



