レーザー解説

レーザーを使った偏極ビームとターゲットについて

森 義 治*

(1985年6月3日 受理)

Polarized Beam and Target with Lasers

Yoshiharu MORI*

(Received June 3, 1985)

1. はじめに

原子核・素粒子に関する低・高エネルギー物理学実験においては、従来よりスピン偏極したビーム及びターゲットを用いた実験が重要な一分野を形成している。高エネルギー物理学の分野では、2年毎に国際会議¹⁾が開かれ、また低エネルギーの分野でも5年毎に開かれる国際会議²⁾が、今年は大阪大学の核物理センターで行なわれることになっている。このように原子核・素粒子実験の領域で偏極現象にかかわる分野が大きな位置を占めるようになってきたのは、その目指す内容としての物理の豊かさにあるのはもちろんだが、実験手段としての偏極ビーム及びターゲットの急速な発展があることも見逃せない。特に、陽子・重陽子の偏極ビームを数GeV以上のエネルギーまで加速し、偏極ターゲットに当てて行う実験がBNL (米国)³⁾、Saclay (仏)⁴⁾で始まっており、高エネルギー物理学研究所でも12GeV陽子シンクロトロンでの加速テストが現在行なわれている⁵⁾。また、最近では固定標的実験のみでなく、Storage ringでの偏極内部

ターゲットの開発も始まっている⁶⁾。ビーム冷却技術 (stochastic or electron cooling) の発展によって、極めてエネルギー分解能の良い実験ができるため大きな興味をもたれている。一方、物理学のもっとも基礎となる種々の対称性保存 (パリティ等) の検証にも偏極ビームあるいはターゲットが用いられている。さらに、最近、核融合プラズマでのD-T, D-D反応等に偏極粒子を使うことで反応の効率を高める可能性が議論されており、この目的にかはう大強度の偏極重陽子ビームの開発研究も始まろうとしている⁷⁾。

このように従来の低エネルギー原子核実験で主に手段として用いられてきた偏極ビーム・ターゲットは、その利用に関して全く新しい展開をむかえている。当然のことながら、これらの新しい要求を満たすためには、従来の偏極技術では間に合わない。たとえば、核融合への応用のためには最低でもアンペア級のビーム電流をもった偏極ビームが必要である。これまでの偏極イオン源からはせいぜい数10 μ Aくらいしか得られず、実に5桁以上の強度増が実現されね

* 高エネルギー物理学研究所 (〒305 茨城県筑波郡大穂町上原1-1)

* National Laboratory for High Energy Physics (Oho-machi, Tsukuba, Ibaragi, 305)

ばならない。

こうしたなかで、現在最も注目を浴び、また熱心に研究が進められているものに光ポンピング法がある。光ポンピング自体の研究はKastler^{8,9)}以後1960年代におもに行なわれ Happer の詳細な review¹⁰⁾ にまとめられている。現在、この光ポンピング法が応用技術として、この偏極粒子生成に使われるようになってきた最大の理由は、やはり光源としてのレーザー技術の進歩によるところが大である。特に、可視領域での波長可変な色素レーザーの発達は、連続発振、狭帯域ということもあってこうした応用を可能

にしたといっても過言ではない。もちろん、現在の偏極粒子生成技術にも、殆んどこの色素レーザーが使われている。本稿では現在世界において、運転中あるいは計画中の光ポンピングを用いた偏極ビーム・ターゲットのおもなものについて、その原理及び目的も含めて解説する。

2. 光ポンピングによる偏極ビーム・ターゲット

光ポンピングによる偏極粒子生成に関しては、大別して、(i)偏極を目指す粒子の特定の準位間に相当する波長のレーザーを用いて直接的にポ

Table 1 Polarized Beam and Polarized Targets with Optical Pumping in Development or Operation.

Type	Species	Institution	Beam Intensity or Target Thickness Expected
(a) Polarized Beam			
Spin-charge exchange	H ⁻	KEK	25 μ A (Pulsed)
Spin-charge exchange	H ⁻	TRIUMS	10 μ A (Objective)
Spin-charge exchange	H ⁻	LANL (LAMPF)	> 10 μ A (Objective)
Spin-charge exchange	H ⁺ , H ⁻	Inst. of Nuclear Research (Moscow)	1 mA, H ⁺
Collisional pumping	H ⁰	LBL	1 A (Objective)
(b) Polarized Target			
Spin-exchange optical pumping	H, D, N, ... etc.	ANL (Aladdin)	10 ¹⁴ -10 ¹⁵ atom/cm ² (Objective)
Spin-exchange optical pumping	Noble Gases	Princeton	10 ¹⁹ atom/cm ² (Lab Demonstration for X _e)
Optical pumping of alkali vapors	Li	Bell/MIT Rutgers	10 ¹⁵ atom/cm ² (Operational target)
Optical pumping of alkali vapors	Cs	Princeton	10 ¹⁶ atom/cm ³ (Lab Demonstration)
Optical pumping of rare earth jets	Eu	ORNL	10 ¹⁵ atom/cm ² (Objective)
Optical pumping	He	I.E.N.S.	10 ¹⁸ atom/cm ³ (Lab Demonstration)

ンピングする方法 (direct pumping) と (ii) 別の粒子を光ポンピングしてその電子スピンを偏極させ、何らかの方法でその偏極を目指す粒子に移す間接的な方法の2つに分けられる。さらに (iii) の間接的方法には、(a) 偏極させた電子が荷電交換反応によって一方の粒子に移るものと、(charge-spin exchange), (b) 衝突によって互いの電子スピン交換のみが生じる (spin exchange) の2つがある。Table I には、現在各地で運転あるいは計画中の偏極ビームターゲットを示す。これをみてもわかるように、(i) の直接法にくらべて (ii) の間接法が圧倒的に多いことがわかる。これは、現在偏極ビームあるいはターゲットとして最も要求が強いものが水素・重水素であり、これらを直接ポンピングできるような高強度レーザーがない現状では (ii) の方式をとらざるを得ないためである。以下、これらの2方法について、具体的な各地の例を紹介しながら述べることにする。

(i) 光ポンピングによる直接偏極

核スピン偏極させようとする原子の直接光ポンピングの例として、ここでは P. G. Pappas らによる強い相互作用でのパリティ非保存 (PNC) 実験のための偏極 ${}^6\text{Li}$ ターゲットと、U. S. Letokhov⁽¹²⁾ らによって提案されている数百 MeV でのドップラーシフトを利用した mono-

chromatic な偏極陽子の生成について述べる。

P. G. Pappas らは、 ${}^4\text{He}(\text{Li}, \gamma){}^{10}\text{B}^*$ 反応において、パリティとアイソスピンが互いに反対の励起状態 ($2^+(5.166\text{MeV})$ と $2^-(5.112\text{MeV})$) 間の mixing 効果を測定することによって強い相互作用での PNC を 10^{-5} の精度で測定することを目指している。Fig. 1 には、この反応での各準位を示す。励起された ${}^{10}\text{B}$ (2^+) の数 N は、放出 γ 線を測定することにより得られ、ビーム方向に平行あるいは反平行に偏極の向きを変えた時の相対的な差 $(N_{\uparrow} - N_{\downarrow}) / (N_{\uparrow} + N_{\downarrow})$ により、PNC の程度を評価できる。因みに Weinberg-Salam 模型ではこの値は 3×10^{-3} となる。彼らによれば、 α 粒子ビーム強度 $100 \mu\text{A}$ 、 ${}^6\text{Li}$ の偏極度 $P > 0.9$ 、ターゲットの厚さが 10^{15} n/cm^2 で、1~2 日の実験で 10^{-5} の精度が得られると見積られている⁽¹³⁾。

偏極 ${}^6\text{Li}$ ターゲットは、左円偏光 σ^+ で、 D_1 線にあわせた色素レーザーによる光ポンピングでつくられる。これによりゼーマン準位のうち、 $F = \frac{3}{2}$, $m_F = \frac{3}{2}$, すなわち核スピン $I = 1$, $m_F = 1$ の状態のみを選ぶことになる。(図 2 参照) 光ポンピングの効率は、各準位についてのレート方程式を解くことによって求められるが、最も一般的には次式から評価できる。

$$N = \frac{P}{\hbar\omega} \rho - \frac{N}{T} \quad (1)$$

ここで、 N は原子数、 P は入射レーザー出力 ω はレーザー角周波数、 ρ は単位時間に 1 光子でポンピングできる原子数をあらわし、 T は緩和時間である。定常状態では、

$$P = \frac{N\hbar\omega}{T\rho} \quad (2)$$

である。緩和時間は、原子と壁との衝突によって減偏極することで主に決まり⁽¹⁴⁾ 平均の衝突時間 $\sim D/\bar{v}$ (D : セル径, $\bar{v}$: 原子の平均速度であたえられる。 $D = 1 \text{ cm}$, $\bar{v} = 10^{-5} \text{ cm/S}$ とすると buffer gas を入れない場合には、 $N = 10^{13} \text{ atom}$ で約、1 W のレーザーパワーが必要となる。数 Torr. の buffer gas によって T は 1000 倍以上大きくできるので、必要なレー

2^+ : P ALLOWED ($L=2$), T FORBIDDEN

2^- : P FORBIDDEN ($L=2$), T ALLOWED

$$\Gamma_\gamma(2^+) = 3 \text{ eV}$$

Fig. 1 ${}^6\text{Li} + \alpha$ 反応の準位図

Fig. 2 ${}^6\text{Li}$ 原子の2S及び2P準位とその間の σ^+ 偏光ビームによる光ポンピング Fig. 3 ${}^6\text{Li}$ ターゲットのレーザー出力とbuffer gas密度に対する偏極度の依存性

ザーパワーは、 $N=10^{15} \text{ n/cm}^2$ でも数 mW/cm^2 で充分となる。Pappasらは、buffer gasとしてHeを使い $N=1.5 \times 10^{14} \text{ n/cm}^3$ でほぼ99%の偏極度の ${}^6\text{Li}$ ターゲットを得ている。彼らの結果をFig. 3に示す。問題点としては、このような高い圧力のbuffer gasのもとでは、入射の粒子のエネルギー損失が10 keV/cm と大きく、反応の共鳴巾がわずか3 eV しかない (Fig. 1参照) ことから、反応効率が大きく減少することとなる。彼らは、レーザーパワーの増強とセル長を短か

くすることでこれを逃れようとしている。

(b) 高エネルギー H^- ビームの偏極

最近、ソビエトの分光学研究の V. S. Letokavらは、数百 MeV の H^- ビームから作られる H^0 ビームに対してそのドップラー効果を利用して直接的に水素原子の1S-2P間で光ポンピングを起こさせ偏極させることを提案している。Fig. 4にその概念図を示す。 H^- ビームはあらかじめこれもレーザー光によるStrippingで H^0 ビームにされ、反対方向からの可視領域の強力なレーザーによって光ポンピングされる。例えば600 MeV のエネルギーでは、ドップラー効果に

Fig. 4 高エネルギー H^- ビームのドップラー効果による偏極。 λ_1 は光ポンピング用レーザー、 λ_2, λ_3 は、イオン化用レーザー光をあらわす。

より, 1S-2PのLyman- α に相当する波長は $\lambda=352\text{nm}$ である。これは, エクシマレーザーあるいは色素レーザーの波長域であり実現可能である。こうして偏極された H^+ ビームを陽子ビームにするには, 別のレーザーによる photo-ionizationを使えばよい。この方法でのひとつの特徴は, 一般にビームの運動量の巾は数%と広いので, 吸収巾としては数nm以上である。レーザーのライン巾は, これよりかなり小さくできるので逆にmonochromaticな偏極ビームが得られ, 極めてエネルギー分解能の高い実験ができることになる。実現のためには, いろいろ問題もあるが大変興味ある方法といえよう。

(ii) 間接的方法

はじめに述べたように, 間接的に偏極させる方法には, 衝突に際して偏極電子が実際に移行するスピン荷電交換反応と, 電子間でのスピンのみが変わるスピン交換反応の2つがある。ここでは, それぞれについていくつかの代表例をあげつつ述べることにする。

(a) スピン荷電交換反応による偏極

この方法は, L. W. Anderson¹⁵⁾ によって具体的な形で提案された方法で, おもに偏極イオ

ンビーム, なかでも偏極陽子・重陽子ビームを作るのに適しており, 高エネルギー物理学研究所において世界に先駆けて偏極負水素イオン源として実現した¹⁶⁾。Fig. 5に, 高エネルギー研での装置図を示す。あらかじめ, 16.5GHzのマイクロ波を使ったECR (electron cyclotron resonance) イオン源でつくられた陽子ビームは, 次の様な荷電交換反応を強磁場中 ($\sim 1\text{T}$) で行うことにより偏極した水素ビームとなる。

ここで標的原子は, 色素レーザーによって最も光ポンピングしやすいナトリウム原子が使われている。ナトリウムの場合には, ポンピング光の波長は D_1 線の 589.6nm に合わせる。吸収線は, ドップラー巾と超微細構造による広がりによって3GHzくらいあるので, 2台の単一周波数色素レーザーを, その波長を互いに少しずつして効率良くポンピングできるようにしている¹⁷⁾。Fig. 6には, ナトリウム原子の偏極度をその厚さを変えて測定したものを示す。実線は理論値である。これからわかるように2台のレーザーにより $n_l = 2 \times 10^{13} \text{n/cm}^2$ のところで, 80%近い

Fig. 5 高エネルギー物理学研究所光ポンピング型偏極イオン源, スピン-荷電交換反応を利用しており, H^+ イオンは, マイクロ波を使ったECR (electron cyclotron resonance) イオン源でつくられる。

Fig. 6 ナトリウム原子ターゲットの厚さに対する偏極度。実線は計算値を示す。

偏極度が得られていることがわかる。(1)の反応において、Na等アルカリ金属の場合には移行した電子が水素原子の基底状態ではなく、 $n=2$ の励起状態にほとんど入ることが知られている¹⁸⁾。この場合、軌道角運動量との結合による減偏極を避けるために反応は強磁場中 (~ 1 T以上) で今なわれなければならない¹⁹⁾。この点がビーム輸送上問題であり、ECRイオン源のように強磁場中で働くイオン源が必要となる。

水素原子は、磁場中ではゼーマン効果のために準位が分離している。(1)の反応で生じた偏極水素原子電子スピン偏極した状態にあり、このままでは陽子のスピンは偏極していない。陽子スピンを偏極させるには電子スピンから核スピンへの偏極移行を起させればよい。このために通常は零交叉磁場を通過させることによる非断熱的遷移を利用する²⁰⁾。こうして核スピン偏極した水素原子ビームをさらにイオン化して加速器に入射する。高エネルギー物理学研究所では負水素イオンの形でイオン化している。

この方式の最大の長所は、そのビーム強度の強さにある。(1)の反応断面積は、 $5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ とかなり大きいので、ナトリウム原子ターゲットの厚さが $5 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$ でも、入射陽子ビームの22%を中性化でき、イオン化の効率 (7%) を考慮しても10mAの陽子ビームでは150 μ Aの偏極ビームが得られる。これは、従来の偏極イオン源の数十倍以上の強度である。高エネルギー

一研では、すでに25 μ Aのビーム強度を得ている。

最近、LBLのグループは、この荷電交換反応を多数回くり返すことのみによって核偏極した負水素イオンビームが作れることを提案しており、核融合への応用を目指して研究を進めている²¹⁾。これは collisional pumping (衝突ポンピング) とよばれる方法で非常に dense な偏極ターゲット中を陽子・重陽子ビームが通過する際に何度も衝突することによって最終的に核偏極した中性ビームが多量に作られる。ただし、この場合、外部磁場は弱磁場 (~ 0.01 T) でよいことがミソである。こうした弱磁場中では、(1)の反応で生じた水素原子は超微細相互作用により電子スピン S と核スピン I の結合した状態 $F=S+I$ であらわされる。例えば、ターゲット原子の電子スピンの状態が $m_s = +\frac{1}{2}$ の状態では(1)の反応でつくられる水素原子の状態は $m_F = 1$ 及び $m_F = 0$ である。入射陽子のうち $m_I = +\frac{1}{2}$ のものは、 $m_F = 1$ の状態に入るが $m_I = -\frac{1}{2}$ のものは $m_F = 0$ に入る。 $m_F = 0$ 状態は核スピンの状態が $+\frac{1}{2}$ 及び $-\frac{1}{2}$ の混合状態であるので、この段階では偏極度は50%である。ところが衝突をくり返し、電子を失い再び捕獲する過程が何度も繰り返されると $m_F = 0$ 状態のうち $m_I = +\frac{1}{2}$ は $m_F = 1$ の

Fig. 7 偏極水素原子ターゲットの原さに対する collisional pumping による H^0 及び D^0 のベクトル及びテンソル偏極度

状態に移行し最終的には100%偏極することになる。Fig.7にはターゲット原子が水素の場合の彼らの計算結果を示す。100%にならないのは(1)の反応で $n=2$ 状態へ行く確率を考慮しているからである。ターゲット原子が偏極ナトリウム原子のようなアルカリ金属原子の場合には、 H^- イオンの生成も考慮に入れなければならないが、 H^- イオンの2電子はPauli原理により $1S^2$ state (スピンは互いに反平行) でなければならないから、 $F=1$ で $m_F=1$ 状態は H^- イオンをつくることはできなくなり、結局、100%偏極した水素原子ビームが得られることになる²²⁾。

この方法では、うまくゆけばアンペア級の偏極ビーム強度を得ることも夢ではない。技術的な問題として $10^{16} \sim 10^{17}$ n/cm²もの偏極ターゲットをいかなる方法でつくるかにある。レーザーを用いる場合には、radiation trappingによる効率の低下等を考慮すると、おそらくKW以上の強度をもったレーザー（しかも波長可変で狭帯域）が必要となるであろう。

(b) スピン交換反応による偏極

この方法では、(a)と異なり偏極電子が実際に移行するのではなく、衝突によって2つの原子間で電子スピンの交換が生ずる。

この反応は衝突によって一時的に形成される分子状態AXでの一重項—三重項状態間の相互作用を利用するので、反応断面積 σ_{ex} は、一般に熱運動エネルギー領域で大きく、 $\sigma_{ex} = 10^{-14} \sim 10^{-15}$ cm²の程度である^{23,24)}。そこでAとして例えば光ポンピングによって偏極したアルカリ金属原子を使うならば少量でも効率良く水素原子を偏極できることになる。この方法は、もちろん水素原子ばかりでなく他の原子あるいはイオン、さらに原子核スピンとの直接のスピン交換反応も可能である。ここでは、これらの例としてANL²⁵⁾、Princeton²⁶⁾での偏極水素ターゲットと同じくPrincetonでの偏極Xe²⁷⁾について述べる。

ANLではstorage ring (Aladdin)²⁸⁾ で用いる偏極重水素ターゲットの開発を進めている。またPrincetonのHapperらは、核融合への応用を目指して偏極重水素ガスの研究を進めている。どちらも(2)のスピン交換反応を利用したもので、Fig.8にはANLの装置を示す。RFで解離した重水素原子は色素レーザーによってポンピングされたナトリウム原子の入っているmix-

SCHEMATIC DIAGRAM OF APPARATUS TO MEASURE TARGET POLARIZATION

Fig.8 アルゴンメ国立研究所 (ANL) のストレージリング用偏極ターゲット

Fig.9 プリンストン大学でのW. Happerらの偏極 ^{119}Xe ターゲットテスト装置

ing chamber でスピン交換により偏極され、storage ringの軌道に噴出される。スピン状態は、弱磁場 ($\sim 0.001\text{T}$) での超微細相互作用により、核スピンについてもほぼ 100 % 偏極できる。Princetonのグループは、ナトリウムでなくルビジウムを用いて、数10mWのレーザー出力で10%程度偏極した水素ガスを得ている。

この方法での問題点は、いかに壁との衝突での減偏極を防ぐかにある。通常、テフロン等のコーティングをセル壁に施すが、使用温度、特にナトリウムのように高温 ($\sim 600^\circ\text{K}$) で使う場合には問題がある²⁹⁾。今後、この種のターゲットの発展は、レーザーの開発のみならず、こうしたコーティング材についての研究が必要となる。

一方、Happerらは ^{119}Xe の原子核もスピン交換で偏極できることを示した。彼らの測定装置をFig.9に示す。セルは30mmの直径のパイレックスガラスで、内側にはシリコンコーティング

Fig.10 ^{119}Xe の偏極していることを示す。緩和時間のセルをコーティングした場合としない場合の違い。Aはコーティング有り、Bはコーティング無し。

を施している。セル内にはルビジウムと ^{119}Xe の混合の他に、buffer gasとしてのHe, N_2 が、100 Torrくらい入っている。実験は、円偏光用の $\frac{1}{4}$ 波長板を出し入れることにより、その光の吸収をモニターすることで得られる。また長時間測定でのドリフトを防ぐために ^{119}Xe のスピンをRFで反転させることで、S/N比を高めている。Fig.10には測定結果の1例を示す。コーティングしたセルでの緩和時間が、そうでないものに比して、かなり長くなることがわかる。彼らは、この装置により30%近い ^{119}Xe の偏極を得ている。さらに彼らは、強い相互作用でのパリティ非保存の実験のためにこの方法を応用した ^{21}Ne の偏極ターゲットの開発³⁰⁾を進めている。

3. むすび

レーザー技術の原子核・素粒子実験への応用の一例として、光ポンピングを用いた偏極ビーム及びターゲットのいくつかのものについて述べた。現在この分野の発展は急速なものがあり、従来の技術ではおよぼもつかないような高強度の偏極ビームの可能性、あるいは水素・重水素以外の他の様々な核種の偏極の可能性についても議論されるまでになっている。こうした発展の最大の要因としては、やはり光源としてのレーザー技術の進展によるところが大である。特に原子の波長域である可視領域での波長可変な色素レーザーの進歩は、連続発振・狭帯域ということもあって、この方面の応用に大きく寄与している。レーザーの応用という観点から眺めた時、単にエネルギーの強度の高低だけでなく、こうした質的な発達 (波長可変・単一発振) のもたらす基礎的な学問領域 (原子・分子分光以外) への波及効果は、はかりしれないものがある。新しい基礎的現象の発見には常に新しいinstrumentationが付随するという必然の歴史を考えると、こうしたレーザー技術の応用もまさに、原子核・素粒子実験の分野に、ひとつの展開をもたらしているといってもよいであろう。最後に本稿をまとめる機会をあたえて下さっ

た国立公害研究所の竹内延夫博士に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) High Energy Physics with Polarized Beams and Polarized Targets, Proc. of the 1980 International Symp., Lausanne, 1980.
- 2) Fifth International Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Physics, Souta Fe, 1980.
- 3) Proc. of High Energy Physics with Polarized Beams and Targets, Grennoble, 1984.
- 4) *ibid.*
- 5) S. Hiramatsu et al. : KEK-Report, 84.
- 6) Proc. of the workshop on Polarized Targets in Storage Rings, **ANL-84-50**, 1984.
- 7) R. M. Kulsrud et al. : Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 1248.
- 8) A. Kastler : J. Phys. Radium **11** (1950) 225.
- 9) J. Brossel et al. : J. Phys. Radium **13** (1952) 668.
- 10) W. Happer : Rev. Mod. Phys. **44** (1972) 169.
- 11) P. G. Pappas et al. : Phys. Rev. **A21** **47** (1980) 1955.
- 12) V. S. Letokhov et al. : Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 775.
- 13) P. G. Pappas et al. : "Lasers in Nuclear Physics," **3** (1982) 395.
- 14) M. A. Bouchiat et al. : Phys. Rev. **147** (1966) 41.
- 15) L. W. Auderson : Nucl. Inst. Meth. **167** (1979) 363.
- 16) Y. Mori et al. : "Proc. of Intense Polarized Ion Source," AIP Conf. Proc., 117, Vancouver (1983) 123.
- 17) Y. Mori et al. : Nucl. Inst. Meth. **220** (1984) 264.
- 18) E. A. Hinds et al. : Nucl. Inst. Meth. **189** (1981) 599.
- 19) M. Kimura et al. : Phys. Rev. **A26** (1982) 1138.
- 20) P. G. Sana : Energia Nucl. **14** (1970) 295.
- 21) L. W. Anderson et al. : Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 609.
- 22) L. W. Anderson et al. : J. App. Phys. (1984).
- 23) P. Geittner et al. : Z. Physik **243** (1970) 891.
- 24) H. R. Cole et al. : Phys. Rev. **31** (1985) 2137.
- 25) M. C. Green : **ANL-84-50** (1984) 307.
- 26) R. J. Knize et al. : **ANL-84-50** (1984) 343.
- 27) N. D. Bhaskar et al. : Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 105.
- 28) R. J. Holt : **ANL-84-50** (1984) 103.
- 29) A. W. Anderson : **ANL-84-50** (1984) 359.
- 30) T. E. Chupp et al. : **ANL-84-50** (1984) 177.