

放射光基礎講座 (その7/最終回)

高エネルギー物理学研究所 宮原 恒昱

そして最後に夢を

この講座も7回目になり、一応の区切りをつけるときが来たと思う。ふり返って見ると、話が定性的にすぎたりまた逆に本質が見えなくなったような記述もあり、反省点が多い。そしてなによりも、まだまだ放射光の本質について言い残したことがあまりにも多いような気がする。もし将来、時間があれば(あまり期待できないが)少くとも書いてしまったことについては若干の改定でもできればと考えている。しかし、このような心残りがありながらも、一つの区切りとして、私の考える放射光についての夢について述べてみたい。

1. もっと干渉性を

光の干渉性については

- ① 空間的(横方向)干渉性
- ② 時間的(縦方向)干渉性
- ③ 多光子干渉性

の三種類について考慮する必要があることは、これまでの講座を読んで頂ければ、ある程度、理解できると思う。ここで重要なことは、上記のうち①, ②は、光の強度を犠牲にすれば増大できるのに対して、③は光の強度そのものが必要であるという点で大きく異っている。したがって③については次節以下で述べることで、ここでは①, ②に話を限定する。

さて、既存の放射光施設においても①, ②を利用した実験は行われている。まず強度を犠牲にして①を増大させるためには、放射光のうち回折限界の部分を取りこみ、残りを捨てればよい。すなわち、x, y方向の光源の大きさと角度発散をそれ

ぞれ $\sigma_x, \sigma_x, \sigma_y, \sigma_y$ としたとき

$$\begin{aligned} \sigma_x \sigma_x &\leq \lambda / (4\pi) && \text{および} \\ \sigma_y \sigma_y &\leq \lambda / (4\pi) \end{aligned} \quad (1)$$

という条件で光を取りこめればよい。実際、軟X線領域でゾーン・プレートを用いるような顕微法では、このような光のとりこみを行っている。このような光のとりこみ方をしたとき我々はどの程度の光を捨てているのか見積ってみよう。まず(1)式の条件は光源のエミッタンスとしては、x, y方向ともに $\lambda / (4\pi)$ であることに相当する。例えばフォトン・ファクトリーの2.5GeVのリングでは電子ビームのエミッタンスは約80nm・radで軟X線領域の光の回折限界よりはるかに大きい。y方向のエミッタンスは、上記の値の約2%であると見積られている。そこで仮に $\lambda = 30 \text{ \AA}$ として、回折限界の部分の占める割合rを求めると

$$r = \frac{(\lambda / 4\pi)^2}{80 \times 1.6 \times 10^{-18}} = 4.5 \times 10^{-4} \quad (2)$$

となる。すなわち、約99.96%の光は非干渉的な光であるから、干渉性が本質的な実験にとっては、これは捨てなければならない部分である。

高輝度光源では、上記rの値をなるべく1に近づける必要がある、その実現のために低エミッタンスの蓄積リングが必要となるのである。しかもλが小さくなればなるほどより低いエミッタンスが必要である。

一方、②の時間干渉性については、これも強度を犠牲にして単色性を増していけば、いくらでも大きくすることができる。しかしながら、多周期

のアンジュレータを用いて、あらかじめ準単色光を作っておけば、周期数の2乗に比例して輝度を増大させることができるので、比較的小さい損失で時間干渉性を大きくすることができる。

さて、①、②の干渉性が高いと、どのような研究の展望が開けるだろうか。その一つは、ゾーン・プレートなど干渉性を利用した結像光学系の利用が可能となり、位相関係が本質的であるような、あらゆる実験が可能となるであろう。すなわち、レーザーを用いて可視光領域で行われているような結像技術・画像技術をはるかに短波長領域で実現する展望が開かれる。たとえば、もしX線領域でホログラフィー技術が可能となれば、これは3次元の画像再生ひいては構造解析一般にとって革命的な手段を提供することになるであろう。

さらに、回折格子や結晶などの分散性の素子は、①と②を結びつける仲介役であるために、①が良ければ②をも良くするという展望が開かれるであろう。たとえば回折格子上のN本の刻線を用いて $\lambda/\Delta\lambda \approx N$ 程度の分解能を得るためには、それらの刻線を全体として干渉的な光が照射せねばならない。もし 10^5 以上の刻線を干渉的に照射することができれば、原理的には高分解能を軟X線領域でも達成できるわけである。

以上のように、①、②が良ければ、それだけでも新しい可能性しかも、革命的な波及効果をもつような新技術が開発されるであろう。

2. 多光子干渉性の領域へ

さらに③の干渉性が大きくなると、どのような研究が可能となるであろうか。すでに述べてきたように光の輝度が高くなるとそれに比例してボーズ縮重度 n_B が大きくなる。しかもこれは保存量であるから、最初から大きな値をもつことが重要である。次に、実際の遷移は、 n_B にモード数(または立体角)を乗じた量に比例しておきる。したがって通常、ビームを収束すると遷移は起りやすくなり、また光子数の平方根に比例して電場も強く

なる。

また、レーザーの場合と同様に、種々の多光子過程を起すためには、光はパルス光で十分である。すなわち輝度の瞬間的最大値が大きければよい。このような事情のため、単バンチでなるべく大きな電流を蓄積できるリングは有利となる。

このような目的を実現するための横綱クラスのリングは何といてもトリストランの主リング(MR)である。このリングのラティスを若干改良し、エネルギー4GeVで運転し、70m級のアンジュレータを用いると、 $\lambda = 100 \text{ \AA}$ の光に対して、

$$n_B \sim 10^6 \quad (3)$$

という値が得られる。しかもこれは自然放出のみを考慮した値である。しかし、自然放出でこのような大きな n_B をもつ場合、何らかの形で誘導放出がおきると考えねばならない。この誘導放出により光が増幅されて、どの程度で飽和に達するかを見積る目安は、アンジュレータの周期数をNとしたとき、バンチ内の長さ $N\lambda$ の部分に何個の電子がいるかである。この数を n_e とすると、上記(3)の値はさらに n_e 倍される可能性がある。逆に飽和によって、これを越えることはないと考えてもよい。MRの場合 $N = 3000$ とし、ピーク電流を 10^4 A とすると、

$$n_e \sim 6 \times 10^9 \quad (4)$$

となるから、実に 10^{15} のオーダーの n_B が得られることになる。さらにもし、これを何らかの顕微技術で、縦横ともに100分の1に縮小したとする。この時、前号で示した式を用いて電場を求めると

$$\langle E^2 \rangle^{1/2} \sim 10^4 \text{ volt/ \AA} \quad (5)$$

という、とてつもない値が得られるのである。

さすがに、このような多量の光子を放出すると

蓄積ビームは不安定になるので安定度を回復してやらねばならない。そのためには上記のようなアンジュレータはバイパスとして設計し、放射減衰時間の数倍程度の周期でバイパスをとおすのがよいであろう。あるいは全く発想を変えて直線加速器を用いるのがよいかも知れない。

3. 多光子の世界で何が変るか

多光子の世界は可視光の領域で知りつくされていると多くの人々考えるであろう。しかし、VUV・SXのような内殻励起をともなう現象に興味をもつ人々にとっては、これは一つの大きな夢を与えるものである。

内殻励起を扱っている人々ならば Auger 過程は、ごく普通におきる過程であることは良く御存知であろう。しかも、浅い内殻に対しては、Auger による緩和の確率 P_A が、自然放射による緩和の確率 P_R よりも大きく、深い内殻については、この確率が逆転することが知られている。そこで今、100 Å 程度の光を考えてみると、通常 P_A のほうが P_R よりもはるかに大きくなっている。

ところが非常に大きな n_B に対しては事情は一変する。 $P_A \gg P_R$ となるのは自然放射すなわち、 n_B が1程度以下の場合の話である。もし $n_B \sim 10^{15}$ となれば

$$P_A \ll P_R \quad (6)$$

となる。すなわち、Auger 緩和などは事実上、全く起きないと考えてよい。放射をともなう過程が圧倒的に大きな確率で起きるのである。

話はせまい意味での Auger 過程にとどまらない。電子間のクーロン相互作用や、交換相互作用などの、リアルな光子をともなわない相互作用を媒介とした緩和過程は、放射過程に比べて完全に無視できるようになる。シェイク・アップ(ダウン) やスクリーニングといった過程も完全に無視できるようになる。なぜこのようなことが起きる

かと言えば、(5)で示したように、電場がきわめて大きく、それこそ振動子が一回も振動しないうちに電子を瞬時に加速して励起してしまうからである。

内殻励起における電子相互作用を研究する立場からは、このような相互作用が見えないというのは都合の悪い話かも知れない。しかしそれは、従来の分光学のワク内にとらわれた発想でしかない。もちろん、これまでのような微弱な光を摂動としてとり扱えるような状況における研究が終ったとは筆者は思わない。通常の意味での分光学でもまだまだやることが残されているし、いかに強い光源が現れても、多分、従来の分光学は生き続けるであろう。

さて、今考えている多光子の状況では、放射過程に比べて電子間相互作用による運動は、きわめてゆっくりと断熱的におきることになる。たとえば、通常の電子遷移に対して格子振動が断熱的であるように、電子間相互作用による運動が光の吸収・放射過程に比べて断熱的であるような状況が生ずるのである。このような状況は従来の分光学で記述される状況とは大変異なっている。電子はまず、強い放射場によって“dress”されている。このような電子が断熱的に弱い力を受けて電子間相互作用による遅い運動を行うのである。

ここで注意せねばならないのは、電子が“dress”されるためには不自由でなければならないという点である。自由な電子は放射場と結合しないからである。したがって不自由な電子が完全に自由になった時には、この“dress”は完全にはぎとられる。このようなことは、標的となる原子の密度が低いときにはいつも生ずるのである。すなわち電子は、原子の束縛から離れるに従って“undress”されるのである。

しかし、標的の密度が大きくなると少し事情が異ってくるであろう。すなわち、放射場と物質との大きな相互作用によって光の位相速度が真空中の光速度より遅くなっていくのである。このよう

な場合は自由電子といえども放射と相互作用する。光の位相速度が真空中の光速より遅いのは何らかの形で縦波を含んでいるからである。

不自由な電子ほど“dress”されやすいという状況は内殻を標的にした場合にきわめて有利に作用する。そしてこの結果を、電子のエネルギー準位で表すと、準位間の混合によって新しい準位が形成されると言うことができよう。簡単のために2準系の準位、 $|1\rangle$ および $|2\rangle$ を考えて見る。放射場が強いとこの2準位は混合し、たとえば

$$\begin{aligned} |\psi_1\rangle &= (|1\rangle - |2\rangle) / \sqrt{2} \\ |\psi_2\rangle &= (|1\rangle + |2\rangle) / \sqrt{2} \end{aligned} \quad (7)$$

という新しい準位を作るであろう。しかもこの新しい準位のエネルギー分裂は、初めの $|1\rangle$ および $|2\rangle$ の間のエネルギー分裂より大きく、しかも放射場が強いほど増大するであろう。このような準位の変化は、「光学的シュタルク効果」と呼ばれるが、今考えている状況は、あまりにも電場が強いために、このエネルギー分裂の増大が数100eVにも達するというような「シュタルク効果」と呼ぶにはあまりにも大きな効果を生じているのである。

このような2準位系が多数あったとすると、異なった2準位系は、放射場をつうじて強く結合してしまい、いつのまにか多準位系になってしまう。さすがに、このような単純化された系については、すでに理論的取扱いもあるが、原子のように、独立に存在する時に必ず連続準位をもつものが、集団として、強い放射場の中におかれたときの問題は、理論的にほとんど取り扱われていない。

筆者の私見により、あえて誤りを恐れずに想像したことは以下のようなことである。まずたとえばカーボンの原子1個を考えよう。これを強い電場の中におくと、すべての電子(6ケ)が、その位置をおおよそ保ったまま核から数10 Åもはなれる

であろう。この移動があまりに早いために6ケの電子は核が存在しなくとも、原子内にあったような球形を保っているであろう。次の瞬間、この6ケの電子のかたまりは再び強い力で核に引きもどされ、通過し、反対側にふられるであろう。もちろん、このような描像は、定常状態としての波動関数の描像ではない。波動関数で表すと、単に電場ベクトル方向にそって核を中心にした電子の雲になってしまうであろう。しかし、ここで重要なことは、電場が非常に強いために、系の分極は古典的な描像に近づいて行き、時間領域で系の変化を波束を用いて記述すると、上記のように表現できるのである。

このようなことをくり返しているうちに、6ケの電子の球の半径は、クーロン反発力で次第に大きくなるであろう。そしてこの半径が大きくなると電子は核の引力を受けにくくなり自由になってくる。自由になってくると電子は“undress”され電場の力を感じにくくなり再び核に近づくのもあるであろうが一般には再束縛されないように思える。実は、この辺のところは全く想像がつかない。ましてや標的の密度が大きくなって、原子と原子の間の結合が放射場を通して強くなっているような場合を想像するのは私の能力を越えている。

いずれにしても、新しい状況において生ずる現象は、未知であるがゆえに興味深いものがある。たとえば、一次元的な鎖状分子で、すべての電子が丁度原子間距離の整数倍だけ分子軸にそって移動した状況などは、考えるだけで夢をかきたてるといえる。もっと根本的には、あの「ビッグ・バン」直後の高密度光子状態は、他の素粒子に対してどのような作用をしたのであろうか。地上の加速器でできる実験では γ 線はきわめて微弱であって、とても高密度 γ 線の状況は作れないであろう。しかし宇宙の生成期にそのような状態があったということは、想像してもよいであろう。いまのところ、現在の電波天文学においては、そのよ

うな証拠は見つかっていないようである。

ここに述べた夢は、地上の放射光を用いて、高密度光子と他の複合粒子との間で何が起きるかについてのシミュレーションという意味合いもあるかも知れない。あえて言えば、高エネルギー物理学や天文学のもつロマンに決して劣らないロマンを持ち得るのではないかと考えている。

4. 最後に非科学的なことを

放射光のコミュニティが(すべてとは言わない。少なくともその一部は)上記のような夢を持っているにもかかわらず、しかもMRの放射光利用計画が一度は、本学会としても推進する計画となったにもかかわらず、高エネルギー・コミュニティとの競合の中で、中断させられようとしている

ことはきわめて残念なことである。

放射光科学はあまりにも「各論科学」と思われているフシがある。そのような面があることを筆者は否定しないが、それを越えて、もっと大きな夢を持っていることを内外にアピールすることが重要であろう。あるいはまた、放射光科学の「応用科学」としての波及効果を強調することも必要なことではあろう。しかし放射光科学のもっとも基礎的なところ、さしあたっては応用や波及効果とはあまり関係のない知的探究の分野にロマンを求めることは、今後、若い世代を放射光科学の分野にひきつけるうえで、きわめて重要なことではないだろうか。これまで講座で述べてきたことがそのような夢をかきたてる一助になれば幸いである。

バックナンバー紹介

講演会テキスト

放射光フォーラム '93 「放射光が拓くミクロの世界」

主催 日本放射光学会

体裁 B5判, 116頁 定価 2,000円(送料込)

内 容

- | | |
|---------------------------|---------------------|
| 1. X線光学概論 | 青木貞雄 (筑波大学物理工学系) |
| 2. X線顕微鏡装置 | 安藤正海 (高エ研PF) |
| 3. X線顕微鏡の応用 (生物観察) | 篠原邦夫 (都臨床医学総合研) |
| 4. LIGA マイクロマシン加工 | W. Menz (独カールスルーエ研) |
| 5. X線望遠鏡光学 (宇宙観察) | 山下廣順 (宇宙研) |
| 6. マイクロビーム (分析への応用) | 二宮 健 (日立中研) |
| 7. X線縮小露光 (超々LSI) | 木下博雄 (NTT LSI研) |

申込先 日本放射光学会事務局 〒112 文京区小石川2-3-4 川田ビル アイオニクス(株)内
TEL 03-3812-0920 FAX 03-3812-3997