

放射光による遠赤外ミリ波分光

難波孝夫、池沢幹彦

東北大学理学部

Spectroscopy in the Far-Infrared and Millimeter Wave Regions by Synchrotron Radiation

Takao Nanba and Mikihiro Ikezawa

Department of Physics, Tohoku University, Sendai 980

Properties of synchrotron radiation in the far-infrared and millimeter wave regions and practical methods of spectroscopy in these regions by synchrotron radiation are reviewed. As an example, characteristics of the spectroscopic system at the UVSOR Facility of Institute for Molecular Science are explained. As future experiments, spectroscopy under high pressure, IRAS in the long wave regions and the far-infrared wiggler are proposed. Finally, results of recent experiments made in search for coherent radiation using the short electron beam from the linac at Tohoku University are briefly reported.

1 序

分光研究用の光源として一般に最も便利なものは、波長について完全に連続で平坦なスペクトルを有するものである。波長数十ミクロンからミリ波に亘る長波長領域用の光源でそのような特性を持つものは、黒体輻射とシンクロトロン放射（以下ではSRと略記）がある。黒体輻射の光源として、遠赤外領域の比較的短波長側ではグローバールランプが、サブミリ波からミリ波領域では高圧水銀灯が広く用いられている。これらの光源は、ここ数十年間進歩せず、殆んど同じ形態のものが使われ続けて来た¹⁾。それにも拘らずこれまで遠赤外領域の分光技術が時代の要求に応じて進展し得たのは、分光装置全体として見た場合、光源以外の部分、即ち検出器と分光器に様々な改良があったからである^{1, 2)}。検出器は、旧式なゴレイセルに替って半導体材料による高感度の低温ボロメータや光電流素子が用いられるようになった。分

光法も、回折格子によるものに替って、効率のよい干渉分光法の発展があった。この方法は、データ処理の過程でフーリエ変換を行うので、コンピュータの進歩と普及によって発展したものである。このようにして、黒体光源の強度の著しく低い長波長側でも、波長5 mmのミリ波領域に至るまでどうにか測定が行われるようになった。しかしそれにしても、遠赤外からミリ波領域において、黒体輻射に代る新しい光源の要求が非常に強くなって来ているのは当然とすべきである。従って、固体素子や電子管による発振装置や、ガスや半導体の種々のレーザーが工夫されているが、未だ黒体輻射のように広い波長領域において連続で平坦なスペクトルを持つものは出現していない³⁾。自由電子レーザーも、原理的には極めて優れた光源となり得るものであるが、現時点に於ては開発途上にあると言えよう^{4, 5)}。従って、黒体輻射に代る現在唯一の長波長分光研究用の実用的な光源は、

SRということになる。

SRの遠赤外領域での分光研究への利用は、VUVやX線領域に比して著しく立遅れている。現在、偏向電磁石の部分から光を取出す、いはばSRの第一世代的な使用法のみが行われている段階にある。以下では、はじめ手短かに、SRがこれまであまり利用されなかった経緯を述べ、次にSRの特長を述べ、利用の現状を特に分子科学研究所(分子研)を例にとって紹介する。最後に今後の展望について触れるが、最近の話題の一つとして、東北大学の原子核理学研究施設におけるコヒーレント放射光の検証実験の現状を紹介することにしたい。

2 利用への経緯

SRのスペクトル分布は、その例が第1図に実線で示されているように、X線からマイクロ波に亘って完全に連続である。ストーリーリングが各地に建設され始めた時代には、当然長波長域での利用も検討された。当初は、黒体輻射より何桁か高強度に利用し得るという予想もあった。しかし、例えば1978年のフランスのACOにおけるLagardeらの近赤外領域の観測の結果、実際に集光して利用し得る強度は、従来の黒体光源の高々数倍程度であることが判った^{6, 7)}。この結果は、SR

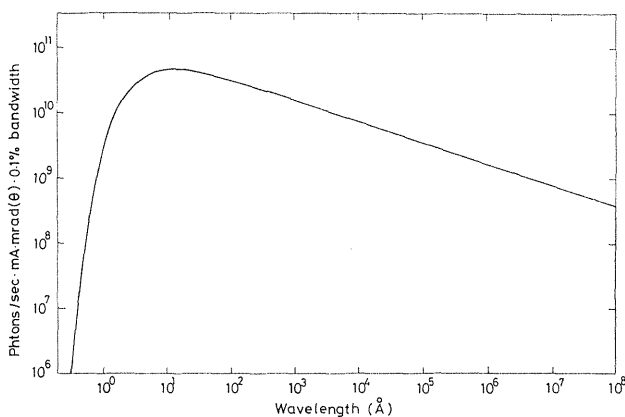


Fig.1 An example of spectrum of synchrotron radiation with a bending radius (ρ) of 5.56 m.

は長波長領域では大して有用でないという先入観を多くの赤外研究者に植えつけてしまった。しかし、その後数年して、ドイツの BESSY⁸⁾ やイギリスの Daresbury の SRS^{9, 40)}での研究の結果、SRの光源としての利用価値は、強度よりもその高輝度性にあるということが再確認されるようになった。他の波長領域では常識とも言えるこの事実の認識が、長波長領域では遅れた訳であるが、その他にもう一つの先入観が一部の人々にはあった。それは、SRがパルス光であり、長波長領域での高分解能の観測には適さないのではあるまいかと思われていたことである。

先に述べたように、現在長波長領域の分光法の主流は干渉分光法である。例えばマイケルソン型の干渉計では、干渉させる光を二つの光路に分け、互いに光路差をつけてから再び結合して検出する。このとき、干渉分光の分解能は光路差に比例して増大する。今、光路差を $\Delta\chi$ cm とすると、分解し得る波数は $\Delta\nu = 1/\Delta\chi$ (cm^{-1})である。時間 Δt だけ持続する短パルス光を用いた場合、光路差をパルス光の長さ $\Delta l = c \cdot \Delta t$ より大きくとると干渉が起らなくなる。そうすると $\Delta\nu \geq 1/\Delta l = 1/(c \cdot \Delta t)$ となるであろう。このことは言い換えれば、時間 Δt の間しか観測しないと、確定し得るエネルギーには上記の $\Delta\nu$ の不確かさが伴うということを表わしている。このような不確定さは、干渉分光法に限らず、例えば回折格子分光器を用いたとしても必ず生ずる筈のものである。個々の電子から発射される光は、後述のように水平方向の受光角を θ とすると、電子の軌道の切片 $\rho\theta$ のみが発光点として観測される。今、速さ v で電子がこの長さを通る時間は $\rho\theta/v$ である。即ち1ヶの電子からの光は、この時間しか持続しないパルス光である。ビーム中の電子の集団からの光で考えたとしても、ストーリーリング内の電子はバンチを形成しており、SRはこのバンチの長さによって定められる有限の長さをもつ短パルス状である。パルス長は、一般のストーリーリングでは

数 cm であるから、これによって規定されるエネルギーの不確定さ $\Delta\nu$ は十分の一波数即ち 10^{-5} eV 程度の大きさである。VUV や X線領域ではこの程度の不確定さは全く問題にならない。しかし、観測する光のエネルギーそのものが数 cm^{-1} の長波長領域の場合、分解能は数十以上には上らないことになってしまう。このことから、遠赤外領域の分光研究者の一部の人々は、SR が長波長域での光源としては不適當であると信じていたようである。しかし、1985年の BESSY での観測により、パルス長約 3 cm の SR によって、 N_2O の赤外領域 1300 cm^{-1} に現われる振動回転スペクトルにおいて 0.05 cm^{-1} だけ離れた吸収線が見事に分離されることが示された⁸⁾。これは上記のパルス長から予想される分離の最小エネルギー $\Delta\nu = 1/\Delta\ell = 0.33 \text{ cm}^{-1}$ より数倍高い分解能があったことになる。このように、真空中における光源のコヒーレンスの長さは、分光観測の分解能に何らの上限をも規定しないことが改めて示された。実際には、このことはコヒーレンス時間の極めて短い黒体輻射で高分解能の分光観測が行われて来たことと同じことで、特に新しいことではない。光を吸収又は反射する媒質によって、短い光の波束が後方に引き伸ばされるのである。

このような経緯の後、SR は本来の特性である高輝度性に注目され、イギリス、ドイツ、アメリカの各国で分光研究用光源として用いられ始めた。特にブルックヘブンの NSLS-I では、ミリ波領域を含む長波長光の利用を目ざしたポートが建設されつつあるが、未だ完成していない¹¹⁾。我が国に於ては、分子研の井口洋夫教授が、早くから SR の赤外域での応用に注目されておられたが、同研究所の UVSOR 施設には遠赤外ポートが設置され、1986年より世界に先駆けて一般の共同利用に供せられている。この設備の概略については、既に報告されているが^{12, 13)}、本稿でも遠赤外領域の特性の他に、ミリ波領域での特性をも含めて紹介することにする。

3 利用の現状

3.1 特性と集光系

SR のスペクトルは 1 ケの電子が単位波長当り毎秒放出するフォトン数で表わすと

$$N(\lambda) = \frac{3^{3/2}}{4\pi} \frac{e^2 \gamma^4}{h \rho^2} \left(\frac{\lambda c}{\lambda}\right)^2 \int_{\lambda c/\lambda}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta \quad \dots(1)$$

但し $\lambda c = 4\pi\rho/3\gamma^3$ 、 γ は電子のエネルギーと静止エネルギーの比 E/m_0c^2 、で与えられ、これを単位電流・水平方向の単位角度について表わすと、第 1 図のようになる¹⁴⁾。SR は強い指向性を持つが、光波の一般的性質と合致して、波長が長くなる程それが弱くなる。即ち、VUV や X線領域に比して、軌道面から上下方向への発散する角度が大きくなり集束性が悪くなる。

第 1 図に示された SR のスペクトルは、一定の電子エネルギーの下では、長波長領域の直線的な部分では、強度が軌道半径を増加して行くとほぼその $1/3$ 乗に比例して増大するし、それと共に集束性が良くなる。第 2 図には、軌道の接線方向へ放射される強度を、軌道面から上下方向への発散角 ψ の関数として、軌道の曲率半径 ρ が 2.2 m と 5.56 m の例を示してある。図には、波長が $100 \mu\text{m}$ (a), $500 \mu\text{m}$ (b), $1000 \mu\text{m}$ (c) の各々の場合について、光の電気ベクトルが軌道面に平行な成分(実線)と垂直なもの(点線)が分けて示してある。

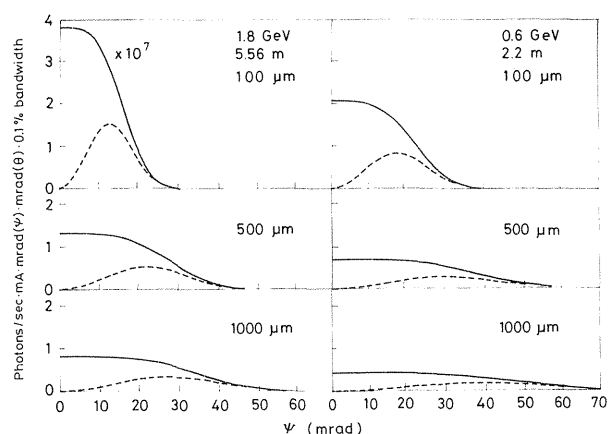


Fig.2 Examples of angular dependence of synchrotron radian in the vertical direction.

この例からも解るように、SRの波長が1 mm 近くになると、垂直方向についての受光角が100 mrad 程度の集光系を用意する必要がある。しかし、既存のストーリーリングでは、この方向の受光角は、偏向電磁石のコイル間隙等によって、とり得る大きさが制限されてしまう。

一方、水平方向の受光角を θ とすると、利用し得る強度は θ が大になる程増大するのは勿論であるが、光源の発光点の水平方向の寸法も同時に大になる。発光点の垂直方向の寸法は電子ビームのひろがりの大きさによって決まると考えてよいであろう。発光点の軌道上の長さは、第3図に示されているように $\rho\theta$ であるが、今これを受光側から見た時の水平方向の実効的寸法として図の ΔL をとることとする。幾何学的な考察から、 $\Delta L = \frac{1}{2}\rho\theta^2$ の関係があることが解る。このことから、たとえ θ 方向に何ら障害物がないとしても、高輝度性を活用するために光源の実効的寸法を限定しようとするれば、 θ が制限されることになる。

実際問題としては、発散角の大きい長波長領域では、とに角先ず受光角の大きい集光系でSRを集めなければならない、このことがSR利用の最初の関門となる¹⁵⁾。現在設置されているポートの、垂直及び水平方向の受光角は、DaresburyのSRSは $70 \times 70 \text{ (mrad)}^2$ ¹⁰⁾、分子研 UVSOR で $60 \times 80 \text{ (mrad)}^2$ ¹²⁾、BrookhavenのNSLS-Iで $90 \times 90 \text{ (mrad)}^2$ ¹¹⁾、BESSYでは円形で 35 mrad ⁸⁾である。

第2図からも解るように、SRは軌道面に平行に偏っている。今、偏光度を $P = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp})$ 、但し I_{\parallel} と I_{\perp} は夫

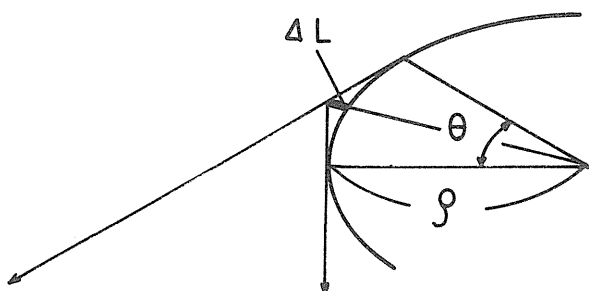


Fig.3 Effective size ΔL of the source.

々軌道に平行及び垂直成分の光強度、と定義する。軌道面内 $\psi = 0$ では平行成分のみあり、 $P = 1$ である。後述のように、ある有限の受光角をもつ集光系で長波長のSRを受光する場合に、偏光度は受光角の大きさに依存する。

3.2 分光装置¹²⁾

前述のように、現在分光研究に一般利用できる遠赤外ポートは、分子研 UVSOR のものがあるのみなので、これを例にとって装置の特色について説明することにする。第4図には、分子研 BL6A1 ビームラインの装置が模式的に示されている。SRは集光鏡系(図のMP1, MS1, MP2, MP3)を通過した後、シリコンの光学窓(W1)を通り、コリメーター(MT1, MP4)に導かれる。光は平行光束にされた後に Martin-Puplett 型の干渉計に

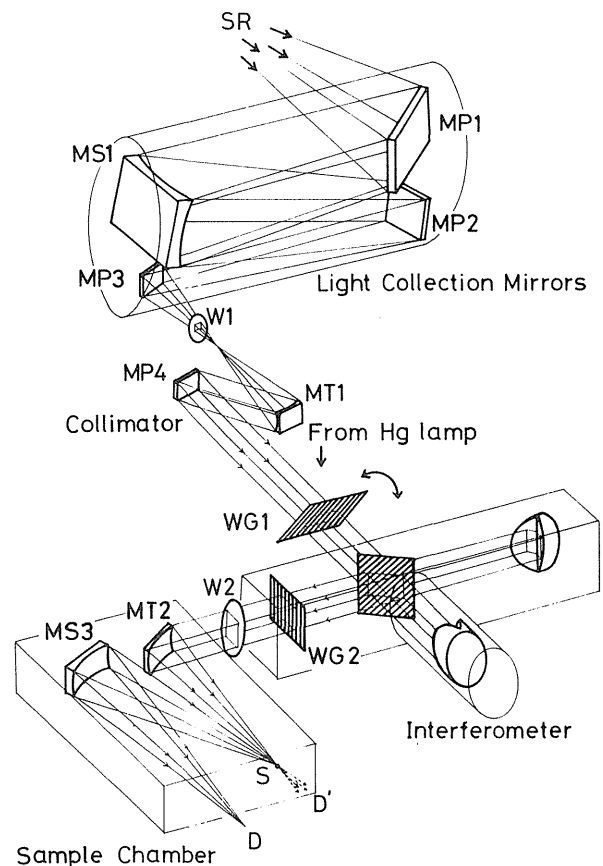


Fig.4 Schematic drawing of spectroscopic system at UVSOR Facility¹²⁾

導かれ、薄い誘電体の窓 (W2) を通り試料室に至る。反射率を測定する場合、試料室では点 S におかれた試料の反射光は、集光鏡 (MS3) によって D 点にある検出器に導かれる。透過率は検出器を D' に移動して測定する。検出器として、Ge ボロメーター又は InSb 光電素子が用いられている。

X線を含む SR にさらされる第一の反射鏡 (MP1) は、大形でしかも耐熱性がなければならない。UVSOR では、銅に表面を金メッキして、特に冷却することなく用いている。又、第一番目の光学窓 (W1) は、高真空 ($\sim 10^{-9}$ Torr) のビームライン側と、低真空 (10^{-4} Torr) の分光器側を分離するのに必要である。試料室を含めて分光器側は不測の事故により真空が破られることも実際に起るので、この窓は不可欠である。現在用いられているのは厚さ 2mm の Si であるが、Si は等極性結晶で一次の赤外吸収がなく、又質量が比較的小さいのでフォノンのエネルギーが大で、室温における多重フォノン過程が少ない¹⁶⁾。この程度の厚さであると、純度の高い材質のものは、赤外からミリ波に至るまで用いられる。しかし屈折率が大で、窓一枚による反射ロスが 50% 近くにもなる。更に、可視領域では不透明であり、可視光を用いた光学的調整の際には不便である。100 cm^{-1} 以下の領域のみの観測には、Si よりも水晶窓がよい。BESSY では赤外用には KRS-5 を、遠赤外用には TPX を用いている⁸⁾。TPX は遠赤外領域ではポリエチレンと似た透過特性を持ち、しかも可視光に対して透明である。欠点は材質が軟かくて光学研磨に不向きであることと、SR に含まれる短波長の光による損傷の度合が未知な点である。

SR は偏光であるから、干渉分光器としては Martin-Puplett 型が適している。この型は、ビームスプリッターがワイヤーグリッドであるためある波長より長波長側では全領域で使え、誘電体膜を用いるマイケルソン型の場合のように、波長域に応じてビームスプリッターを変換する必要がない。欠点は、使用波数に上限があることで、

UVSOR では英国 Specac 社製の直径 5 μm のタングステン線を 12.5 μm 間隔に並べたものを 250 cm^{-1} 以下の領域で、直径 10 μm 、間隔 200 μm のものを 30 cm^{-1} 以下の領域で用いている。

遠赤外領域では、セットした試料にうまく光が入射しているかどうかを測定光を見ながらチェックすることが出来ない。UVSOR ではパス合わせのために試料室の光学路に反射用プリズムで He-Ne レーザーの光が入られるようにしてある。

以上の光学系で留意すべき点は、長波長域では光の回折効果が大きいくことである。或る点で直径 a の窓で波長 λ の光を通せば、その後で λ/a 程度の角度で回折が起るであろう。第 5 図に、UVSOR での光源の偏光度を、検出器を D の位置において

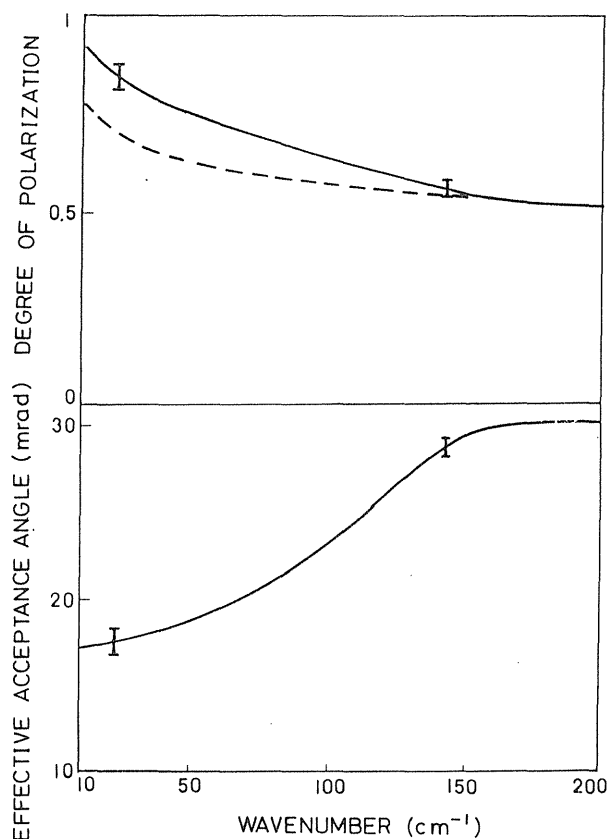


Fig.5 Degree of polarization of synchrotron radiation at BL6A1 of UVSOR Facility. Upper: Observed value (solid line) and calculated one (dashed line) with vertical acceptance angle $2\psi = 60$ mrad. Lower: Effective acceptance angle to explain the upper figure.

測定した例が示してある。破線で示したのは集光系の受光角を考慮した計算値であるが、実測の測定値(実線)は短波長側では一致しているが長波長側ではこれより大きい。測定値に合うような垂直方向の実効的な受光角があるものとしてそれを求めてみると、図の下側に示したように長波長に行くに従って減少する。長波長側では装置の受光角 $\Psi = 30^\circ$ のほぼ半分近い値になる。このような実効的な受光角の波長依存性は、受光された光が光学系を通るうちに回折効果でこぼれ落ちると考えれば理解できるものと思われる。

第4図のS点に、虹彩絞りを置き、D'点でゴレイセルで受光した場合の光強度が第6図に示してある。幾何学的には縦横 $1 \times 3(\text{mm})^2$ の光源が、S点において約 $0.4 \times 1.4(\text{mm})^2$ の像となるように設計されている。SRは第1図に示されたように、長波長側で平坦な強度をもっている。第6図に示された検出器の信号は、短波長側ではワイヤグリッド偏光器の効率や、光学路中の種々のフィルターによってカットされている。長波長側では、主に検出器の感度によって制限されるものと考えられる。第6図中には、虹彩絞りの直径(単位mm)を変化させた場合の信号強度が示してある。このと

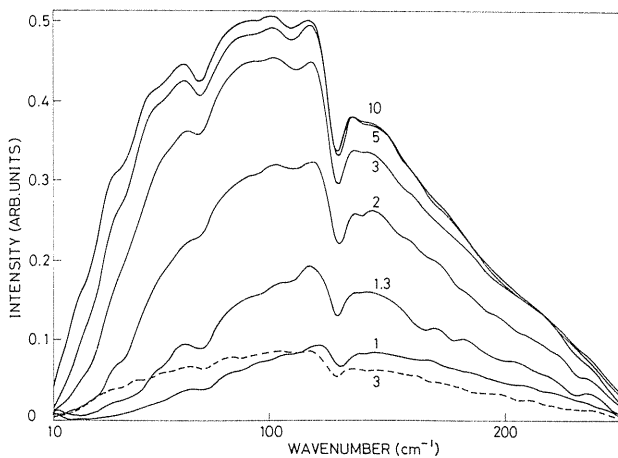


Fig.6 Spectral intensity of light passed through a diaphragm of different sizes (given in mm) placed at point S in Fig.4. Dashed line shows spectrum of a high pressure mercury lamp.¹²⁾

き強度は直径 3mm 程度まで変化せず、S点での光束がその大きさのひろがりで見なせる。

UVSORの装置では、第4図のワイヤグリッド(WG1)を回転すると、通常の実験室で使われている125Wの高圧水銀灯からの光が 0.075sr の受光角で入射できるようにしてある。水銀灯光源によると、試料位置での光束は1cm以上の径にひろがる。これを直径3mmの虹彩絞りを通した場合の強度が、図に破線で示してある。実線で示された同一径の絞りを通ったSRの強度に比して、約1/5になっていることが解る。尚、図のSR強度は、リングの電流が45mAの場合である。現在、UVSORはリング電流100mA以上で運転され始めるので、大ざっぱに言って、SRは水銀灯より1桁強いと言うことができる。

第6図のスペクトルは、高エネルギー領域用のワイヤグリッドを用いた場合であるが、これを低エネルギー域用のものに換え、更に検出器をInSb素子にした時のスペクトルとを第7図に示す。低エネルギー側は、 3cm^{-1} (波長約3mm)迄分光測定に使用できる強度があることが解る。SR光源の強度分布から考えて検出器を低エネルギー側で感度のあるものにすれば、更に長波長側迄延長出来るであろう。

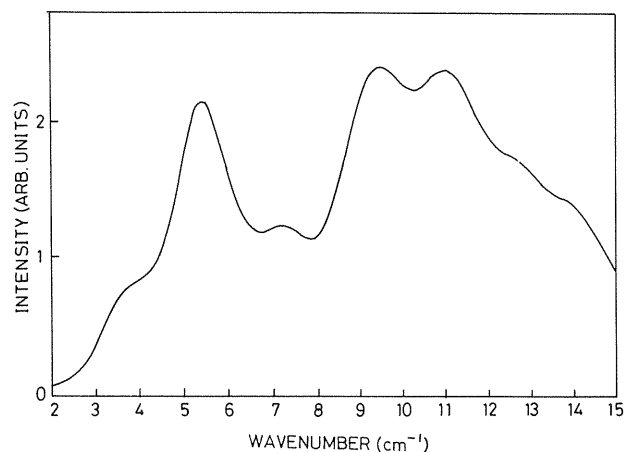


Fig.7 Intensity of light in low wavenumber region detected with InSb detector.

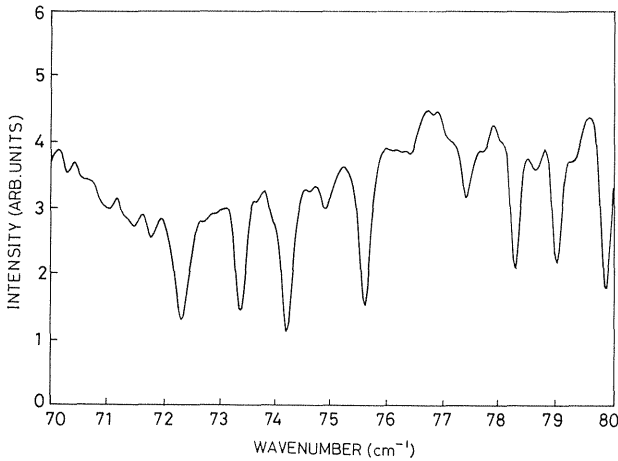


Fig.8 Absorption spectrum of H₂O Vapor in FIR region.

3.3 測定例

我々の行った観測の中から、水蒸気の吸収スペクトルと、固体試料中のフォノンによる反射や吸収スペクトルの例をあげ、簡単に説明する。

(a) 水蒸気

分光器及び試料室に低圧に空気を入れ、大気中の水蒸気の振動回転スペクトルを観測し、分解能等のチェックを行った。第8図に Ge ボロメーターで受光した場合、第9図に InSb 検出器で受光した低波数領域のスペクトルを示す。干渉分光器の掃引距離とアポダイゼーション関数から予期される分解能は、第8回及び第9図で夫々 0.16 cm^{-1}

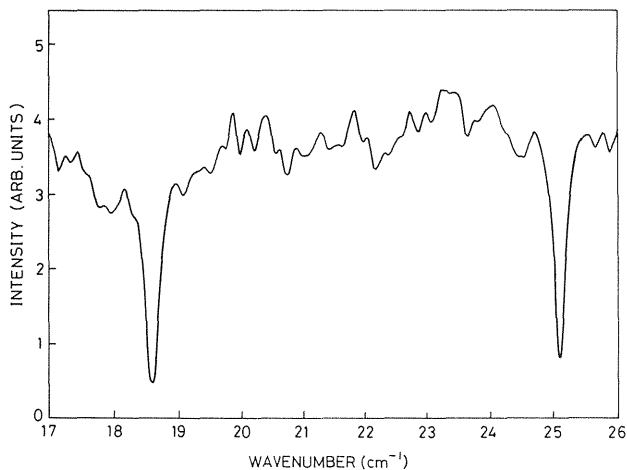


Fig.9 Absorption spectrum of H₂O vapor in low wavenumber region.

及び 0.1 cm^{-1} である。実測されたスペクトルの線幅は、夫々 0.17 cm^{-1} 及び 0.12 cm^{-1} であった。これから、固体の分光研究等には十分な分解能が得られていることが解る。

SRは、リング電流が 100 mA 程度までは、強度が正確に電流値に比例していることが確かめられた。ビーム電流値は刻々減少するので、干渉図形と共に記録される。SRのノイズは殆んどなく通常の観測には何の支障もない。但し UVSOR では一回の電子ビームの打込みからの運転時間は5時間以内であるので、特に高分能での干渉分光器の長時間掃引を行いたい場合には何らかの工夫が必要である。

(b) Ge 結晶

Ge 単結晶は室温に於て 30 cm^{-1} 以下に吸収を示す¹⁷⁾。この吸収は熱的に励起された伝導電子による Drude 反射端に当るものと推定されていたが低エネルギー側は通常的光源による観測では困難

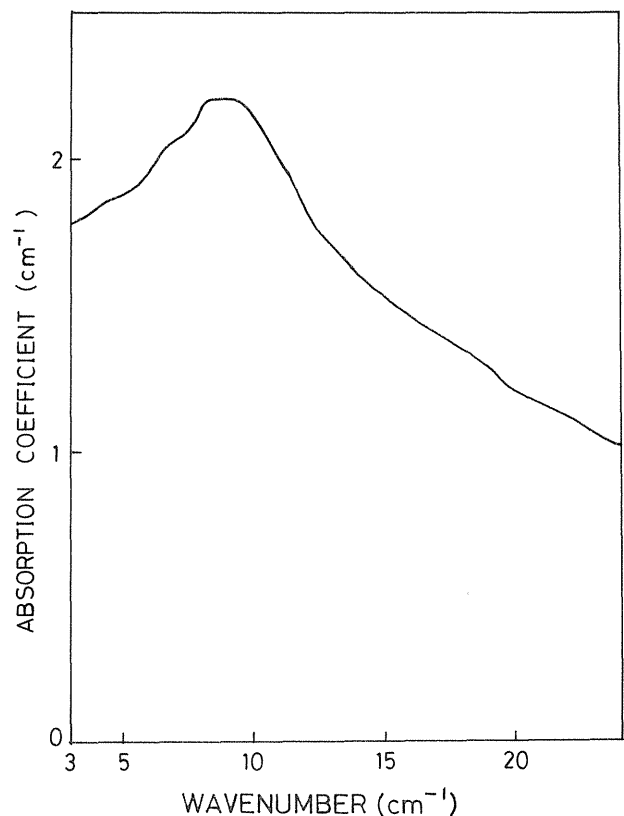


Fig.10 Absorption spectrum of Ge crystal at 300k.

な領域で測定されていなかった。第10図にSRを用いて3から25 cm⁻¹の領域で吸収を測定した結果を示す。300 Kに於ては8.5 cm⁻¹に吸収のピークがあり、吸収強度は温度と共に減少する。このピークをもつ構造は、この吸収が伝導電子に依るものでないことを示す。更に詳しい測定が必要であるが、多重フォノンの差過程による吸収であろうと思われる。

(c) アルカリ銀ハライド

アルカリ銀ハライド結晶は斜方晶形に属し、光学的異方性が強い¹⁸⁾。結晶は注意して育成すれば数ミリ角のものが得られる。イオン性の三元化合物であるので、27もの赤外活性モードを持つ。第11図に結晶のx, y, z軸方向に偏光した直線偏光で観測したRb₂AgI₃結晶についての反射スペク

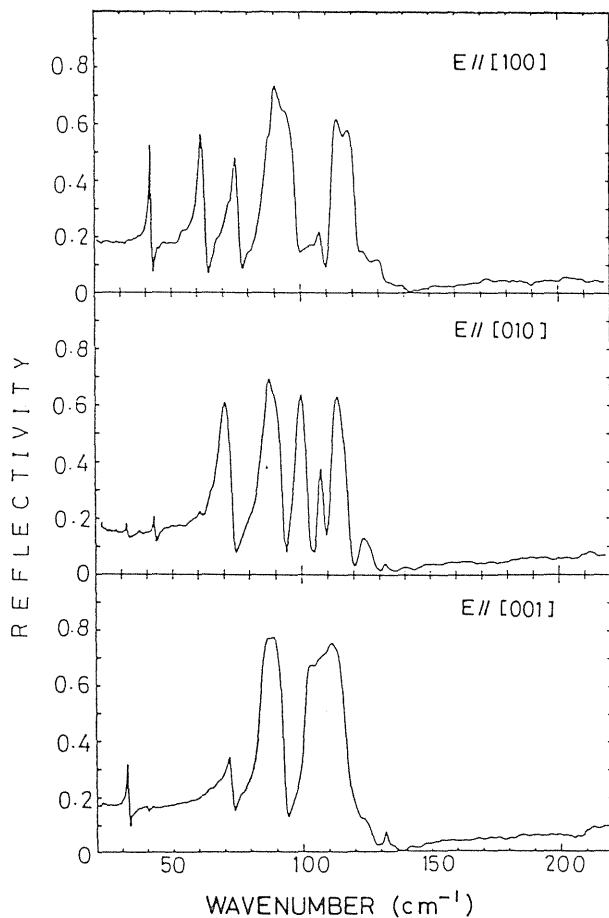


Fig.11 Reflectivity spectra of Rl₂AgI₃ crystal at 15 k.

トルを示す。測定光束は3 mmφで、このような小形の結晶の観測が精度良く行えることが解る。ここではスペクトルの観測例として挙げるのみで物性の詳細には立入らない。

(d) 黒リン

黒リン結晶も光学的異方性の強い層状物質である¹⁹⁾。リンの単一原子から成るにも拘らず、結晶構造の低対称性によって、光学吸収を示す二つの赤外及び遠赤外モードがある^{19, 20)}。しかし、結晶を高圧下で育成するため、数ミリ四方以下の測定面積をもつものしか得られず、通常光源による観測では、精度が上げられなかった。SRによる300 Kと15 Kにおける遠赤外領域のB_{1u}モードの反射率の測定結果を第12図に示す。これからKramers-Kronig解析によって誘電率のスペクトルを求めた結果、15 KにおけるTO及びLOフォノンのエネルギーが、夫々127.5 cm⁻¹と133.9 cm⁻¹と求められた。この値は、理論計算²¹⁾で得られたものとよく一致している。単一原子から成る物質で、L-T分裂がこのように正確に求められた最初の例と言える。

以上の観測例から解るように、SRは異方性の

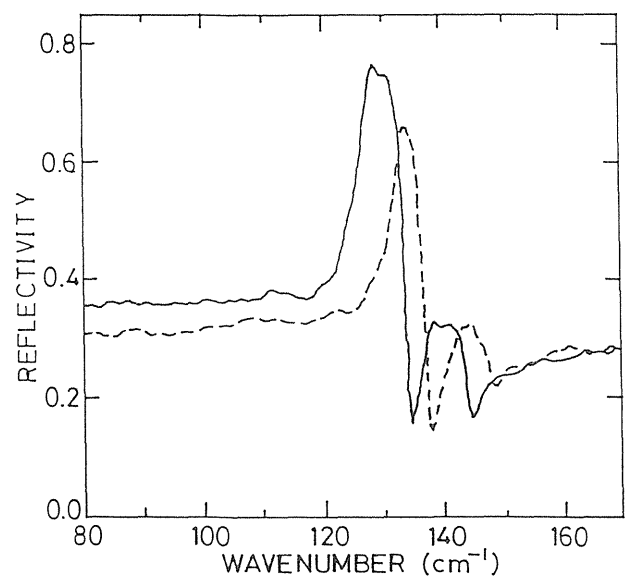


Fig.12 Reflectivity of black phosphorus crystal at 300 K and 15 K.

ある小型の固体試料の偏光観測に、特に威力を発揮する。

4 将来の展望

4.1 偏向電磁石部分からのSR

これまで述べて来たように、既存のストーリジリングの偏向電磁石の部分から取り出されたSRも、従来の光源にない優れた特色を有しているがそれを更に活用して様々な観測が可能である。例えば、SRがサブナノ秒のパルス光であることは他にこのような短時間の構造をもつ光源のない長波長領域では、これを利用すれば新しい研究の一分野が拓ける可能性がある。しかし以下では、もっと現実的な計画を二つ紹介することにする。

(a) 高圧下の低波数域分光

SRの高輝度性により、UVSORの装置では、第4図の試料位置に0.8mmφの窓をもったダイヤモンドアンビルセルを置いても、後方に十分な強度の透過光がある。分子研に於て筆者らは10GPaの高圧下で、室温から15Kの温度範囲で、固体の吸収測定の可能性を現在製作中である。

(b) 表面の研究

90°に近い入射角で物質の表面の性質を測定する反射吸収分光法(IRAS)では、平行度の高い測定光束が要求され、現在の所、通常光源によっては、波長10μ以上の赤外領域のみで行われている。通常の高圧水銀灯では、光源の発光面積を10×10(mm)²程度としないと十分な強度が得られない。

SRでは、発光点の大きさは1×1(mm)²としても十分な強度が得られる。SRは水銀灯よりも集光性がすぐれているが、たとえ同一の集光装置を用いる場合でも、SRは通常光源より約100倍良質な平行光束を得ることが出来ると言ってよい。これを用いれば、従来測定が行われなかった遠赤外領域に於ても、反射吸収分光法が適用でき、従来の軽い分子の振動状態の観測以外の、様々な実験が行える。

4.2 遠赤外ウイグラー

前節で述べたように、第1図に示されるSRのスペクトル強度は、同じ電子エネルギーの場合、軌道の曲率半径ρのほぼ1/3乗に比例して増大ししかも第2図に示されているように、上下方向の発散がρの増大と共に小さくなる。このことから強度のみを増大しようとするならば、ρを極めて大にすればよい^{10, 15)}。しかし、この時第3図に示された発光点の実効的な大きさ(ΔL)もρに比例して増大する。このようなことを考慮して適当な大きさにρを選択すると、既存のストーリジリングの偏向電磁石部分から光を取り出す場合より、更に数倍高輝度な光源が得られる条件を見出すことができる。

第13図に、軌道の曲率半径ρを13mにとった単極ウイグラーの案が示してある。電子ビームは左方から入射するがαで一旦上方に向けて、βでρ=13mで下方に曲げられる。更にγとδの電磁

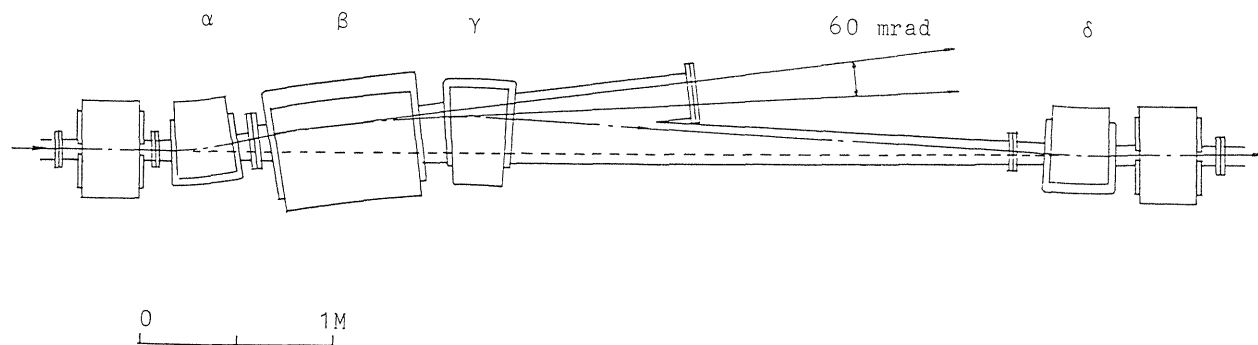


Fig.13 A proposed FIR wiggler.

石により元の軌道に戻される。このようなウイグラーを用いると、現存の UVSOR の遠赤外施設の光源と同一寸法の実効的な発光点を保ちながら、それより約5倍高輝度のSRが得られる。将来ストーリーリングが新たに建設されるような機会には、このようなウイグラーを是非設置したいものである。

4.3 コヒーレント放射

一般のSRは、軌道上のバンチ内の個々の電子が、夫々独立の位相で放射する光の重ね合せである。つまり、バンチ内にNケの電子があると、放射される光の強度は(1)式で表わした1ケ当りの電子が放射する強度のN倍である。一方、放射される光の波長が、バンチの大きさより遥かに長い時、Nケの電子から成るバンチは、Neの電荷をもった単一の粒子とみなせよう。この場合、光の強度は(1)式の N^2 倍になり、従って通常のSRより強度がN倍大になる。一般のストーリーリングでは、Nは $10^8 \sim 10^9$ のオーダーであるから極めて強い光が得られる可能性がある。このように、バンチ内のすべての電子が単一の位相に従って光を放射する「コヒーレント放射」の可能性は、現在の所、理論的に考察されている段階で、未だ実証されていない。

Michel²²⁾は、バンチ内で単一の位相で放射する領域があることを仮定し、この領域か一辺が光の半波長の立方体であると想定する。光の波長はバンチの寸法より小になる波長領域では、バンチはいくつかの小領域に分割され、各領域毎にランダムな位相で光を発するとする。その結果、強度がバンチ内の領域の数に反比例することになる。それは第14図に二点鎖線で示されるような波長依存性をもつ。但しこの図はバンチ幅2.5mm、 $N=10^7$ を仮定している。強度のピークは、バンチの長さに相当する波長にあり、それより長波長側では通常のSRと同じ勾配で減少する。それより短波長側では波長の8/3乗に比例して減少する。

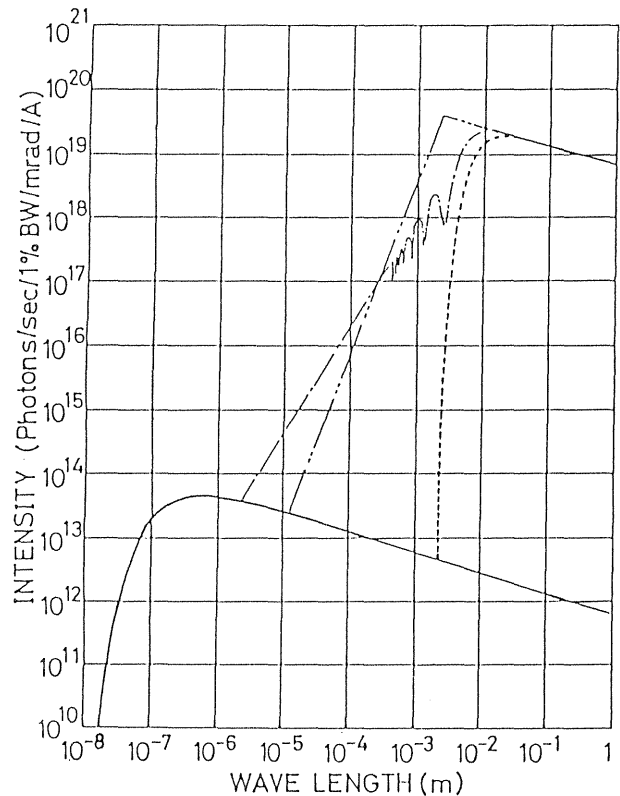


Fig.14 Spectra of ordinary synchrotron radiation (solid curve) and of coherent radiation calculated by Michel²²⁾ (two-dotted line) and by Nakazato²³⁾ (dot-dash and dashed curves).

中里²³⁾らは、コヒーレント放射の問題を原子核による電子散乱の類推で捕え、放射される光スペクトルは電荷をNeでおきかえた(1)式にバンチ内の電荷分布による形状因子 $|F(\omega)|^2$ が掛ったものとした。但し $F(\omega)$ は電荷分布 $\rho(r)$ のフーリエ成分で、 $F(\omega) = \int \rho(r) \exp(i\omega r/c) dr$ で与えられる。この仮定の下で、電荷が縦方向に線状に分布しているとして、それをバンチの幅だけ一定とした場合とガウス関数で表わした場合を、第14図に夫々一点鎖線と破線で示してある。但しバンチ幅は2.5mmである。

現在の所、バンチを形成する電子間の相互作用を考慮するような微視的立場からの理論²⁴⁾はあまりなく、バンチ内のコヒーレントな領域の形成をどのように理解すればよいか不明である。いずれにせよ、コヒーレント放射のスペクトル分布は、

第14図に示されたように、バンチ長附近にピークを持つものと予想される。

コヒーレント放射の実験的検出の試みは、最初、Daresbury に於て筆者の一人 (T. N.) も加わって行われた⁹⁾。この場合、バンチの縦方向の長さは約6cmと長く、遠赤外領域での観測の結果、 50 cm^{-1} 以下の領域で、低波数に行くに従って通常のSRのスペクトル分布とは反対に、強度の増大があると解釈できる結果が得られた。これは、第14図のスペクトルの短波長側の裾を観測したものと解釈された。

既存のストーリジリングでは、種々の理由からバンチ長は数センチの長さになっている。最近、東北大学の原子核理学研究施設(核理研)のライナックの極めて短い電子パルスを用いて、コヒーレント放射の検証の実験が進められている。核理研のライナックの電子ビームは、2856 MHzのRFで加速され、加速位相のひろがり約 5° である。これにより、ビームの横方向の広がり約2~3 mmであり、縦方向の長さが約2.5 mmと、一般のストーリジリングより約一桁短いバンチが得られる。

平均電流 $10\ \mu\text{A}$ のとき、1バンチ内の電子数は 2×10^7 箇である。

第15図に実験装置の概略を示す。200 MeVに加速された電子ビーム(図のB)を、0.274 Tの磁場(M)により、曲率半径 $\rho = 2.44\text{ m}$ で曲げる。発光点(P)から約1.9 mの点で、円形の球面鏡(S)によって、受光角70 mradで集光した後、反射面を垂直にした平面鏡(K)及びトロイダル鏡(図中省略されている。)を使って検出器(D)に導入する。信号はチョッパー(C)によって、約10 Hzで断続される。検出器は、赤外領域でGe:Cu素子を、遠赤外領域ではInSb素子及びSiボロメータを用いた。光の分光は今迄の所、バンドパスフィルター及びローパスフィルターを用いて、大ざっぱに行っている。

コヒーレント放射光の特長の一つは、第14図に示されたようなスペクトル構造であろう。即ち、ある波長より長波長側で急激に強度が増大し立上ることが予想される。観測の結果は、少なくとも波長 $2\ \mu\text{m}$ から $30\ \mu\text{m}$ の間では、スペクトルは通常のSRのものと殆んど同一であった。実験の条件

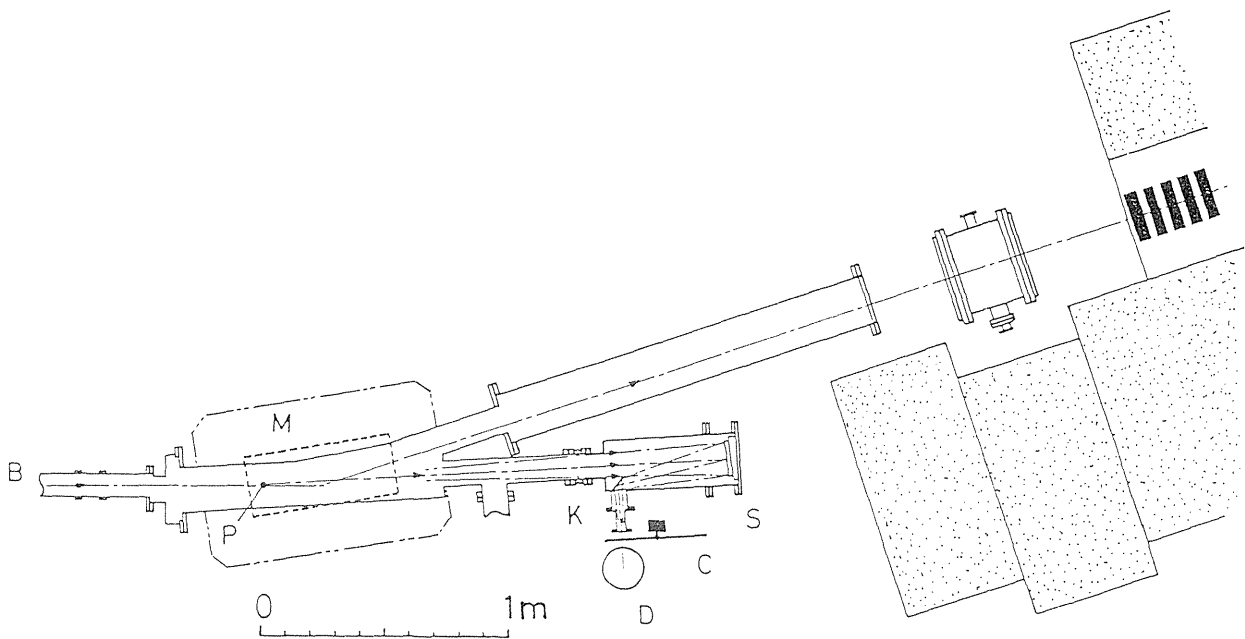


Fig.15 Experimental set up to detect coherent radiation.

は、第14図の描かれた条件に近いので、この結果は、バンチ内のすべての電子がコヒーレントとなり得るとした上での Michel の理論（第14図の二点鎖線）、又は電荷分布を一様とした予想（図の一点鎖線）とは異なることを示すものと解釈できる。

コヒーレント放射光のもう一つの著しい特色は強度がバンチ内のコヒーレントな電子の二乗に比例することである。言い換えれば、バンチの形を一定に保つ時、強度がビーム電流の二乗に比例する筈である。これまでの実験の結果では、波長が $2 \mu\text{m}$ から $30 \mu\text{m}$ の間では、上記のスペクトル分布の結果と両立して、強度は殆んど完全にビーム電流値の一次に比例した²³⁾。更に長波長側に於ても、波長 $230 \mu\text{m}$ 附近までは一次の成分が強い。しかし、ローパスフィルターと検出器のライトコーンのローカットの特性を使って、波長 $300 \mu\text{m}$ から 10mm 附近までの幅広い光をとり出して、Si ボロメーター又は InSb 検出器で観測したときその強度が電流値の二次曲線で表せる結果が得ら

れた²⁵⁾。第16図に一例を示す。図の縦軸の光強度 (I) の測定点、横軸のビームの平均電流値 (i) によって、図中の実線の曲線 $I=0.41i+0.92i^2$ で極めてよく再現されている。ビームの平均電流が $1 \mu\text{A}$ 時において、光強度は上記の検出系によって $S/N \approx 100$ 程度で観測し得る程大きいものであった。この結果は、波長が $0.3 \sim 10\text{mm}$ の範囲内にあるコヒーレント放射光が検出された可能性があることを示している。

更に、ワイヤグリッド偏光器を検出器の直前に置いて観測した時、この領域の光は、水平方向に強く偏光していることが解った。本文3節で定義した偏光度を用いて表わすと、 $P \approx 0.6$ の結果が得られた。コヒーレント放射光の偏光度についての理論値は未だ提示されていないが、得られた偏光度の値は、先に述べた通常のSRのこの波長領域における偏光度に近い値である。

このようにして、現在まで、コヒーレント放射光の存在を示すものと解釈し得る結果が得られている。但し通常のSRに比して、観測されたその強度が1バンチ内の電子の総数 $N=10^6$ 倍程増大しているとは考えにくい。更に、強度の電流の二乗依存性は、ビームダクト中のある所で、電子によって誘起される加速RFの高調波に当る電磁場を観測していた場合にも起り得る。この場合、観測された偏光度を与える程、特に水平方向に偏光すべき理由はないものと考えられるが、それにしても、このメカニズムによって発射されるRF高調波の波長の光と、コヒーレント放射をどう識別するかは、今後解決すべき問題である。そのためには、先ずスペクトル形を観測すべきであろう。但し、どちらのメカニズムによるにしろ、観測された光はかなり強力なものであり、将来のミリ波、サブミリ波の光源として研究に値するものであることは疑いない。

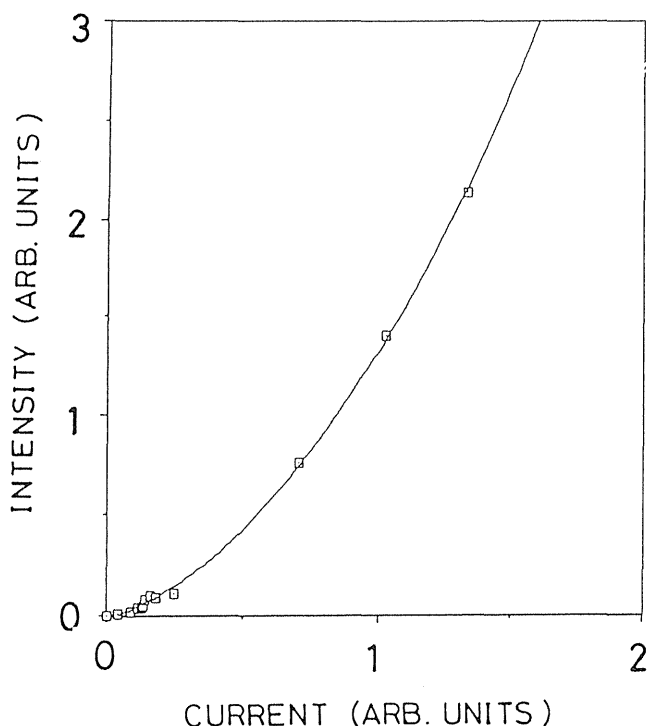


Fig. 16 Observed intensity of $300 \mu\text{m}$ - 10mm radiation. Solid line is fitted quadratic curve.

5 結び

以上概観したように、X線やVUV領域用に建

設されたストーリーリングの偏向電磁石部分からのSRも、通常光源に比して優れた特性を持っている。従って、既存の施設で長波長分光用に利用できるポートがあれば、積極的にこれを活用すべきである。更に将来、遠赤外ウイグラーやコヒーレント放射光の利用も考慮したストーリーリングが建設されるようになれば、遠赤外・ミリ波領域の分光研究も、ここ数十年間束縛され続けて来た黒体輻射光源から解放されて、飛躍的發展を見せることであろう。一日も早くその日が来ることを願うものである。

最後に、分子研の遠赤外ポートの建設に参加させて戴き、日頃御指導を賜わっている同研究所の井口洋夫教授、木村克美教授、渡辺誠助教授に、謹んで感謝の意を表す。又、コヒーレント放射光の実験に関してお世話になった東北大学核理研前施設長の鳥塚賀治教授をはじめ、学内の共同研究者の方々に、この機会にお礼申し上げたい。

文献

- 1) G.W. Chantry: Long Wave Optics, (Academic Press, New York 1984), vols 1 and 2.
- 2) e.g. D.H. Martin (ed.): Spectroscopic Techniques (North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1967).
- 3) e.g. K.J. Button (ed.): Infrared and Millimeter Waves (Academic Press, New York, 1979~1985) vols 1 ~ 14.
- 4) L. R. Elias: Coference Didgest, 1984 IR&MM Waves, Takarazuka (1984) p.1
- 5) e.g. L. R. Elias, G. Ramian, J. Hu. and A. Amir: Phys. Rev. Letters 57 (1986) 425.
- 6) M. Meyer and R. Lagarde: J. de Phys. 37 (1976) 1387.
- 7) P. Lagarde: Infrared Phys. 18 (1978) 395.
- 8) E. Schweizer, J. Nagel, W. Braun, E. Lippert and A. M. Bradshaw: Nucl. Instr. and Meth. A239 (1985) 630.
- 9) J. Yarwood, T. Shuttleworth, J. B. Hasted and

- T. Nanba: Nature 317 (1984) 745.
- 10) T. Nanba, J. Yarwood, T. Shuttleworth and J.B. Hasted: Int. J. Infrared and Millimeter Waves 7 (1986) 729.
- 11) P. Williams, P. Z. Takacs, R. W. Klaffky and M. Shiefer: Nucl. Instr. and Meth. A246 (1986) 165.
- 12) T. Nanba, Y. Urashima, M. Ikezawa, M. Watanabe, E. Nakamura, K. Fukui and H. Inokuchi: Int. J. Infrared and Millimeter Waves 7 (1986) 1769.
- 13) 難波孝夫、池沢幹彦、渡辺誠、井口洋夫：固体物理 22 (1987) 93.
- 14) e.g. H. Winick and S. Doniach (ed): Synchrotron Radiation Research (Prenum Press, New York, 1980)
- 15) 難波孝夫：日本物理学会誌 40 (1985) 797.
- 16) M. Ikezawa and M. Ishigame: J. Phys. Soc. Jpn. 50 (1980) 3734.
- 17) M. Ikezawa and T. Nanba: J. Phys. Soc. Jpn. 45 (1978) 148.
- 18) K. Edamatsu, M. Ikezawa, H. Tokailin, T. Takahashi and T. Sagawa: J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986) 2880.
- 19) C. Kaneta, H. K. Yoshida and A. Morita: Solid State Comm. 44 (1982) 613; J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986) 1213.
- 20) S. Sugai and I. Shirovani: Solid State Comm. 53 (1985) 753.
- 21) C. Kaneta and A. Morita: J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986) 1224.
- 22) F. C. Michel: Phys. Rev. Letters 48 (1982) 580.
- 23) 中黒俊晴、小山田正幸、新村信雄、浦沢茂一、今野収、神山崇、鳥塚賀治、池沢幹彦、難波孝夫、近藤泰洋：核理研研究報告、第21巻第1号(1988).
- 24) e.g. P. Goldreich and D. A. Keeley: Astrophys. J. 170 (1971) 463.
- 25) Ref.23 のメンバーに柴田行男、加藤龍好が加わった実験グループによる未発表データ。

