

解説

レーザー電子光によるクォーク核物理の研究

藤原 守, 木梨 徹, 堀田 智明

大阪大学核物理研究センター*

Investigation of Quark Nuclear Physics
using Laser-Electron Photons

Mamoru FUJIWARA, Tooru KINASHI and Tomoaki HOTTA

Research Center for Nuclear Physics, Osaka University

Compton back-scattering of a laser beam by the electrons circulating in Synchrotron Radiation (SR) facilities can provide high energy polarized photons. We show a principle of Compton back-scattering and a brief history on applying a high energy photon beam for physics experiment. Recent development of short wave lasers is shown. In the SR ring at the SPring-8 facility, the circulating electron beam can repeatedly collide with an ultra-violet short-wave laser. This condition allows to yield a 1.5–3.5 GeV polarized photon beam with an intensity of about 10^7 /second, which is an excellent probe to investigate the interior of hadrons and to study how quarks and gluons play a role as essential constituents. We review the new possibilities of physics with the Compton back-scattered photons and the current status of nuclear physics project at the SPring-8 facility.

1. はじめに

高強度, 高分解能, 低エミッタンスの高輝度放射光が物性物理, 生物物理その他の物質科学研究に幅広く使用出来る時期が到来しつつある¹⁾。これらの高輝度放射光は 6–8 GeV 級のいわゆる第三世代の放射光源によって実現可能であり, X線領域の高輝度光を使っているままでは実現不可能であった現象が観測できたり, 解析が出来ると期待されている。SR リングからの高輝度光の利用は主に, 電子が磁場中で曲がる時に発生する X線である。この方法は,

1. 単一磁石を用いたもの^{2,3)}
2. Wiggler 磁石によるもの^{4,5)}

3. Undulator 磁石によるもの^{6,7)}

と大別できる。

原子核の研究に用いられる高エネルギー・ガンマ線としては電子が標的物質に当たって発生する制動輻射によるものがあり, 日本では東北大学核理研, 東京大学原子核研究所の電子線加速器施設で実験に用いられて来た^{8,9)}。その他, 飛行中での陽電子と電子の対消滅に伴う高エネルギーガンマ線発生アイデアや, 単結晶中でのコヒーレント光の発生¹⁰⁾の試みもあるが実際の実験に実用されたことはあまりない。

第三世代の高輝度放射光施設では電子ビームが幅 0.2 mm 以下に細く絞り込まれると期待出来

* 大阪大学核物理研究センター 〒567 茨木市美穂ヶ丘10-1
TEL 06-879-8914 FAX 06-879-8899 e-mail Fujiwara@RCNP.OSAKA-u.Ac.jp

る。この良質の大強度・電子線を用いて、高エネルギー・ガンマ線を発生させる方法として電子とレーザー光子の逆コンプトン散乱によるものがある。

電子がほぼ静止している時のコンプトン散乱現象はコンプトン散乱として良く知られており、またその微分断面積はクライン・仁科の式として多くの教科書に紹介されているのでいまさら、その原理を解説するまでもない。しかし、電子が光速にきわめて近いスピードで走り、その電子に光が正面衝突する場合はどうであろうか？ じつは、この場合はローレンツ収縮効果によって我々が古典力学から類推する以上に反跳された光は、すごいエネルギーを獲得するのである。

40年以上も前に知られていた、この相対論的反跳効果は、近年のレーザー技術とSRリングでの低エミッタンス・高エネルギー電子ビームとをうまく組み合わせ、原子核の構成要素である陽子や中性子の内部構造を調べるための高エネルギーガンマ線ビーム発生機構として用いられる。

レーザー光と電子のコンプトン散乱・光子によって得られる準単色光はレーザー光の偏光の性質をそのまま保持し、高偏極のものが得られる。

このような物理的利点に注目し、わが国が世界に誇る高輝度放射光施設「SPring-8」ではレーザーと8 GeV 電子の逆コンプトン散乱による高エネルギー・偏極光子ビームを発生させ、クォーク核物理実験を行う研究計画が実施されようとしている。

本解説では、高エネルギー電子とレーザー光との衝突で発生できる高エネルギー光（レーザー電子光）の発生と、展開できる物理の可能性を議論したい。

2. 逆コンプトン散乱

2.1 逆コンプトン散乱の歴史

高エネルギー電子ビームに、レーザー光を入射し、電子と正面衝突させるとコンプトン散乱が起

こる。静止している自由電子の場合と違い、蹴飛ばされた光子は電子から信じられないほど大きなエネルギーをもらう。この現象の可能性は Feenberg と Primakoff によって1948年に指摘された¹¹⁾。1963年に Milburn と Arutyunian らは独立に、大強度のレーザー光と高エネルギー電子ビームとの衝突によって高エネルギーガンマ線がどれくらいの強度で実験的に得られるかを評価した^{12,13)}。彼等は最大で 10^4 個/秒の高エネルギーガンマ線が実験室で得ることが出来、素粒子実験に使用可能であると結論づけた。

マイマンによるレーザーの製作が1960年であり、この年代ではレーザー強度も不十分であったことを思い起こすならば、この時期で下した結論は合理的であった。その後、逆コンプトン散乱過程による高エネルギーガンマ線を素粒子実験で利用したのはアメリカ・SLACのグループで、ルビー・レーザーと電子の散乱によって発生した高エネルギーガンマ線を水素泡箱に照射し、GeV領域での陽子による光子吸収の全断面積を4.7 GeV まで測定した¹⁴⁾。

その後、高エネルギーガンマ線発生には電子線を標的原子核ターゲットに照射し、制動輻射による連続ガンマ線を発生させる手法を用いるグループが主流を占めるようになり、逆コンプトン散乱による高エネルギーガンマ線が原子核・素粒子実験に用いられる事は無かった。

1983年ごろ、Sandorfi ら¹⁵⁾はレーザー技術の飛躍的發展に目をつけ、ブルックヘブン国立研究所に出来た、2.5 GeV 放射光リングに原子核研究用の「レーザー電子光施設 (LEGS)」を設置し、ガンマ線による中間エネルギー領域での光核反応の実験研究を開始した。わが国、日本では1984年に電子技術総合研究所の電子蓄積リング(200-800 MeV) を用い逆コンプトンの手法でガンマ線(1-20 MeV) の発生実験を継続的に行って来た。1975年ごろからこの研究の将来性に着目した富増多喜夫博士が山崎鉄夫博士らと行って

来た基礎技術開発研究が花ひらいてきたものである¹⁶⁾。現在、偏極ガンマ線を用いて、原子核のE1 遷移、及びM1 遷移の研究を行っている¹⁷⁾。また、強い単色ガンマ線発生に着目し、太陽中心部で起こっている光核反応を地球上で再現して、太陽熱発生の機構を探ろうという天体核物理などの応用研究も開始されている¹⁸⁾。

フランスでは、グルノーブルの6 GeV 放射光施設での計画が1994年から稼働を開始している。残念ながら、これらの計画での電子エネルギーはSPring-8の8 GeV に比べて相対的に低い電子ビーム・エネルギーであるため、3.5 GeV までの高エネルギー・ガンマ線は得られない。世界の各地で計画されているガンマ線による中間エネルギー領域での素粒子・核物理実験プロジェクトを表1に示す。

超伝導線形加速器を用いて電子線による21世紀のアメリカの核物理を開拓しようとの意気込みで作られた、CEBAFの4 GeV ビームを用いても高エネルギー・ガンマ線は発生できるが、100%の偏極光は得られない。したがって、後述するSPring-8での「レーザー電子光によるクォーク核物理計画」を早期に実現することが出来たならば、この物理実験分野でわが国はトップレベルにたつことができる。

2.2 逆コンプトン散乱の運動学

Synchrotron Radiation (SR) リングに蓄えら

れた高エネルギー電子(質量 m) にレーザー光子を正面から入射し、電子と正面衝突させると、逆方向に光が跳ねかえされる。この現象を逆コンプトン散乱という。

正面衝突で反跳されたレーザー光は相対論的効果により、もともと持っていた波長が圧縮され、高エネルギー光子に変換されるわけである。英語名として極めて長い名前(Compton Backscattered Laser-Induced Photon)が通常用いられているが、日常的に呼称するには極めて不便である理由から、我々は便宜的に「レーザー電子光」と呼んでいる。レーザー電子光発生概念図を図1に示す。

入射レーザー光と反跳されたレーザー電子光のエネルギーの関係は、エネルギーの保存則と運動量の保存則を用いて容易に導ける。入射電子の全エネルギー E_e 、運動量 \vec{p}_0 、反跳電子のエネルギー E'_e 、レーザー光子のエネルギー ω_0 、反跳された高エネルギーガンマ線のエネルギーを ω とす

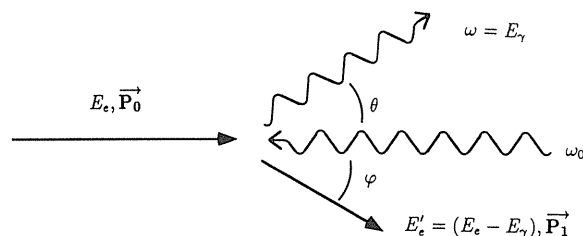


Figure 1. Compton-back-scattering in the laboratory frame.

表1 原子核・素粒子物理のために GeV 領域光ビームでの実験を計画中あるいは建設中の施設

研究所	電子線エネルギー	ガンマ線エネルギー(最大)と性能	特徴
西播磨 SPring-8	8.0 GeV	3.5 GeV 強度 10^7 100%偏極光	逆コンプトン光, 偏極実験, クォーク核物理
アメリカ BNL-LEGS	2.5 GeV	0.3 GeV	逆コンプトン光, 4 励起の物理, 原子核の巨大共鳴
フランス ESRF	6.0 GeV	1.5 GeV	逆コンプトン光, クォーク核物理
アメリカ CEBAF	4.0 GeV	3.0 GeV	制動放射光 クォーク核物理

れば,

運動量の保存則:

$$\mathbf{p}_0 - \omega_0 = \mathbf{p}_1 + \omega, \quad (1)$$

エネルギー保存則:

$$\omega_0 + \sqrt{p_0^2 + m^2} = \omega + \sqrt{p_1^2 + m^2}, \quad (2)$$

ベクトルの内積:

$$\mathbf{p}_0 \cdot \omega_0 = p_0 \omega_0, \quad (3)$$

$$\mathbf{p}_0 \cdot \mathbf{p}_1 = p_0 p_1 \cos \phi, \quad (4)$$

$$\mathbf{p}_0 \cdot \omega = p_0 \omega, \quad (5)$$

$$\omega_0 \cdot \omega = \omega_0 \omega \cos \theta, \quad (6)$$

を用いることにより, 容易にレーザー電子光, 蓄積リングでの電子のエネルギー, 入射レーザー光のエネルギーの関係を得る。

$$\omega = E_\gamma = \frac{p_0 \omega_0 + \omega_0 \sqrt{p_0^2 + m^2}}{\omega_0 + (\omega_0 - p_0) \cos \theta + \sqrt{p_0^2 + m^2}}. \quad (7)$$

ここで, 入射電子のエネルギーが高い場合, 反跳ガンマ線はほぼ180度に散乱されるので ($\theta \approx 0, m^2/p_0^2 \ll 1$), 次の近似が成り立つ。

$$\sqrt{p_0^2 + m^2} \sim p_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{m^2}{p_0^2} \right), \quad (8)$$

$$p_0 \sim E_e. \quad (9)$$

これから, レーザー電子光のエネルギーが散乱角度の関数として求まる。

$$\omega = \frac{4\omega_0 E_e^2}{m^2 + 4\omega_0 E_e} \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{E_e^2}{m^2 + 4\omega_0 E_e} \right) \theta^2} \right) \quad (10)$$

上記で得られた式はローレンツ因子 $\gamma = E_e/mc^2$ が極めて大きい場合 (例えば, 8 GeV 電子の場合は $\gamma = 16000$), 良い近似となっている。

コンプトン散乱の全断面積はレーザー光の振動数にほぼ無関係な Thomson 散乱の公式によって与えられ,

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} (r_e)^2 = 0.66 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (11)$$

である (r_e は古典電子半径 $2.8 \times 10^{-13} \text{ cm}$)。

したがって, 逆コンプトン散乱によって良質の高エネルギー光子を得るには,

1. 電子のエネルギーが高い (E_e^2 に比例),
2. レーザーのエネルギーが高い,
3. 電子ビームのエミッタンスが良いこと,

の3要素が必要である。ローレンツ収縮効果のため, 高エネルギー電子によるレーザー電子光は電子の進行方向に集中する。このため, 現実には反跳されたレーザー電子光は入射レーザーの方向にはほとんど依らず, 高エネルギー電子ビームの進行方向への反跳が起こる。

この時, 直線偏光または円偏光のレーザー光を使用することにより, 偏極ガンマ線を容易に得ることが出来る。ガンマ線のエネルギーは電子のエネルギーの二乗とレーザー光のエネルギーに比例する。高エネルギーのガンマ線を得るには, 短波長のレーザー光と高エネルギーの電子ビームが必要になる。

特に, 電子のエネルギーは重要なファクターで, 例えば, レーザー光として 351.1 nm (3.53 eV) のアルゴンレーザーを用いると, 電子エネルギーが 2.5 GeV, 6 GeV の時のガンマ線のエネルギーはそれぞれ 0.3 GeV, 1.5 GeV なのに対して, 電子エネルギーが 8 GeV の時には, 2.49 GeV のガンマ線が得られる。

逆コンプトン散乱で作られるガンマ線のエネルギーには式(10)によって与えられる角度依存性

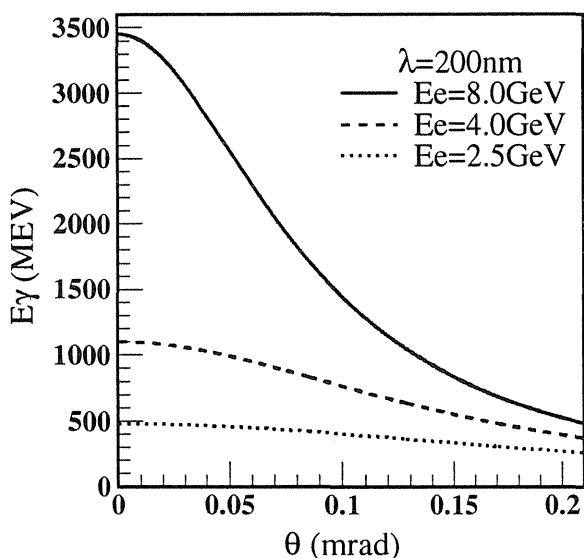


Figure 2. Relation between the scattering angles and the energies for the Compton back scattered photons. The wave length of the incidence laser is 200 nm. The cases of 8.0, 4.0 and 2.5 GeV electron beams are presented, respectively. The direction of the electron beam is defined as 0° .

がある。電子エネルギーが小さいときには、ガンマ線をコリメートして精度の良い単色ビームを得ることが出来る。しかし、電子エネルギーが高くなると、ガンマ線は電子の進行方向の狭い角度に集中するようになる(図2)。電子ビームのエネルギーが高い場合に反跳されたレーザー電子光がどのように前方(電子ビームの進行方向)に集中するかを、具体的に理解するために8 GeV, 4 GeV, 2.5 GeVの電子に波長200 nmの紫外光を正面衝突させた時の散乱レーザー電子光の散乱角度を示した(図2)。

電子エネルギーが8 GeVの時には、0.1 mradの散乱角度のなかに、1.5 GeVから3.5 GeVまでのエネルギーをもつレーザー電子光が集中する。100メートル離れた距離に実験装置を設置したとしても、ターゲットでのレーザー電子光の広がりはいずれも1 cm程度である。また、生成される光子のエネルギーはその最大値と最小値の間ではほぼ平らに分布する。この様子を図3に示す。もちろん光はコンプトン散乱で得られるのであるから、光子のエネルギーは散乱角度に依存してい

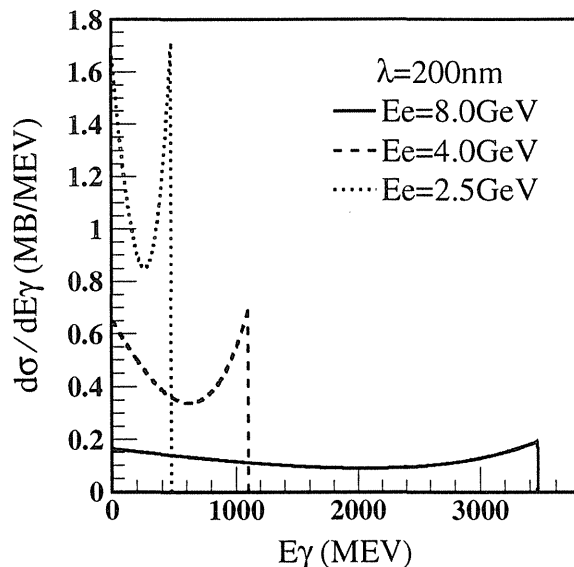


Figure 3. Energy distribution of the Compton back scattered (BCS) photons. The BCS photons are assumed to be scattered at zero degrees.

る。高エネルギー・ガンマ線は正面衝突の時に発生し、大角度散乱のものは低エネルギーとなる。8 GeV電子ビームの場合は1 GeV以上の高エネルギー・ガンマ線はほぼ0.1 mradの狭い前方角に集中する。

さて、問題は逆コンプトン散乱によって得られる強度である。これは、入射レーザー光の強度に依存するが、大型放射光施設でのSRリングへの電子ビーム入射間隔を10時間以上とし、レーザー電子光での原子核・素粒子実験以外の実験を支障なく遂行するためにはレーザー電子光の強度は 10^7 個/秒が上限である。但し、現在、レーザー光強度には実用上の制限は無い。必要ならば大強度レーザーの導入も可能となるであろう。

図4, 5にレーザー電子光の直線および円偏光に関するエネルギー依存性を示す。100%に近い偏光度の光子が得られるのが、逆コンプトン散乱の手法によるガンマ線発生の特徴である。これは、制動放射の方法では決して得られないユニークな特徴である。ガンマ線を原子核・核子に照射し、偏極度を測定する場合の測定精度は一般的に、強度(I)とその偏極度(P)の2乗に比例

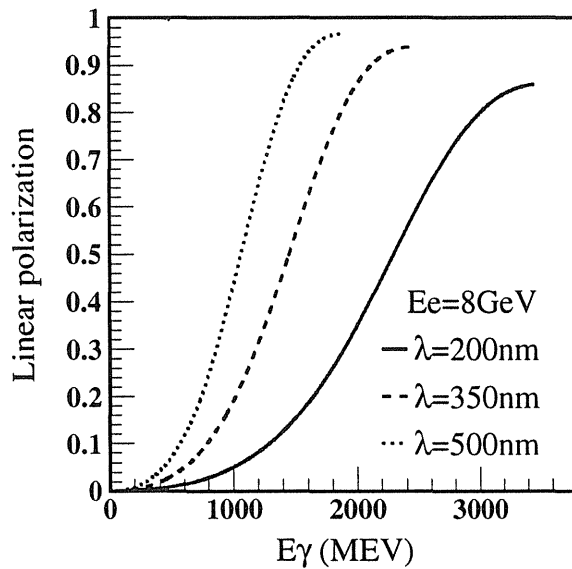


Figure 4. Linear polarization of the CBS photons. Laser lights are assumed to be completely polarized.

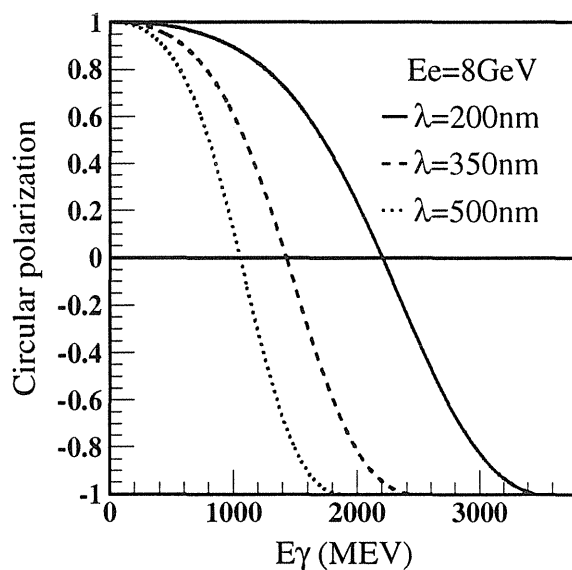


Figure 5. Circular polarization of the CBS photons. Polarization of laser lights are assumed to be +1.

するので、精度良い実験を目指す時、偏極度が高い事は決定的に重要になる。

アメリカ・ブルックヘブン国立研究所で世界で初めて本格的な「レーザー電子光」施設を建設し、中間エネルギー領域での光核反応の研究を進めている A. Sandorfi 教授によれば、レーザー照射によって他のビームコースの実験研究に支障が生じたことは全く無いとのことである。但し、加速器

側の好意で SR リング内で周回する電子ビームの寿命がテレビモニターに表示されており、ビーム寿命が減少すると近辺の研究者から冗談まじりに「あまり、ビーム寿命を短くしないでネ」などと笑って声をかけられる事があるようである。

2.3 コンプトン散乱にまつわる話題

ここでコンプトン散乱にまつわる最近の物理実験の話題を一つ取り上げよう。電子と光子の散乱では1個の光子は放出・吸収される過程に加え、量子論では光子が2個以上放出・吸収される過程も許される。吸収・放出過程は

$$e + \omega \Rightarrow e' + \omega' + \omega'' + \dots, \quad (12)$$

$$e + n\omega' \Rightarrow e' + \omega'' \quad (13)$$

と書きあらわせる。ここで、前者の過程は良く知られている多重コンプトン効果である。これは典型的な量子効果であり、むかしから“赤外発散の問題”という量子論特有の重要問題もからみいろいろ議論を呼んできた。radiative correctionの問題もあり、取扱いがきわめて困難である。興味のある読者は有名な教科書「輻射の量子論」(ハイトラウ・吉岡書店)¹⁹⁾を読まれることを薦める。単純に考えれば、2重コンプトン過程は1次のコンプトン過程に比べて微細構造定数 $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ だけ小さい確率でおこる。2重コンプトンもしくは多重コンプトン過程が理論の予想通りになっているかは量子論のきわめて良いテストになると長年指摘されていたが、精度の良い実験はなかなか現われていないのが実情である。

放射光施設での電子ビームとレーザー光との逆コンプトン散乱では10⁷/秒もの通常の1次コンプトン散乱が起こり、レーザー電子光が取り出せる。果たして、2次、3次の逆コンプトン散乱光は検出されるのだろうか。実験的な試みは未だ無い。図6に3次のコンプトン散乱のファインマン図を示す。

2次の逆コンプトン光は1次のものに比べて1/

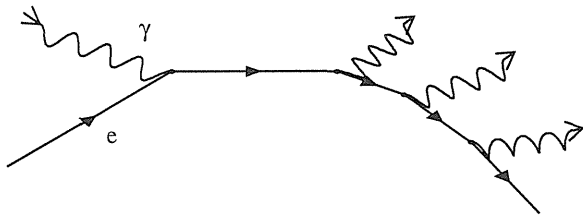


Figure 6. Diagram for triple Compton photon emission. One photon is absorbed by an electron and three photons radiate.

137の割合, 3次のは $1/(137)^2 = 5.3 \times 10^{-5}$ の割合で発生すると考えられ, 実験装置の工夫しだいでは, 逆散乱コンプトン光のエネルギー分布およびその相関関係を測定することが出来る。

自由電子による2次のコンプトン散乱についての理論的取扱いは, Jauch と Rohrlich により詳しく紹介されている²⁰⁾。逆コンプトン散乱の場合にはローレンツ収縮の効果を考えれば現存する理論計算を少し変更するだけで結果は得られるであろう。量子力学の諸問題は基本的には解けるであろうと期待できるが, 赤外発散を含む多重コンプトン散乱の実験と理論を比べてみるのは楽しいことではなかろうか? 理論的な真空の概念も QED と QCD では違い, 面白い発展も期待出来るであろう。

つい最近, Bula 達はスタンフォードの電子線形加速器からの46.6 GeV 電子ビームに1054 nm の波長を持つ大強度のレーザー光 (約 10^{18} W/cm²) を照射し $e + n\omega' \rightarrow e' + \omega''$ の多重光子吸収を4次のオーダーまで確かめた²¹⁾。データの質を向上させる必要があるが, 実験精度の向上はまだまだ期待できる。

3. レーザー技術の進歩

紫外線レーザー発生は, 高エネルギー・レーザー電子光を得るための必須要件である。近年の紫外線レーザーの開発は, 大集積度半導体超 LSI 製作に必要な基礎リソグラフ技術開発の一環として進められている。また, この技術は, 光計測,

医療, レーザーを用いた慣性核融合, マイクロマシンの超微細加工, 新素材開発など幅広い分野で応用が期待されている。紫外線レーザーにとっての重要な技術発展は,

1. 良質な非線形光学結晶の開発,
2. 吸収率 10^{-6} にせまる光学ミラー技術,

であろう。これらの技術発展によって, 我々, 核物理実験に必要な短波長レーザーが入手可能となっている。

特に, 非線形光学結晶の開発はわが国でも極めて活発な研究アクティビティがあり, 大阪大学などでもセシウム・リチウム・ホウ素酸化物 (CLBO), バリウム・ホウ素酸化物 (BBO) などの波長変換結晶での短波長レーザーの研究が精力的に行われている。この技術は, わが国, 日本が最高の技術を誇っている分野である。

短波長レーザーは, 半導体の超微細加工や材料の表面加工などの用途に使われる目的で開発されているが, この最先端技術が, 我々の目的とする, 高エネルギーガンマ線発生に直接に応用できる。

最近, 大阪大学電子工学科佐々木グループでは, 赤色レーザー光を紫外光に高効率で変換出来る新しい波長変換結晶を開発した^{22,23)}。新結晶はセシウム・リチウム・ホウ素酸化物 (CLBO) と呼ばれる。すでに, この CLBO 結晶は YAG レーザーの4倍および5倍高調波発生に高効率で用いられる事が実証されている。我々は, SPring-8 での実験装置完成までに, この CLBO 結晶を用いて, 小型で大出力の紫外線レーザー装置が出来るように開発研究を進めつつある。すでに, 佐々木グループは核物理研究センターとの協力で, この紫外線レーザー装置開発に着手している。波長領域として200 nm までのレーザーが数ワット得られる可能性もある。200 nm の波長はレーザー光子エネルギーにして約 6 eV となる。この紫外線レーザー装置と SPring-8 放射光施設の 8 GeV 電子ビームを組み合わせれば, レーザ

一電子光のエネルギーは一挙に3.47 GeVとなる。

ブルックヘブン国立研究所でも紫外線レーザーの研究は長年にわたり発展させられている^{24,25)}。ブルックヘブングループはLBO(リチウム・ホウ素酸化物)とBBOを組み合わせて6.5ワットの紫外線レーザー出力(263 nm 波長で2.9ワットと527 nm で3.6ワット)を得ている²⁴⁾。紫外線レーザー光がどのような仕組で作られるかを示すためにブルックヘブングループが1990年に考えたレーザー・リング装置の概要を図7に示す²⁴⁾。

基本的な考え方は光学ミラーに閉じ込められた長波長光を非線形結晶で高次高調波(2ω , 3ω , 4ω , ...)に高効率で変換することである。ここでは、非線形結晶素子が熱負荷に対して歪の少ないこと、また光学ミラーの反射率のきわめて高い事などが必須条件である。

ブルックヘブングループは1997年には、この紫外線レーザーと2.5 GeV 電子ビームを衝突させ、少しでもエネルギーの高いレーザー電子光(約400 MeV)を得るため、現在、精力的な開発研究を進めている。日本側の我々としては、もちろん、SPring-8での研究の一貫として阪大の開発したCLBO大型結晶を使用すべく研究協力関係を強化しつつある。

4. 高エネルギーガンマ線を用いた物理

SPring-8の8 GeV 電子ビームを用いた、レーザー光とのコンプトン散乱により、1~3.5 GeV 領域で100%近く偏極したフォトンビームが得られる。この施設でのクォーク核物理研究は世界でもユニークであり、計画中の現時点でも世界の研究者の関心をひきつけつつある。1~3.5 GeV 領域は核子の励起準位が離散的に現れるエネルギー領域であり、電磁的プローブを用いた研究はクォークの関わる物理の研究に決定的な威力を発揮すると期待出来るからである。

SPring-8での実験では、偏極した高エネルギーガンマ線と核子内のクォークとの衝突現象、及びクォークのノックアウト現象が観測されると期待される。偏極現象測定は、クォークの関与する物理を解明するための有力な武器となる。研究計画として、以下のようないろいろな実験課題が検討されている。

1. 核子中の $s\bar{s}$ 成分の検出

陽子と中性子の磁気モーメント比(μ_n/μ_p)をクォーク模型で計算すると $-2/3$ となり、実験値 -0.685 と驚くほど一致していることはクォーク模型の強いよりどころであった。しかしながら、最近の欧州原子核研究所(CERN)の偏極レプト

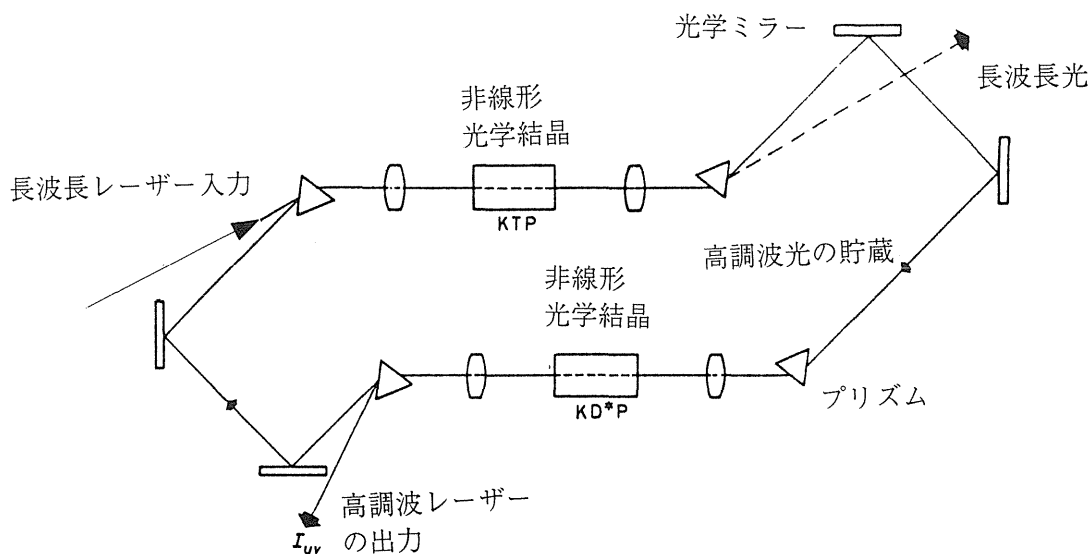


Figure 7. Basic Scheme for the laser ring cavity designed at Brookhaven National Laboratory.

ン核子深部非弾性散乱の実験は、核子スピンのクォークスピン構造について、「核子スピンの、10%以下のクォークスピンの寄与が存在するのみ、ストレンジクォークの寄与が10%から20%存在する。」という驚くべき結論をもたらした^{28,29,30}。これは、核子内部構造の謎にあらためて大きな疑問を投げかけている。また、最近のQCD理論では、核子の内部は簡単な描像で理解することは不可能でクォークとグルーオンの渦巻く混沌とした状態として核子を記述する方が現実に近いのではないかと、という議論もある。

ϕ 中間子(質量1020 MeV)は $s\bar{s}$ の波動関数を持ち、理想的な反ストレンジ・クォーク-ストレンジ・クォーク対構成の中間子である。偏光GeV光ビームで偏極核子中の $s\bar{s}$ 成分をノックアウトすることにより発生する $s\bar{s}$ 中間子、 ϕ を測定することにより、「核子内部のストレンジネス密度」を測定することができる。特に、光子-核子間のヘリシティ平行散乱と反平行散乱の断面積の非対称度などの偏極量に依存する断面積の非対称性の測定は、ストレンジネス密度に敏感である。

この実験の有用性をより易しく理解してもらうために、1-3.5 GeVの偏極ガンマ線を用いて、 ϕ 中間子を生成する時の2つの典型的な場合を図8に示す。図8a)は、光子が中性ベクトル中間子 ϕ に変化し、その後、核子とのポメロン交換(多重グルーオン交換)によって散乱される過程である。ポメロンは真空と同じ量子数を持つことから、この場合は、核子のスピンに関する情報は生成された ϕ 中間子には影響を与えない事が容易に想像出来る。図8b)は核子(陽子)の中にある $s\bar{s}$ 成分をガンマ線が叩き出す過程を表わしている。この場合は、 $s\bar{s}$ クォーク対は uud クォークと合わせて、もともとの陽子を構成している要素なので、図8a)とは異なり、叩き出された $s\bar{s}$ はもともと結合していた uud クォークの性質との関連を持っている。即ち、 $s\bar{s}$ クォーク系の量子数は

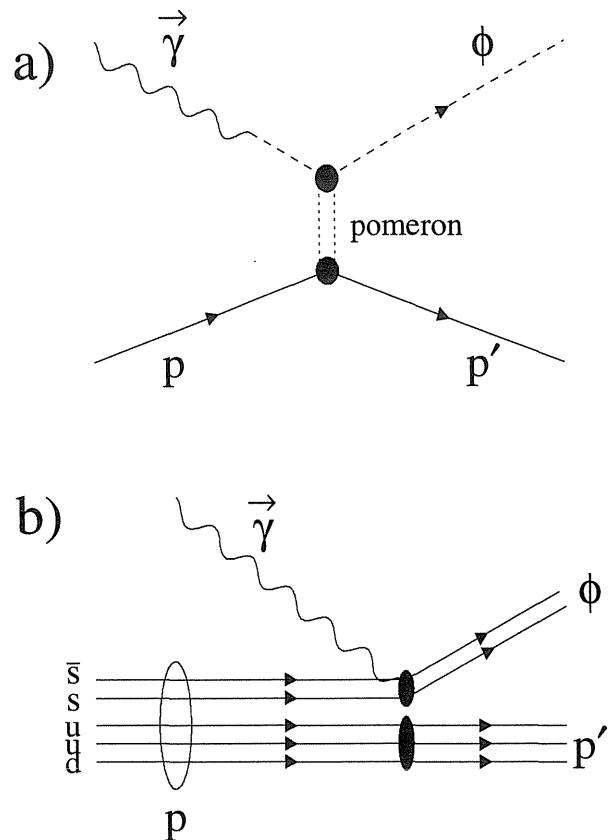


Figure 8. Diagrams of the ϕ -meson photo-production processes. a) The ϕ -meson production in the vector dominance model; The incident photon mixes into the ϕ -meson and then scatters from the nucleon through the exchange of a Pomeron. b) The knockout process of the strange quark anti-quark pair $s\bar{s}$ from the nucleon.

uud クォークの量子数と合わせて全体で核子の量子数に等しくならなければならない。ところで、我々が観測したいものは核子中に存在する $s\bar{s}$ クォークを叩き出す図8b)の過程である。但し、ガンマ線による ϕ 中間子生成では図8a)の過程が支配的であると予想される³¹ため、如何にして過程b)の存在を検証するかに焦点が絞られる。

SPring-8で計画される実験では、偏極ガンマ線と偏極核子標的を有効に使い、過程a)と過程b)の干渉効果に敏感な偏極測定量を観測し、核子内の $s\bar{s}$ クォーク成分を極めて鋭敏に検知しようとしている。

ロシアの理論家 Titov らはこの効果をクォーク模型を使って評価した³¹。彼等の計算結果では、2 GeV 付近でのガンマ線による偏極量測定実験

では、干渉効果によって、0.3%の $s\bar{s}$ 成分を抽出も可能であると結論付けている。

2. Baryon の変形とバリオン・スペクトル(クォーク波動関数)の研究

バリオンの励起状態の分光学的研究は GeV 電子光により開かれると考えられる有望な研究である。クォークの閉じ込めを引き起こす QCD 真空から作られるハドロンの励起状態を明らかにする分光学的研究は、ハドロン構造、QCD 真空を理解するユニークな手法である。

クォークとグルーオンの多体系である核子及びハイペロンの励起状態は、原子核の場合と同様に変形している可能性がある。この変形効果による特有なバリオン励起状態がスペクトラムに現れている。GeV 光を用いて調べたいバリオンをクリーンに励起し、励起バリオンからのガンマ崩壊、メソン崩壊を調べる。これら崩壊の精密測定はバリオンのクォーク・グルーオン構造、ひいては QCD 真空の解明の大きな情報となる³²⁾。

3. GDH (Gerasimov, Drell-Hearn) 和則の検証

スピン1/2のクォークによるスピン1の実光子の吸収過程では特徴的なガンマ線吸収選択則が現れる。核子に対するガンマ線吸収断面積のエネルギー積分を核子のスピンを光子のスピんと平行、反平行の場合について測定する。この時に予測される GDH 和則値^{33,34)}は「核子のスピンの起源」と関係した重要な測定量である。今日、物理学の中で最も興味のある課題の一つ「核子のスピンの起源」の謎にせまり、QCD の理解を深める研究となる。また、1.5~3.5 GeV の光子による実験値はクォークを基礎とした理論のモデルの厳密なチェックとなる³⁵⁾。

GDH 実験と相補的な実験は偏極ガンマ線による陽子のコンプトン散乱実験である。偏極ガンマ線と偏極陽子ターゲットの場合の前方コンプトン散乱はすでに、ゲルマン³⁶⁾らによって与えられ、陽子磁気モーメント、陽子内での電荷分布に関係

付けられることが分かっている。ガンマ線の波長が核子サイズ (1.2×10^{-13} cm) よりもっと小さくなった時、ガンマ線は陽子内の電荷分布の詳細を見ることになる。したがって、1.5~3.5 GeV 領域でのコンプトン散乱の断面積、偏極分解能測定は核子の微視構造の詳細な情報を与えることになる。

4. 重陽子の光分解によるクォーク模型のテスト

重陽子光分解反応は、核子・核子間相互作用(強い相互作用)の本質を見極める意味で最も簡単かつ重要な反応である。歴史的にも古くから実験が行なわれている。但し、エネルギーが GeV 以上の領域では精密実験は無い。1~3 GeV のエネルギー領域は、核力の古典的なメソン描像から QCD の必要となるクォーク描像へと移行する領域である。偏極現象測定の実験結果は、2つの描像の接点を記述する理論の適用範囲の厳しいチェックを促すことになる。2~3 GeV 領域での偏極フォトンによる実験が可能な施設は世界中で SPring-8 のみであり、特徴のある実験となる。

5. Glue ball (DGL 理論 : Dual Ginzburg-Landau 理論) の探索

クォーク核物理にとって最大の課題は、クォークがいかにかしてハドロン内部に閉じ込められているかという問題である。近年、注目されている理論は、超伝導状態でのマイスナー効果に双対な機構によるものとする DGL 理論である^{37,38,39)}。DGL 理論ではクォーク閉じ込めに直接関わる粒子が出現し、そのグルーボールは約 1.5 GeV の質量をもち $J^P=1^+$ の量子数を持つ⁴⁰⁾。さらに QCD ヒッグズ粒子として 0^+ のグルーボールの存在も予言される。これら閉じ込め機構に関わる粒子の探索は閉じ込め機構の解明に本質的に重要である。

6. 核媒質における中間子質量、振る舞いの研究

核子や中間子は原子核中でその質量を変化する

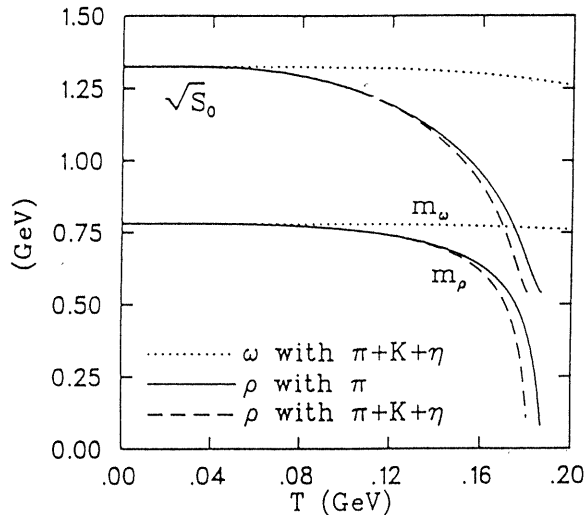


Figure 9. Temperature dependence of ρ and ω mesons.

と予想されている。これは、カイラル対称性の自発的破れを伴う QCD 理論の特徴である。温度の上昇或いは核子密度の上昇に伴いカイラル対称性が回復することにより、ほとんどのハドロンの質量が変化することになる^{41,42)}。図 9 は、ベクトル中間子 ρ と ω の質量が原子核内の温度によってどのように変化するかを計算した例である⁴³⁾。

GeV 光ビームを原子核に照射すれば、光生成反応により原子核内でベクトル中間子を豊富に生成することが出来る。生成された中間子の崩壊粒子を捕らえることにより中間子の核内での質量変化を精密に測定し、カイラル対称性の自発的破れの機構が検証出来る。もちろん、同様な研究はハドロン・ビームを用いた中間子生成実験でも可能であるが、実験条件としてガンマ線によるものが有利か、ハドロンによるものがより有利かどうかは明らかでは無い。山形大学・清水グループは、偏極ガンマ線によるベクトル中間子生成と電子・陽電子対の測定が最もきれいなカイラル対称性の自発的破れの機構の証拠を与えられる可能性に着目し、SPring-8 での研究計画を推進している。

7. 偏極フォトンによるハイパー原子核の研究
高エネルギー GeV 光は (γ, K) 反応によりハイパー核を作ることが出来る。この方法は従来の

(π, K) , (K, π) 反応と相補的である。光の偏光を利用して、偏極ハイパー核を作る。そこからの弱崩壊の研究は原子核内部でのフレーバー変化弱相互作用を明らかにする。カイラル対称性の回復、原子核内でのクォーク閉じ込め等の予期現象を明らかにすることが出来る。

SPring-8 での偏極光子での偏極現象測定の実験は、陽子などのハドロンのクォーク・グルーオン構造がどうなっているかという素朴な疑問に答を出せる重要な実験の一つである。GDH 和則の検証実験は直接的に陽子スピンの性質と結びつく実験であり、世界のレプトン加速器で競って実験が企画されている。また、偏極光子による ϕ 中間子生成と、その崩壊の偏極現象測定は陽子中の $s\bar{s}$ 成分検出に極めて感度の高い実験になるであろうと理論的に予想されている。これらのテーマでの実験結果は世界の科学者の注目を浴びることになる。

クォーク核物理理論の発展は素晴らしいものがある。QCD 有効理論を用い、バリオン（核子の励起状態）構造が議論されているようになってきている。2 GeV 以下の 1.7 GeV 付近にグルーボールが存在するらしいことも最近の LATTICE QCD の計算結果で予言されている。

原子核物理では、原子核の励起準位が 1940 年代に続々と発見され、陽子・中性子の集合体として原子核準位を理解し、かつ、核分光学的手法で、より精密な原子核準位の構築を行ってきた²⁶⁾。

クォーク・グルーオンの集合体として核子をとらえ、その励起モードを理解し、集団的運動を予測する理論も現れつつある。過去、原子核の分光学的研究で原子核の励起準位が実験的に整理整頓され、原子核物理が大いに発展した^{26,27)}。

バリオン分光学が、さらに発展した延長線上で、我々は核子（クォーク）の運動の基本的理解に到着することが出来るだろうか？ 原子核の運動をクォークを基礎とした理論から出発し、その

接点の上で理解出来るのだろうか？ これらの疑問を解決する糸口を見つける新実験が SPring-8 で行える。

5. おわりに

逆コンプトン散乱による高エネルギー光子を核物理研究に用いるアイデアは1980年代に欧州原子核研究所 (CERN) で22~91 GeV の電子-陽電子のコライダーの建設計画 (LEP) が議論された当時から議論されている⁴⁴⁾。1991年には、イタリア・フランスのグループがフランス・グルノーブルに完成する ESRF (最大電子エネルギー 6 GeV) での高エネルギーガンマ線による実験を提案し、現時点で実験が稼働状態になった⁴⁵⁾。残念ながら、フランスで得られるガンマ線のエネルギーは 2 GeV 止りであり、SPring-8 での 3.5 GeV には、およばない。

日本の過去のフォトン・レプトンビームによる物理研究の水準は極めて高かった。原子核研究所の電子シンクロトロンは放射光リングの生みの親となり、放射光分野とガンマ線による原子核・素粒子研究をリードした。また、東北大学核物理学研究施設の電子線ライナックによって原子核の「巨大共鳴の研究」など、原子核物理研究の重要な一分野において世界をリードする時期を築いた研究もあった。残念ながら、原子核研究の主流がハドロンビームによるものとなったために、我が国でのフォトン・レプトンによる素粒子・原子核の研究環境は遅れてしまった。一方、素粒子物理の研究は、ますます高エネルギー大型化の方向に傾き、すでに、クォークの集合体としての核子及び核子の励起状態を研究する方向には無い。

この様な日本の情勢にあって、高輝度大型放射光施設 SPring-8 での高エネルギー電子とレーザー光子の正面衝突による「レーザー電子光」は新しい放射光源として有用となっている。この方式の高エネルギー・ガンマ線発生は電子ビームのエネルギーが高くなればなるほど有利に働く。8

GeV 電子と 200 nm の波長を持つ紫外光では 3.5 GeV までの高エネルギーガンマ線が発生できる。また、赤外線レーザーを用い、10 MeV 程度のガンマ線を発生させ、原子核の E1, M1 共鳴を研究する検討も行われている。

レーザー光と電子ビームの光の吸収・放出過程は電磁量子力学の必要となる基本過程である。多重コンプトン過程の精度良い実験的測定は今だに行われていないので、逆コンプトン過程での実験が望まれる。

高エネルギー「レーザー電子」光の波長は核子サイズ (直径・約 1.2×10^{-13} cm) よりはるかに小さくなり、核子のなかで運動しているクォークと作用するようになる。これが、第3世代の大型放射光施設において原子核・素粒子実験を行う強い動機である。

「レーザー電子光によるクォーク核物理」の研究は、全世界の核物理研究者が大型放射光施設 SPring-8 で JASRI (高輝度光科学研究センター) の協力のもとで、物質の極微の世界の根源である核子の構造を探る研究である。これは、文部省、科学技術庁という省庁の枠を越え、我が国、日本の最高技術水準を用い、ほぼ 100% 偏光した高エネルギー光を十分に利用し偏極現象測定によって、「クォーク核物理」研究を進めようという計画である。偏極現象測定による実験結果を出そうというのが世界にかつて無かったユニークな特徴であり、SPring-8 リングの性能を最大限に引き出せる。

この、魅力あふれた研究を実現しようとの意気込みで、現在、全国の 40 名以上の研究者との協力と SPring-8 側研究者の協力で計画が実現に向かっている。科学の発展とは本来、狭い学問分野に閉じこもらず既成概念を突き破り、研究分野を越えて伸びて行く性質を持っている。SPring-8 での広い意味の放射光を用いた原子核物理実験が、研究分野を越え国際協力研究を生み育て、多くの研究分野間の研究協力のモデルとして発展し

ていくことを願っている。

6. 謝辞

本原稿執筆は大橋裕二博士の推薦が動機である。レーザー関係のいろいろな知識はおもに、佐々木孝友博士、森 勇介博士および阪大レーザー研・三間センター長との会話によるものである。SPring-8 大型放射光施設・上坪宏道博士には「レーザー電子光によるクォーク核物理」計画立案当初から暖かい励ましを頂いた。深く感謝いたします。核物理研究センター・江尻宏泰センター長には、研究計画全般にわたる有益な助言と討論を頂いた。なお、本研究の大部分は文部省の科学研究費などの研究助成による成果である。

参考文献

- 1) H. Kamitsubo: in Proceedings of FRONTIER96, edited by H. Toki, T. Kishimoto and M. Fujiwara, Word Scientific, March 7-9, 1996, pp. 147.
- 2) D. D. Ivanenko and A. A. Sokolov: Doklady Akad. Nauk (SSSR) **59**, 1551 (1948).
- 3) J. Schwinger: Phys. Rev. **75**, 1912 (1949).
- 4) W. K. Robinson: CEA Report 14 (1956).
- 5) Wiggler magnets, eds. H. Winick and T. Knights: SSRP Report 77/05, Stanford (1977).
- 6) H. Motz: J. Appl. Phys. **22**, 527 (1951).
- 7) V. L. Ginzburg: Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. **11**, 165 (1947).
- 8) M. Kimura, Y. Torizuka, K. Shoda, M. Sugawara, T. Saito, M. Oyamada, K. Nakahara, K. Ito, K. Sugiyama, M. Gotoh, K. Miyashita and K. Kurahashi: Nucl. Instrum. Methods **95**, 403 (1971).
- 9) TAGX Collaboration, T. Emura et al.: Phys. Rev. C49 (1994) R597; Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 404; Phys. Rev. Lett. **74**, 1035 (1995).
- 10) H. Uberall: Phys. Rev. **103** (1956) 1055; G. Barbiellini et al.: Phys. Rev. Lett. **8**, 454 (1962).
- 11) E. Feenberg and H. Primakoff: Phys. Rev. **73**, 449 (1948).
- 12) R. H. Milburn: Phys. Rev. Lett. **10**, 75 (1963).
- 13) F. R. Arutyunian and V. A. Tumanian: Phys. Lett. **4**, 176 (1963).
- 14) J. Ballam et al.: Phys. Rev. Lett. **23**, 498 (1969).
- 15) A. M. Sandorfi, M. Levine, C. E. Thorn, G. Giordano, G. Motone and C. Schaerf: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-30**, 3083 (1983).
- 16) T. Tomimasu: 電子技術総合研究所紀報 **42**, 96 (1978).
- 17) H. Ohgaki and T. Noguchi: 日本物理学会誌 **50**, 381 (1995).
- 18) 永井泰樹, 私信.
- 19) ハイトラナー: 「輻射の量子論」(吉岡書店) pp. 229.
- 20) A. M. Jauch and F. Rohrlich: "The Theory of Photon and Electrons", (Springer-Verlag 1976) pp. 228.
- 21) C. Bula et al.: Phys. Rev. Lett. **76**, 3116 (1996).
- 22) 森 勇介, 佐々木孝友: 日本結晶成長学会誌 **22**, 20 (1995).
- 23) Y. Mori et al.: Applied Physics Letters **67**, 1818 (1994).
- 24) S. C. Tidwell, J. F. Seamans, D. D. Lowenthal, G. Matone and G. Giordano: Optics Letters **18**, 1517 (1993).
- 25) G. Giordano and G. Matone: IL Nuovo Cimento **12**, 927 (1990).
- 26) 例えば, 森永晴彦: 日本物理学会誌 **51**, 795 (1996).
- 27) 有馬朗人: 日本物理学会誌 **51**, 706 (1996).
- 28) EMC Collaboration, J. Ashman et al.: Phys. Lett. **B206**, 364 (1988).
- 29) SMC, D. Adams et al.: Phys. Lett. **B329**, 399 (1994).
- 30) 若松正志: 日本物理学会誌 **45**, 580 (1990).
- 31) 若松正志: 日本物理学会誌 **45** (1990) 580.
- 32) A. I. Titov, Shin Nan Yang, Y. Oh, JINR, preprint (1996): A. I. Titov, private communication.
- 33) H. Fujimura, H. Toki and H. Ejiri: in Proceedings of FRONTIER96, edited by H. Toki, T. Kishimoto and M. Fujiwara, Word Scientific, March 7-9, 1996, pp. 110.
- 34) S. B. Gerasimov: Sov. J. Nucl. Phys. **2**, 430 (1966).
- 35) S. D. Drell and A. C. Hearn: Phys. Rev. Lett. **16**, 908 (1966).
- 36) A. M. Sandorfi: in Proceedings of FRONTIER96, edited by H. Toki, T. Kishimoto and M. Fujiwara, Word Scientific, March 7-9, 1996, pp. 17.
- 37) M. Gell-Mann, M. Goldberger and W. Thirring: Phys. Rev. **96**, 1612 (1954).
- 38) Z. F. Ezawa and A. Iwazaki: Phys. Rev. **D25**, 2681 (1982).
- 39) Y. Nambu: Phys. Rev. **D10**, 4262 (1974).
- 40) T. Suzuki: Prog. Theor. Phys. **80**, 929 (1988).
- 41) H. Sugauma, S. Sasaki and H. Toki: Nucl. Phys. **B435**, 207 (1995).
- 42) T. Hatsuda and T. Kunihiro: Phys. Rev. Lett. **55**, 158 (1985).
- 43) G. E. Brown: Nucl. Phys. **A488**, 689 (1988).
- 44) T. Hatsuda et al.: Nucl. Phys. **B394**, 221 (1993).
- 45) R. Chrien, A. Hofmann and A. Molinari: Physics Reports **64**, 249 (1980).
- 46) GRAAL collaboration report, M. Aughinolfi et al., 1991.