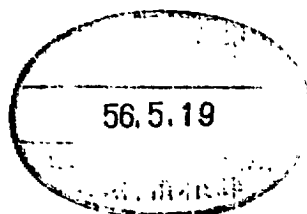




KEK 80-14
February 1981
E/T



PROCEEDINGS OF THE WORKSHOP
ON
HIGH ENERGY NUCLEAR STUDIES AT KEK
(KEK, TSUKUBA, DECEMBER 16-18, 1980)
(in Japanese)

EDITORS
KOZI NAKAI AND AKIRA MASAIKE

NATIONAL LABORATORY FOR
HIGH ENERGY PHYSICS

© National Laboratory for High Energy Physics, 1981

KEK Reports are available from

Technical Information Office
National Laboratory for High Energy Physics
Oho-machi, Tsukuba-gun
Ibaraki-ken, 305
JAPAN

Phone: 0298-64-1171

3652-534 (Domestic)

(0)3652-534 (International)

Cable: KEKOH0

高エネルギー研における原子核実験

目次

7-7 ニュートン「高エネルギー研における原子核実験」プログラム

1

序; 高エネルギー研における原子核実験	中井浩二	2
BEAM LINES OF THE KEK 12-GeV PROTON SYNCHROTRON	平林洋美	8
STATUS OF KEK-BOOSTER MESON FACILITY	永嶺謙忠	21
偏極標的, 偏極ビームによる最近の高エネルギー実験	政池 明	26
コメット-中高エネルギー-原子核標的反応 主題	中村 紹	38
陽子・陽子, 陽子・重陽子相互作用の記述による研究	清水史也, 片山伸彦, 佐井文寛	43
ハドロン弾性散乱と isobar propagation	横田 轟	48
33天鳴領域のπ中間子-原子核反応	小林俊雄	52
π-原子核反応における放出粒子の相関	中山 光一	56
パイオン-原子核反応におけるストリーマ-π [±] ニバーの応用	伊藤崇彦	59
Reaction Mechanism of Pion Absorption by Nuclei	岸本忠史	61
π/K 中間子による核物理についてのコメット	江原宏泰	63
KEKに於けるパイオン-核の実験計画	千葉敏成	70
コメット: 原子核 Beam による Relativistic Hypernuclei の生成	中井浩二	74
Magnetic Moments of Hypernuclei	岸本忠史	77
重い質量を持つ核分裂片の観測による高エネルギー陽子とウランの相互作用の研究	柴田徳忠	80
数 GeV 領域における原子核反応	延上秀人	84
コメット = 主題	山口義夫	87
コメット: ${}^9\text{Li}(p, \pi^-){}^8\text{Be}$ 反応による核内 Δ^{++} の探索と exclusive の cumulative effect	村三 明	91
$\bar{p} + \text{Ta}$ 反応	宮野和政	94
Λ^0 の polarization	久保米本朝雄	97
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$; 重 = 2-トリ) 検出実験 (KEK E89)	早野龍五	106
$\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の測り方	千葉雅美	108
軽核のミスマス捕獲の Hyperfine 効果の研究可能性	久野 良孝	117
Possible New Approaches in High Energy Nuclear Physics	永嶺 謙忠	120
KEK-陽子 = 70 トロと核物理研究	池上 榮胤	121

ワークショップ「高エネルギー研における原子核実験」プログラム

日 期 1980年 12月 16, 17, 18日

場 所 高エネルギー研究所 研究本館 レクチャールーム

16日 午後

中井 浩二 はじめに
早坂 洋美 KEK 12-GeV ps の e^-e^+ アニール
永核 謙忠 BOOM (Booster Meson Facility)
政池 明 偏極標的と偏極 e^-e^+
(コメンツ) 中村 純, 遠藤 一太

16日 夜

小林 俊雄 π -原子核相互作用
(コメンツ) 中山 光一, 岸本 忠史, 伊藤 栄孝, 村上 明

17日 午前

千葉 順成 Hypernuclear Experiment (K3 channel にあつた計画)
(コメンツ) 岸本 忠史, 遠藤 一太
柴田 徳忠 数 GeV 領域の原子核反応 (核化学的方法)
近江 秀人 数 GeV 領域の原子核反応 (π 2 channel にあつた計画)
(コメンツ) 横田 轟, 佐井 文彦

17日 午後

久寿米 朝雄
(コメンツ) 宮野 和政
パネル討論会 山口 嘉夫, 高橋 嘉石, 江尾 宏泰

17日 夜

懇親会

18日 午前

久野 良孝 μ^- 捕獲 (BOOM にあつた実験計画)
中野 龍五 重ニュートリノ 検出実験 (K3 channel にあつた計画)
(コメンツ) 千葉 雅夫

所内 見学

18日 午後

パネル討論会 黒川 真一, 池上 榮樹, 西村 奎吾, 永核 謙忠

序；高エネルギー研における原子核実験

東大理 中井浩二

1980年を終りに近い12月16, 17, 18日に上記標題によるワークショップを開催した。この会は特に高エネルギー研で実験を計画している、或いはしたいと考えている人達を優先的に招待するという条件で開催されたものであったが、それにもかかわらず50名を超える参加者を得て、活発な意見討論が交えられ、予想外の盛会となった。会のプログラムは前の頁に示した通りである。この日は世話人の一人としてワークショップにおける議論を基礎に高エネルギー研における原子核実験の意義と、期待と方向づけについて論じ、この報告集の序文としたい。

高エネルギー研究所の陽子シンクロトロンは運転が始めてから既に5年にはいる。この加速器は素粒子研究を目的し高エネルギー研究者によって建設されたものであり、これまでは主に素粒子研究の実験に用いられてきた。しかし、その間に関係者の努力により、技術が蓄積し設備が充実するに伴い、次第に原子核研究にも門戸が開かれようになっている。そして、最近では12 GeV陽子シンクロトロン(KEK PS)による原子核研究をもっと推進すべきという考えは高エネルギー研究者の中にも強まっている。実際このエネルギー領域の加速器の役割を考えると、その素粒子研究への寄与に比べ原子核研究に用いることの有用さは優るとも劣らないものである。

世界における高エネルギー加速器の中で KEK PS を考えるとき、これを原子核研究に用いることの有効さが痛感される。即ち、1970年代に入って原子核研究者が従来の低エネルギー物理から中高エネルギー領域に踏み出し始めた時、数 GeV 領域の加速器は Cosmotron に始まり PPA, ZGS と次々に肉體されてしまった。殊に KEK PS に最も近い ZGS は最後の数年間に偏極ビームを駆使して華々しく活躍しながらも遂に肉體されてしまった。このような背景の中で、いさゝか皮肉なことはあるが KEK PS は脚光を浴びる重要な位置に立っている。

日本の研究者が加速器に携はれ、これはユニークな可能性のある位置にあるのか、これは全く初めてのことである。

(しかし、KEK PS の特色は加速器の性能だけでなく、設備の良さに

おいても秀れたものを作られ実験研究者の独創的研究を待て構えて
いる。それは次のような真である。

- ① Kaon Beam : 外国の著名な知人に KEK と K が 2 つもついた名前になって
いるのは Kaon physics の研究所という意味があるのかと聞かれ苦笑した
ことがあつたが KEK の Kaon beam は世界一の quality を持つている。
- ② Pion Beam : Pion physics は世界中で 3 つは "Meson Factory" が建設され
勢力的に進められつつある。それらはいわゆる 33 英畝領域の
物理に限られていた。KEK ではこれよりさらに広範なエネルギー領域
(0.1 ~ 8 GeV/c) の pion beam が得られる。
- ③ Muon Beam : Booster 利用施設の一つとして 2 米大ゲル-7° が建設
した Pulsed muon beam はこれもまた世界で最もユニークなものである。
- ④ 偏極 Beam : 偏極 Beam の有用さは既に ZGS で実証された。
現在 KEK では偏極イオン源の製作が始まっている。偏極 beam を
ps のまじりに 7° が加速されるまでにには未だという困難があるが
2° が完成したときには ZGS の後を継いで加速器場に居る
ことが期待される。

ワ-7 エキスツツではこれらの設備に関して平林、久寿米、永藤、政地の各氏
に紹介していただいた。

さて、この恵まれた条件の中で原子核研究をいかに進めようかと考え
ることがこのワ-7 エキスツツの主旨であった。物理の内容の詳細を編み
前にこのエネルギー領域の原子核研究をどうあるべき戦略について考
えてみよう。それにはワ-7 エキスツツの第 2 日の討論会で高橋氏の
話されたことが面白かつた。私が常々考えていることをより鮮明に
話された。高橋さんは数 GeV 領域の原子核研究のすゝめ方を
3 つのスタイルに分けて話された。

第一は高橋さんによると「山師」的スタイルである。数 GeV 領域
の原子核研究は未開拓地と云うことが多く General hunting が重要である。
実際、数 GeV 領域の原子核反応の機構が変化していることを示唆する
奇妙な現象が報告されている。この点については繁田氏によつて
ZGS や AGS における実験の紹介され、延与氏が現在 KEK
PS 7.2 GeV エネルギーですゝめられている実験について報告した。
例えば高エネルギー粒子によってまん中に孔をあけられた核の端
を削り取られた核という特異な形の原子核を作られる可能性を考
えてみることが楽しい。核物質中のハドロンを介する相互作用の
問題である。

第二のスタイルは、これと対照的に「崇高な」低エネルギー核物理学の領域
を拡大するやり方である。 π , μ , K , p , n という新しいプロトンを用い
て従来の低エネルギー核物理では知られていなかった或いは測る方法がな

一、その例をあげよう。Hypomelike の研究は「わが国は Recombinant A production
 を利用して、 α - β 及び γ 2 成分を合成した。これは fusion process である。
 CERN において Haidukberg の γ 線 - γ 線融合反応を生成した。Hypomelike
 成分は、 β の作用で意味ある物理を展開した。また、この方法と事実は
 全く一致に一致する。説明を「 α 」の成分として、Recombinant A 2 倍）

misleading は議論の誤行といふ。

quasi-free process は微粒子からその中から物理を導き出す方法。最も入-出粒子数であり、その高エネルギー原子核実験の主流である。(よく「金22」は正誤問題)。原子核以前はもっと多岐にわたる。殊に、質量数の小さい核から大きい核に移るに従い、放射線が受けることと電磁波との関係。

次に原子核研究として、放射線技術の応用に2012年を予定しております。

先ず「高エネルギー-原子核反応」の機構に2012年に向け、「 μ - e 衝突過程」と多重ステッププロセスと最終的に等価的な分布が得られることが期待されています。一般に素過程と关联した荷電粒子運動量分布や角分布の見え方は、 π^+ と π^- の質量差による高エネルギー-原子核反応は、 μ - e 衝突過程に類似したFermi運動の効果により説明することができると見られます。

この場合、 π^+ と π^- の多々、実験には、 μ - e 衝突過程の中心位置の割合は数%程度、 π^+ と π^- の割合は約90%程度であると考えられています。

[illegible]

には low momentum K^- beam の必要で その beam 強度を上げるため大変な
 努力が払われるが重い核に与える反動は Recoilless Λ の生成に不利である。
 (たかところ K^- beam の強度を上げる努力は大切であるが) 今の新しい
 視角に立った実験が必要になっている。技術的方面に関しては千葉大
 が路線を観測し、うまくいけば stopped K^- を使う可能性を探るという話とし
 中井も原子核 beam を使う方法についてコメントした。江尻氏は Hypernuclear
 physics について広く視角から話された。また岸本氏による Hypernuclear
 の研究紀年を測る提案も大変面白かった。このような CERN の実験に
 適応するのではなく新しい考えを導入することが必要である。

さて quasi-free process の全過程の中で占める割合を知ることはその自体
 物理的に大変興味深いことである。これは核内における hadron の mean free path
 に関する情報と関わっているからである。この点については後述、中山氏から
 議論された。核内の hadron の mean free path を hadron-nucleon の全断面積
 より計算したものに比べて長くなっていることは 2-3 の実験結果の解析において
 見られている。これはもっと系統的に調べるべき問題である。

また、寿命の短い hadron (resonance) の核物質中における mean free path
 を知ることは大変興味深い問題で実験的に測る方法を考察、確立させ
 たいものである。核物質中の hadron の mean free path は hadron の quark
 structure を反映しているはずである。例えは核物質中の荷電粒子の $d\sigma/dx$
 は Z^2 に比例するが核物質中の quark 系については取りうる関係はないものか
 と思う。

1 GeV 以下の原子核反応では Λ は Λ の状態が作られ、重い核の場合核
 表面付近で作られたものを以外は核内を動いているうちに崩壊する。数 GeV
 領域では核内を通り抜けてから崩壊する確率が大きくなり 10 GeV を超える
 とほとんど全てが核外に出て崩壊することになる。柴田(博)氏の紹介した
 数 GeV 領域における奇妙な現象はこのことを target 側で見ていることにな
 るという解釈もありこれを説明する努力が進行中である。 Δ 核子の resonance
 の崩壊を見ることにより核内における mean free path が求まる可能性がある
 ことを指摘したい。

$\bar{p}$ や Hyperon と原子核の相互作用とすることとほとんど未開拓の分野である。
 中・高エネルギー原子核研究の主流が元々原子核相互作用のようになっているのは meson
 factory の物理にみえがらみている結果であって $K \bar{K}$ のように思われた条件の新
 びはもっと variety に富んだ物理を展開させていける。ワシントン大学では
 久寿本氏に Λ^0 の生成における偏極について報告された。興味ある実験結果と
 その解釈について紹介していた。また宮野氏には $\bar{p}$ 原子核反応について
 話していた。高エネルギーで生ずる $K, \Lambda, \Sigma, \dots$ などと補えて

観測することにより核物質中で起こる第1次反応、素過程を機能的に見ようという考えは、大変魅力的である。これらの粒子は sea quark を作り出すものがあるから、いろいろの意味で、原子核反応が全く知られていない様相を探る面白さを秘めている。原子核の反応が活発なのは KEK 1m 水素貯箱に Ta 板を挿入して撮った写真の解析結果である。この貯箱に原子核標的を入れた実験方法は、広島大学に中心に作られた 2m 以下の貯箱にある。

P や A^0 のような exotic 反応のほうは言うまでもないが、陽子反応で素過程に関する系統的な data は少ない。 $A+A$ の実験を始めると $p+A$ の data が不充分であることに気づき、 $p+A$ を始めると比較可能な $p+p$ の data が非常に限られていることに驚かされる。佐野氏が話された仕事は意味が、 $p+p$ に関する系統的な data を積み上げていくことは大切なことを見た。

偏極 beam, 偏極 target による実験については政弘氏に話している。同氏が寄せていた論文は、報告書、原稿を渡して私がこのコメントを加えた。余地はないが、偏極実験が KEK PS による実験の中心課題の一つとして大きく育っていくためには、原子核研究者の強い backup が重要であることは理解したい。この物理は間違いなく 10 年間は KEK の世界をリードするテーマの一つである。

話が少し変わるが、私は KEK で実験するようにはなっていない。一次 beam による実験と二次 beam による実験については考えさせられるようにはなった。 $\pi, K, p, A, \dots$ など二次 beam であるのに、強い一次 beam を必要とする。したがって production target と beam dump はもちろん、加速器 ring と beam channel の各所に、強烈な誘導放射線を作る。したがってこれを保管する人達は常に強い放射線の中で作業する危険を冒さなければならない。それに比べて偏極 beam は一次 beam を使うものであるから production target は要らない、加速器の beam 強度を弱くする。原子核 beam (重イオン) による実験も一次 beam を使う物理が中心である。この場合は $10^{12}/\text{spill}$ というような強度の beam は必要としない。偏極 beam も原子核 beam も共に機械的保管が容易に行うことは言えないが、少くとも加速器は clean に保てられ放射線を浴びる作業は人々を少なくする。このことは決して trivial なことはなく、加速器 beam channel の保管に充分な人員が得られなければならない要素である。

KEK PS の原子核 beam を加速する可能性については、原子核研究者の間に関心が高まっている。それは五重態に何人かの人が話している。そこで実現する場合は BEVALAC より高い energy が得られる例として strangeness を担った粒子の生成 (あるいはより充分高い q quark matter の性質) が強く見られる。

に陥ると期待される。重イオン実験の面白さは、わかれぬ原子核研究者は低エネルギー領域で存分に味わってきた。運動学的初案を利するに「ワ」でも大変面白いことを考えらる。しかし、このことを高エネルギー研究者に内情して、もういっしょに時間がかかる。このテーマについてまた改めてワグニッツが説明してほしいだろうか。

原子核研究者が高エネルギー実験に取り組むとき、やはり小さなことに種々上りて来た低エネルギー実験の経験が基礎として重要である。江原孝平両氏の注はその長を重視したものであったし、小林氏の話したためだけに、この実験は低エネルギー実験の応用であった。

池田氏は RAISON を始めとした数々の経験と背景に high resolution spectroscopy の強さを理解された。このような低エネルギーの感覚を、いかに高エネルギー実験に活かすのか、これは大成功の課題である。

永頼氏は偏微分 target の応用をほめて、いかに面白さの可能性について話されたか。高エネルギー-原子核実験には無限の可能性があると昔々いふの、迫力であった。

ワグニッツのサリ日因には Weak interaction の話があった。12 GeV pS は世界の素粒子実験に大ウチ出来ぬと考える人が多々い中で、山崎氏の propose された heavy neutrino search の実験は人々の目をさませるものである。これは $K \rightarrow \mu + \nu$ 崩壊で μ の spectrum を調べようとするもので、ワグニッツは早野氏の話した。このように「落ち穂拾い」のような実験でありながら、非常に基本的で重要な問題を究明した例は、低エネルギー実験でいくつもあった。山崎氏の proposal はそのことを性急で「マート」で高エネルギー研究者に教えるという意義もあったと私は思っている。

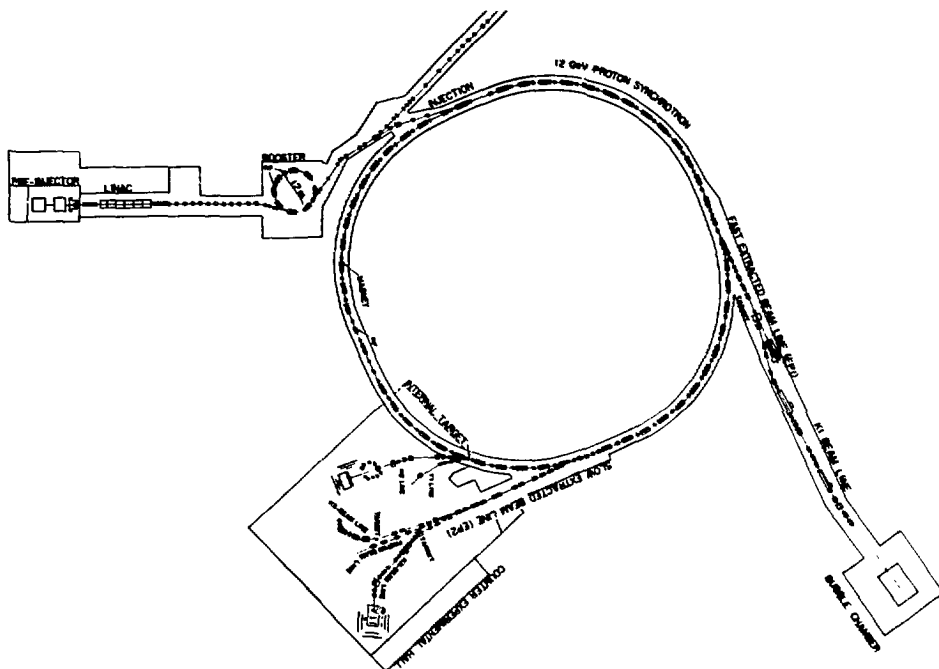
ワグニッツは始めから終りまで討論の多い活発な会であった。この活発を作り出す要素の一つは、山口嘉夫先生の存在であったと思う。話の一つ一つを細かく追って follow (議論を lead) していった。山口先生は 1971 年の日本物理学会誌 (28 巻 1-2 号) に「原子核と素粒子の間」の右巻と meson factory の話を中心にして題する解説を書いている。それから 10 年が経った。Meson factory は着実に一世代を築いた。残念ながらこの 10 年間に東大が CERN/ISR を除けば日本は完全に連れまわってしまった。しかしその間に KEK-PS という新しい舞臺が準備された原子核実験の軌道に乗せようとした。この機会を逃すことなく 1980 年代には中・高エネルギー-原子核物理を育て花を咲かせたいものである。

終りにこのワグニッツの、物理系全体管理室及び実験企画調整室の皆さまに大変お世話になったことを記しお礼を申し上げます。又東大原子核 CERN の若手諸君のサポートも大変ありがたかった。

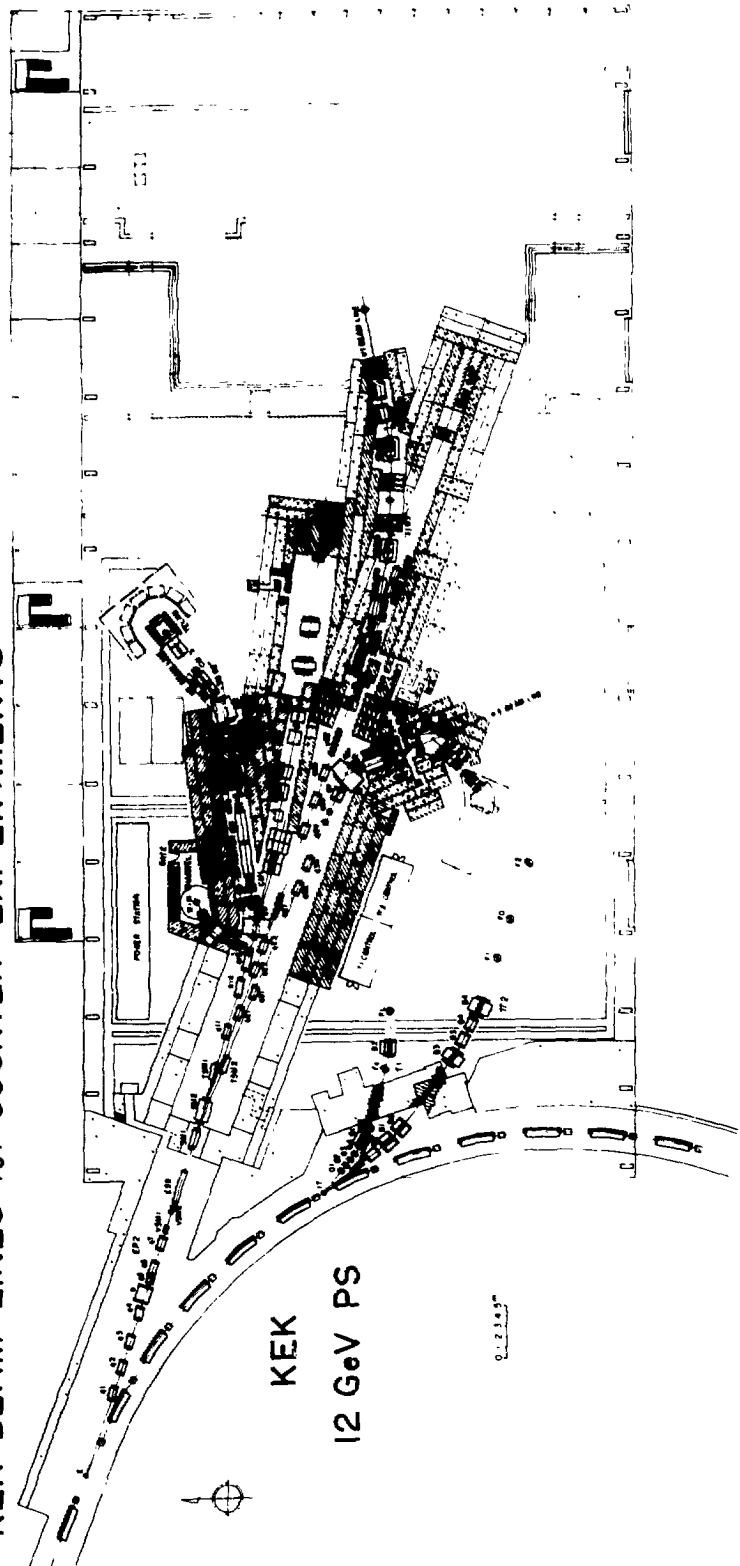
KEK H. HIRABAYASHI

Beam	Momentum Range (GeV/c)	Momentum Bite ($\pm \Delta p/p\%$)	Production Angle ($^\circ$)	Solid Angle (msr)	Particles	Typical Flux per Pulse
EP1	4-13	Fast Extracted Beam			p	5×10^{10}
EP2	4-13	Slow Extracted Beam			p	3×10^{12}
$\pi 1^*$	4-8	2	1.5	0.33	π^+/π^-	$2 \times 10^6/6 \times 10^5$ at 8 GeV/c
$\pi 2^{**}$	2-4.3	1	10	0.59	π^+/π^-	$2 \times 10^5/1 \times 10^5$ at 3 GeV/c
T1**	0.5-2.3	2	23	0.16	π^+/π^-	$5 \times 10^4/4 \times 10^3$ at 1 GeV/c
K1***	0.5-4.5	0.5	2.8	0.04	$K^+/\bar{p}$	30/10 at 3 GeV/c
					K^+/K^-	$5 \times 10^5/1.0 \times 10^4$
K2	1-2	3	0	1.0	$p_+/\bar{p}_-$ π^+/π^-	$2 \times 10^7/1.4 \times 10^4$ at $2.3 \times 10^7/1.4 \times 10^7$ 2 GeV/c
					K^+/K^-	$4.2 \times 10^4/1.0 \times 10^4$ at
K3	0.5-1.0	2	0	7.3	$p_+/\bar{p}_-$ π^+/π^-	$7 \times 10^7/3.5 \times 10^2$ 0.55 $5 \times 10^7/5 \times 10^7$ GeV/c
π_{10}	0.1-1.9	6	87	20	π^-	1.2×10^6 at 0.25 GeV/c

* Under Construction, ** Internal Target Beam Line, *** Bubble Chamber Beam Line



KEK BEAM LINES for COUNTER EXPERIMENTS



Characteristics of Beam K1

Momentum range	1 - 6 GeV/c
$\pi^-/\pi^+/p$	1 - 6 GeV/c
$\bar{p}$	2 - 4.5 GeV/c
K^-	2 - 3.0 GeV/c
Target	8 mm ^H x 4 mm ^V x 40 mm Fe
Production angle	2°
Beam length	84.8 m
Solid angle acceptance	~48 μ sr
Horizontal acceptance	~5.5 mr
Vertical	~2.2 mr
Momentum bite	$\pm 0.65\Delta p/p$
Solid angle momentum acceptance	65.8 μ sr $\Delta p/p$
1st Separator	700 kV, 9 m
2nd Separator	900 kV, 6 m
Separator gap	10 cm

Beam characteristics at final mass slit

Horizontal magnification	0.38
Dispersion	0.48 cm/ $\Delta p/p$
Angular dispersion	0.04 cm/mr
Vertical magnification	0.90

Beam size in the Bubble Chamber (with 2Quads (3KG/cm, 1KG/cm))

Horizontal image size (2 σ)	5 cm
(2 σ)	15 cm

Measured Yield	Yield	Purity
3.0 GeV/c π^-	2000/10 ¹¹ protons	~100%
$\bar{p}$	3/10 ¹¹ protons	98%
K^-	1/10 ¹¹ protons*	95%

*) with smaller target 4 mm^H x 2 mm^V x 40 mm Fe

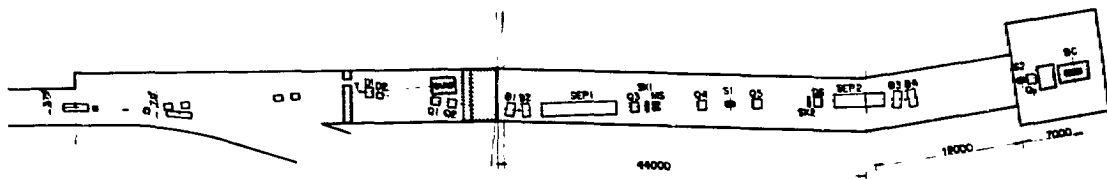


Figure Layout of Double Stage Separated K1 Beam Line

Characteristics of Beam K2.

Momentum range	1 - 2 GeV/c
Target	3 mm diam $\times$ 60 mm Ir
Central production angle	0°
Beam length	27.9 m
Solid angle acceptance	1.02 mrad
Horizontal acceptance	± 50 mrad
Vertical acceptance	± 6.5 mrad
Momentum bite	$\pm 3\% \Delta p/p$
Solid angle momentum acceptance	6.25 mrad $\Delta p/p$

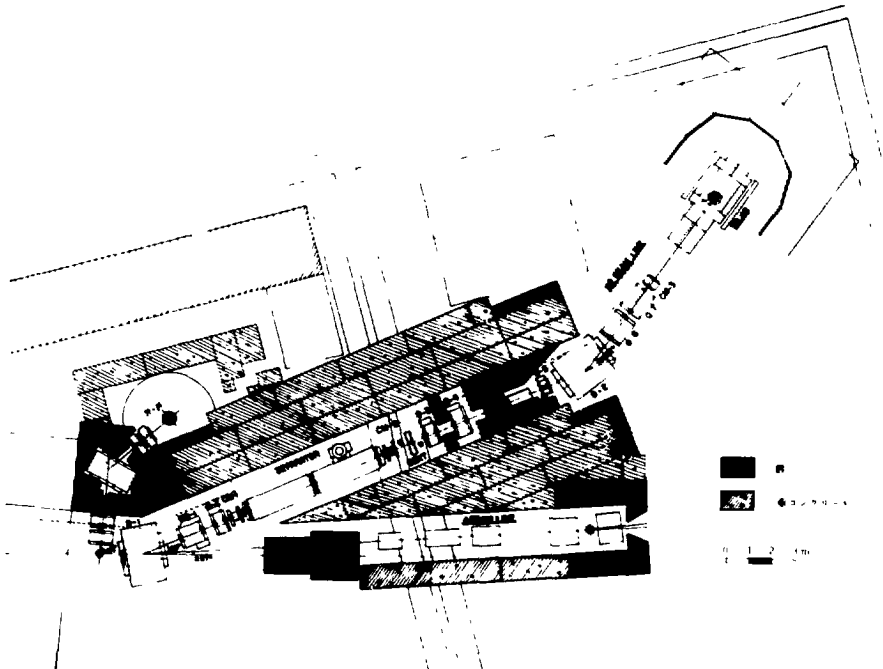
Separator voltage	750 kV
Separator gap	10 cm
Separator length	6 m

Beam end characteristics

Horizontal magnification	2.13
Dispersion	0
Angular dispersion	0
Vertical magnification	2.12
Horizontal image size(σ)	± 0.95 cm
Vertical image size(σ)	± 0.51 cm
Horizontal divergence	± 27 mrad
Vertical divergence	± 3.6 mrad

Yields expected for 10^{12} 13 GeV/c ppp

2.0 GeV/c K^+	5.0×10^5
K^-	2.7×10^5
p	5.6×10^4



(BEAM K2)

BEAM COMPOSITION
($\pi/K \approx 300/1$)

MOMENTUM : 1.5 GeV/c

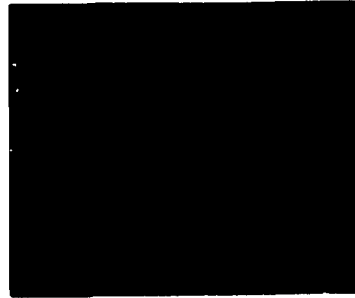
MOMENTUM SLIT : $\pm 0.5\%$

TARGET : Ir $3\phi \times 60$ (mm)

DISTANCE BETWEEN

TOF COUNTERS 12.5 m

Particle-Yields



---SEPARATOR OFF

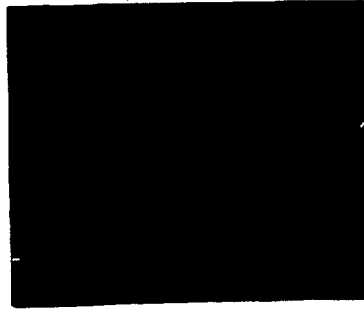
$\uparrow \uparrow \uparrow$
 $\pi^+ K^+ P$

$\uparrow$
D

$1/\beta$

2.2nsec

KAON ENRICHED ($\pi/K = 2/1$)



←SEPARATOR ON

H V = 700 KV/10cm

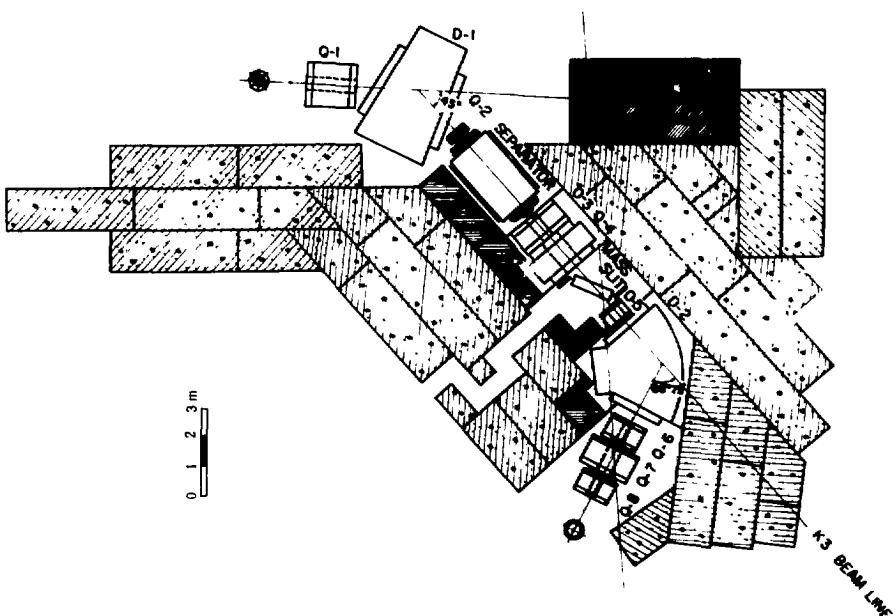
($CM_1 = 1190$
 $CM_2 = 1220$
MASS SLIT = ± 1 mm)

$\uparrow \uparrow \uparrow$
 $\pi^+ K^+ P$

EFFECT OF MASS SEPARATION BY
THE ELECTROSTATIC SEPARATOR

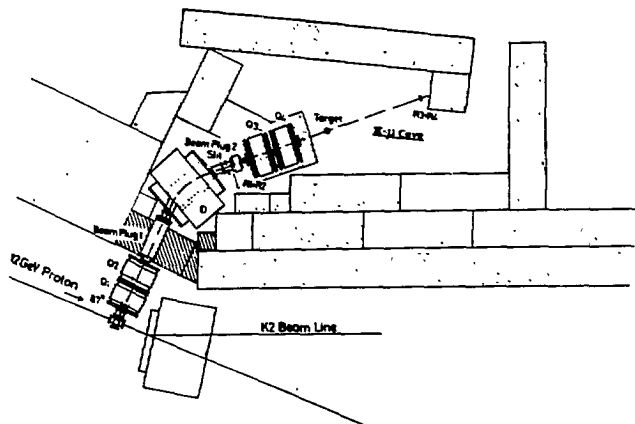
Characteristics of Beam K3

Mode	K3-S	K3-L
Momentum range	0.5 - 1.0 GeV/c	
Target	3 mm diam 60 mm Pt	3 mm diam 40 mm Pt
Production angle	0°	0°
Beam length	14.45 m	16.3 m
Solid angle acceptance	7.3 mstr	3.0 mstr
Horizontal acceptance	±200 mr	±90 mr
Vertical acceptance	±11.5 mr	±10.5 mr
Momentum bite	±3.0%	±1.8%
Solid angle momentum acceptance	48.4 mstrΔp/p	13.3 mstrΔp/p
Separator voltage	750 kV	
Separator gap	15 cm	
Separator length	1.9 m	
Beam end characteristics		
Horizontal magnification	2.06	2.00
Dispersion	-0.17 cm/%	0.0 cm/%
Vertical magnification	0.85	0.50
Horizontal image size	1.06 cm	0.86 cm
Vertical image size	1.50 cm	0.76 cm
Horizontal divergence	±100 mr	±52 mr
Vertical divergence	±17.8 mr	±24.5 mr
Yields expected for 10^{12} ppp		
0.6 GeV/c K^+/K^-	1.1E5/2.2E4	
0.8 GeV/c K^+/K^+	3.3E5/5.5E4	7.2E4/1.2E4
0.8 GeV/c $\bar{p}$	1.1E4	



Characteristics of the π - μ channel.

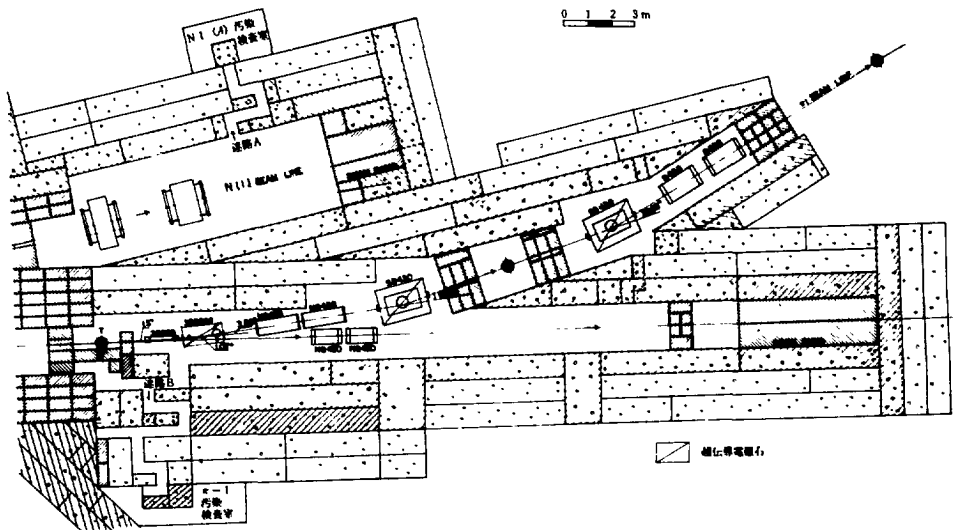
Momentum range	30 - 300 MeV/c
Target	3 cm thick Ta or 1 cm thick Al
Central production angle	87°
Beam length	8.7 m
Solid angle acceptance	26.7 mrad
Horizontal acceptance	± 50 mr
Vertical acceptance	± 170 mr
Momentum bite	
Ordinary mode	$\pm 6\%$
Dispersive mode	$\pm 2.5\%$
Solid angle momentum acceptance	236 mrad X
Beam size at the experimental target	7 cm(H) $\times$ 3 cm(V)
Pion beam for 10^{12} ppp on 30 mm thick Ta target at 200 MeV/c	1.0×10^7 per pulse
Muon beam at 200 MeV/c	4% of pion beam



Design parameters of the π 1 beam line

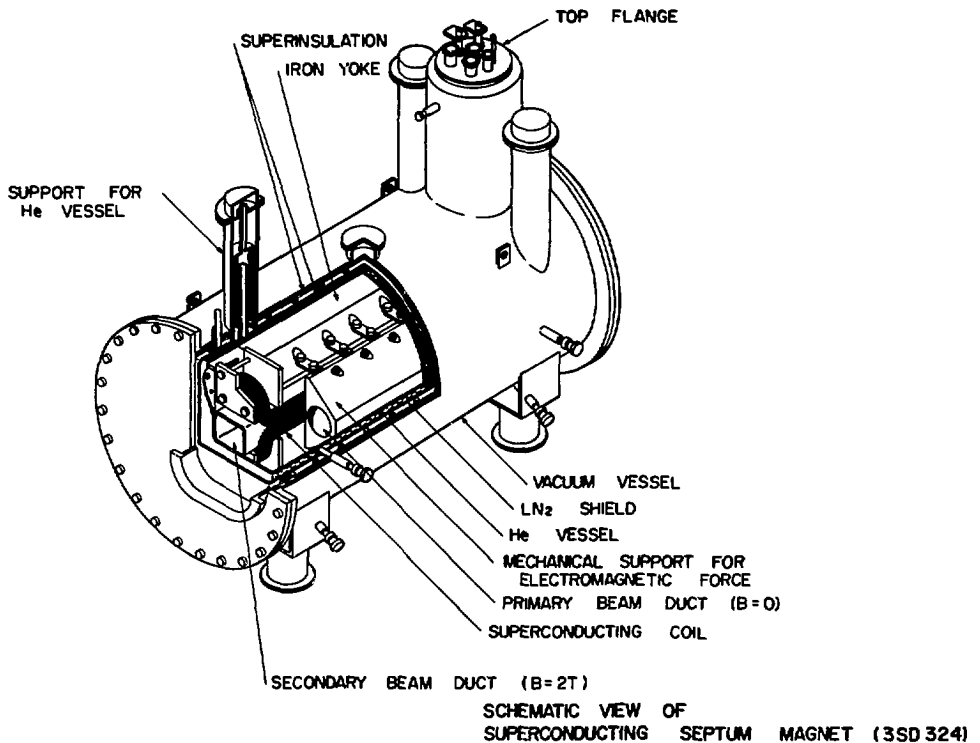
Maximum momentum	8.0 GeV/c
Production angle	1.5°
Target size (H × W)	3.0 mm × 3.0 mm
Acceptance	0.33 msr
Hor. zontal	±7 mr
Vertical	±14 mr
Momentum bite	±2%
Beam length	33 m
Parameters at IF	
Horizontal magnification	-0.56
Vertical magnification	-2.71
Dispersion	0.93 cm/Δp/p
Dispersion/Magnification	1.66
Parameters at FF	
Horizontal magnification	1.03
Vertical magnification	1.07
Dispersion	0.0 cm/Δp/p
Horizontal image size (±1Δp/p)	5.8 mm (FWHM)
Vertical image size (±1Δp/p)	2.8 mm (FWHM)
Horizontal divergence	*8.08 mr
Vertical divergence	*14.48 mr
Momentum resolution [*]	0.1 Δp/p (FWHM)
Particle yields	
13 GeV/c, 10 ¹¹ proton, 30% target efficiency, 0.45 msrΔp/p	
	π^+ π^-
4 GeV/c	700K 230K
6 GeV/c	500K 150K
8 GeV/c	200K 60K

*Comment - 1 mm resolution hodoscope is to be used at IF.
 - Position at FF should be determined within ±1 mm.



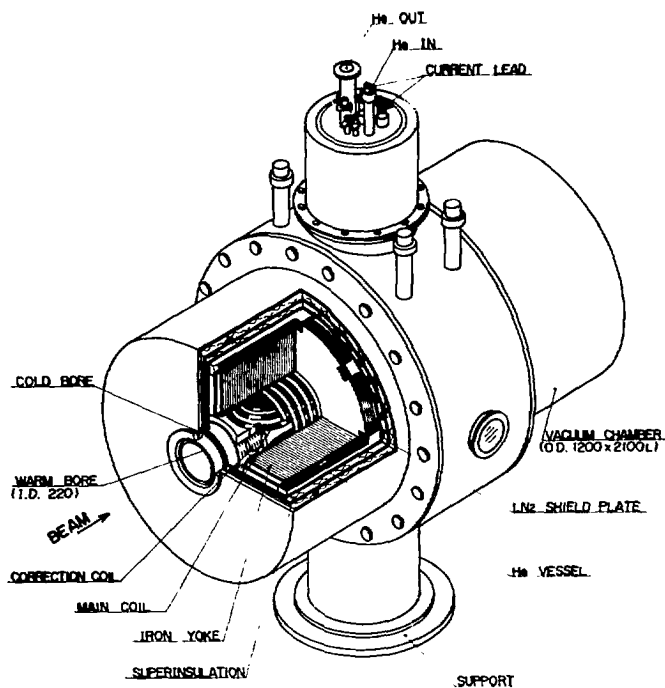
PARAMETERS
OF
A SUPERCONDUCTING SEPTUM MAGNET

Cold bore aperture	$154_h \times 134_v \text{ mm}^2$
Magnetic aperture	$160_h \times 140_v \text{ mm}^2$
Thickness of septum coil	6.4 mm
Magnetic length	1.27 m
Magnetic field	1.8 T (2 T max.)
Coil current	2000 A (2220 A)
Turns	100 turns
Ampere turns	$2.00 \times 10^5 \text{ AT}$
Current density in coil	25 kA/cm ²
Stored energy	41 kJ
Inductance	20.5 mH
Bursting force by coil current	184 kg/cm
Total weight of magnet	1.7 ton
Superconducting cable:	
Type	Compacted strand cable
Cable dimension	$6.23_h \times 1.27_v \text{ mm}^2$
Number of wire	19
Cu / Nb-Ti	1.8
Critical current	4700 A at 4 T (4.2°K)
Insulation	Capton film (25 $\mu\text{m} \times 3$)
Packing factor	0.89
Total length of cable	400 m



Design parameters of the superconducting dipole magnet (SD430)

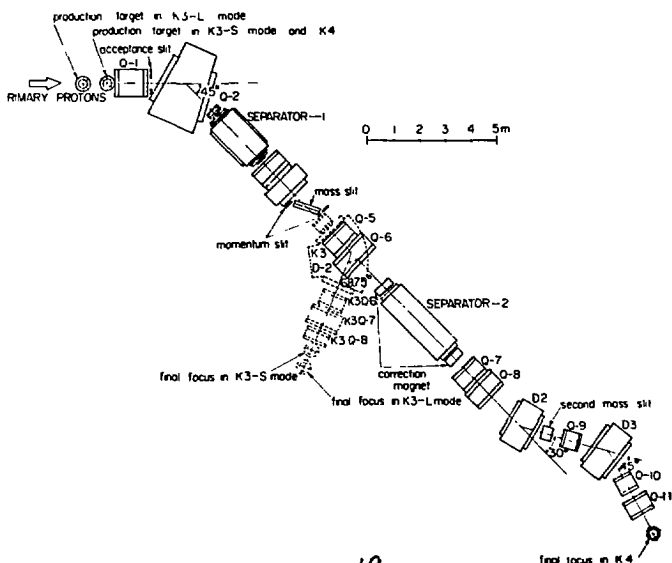
Warm bore diameter	220 mm
Main coil inner diameter	270 mm
Winding thickness	20 mm
Iron yoke inner diameter	318 mm
Iron thickness	275 mm
Lamination length	1800 mm
Magnet weight	9.1 ton
Magnetic length	1400 mm
Inductance	99.4 mH
B/I ($\mu = \infty$)	12.0 G/A
B/I (4.0 T)	11.4 G/A
Central field	4.0 T
Field uniformity	
b_2	1.2×10^{-4} T/cm ²
b_4	3.6×10^{-8} T/cm ⁴
Magnet current (4.0 T)	3518 A
Current density (including insulation 4.0 T)	20.6 kA/cm ²
Stored energy (4.0 T)	615 kJ
Bursting force	131 ton/m



Beam Characteristics for K4

Momentum range	0.4 - 0.8 GeV/c
Target	5×10×60 mm platinum target
Central production angle	0 degree
Beam length	27.98 m
Solid angle acceptance	7 msr
Horizontal acceptance	±200 mr
Vertical acceptance	±11 mr
Momentum bite	±2.5 %DP/P
Solid angle momentum acceptance	34.4 msr%DP/P
Electrostatic separators	
First one	length 1.9 m gap 15 cm field 40 kV/cm with a crossed magnetic field
Second one	length 3.0 m gap 12 cm field 50 kV/cm no crossed magnetic field
Characteristics at the first mass slit	
Horizontal magnification	-9.18
Dispersion	4.02 cm/%DP/P
Vertical magnification	-0.426
Separation between P and pi	1.47 cm at 800 MeV/c
Tilt angle of mass slit	60 degrees
Characteristics at the second mass slit	
Horizontal magnification	-3.51
Dispersion	1.01 cm/%DP/P
Vertical magnification	0.989
Separation between P and pi	4.0 cm at 800 MeV/c
Characteristics at beam end	
Horizontal magnification	2.76
Dispersion	-0.167 cm/%DP/P
Vertical magnification	-0.918
Horizontal image size	4 cm (second order)
Vertical image size	4 cm (second order)
Horizontal divergence	±100 mr
Vertical divergence	±35 mr

Yield expected for 10E12 protons

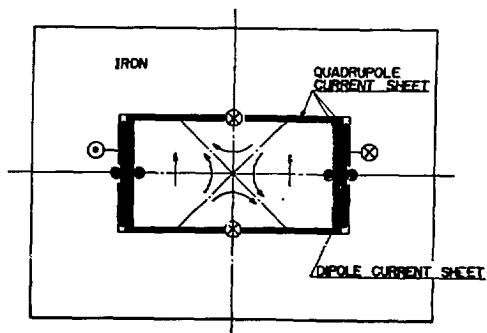
500 P is expected at 600 MeV/c the π^- , ν^- , $e^-/\bar{P}$ ratio of less than 20.

SC LESB

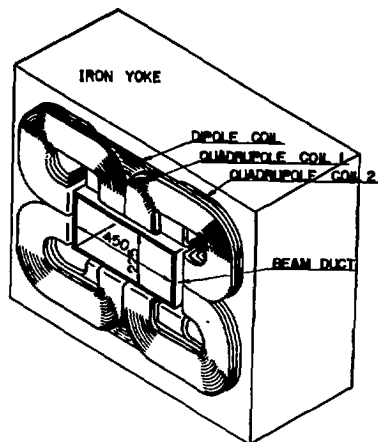
BEAM CHARACTERISTICS OF A SUPERCONDUCTING LOW ENERGY KAON BEAM

MAXIMUM MOMENTUM	700 MEV/C
TOTAL BEAM LENGTH	8.5 M
CENTRAL PRODUCTION ANGLE	5°
SOLID ANGLE ACCEPTANCE	12 MSR
HORIZONTAL ACCEPTANCE	±200 MR
VERTICAL ACCEPTANCE	±15 MR
MOMENTUM BITE	±3 % P/P
SOLID ANGLE MOMENTUM ACCEPTANCE	72 MSR % P/P

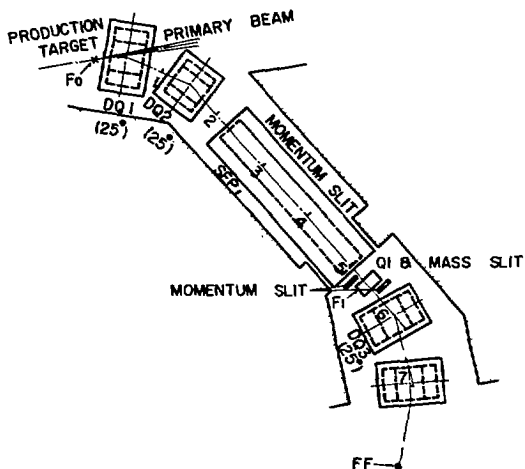
EXPECTED KAONS AT 500 MEV/C	$1.4 \times 10^5 K^+$
10^{12} INCIDENT PROTONS OF	
13 GEV/C INTO	$3.2 \times 10^4 K^-$
60 MM LONG PT TARGET	
SEPARATION QUALITY FACTOR	2.3
AT 500 MEV/C,	
E = 90 KV/CM	



COMBINED FUNCTION CURRENT SHEET MAGNET



LOW ENERGY KAON BEAM WITH SUPERCONDUCTING COMBINED FUNCTION MAGNET



STATUS OF KEK-BOOSTER MESON FACILITY
(JANUARY , 1981)

K. NAGAMINE
MESON SCIENCE LABORATORY
University of Tokyo
Bunkyo-ku, Tokyo
Japan

ABSTRACT: Since the first successful operation of superconducting muon channel in July 1980, various important progresses have been made during the first series of beam times since October 1980. This report describes summaries of the achievements concerning facility construction and experimental results utilizing the intense pulsed muons.

§ 1 TOWARDS THE FIRST OPERATION

The intense muon beam which is presently available at major meson factories such as LAMPF, SIN and TRIUMF has serious limitations when we apply it to the long time range measurement of the beam associated decay phenomena, e.g. muon-electron decay measurements or muon spin rotation studies: without reducing beam intensity the available time range is practically limited to $2\sim 3$ muon half lives. In order to break through this situation, the Meson Science Laboratory, University of Tokyo has started the design and construction of a strong superconducting muon channel at Booster Synchrotron Facility of KEK since 1978. The final goal was to construct the strongest pulsed muon experimental facility and research project based upon the maximum use of the BSF pulsed proton beam which has the suitable time structure of 50 ns pulse width and 50 ms pulse distance.

The use of backward muon for the main experimental port($\mu 1$) was decided because of the low π and e contamination. To generate the strong backward muon, the choice of the long superconducting solenoid for the $\pi\mu$ decay section was quite straightly decided because of (1) efficient muon production and (2) existence of a good muon optical source at the exit, which is necessary for the focussing action which is essential for various pulsed muon beam experiments.

In front of the solenoid we have decided to place an injector of $3Q + 8$ type with 0 degree take-off angle and 75 mstr acceptance. In addition, we have adopted rather sophisticated QQ-B-Q-B-QQ type achromatic channel as an extraction system for the backward muon from the solenoid. This arrangement produces a focussing of muon beam onto the experimental target. The spot size of the muon beam can be adjusted by the extraction slit at the intermediate focussing. The basic layout of the beam line is shown in Fig.1.

Following this design concept, we have started detailed designs and constructions of basic beam line components. The time schedule was quite tightly arranged in order to be matched for the scheduled first delivery of the primary in July 1980. Before March 1980, the conventional beam line components have been completed and placed in the right positions. These are pion production target system, proton beam dump, conventional bending and quadrupole magnets, associated power supplies, slit systems, channel control etc.

Among the various channel components, the most difficult part was certainly the design and construction of the large superconducting solenoid of the following scale: 6 m long, 12 cm inner bore and 5 T central field. The basic concept of the superconducting solenoid partly follows the SIN design, namely, indirect cooling of solenoid by supercritical He. However, several basic modifications

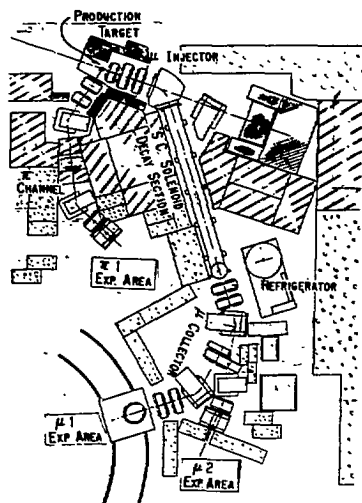


Fig. 1 Layout of meson experimental Facility at KEK-BOOSTER. (revised January 1981)

and improvements were made. The major differences are as follows: (a) supercritical He is produced by a single exchanger installed inside the refrigerator cold box, simplifying the total cooling system; (b) the iron return yoke is not a part of cold weight but a room temperature vacuum wall of the cryostat, reducing substantially cold weight. The schematic view of the solenoid and the cooling system are shown in Fig.2. The two supercritical heat exchangers can be connected to the two solenoid cooling paths either parallel-wise during cooling down or series-wise during stable operation. The most impressive point of these figures is that there is none of liquid He inside the solenoid. The construction of superconducting magnet system as well as the cooling system was completed by the end of June 1980. Just in time for the scheduled first primary beam delivery, the successful magnet excitation to 5T was recorded in the middle of July 1980.

The detailed description of channel construction and the stories of the first beam time are summarized in the reference [1].

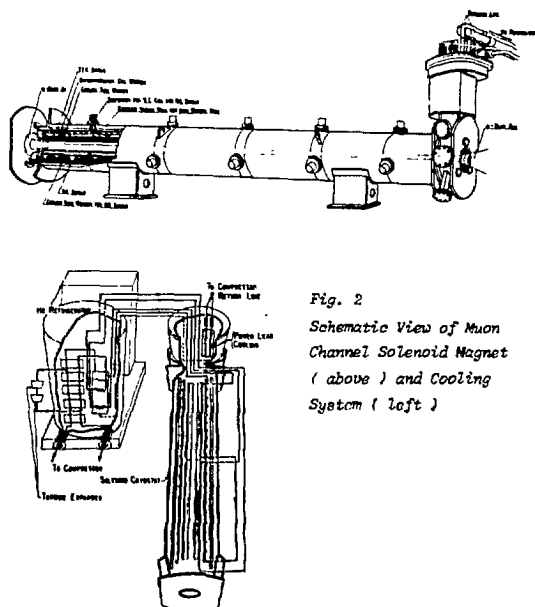


Fig. 2
Schematic View of Muon
Channel Solenoid Magnet
(above) and Cooling
System (left)

§ 2 FACILITY CONSTRUCTION STATUS

By the end of 1980, the rest of muon channel component was installed such as radiation shielding, required equipments for experimental ports, basic test set-up for muon experiments. Contrary to the original structure of the $\mu 2$ port, the two bends optics was chosen as shown in Fig.1. This modification has been made to obtain forward muons and/or undecayed pions with lowest e^+ contaminations. The same modification will be made for the small parasite pion (and surface muon) channel at 102.5° degree take-off angle. The pion channel will become ready in September 1981.

A half of the basic equipments for muon and pion experiments has been prepared : 1) data acquisition system using Vax 11/780 and CCS-11 front-end computer [2] ; 2) μe and μSR detection systems e.g. digital one using multichannel bit pattern recorder such as logic analyser or latched scalar and analogue one using transient digitizer; 3) external magnetic field sources such as 1 KG transverse field coil, 2 KG longitudinal field coil and 10 G uniform coil ; etc.

The latter half of the basic equipments will be prepared in 1981 e.g. r.f. sources for muon spin magnetic resonance [3], bent crystal spectrometer, polarized nuclear targets, etc.

§ 3 RESULTS OF THE TEST EXPERIMENTS DURING 1980

Stable operation of the superconducting muon channel was successfully maintained during the 1980 fall beam term. During this period, the superconducting solenoid system was kept to run continuously without any serious troubles. After the series of channel tuning works, the backward muon at $\mu 1$ port was confirmed to have a designed intensity and quality. The intense pulsed muons have produced various interesting new results in muon physics.

3.1 Properties of muon beam

Because of good optical properties of solenoid decay section and achromatic extraction system, the muon beam is focussed onto the experimental target at $\mu 1$ port. As shown in Fig. 3, the muon focus point can be easily taken at any points between 0.5 m and 1.0 m from the end of final quadrupole magnet.

The basic properties of the muon beam at $\mu 1$ port are summarized in Table 1. The muon intensity was directly measured using a small counter mounted on the beam profile hodoscope. The obtained number for μ^+ is $3.5 \times$

10^4 / pulse (7×10^5 / sec). For the μ^- intensity, the number should be divided by a factor of 3. The obtained muon intensity is compared to the values for the muon channel at major meson factories. The comparison is presented in Fig. 4. Compared to the others, the average intensity of our channel is low due to the low proton intensity ($1 \mu A$) but still competitive. The instantaneous intensity is really huge, easily 3 orders of magnitude higher than LAMPF.

3.2 μ Decay & μ SR Measurement Technique

With the help of strong radiation shielding, the room background inside the experimental hall was reduced substantially. Then, the pulsed muon beam was successfully applied to measure μ decay or μ SR time spectrum in the longer time range than ever achieved. Typical example is shown in Fig. 5. The time spectrum can be measured up to 20 μ s with the background contribution below 10^{-5} .

So far, the technical development was mainly done for the digital method. The arrangement is schematically shown in Fig. 6. Before one can obtain physical numbers such as relaxation rate, life time etc, various corrections are required for the observed time spectrum. In particular, corrections due to counting loss in various fast electronics and accidental coincidence in telescope counters. The method of data analysis including these corrections is close to be established.

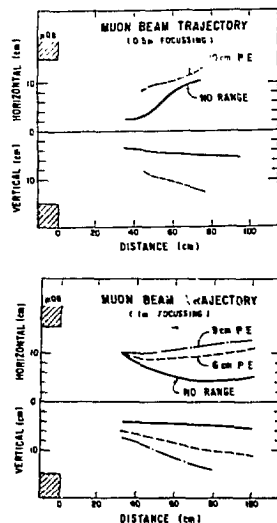


Fig. 3

Muon Beam Focusing Beers in the Beam Trajectory. Backward Muon from 200 MeV/c Pions.

Table 1 Summaries of muon beam properties (μ)

		CASE 1	CASE 2
P_{π}	(MeV/c)	$200 \pm 5 \%$	$100 \pm 5 \%$
P_{μ}	(MeV/c)	≈ 110	≈ 75
Stopping Range Width(g/cm ²)		3.5	2.0
Intensity (μ /cm ²)		3.5 K	2.8 K
Polarization		80 %	80 %
Spot Area (cm x cm)		8 x 6	8 x 6

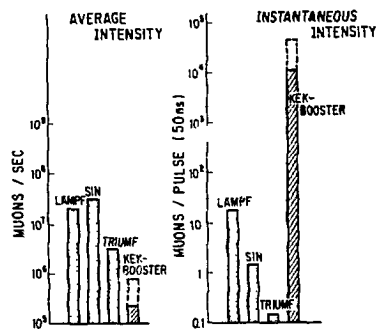


Fig. 4 Comparison of Muon Intensity for Negative Muons. Solid line exhibits in the case of optimum tuning and dotted one shows in the case of compromised tuning for polarization and background.

3.3 Pulsed μ SR Experiments

The μ SR method, utilizing asymmetric e^+ emission along polarized muon spin, can be used to probe the local magnetic field and its fluctuation felt by muon inside various condensed matters and also used to measure μ^+ motion in metals, muonium chemical reaction etc. Using pulsed muons which have strong advantage for long time range measurement, one can now measure low frequency muon spin rotation, long μ^+ spin relaxation, slow muonium chemical reaction, μ^+ fast diffusion, etc. The following new results have been obtained.

a) Muonium reaction rate in pure Water

Muonium spin relaxation rate in pure H_2O is a quite basic constant which is a standard value for various muonium chemical reaction in aqueous solutions. So far, quite controversial data have been reported from many laboratories. In order to pin down this situation, pulsed μ SR method was applied combined with very uniform (< 5 mG) low field coil. Typical examples of observed muonium precession pattern is shown in Fig. 7. The result shows that the reaction time constant is longer than $20 \mu s$ from $3^\circ C$ to $30^\circ C$, which is significantly longer than the existing number of $5 \mu s$.

b) μ^+ long relaxation in various metals

Paramagnetic Knight Shift and relaxation of μ^+ in Ni was measured at the temperature very close to T_c . Preliminary result was also obtained for μ^+ fast diffusion constant in Al.

c) μ^+ SR in Odd Light Nuclei

In order to see spin-dependence in nuclear muon capture, precise measurement of μ SR spectrum is now in progress for light odd nuclei such as 6Li , 7Li , 9Be , ^{10}B , ^{11}B , etc.

These activities reported here were carried out in collaboration with the following colleagues: Prof. T. Yamazaki, Drs. H. Nakayama, J. Imazato, K. Nishiyama and R.S. Hayano, Messrs. Y. Kuno, M. Yoshida, S. Nakajima, K. Ishida, T. Natsui, Y. Morozumi, K. Fukuchi and H. Sasaki.

Reference

- [1] K. Nagamine, Hyperfine Interactions, in press.
- [2] R.S. Hayano, private communication
- [3] H. Yasuoka, private communication

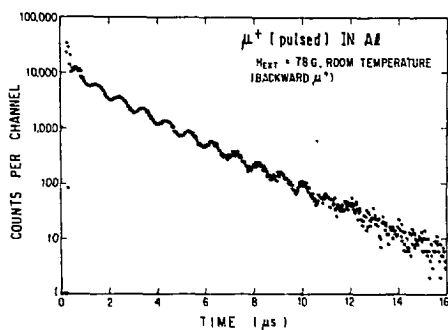


Fig. 5 Typical Example of pulsed muon spin rotation time spectrum. Long depolarization rate of positive muon shows a fast diffusion in pure Al due to motional narrowing of nuclear dipolar fields.

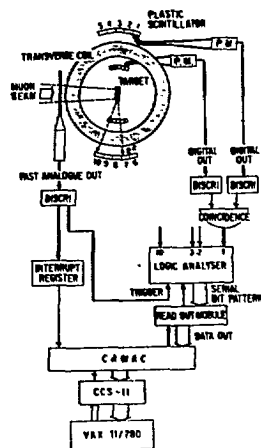


Fig. 6 Typical set-up for digital detection system for muon-electron decay or muon spin rotation.

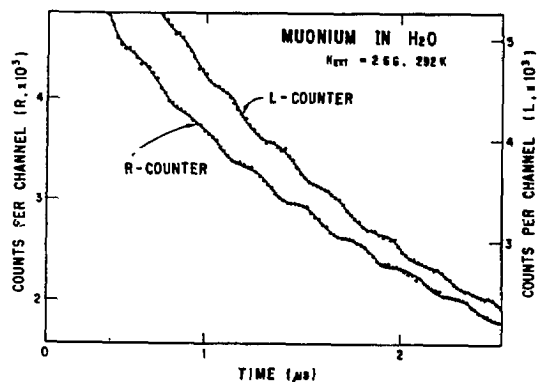


Fig. 7 Muonium spin rotation in pure water. Precession frequency is enhanced by a factor of 103 from positive muon. Long lived precession pattern corresponds to the slow chemical reaction rate longer than 20 microsecond.

偏極標的、偏極ビームによる最近の高エネルギー実験

KEK 政池 明

§ 1. はじめに

これまでの原子核、素粒子研究の歴史を振り返って見ると、スピンに関係する研究が非常に重要な役割をはたして来た事に気づく。すいぶん古い話になるが、weak interaction において、parity の保存則がやぶれている事を発見したのは、 C^{60} 核を偏極して β 崩壊の非対称性を測定した Wu の実験だった事は有名である。また原子核の内部構造を説明するためにスピント関与する L-S 力を導入した事が決定的役割をはたした事は興味深い。

最近では素粒子の散乱機構を調べ、その共振状態の性質を決定したり、素粒子の内部構造を調べるのに、散乱における偏極パラメータの測定が重要な働きをしている。

この報告ではまず偏極実験の最近のトピックスをこの述べる。またその展望についても、出来るだけふれてみよう。次に偏極標的の発展と現状について説明する。更に高エネルギー域における偏極ビームの関連計画に關しても簡単に述べる事にしよう。

§ 2. Parity 非保存

弱い相互作用で parity 保存則がやぶれている事は 1956 年に Wu の実験で明らかになった。Wu はいわゆる断熱消磁法で数 mK まで温度を下げ、高磁場で C^{60} の原子核を偏極させ、その decay asymmetry を測定した。Wu の得意とした偏極技術がこの実験を可能にしたわけであるが、asymmetry の大きさは数 10% あり、実験精度も今の技術から考えると、それほどきびしいものではなかった。

1978 年に今度は電磁相互作用をする電子-核子散乱にも parity 非保存が存在する事が明らかになった。これは Weinberg と Salam によって予言されたもので、進行方向に偏極した約 19 GeV の電子と重陽子とあって散乱された電子を測定し、

$$\frac{m_+ - m_-}{m_+ + m_-} \times \frac{1}{(P_e) Q^2} = -(9.5 \pm 1.6) \times 10^{-5} / (\text{GeV}/c)^2$$

を得た。ここで m_+ (m_-) は電子のスピン方向が進行方向と平行 (反平行) の場合の counting rate であり、 $Q^2 = 1.4 (\text{GeV}/c)^2$, $P_e = \text{beam polarization} (\sim 0.4)$ である。この場合は測定精度が 10^{-4} の order が必要である。この実験結果からいわゆる Weinberg angle は $\sin^2 \theta_W = 0.20 \pm 0.03$ となつて予言値と良い一致を示す事がはっきりした。

ところで strong interaction については更に良い精度が必要とされた。永い間決定的な事は何も言えない状況であったが、1980 年にいくつかの結果が発表された。これはいわゆる proton のビームを進行方向に偏極して陽子-陽子散乱の total (220) section asymmetry を

見るもので

$$A_L = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} \quad (\sigma_{\pm}: \text{cross section for } \pm \text{ beam helicity})$$

の値として次のものを得ている。

15 MeV	$(-1.7 \pm 0.8) \times 10^{-7}$	Los Alamos
45 MeV	$(-2.3 \pm 0.8) \times 10^{-7}$	SIN
800 MeV	$(+30 \pm 10) \times 10^{-7}$	LAMPF
6 GeV	$(+33.3 \pm 7.0) \times 10^{-7}$	ANL

このうち 15 MeV のデータは 1978 年に発表されたものであるが、その他の 3 つは 1980 年に、Santa Fe, Lawrence 等で発表されたものである。¹⁾ これ等の実験ではいずれも 10^{-6} 以上の測定精度を必要としており、偏極測定方法に著しい進歩のあとがみられる。strong interaction の parity 非保存は、まだ確立された理論があるわけではなく、むしろ Henley 達が weak interaction と strong interaction との干渉効果を計算して parity 非保存の大きさを計算しているだけである。彼等は distorted wave weak matrix element の計算に Gottfried-Jackson absorption model を用いている。この計算は neutral current の効果をに入れておらず、将来の問題として残されている。strong interaction における parity 非保存の研究はまだ始まったばかりであり、これからの発展が期待される。

§ 3. 核子の電子及び核子による散乱

核子のスピンを偏極させて、核子の spin-dependent structure functions を調べ試みは SLAC ではじめられた。この実験ではビームの進行方向に偏極させた電子を、やはりビームの進行方向に偏極させた陽子にぶつけてその deep inelastic scattering の cross section の asymmetry (A) を測定した。

$$A = \frac{d\sigma(\uparrow) - d\sigma(\downarrow)}{d\sigma(\uparrow) + d\sigma(\downarrow)}$$

ここで

$$A/D = A_1 + \eta A_2$$

$$A_1 = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} \quad (\text{virtual photon-proton asymmetry})$$

$$A_2 = \frac{\sigma_T}{\sigma_T} \quad (\text{transverse-longitudinal interference term})$$

$$D, \eta: \text{kinematic factor}$$

A_1 の X-dependence は第 1 図に示される。これらは Bjorken sum rule と specific quark parton model の予言通り、正で大きな A_1 の値を示している。¹⁾ ここに示した 1980 年の新しいデータ (■点) をさらに解析して Bjorken sum rule との比較をもっとくわしくやる事が未来は予定である。

さて、核子-核子の散乱の場合には3つの quark にもつもの同士の散乱があるから組合せがもっと複雑である。Argonne では陽子ビームと陽子標的を種々の方向に偏極させて p-p 散乱の測定に非常に興味深い結果を得ている。

A. Kriesch 達は $CNN = (N, N; 0, 0)$ *) を測定し、12 GeV/c で m が $P_T^2 \sim 3.6 (\text{GeV}/c)^2$ から異常に大きくなる事を見出した。特に、 $P_T^2 \geq 4.3 (\text{GeV}/c)^2$ ではスピンが平行な場合の断面積が、反平行の場合の4倍に達する。 $\frac{d\sigma}{dt}(↑↑)$ と $\frac{d\sigma}{dt}(↑↓)$ を P_T^2 (scaled P_T^2) に対してプロットして CERN-ISR のデータとくらべて見ると第2図のようになる。ISR のデータにおけるいわゆる

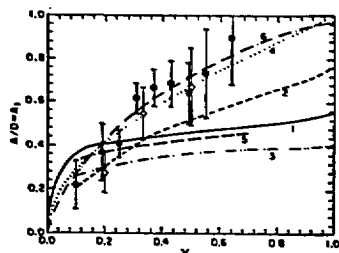
"hard scattering" によるとみられる $\exp(-1.6 P_T^2)$ の成分が $P_T^2 \geq 3 (\text{GeV}/c)^2$ の $\frac{d\sigma}{dt}(↑↑)$ には現れているが、 $\frac{d\sigma}{dt}(↑↓)$ には現れない。この事から high P_T で spin-spin カが増大するのは quark 同士の直接散乱のスピン依存性によると考える事が出来る。もっとも、これを単純に quark 同士の散乱の和という事で計算しようとするとかなりの無理が生じる。この high P_T における spin dependence は他のパラメーターでも測定され

$$C_{NN} - C_{SS} - C_{LL} = 1$$

の関係が成り立っている事が示され注目を集めている。*) また、m p 散乱における CNN は 6 GeV/c で負の大きな値を示している。(第3図参照) high P_T における種々の spin parameter の系統的測定は KEK に果された大きなテーマの一つである。

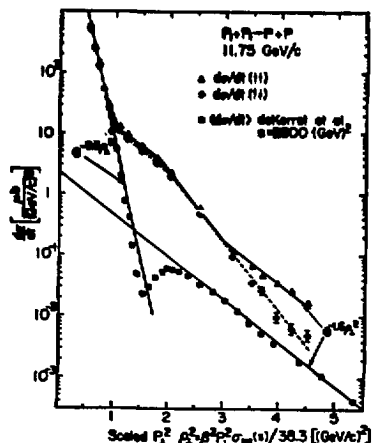
§4. = 核子共鳴

p-p 散乱の断面積は古くから測定されていたが、共鳴が存在するという決定的な証拠はなかった。Argonne で偏極ビームが加速できるようになった pure spin state の p-p 散乱のパラメーターを測定した結果、入射粒子の運動量が 1~2 GeV/c の時、スピンパラメーターの



Asymmetry A/D vs. x.

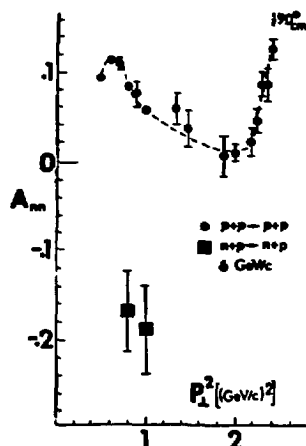
第1図：偏極電子ビームと偏極核子標的の deep inelastic scattering の asymmetry.



第2図：偏極 p-p 散乱の断面積の P_T^2 依存性

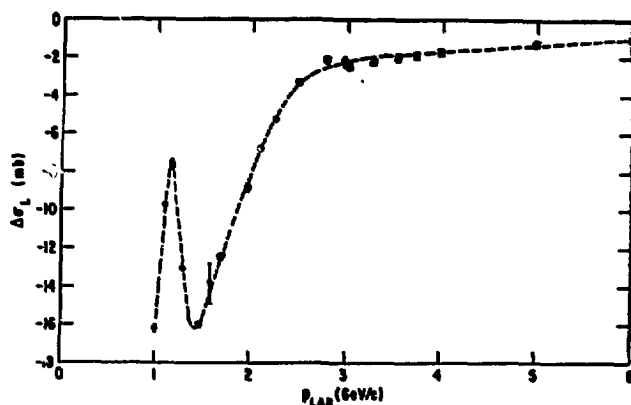
*) ビーム及び標的の散乱平面に垂直に偏極させて散乱の左右非対称度を測定する。

エネルギー依存性に structure がある事が発見された。特に $\Delta\sigma_L = \sigma_L^{tot}(+) - \sigma_L^{tot}(-)$ は 1.2 GeV/c にするといふ山があり、1.5 GeV/c に深い谷がある事が発見されて以来 = 核子共鳴が注目されるようになった³⁾ (第4図) Argonne では、 $\Delta\sigma_L$ のデータが得られ、いくつかの p-p 散乱のスピンパラメーターが測定され、それらを用いて星崎等が $I=1$ の部分波解析を行った。⁴⁾ 彼の解析では 1 GeV/c 以下の phase parameter が共鳴のないうまくは運動量依存性をもち、L の大きい部分波の散乱は核子間に π 中間子が1個交換される過程である事を考慮している。その解析結果によれば、 $\Delta\sigma_L$ の 1.5 GeV/c の谷に相当するところに 3F_2 波の共鳴が存在する事を示している。この共鳴は質量 ~ 2220 MeV, $\Gamma \sim 100 \sim 150$ MeV, $J^P = 3^-$, 弾性度 ~ 0.2 である。また $\Delta\sigma_L$ の 1.2 GeV/c の鋭いピークは



第3図：偏極化中性子-陽子散乱と陽子-陽子散乱の $C_{NN}(=A_{NN})$

1D_2 波の共鳴によるもので、質量 ~ 2170 MeV, $\Gamma \sim 50 \sim 100$ MeV, 弾性度 ~ 0.1 と推定されている。これらの共鳴の存在は $m\Lambda^{++}$ channel がその附近で開かれる事の影響ではないかと考える人も少なくないが、Arndt や Lehar 等によって共鳴が追証され、今では $I=1$ の 3F_2 と 1D_2

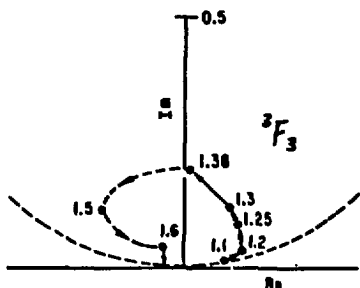
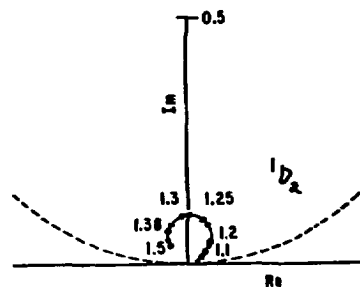


第4図：p-p 散乱の $\Delta\sigma_L = \sigma_L^{tot}(+) - \sigma_L^{tot}(-)$ の P_{lab} 依存性

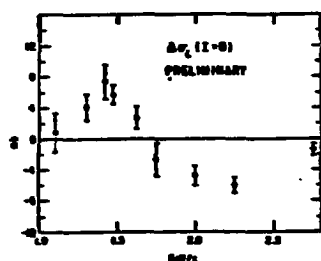
の共鳴はほぼ establish されたと考えてよいであろう。この他にも 1G_4 波等の可能性が指摘されており、今後共鳴の数がまだまだ増える事が予想されている。

一方 $I=0$ についてはどうであろうか。釜江等は東大核研の電子シンクロトロンを用いて $d \rightarrow np$ 反応における反跳陽子の偏極のエネルギー依存性を測定し $\sqrt{s} \sim 2.38$ GeV に鋭いピークを見出し、 $I=0$ の二核子共鳴の存在を示唆した。

一方 Argonne では $p-d$ 散乱の $\Delta\sigma$ を測定し、 $p-p$ 散乱の $\Delta\sigma$ のデータを合わせて $I=0$ の状態の $\Delta\sigma$ を求めた。その結果 $I=1$ の場合のように $\sim 1.5 \text{ GeV/c}$ に構造がある事を見つけた。(第6図) しかし $p-m$ 散乱のスピンパラメータの測定はこれまで非常に少ないためこれが共振であるかどうかを即断する事は難しい。星崎等は数少ないデータをを使って $1.1 \sim 1.8 \text{ GeV/c}$ の領域で phase shift analysis を行ない、 2.19 GeV の 1F_3 共振の存在を示唆している。⁵⁾ 星崎によれば、この共振は $E_{\text{rel}} \sim 50 \text{ MeV}$ 、 $E_{\text{rel}}/\Gamma \sim 0.12$ と推定され、 $\Delta\sigma_2(I=0)$ の構造のみならず、 $\sigma_{\text{tot}}(np)$ の 1.4 GeV/c 付近の shoulder も説明できる。さてこの共振が singlet であるならば、偏極パラメータは急激なエネルギー依存性はないはずなので、その測定がこの共振を確かめるのに重要な意味をもつ。最近 KEK では二次陽子ビームと偏極重陽子標的にあて、 $p-m$ 散乱の偏極パラメータの測定を行った。その結果の一部を第7図に示す。この図の実線は星崎等の解析結果であり、実線と解析とがかなりよく一致を示している事がわかる。また偏極パラメータが顕著なエネルギー依存性を示していない事は共振が singlet である事を支持していると言える。⁶⁾ $I=0$ の 1F_3 共振の存在が確証されれば、これは二核子共振が重水素のような原子核ではなく、 $6-q$ quark 系である事の証左と考えられるので、この共振の更に詳しい解析が望まれている。



第5図: 星崎の $p-p$ 散乱 phase shift analysis の 1D_2 波及び 3F_3 波の Argand plot

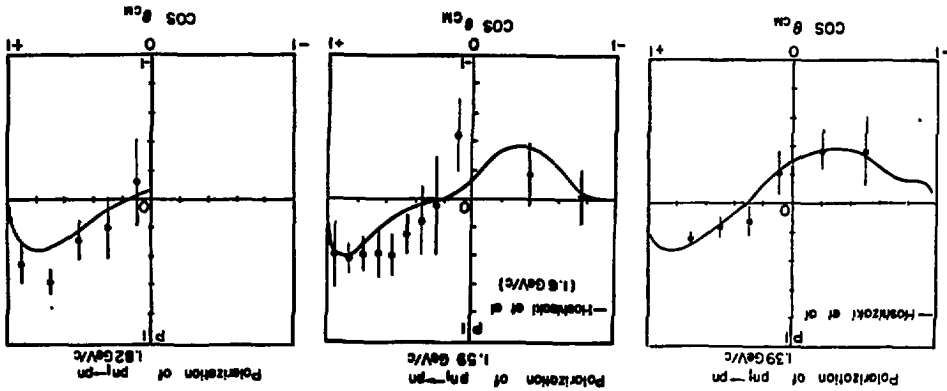


第6図: $m-p$ 散乱における $I=0$ の $\Delta\sigma$

5 K⁺ 中子-核子の散乱

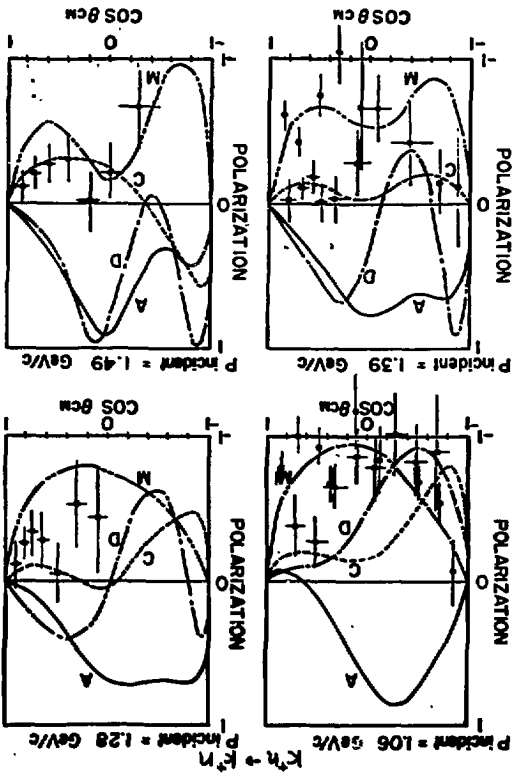
K^+N 散乱は exotic channel である。もし共振があれば $S=+1$ のバリオンで、クォーク4ヶ、反クォーク1ヶの状態である。そのためこの散乱は10年以上前から注目されている。1960年代に K^+p と K^+d 反応の全断面積の 1.2 GeV/c 付近に $I=1$

第7回: $K \subseteq K' \subseteq \text{GF}(3^p - m)$ 截
実線は星崎の解析



及 v は $I=0$ の状態の ϕ^+ が衰変して、その後各粒子は u の反粒子に割
定が行われ、 K_L が、 $u\bar{d}$ の K^0 と $s\bar{s}$ の K_S とある
という決り手ばかりである。特に
 $I=0$ 系については重陽子標的による
簡便実験のデータがほとんどない。
この点、phase shift analysis
の弊害こそ一ツではある、たゞ例え
ばGiacomelli等(BGR-group)
は K^+ や K^0 の K^+M 散乱のデータを
用いて $I=0$ 系の部分を解析を行
ない、A,C,Dの3つの解を求め
ている。⁶⁾ そのうちD解は P_{11} 波
に質量1740MeVの共振がある
とする事か示されているが、他の解
A,Cでは共鳴について、よりいた
証証拠を得ていない。またB.Martin
等は $I=\frac{1}{2}$ 及び $I=0$ の解析を同時に
行い、た結果はGiacomelli等の
解とは異なり、共鳴はないとい
明確な結論を下している。⁷⁾ しか
等の解では $u\bar{d}$ と $u\bar{s}$ の K^+M
及び K^0 反応の簡便実験データ

第8圖(a): $K^m \rightarrow K^m$ ~~AbolP-1.5 vs~~-(preliminary)
($\dagger$: KEK , $\diamond$: Rutherford)
A, C, D: Giacomelli collaboration; M: Martin collaboration



の予言値がそれぞれ大きく異なっている。KEKでは重陽子偏極標的を新たに開発しこれらの反応の偏極パラメータの測定を行った¹⁾。その preliminary 結果の一部を第8図に示す。

Giacomelli の解 (A, C, D) 及び Martin の解¹⁾は利用され実験値と合わない。そこで KEK を中心として新しい部分波

解析が進められている。

まず $I = 1$ 波を固定して、 $K^+n \rightarrow K^+n$ の実験

結果を加えた解析が行われた。解析には

新たに $I=0$ の total

cross section のデータ

も用いられ、F波も

パラメータとして加えら

れた。第9図にその

うちの一部を示す。C, D

はそれぞれ Giacomelli

の解 C, D を出発点と

したものである。D の

P_{01} 波の Argand

plot を第10図に示す。

これらの解析は

P_{01} 波に共鳴がある

事を示唆している。⁸⁾

KEK とほぼ同じ頃

Rutherford Lab でも

低いエネルギー領域で

同じ測定が行われた

が、ごく前方のデータ

を除いて KEK のデータ

と consistent である。

KEK では $K^+n \rightarrow K^+p$

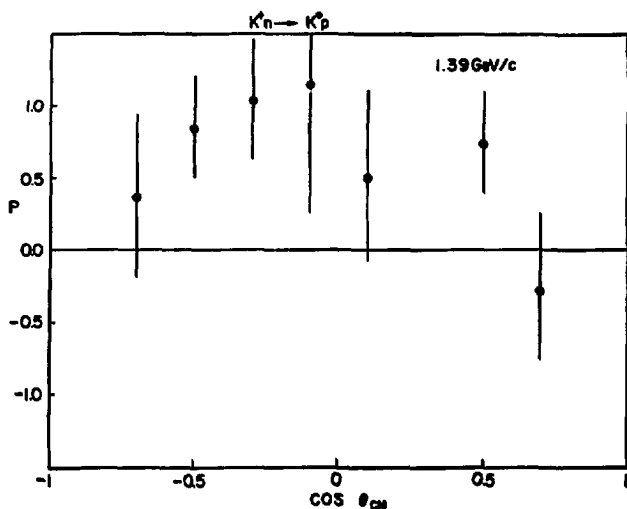
反応のデータも含めた

解析が進められている。

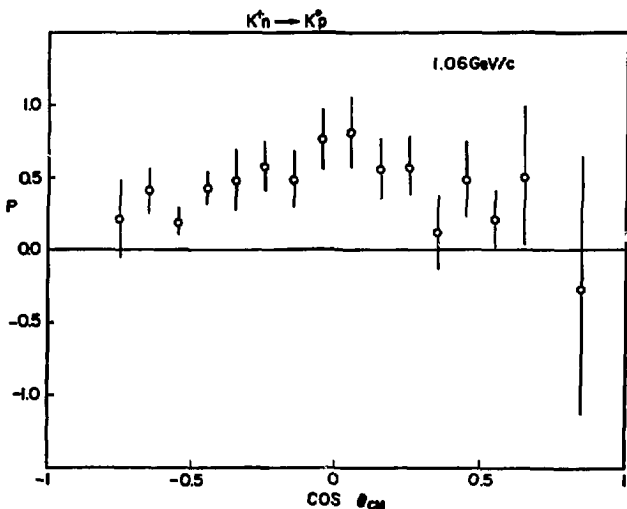
更に $K^+d \rightarrow K^+d$ 反応の

偏極パラメータの実

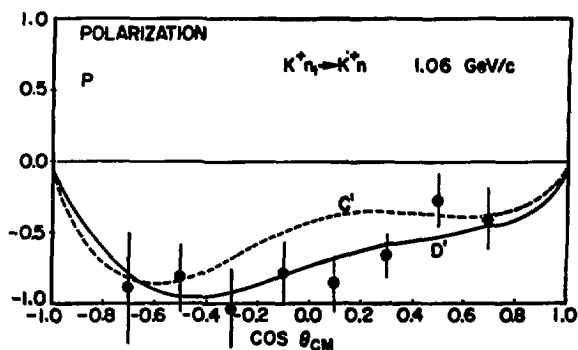
験もまもなく行われる



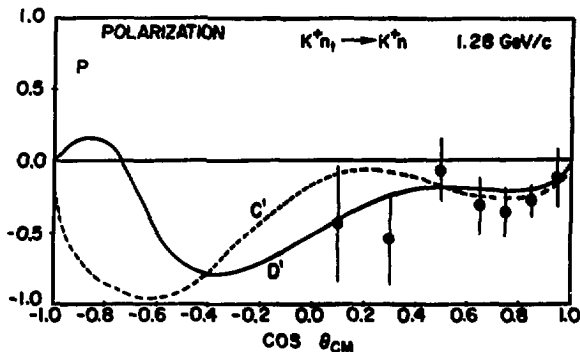
第8図(b) $K^+n \rightarrow K^+p$ 散乱のP-パラメータ測定結果の一部 (very preliminary)



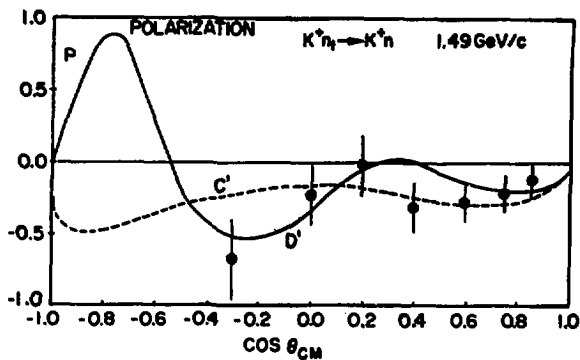
第8図(c): $K^+n \rightarrow K^+p$ 散乱のP-パラメータ測定結果の一部 (very preliminary)



第9図 (a)



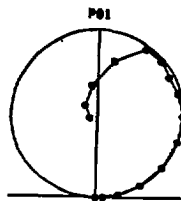
第9図 (b)



第9図 (c)

第9図 (a), (b), (c): 実線は N. Kim による $K^* n \rightarrow K^* n$ 散乱の phase shift analysis の P-パラメーター, 黒点は KEK-data

予定なので、近い将来 $K^* n$ の $I=0$ 共鳴についてのぼろぼろした議論が得られるであろう。

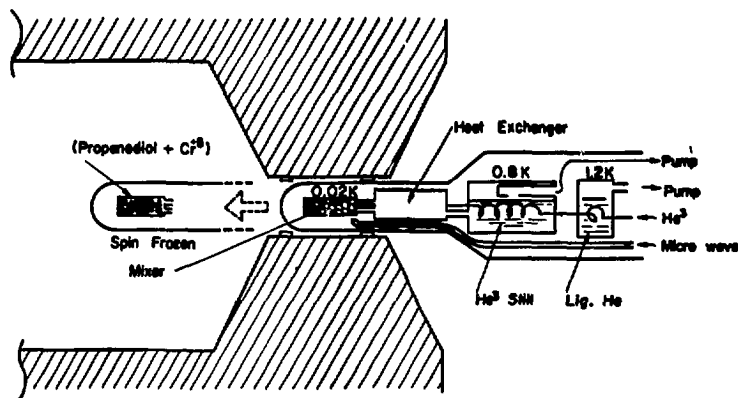


第10図: N. Kim phase shift analysis の P_{01} 波 Argand plot (D' solution)

5.6. 偏極標的

偏極標的のくわしい解説は他の文献を参考にしていただく事にして、この節では偏極標的のこれまでの開発の歴史と最近のトピックスにごく簡単にふれよう。

高エネルギーの偏極標的は1962年頃 Saclay & Berkeley で $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12}\cdot 24\text{H}_2\text{O}$ の結晶中の水素核を約1°Kでdynamicに70%偏極した時に始まる。この標的は Argonne, CERN その他で π 散乱をはじめ多くの弾性散乱の偏極パラメータの測定に用いられハドロン散乱における偏極についての多くの先駆的業績が発表された。次いで1969年には Hydro-carbon 中の水素核を Cr^{3+} 錯塩によって0.5°Kで80%偏極する事に成功した。これは若者等が素研準備室の研究の一環として多大で始めたものであるが Saclay 滞在中に完成した。これによって Charged hadron の弾性散乱だけでなく、種々の複雑な反応の spin parameter の測定が可能になった。1975年頃には KEK と CERN で、希釈冷却法を用いて0.1°K以下の温度においていわゆる spin frozen target が完成し、一旦偏極した target を自由な空間に引き出して、spin parameter を測定する事が可能になった。(第11図参照)



第11図: KEK の spin frozen deuteron target

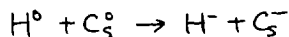
また希釈冷却法は重水素を約40%偏極する事を可能にし、5.4及び5.5に述べた中性子偏極標的を用いた exotic channel 等の偏極実験が出来るようになった。1980年には NH_3 が CERN - Bonn で、又 LiH , LiD が Saclay でそれぞれ70%以上偏極できるようになり、pure nucleon polarized targetへと更に一步近づいた。これ等は free electron としていずれも radiation damage を用いている。特に LiH , LiD では Li も70%以上偏極している事が注目される。

一方1980年には Amsterdam で低温の液体ヘリウム壁をもった box 中で high density の Atomic Hydrogen を保つ事が出来る事が発表され、その偏極標的、偏極イオンへの応用に強い関心が持たれている。⁹⁾ これまでに偏極した 10^{16} atoms/cm³

の水素が検出され、従来の atomic hydrogen より3桁以上高密度である事が確認されている。これ等は1980年代の偏極実験の有力な武器となるであろう。

5.7 偏極ビーム

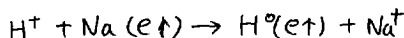
偏極イオン源としてよく知られている方法には Lamb shift 型と atomic beam 型とがある。このうち Lamb shift 型は space charge の問題で、1 μA 以上は困難であると考えられている。一方 atomic beam 型では、今では H^+ のビームで 30 μA を得る事が出来る。Argonne では atomic beam 型イオン源を用いていた。1960年頃のイオン源では 0.1 μA であった事と考えるとビーム強度が300倍になった事になる。しかし高エネルギー加速器では更に高いビーム強度が望ましいので、そのための次の目標として話題となっているのは atomic beam 型の負のイオン源の製作である。その一つは中性の熱エネルギーの偏極 atomic beam と約 40 keV の C_5^0 ビームを衝突させて



反応を起こさせて偏極イオン源を作る方法である。Wisconsin 大学ではこの方法ですでに 30 μA の強度の負イオンビームを得ている。これは AGS の偏極イオン源として用いられるはずである。¹⁾

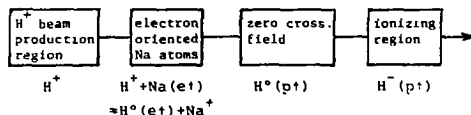
負のイオン源を用いた場合、シンクロトロンへの入射時に薄膜によって負イオンの電子をばぎとって正イオンに変える事にすれば、正イオン入射時の場合の数10倍も多く多重入射できる。というのは正イオンの場合には Liouville の定理によって位相空間に占める電荷数が制限を受け、それが多重入射の限界となってしまうが、負イオンで入射すればそのような制限はないからである。

さて KEK においてやはり負のイオン源の一つとして Na atom を optical pumping によって偏極する方法が試みられている。¹⁾ (第12図) この方法はまず Na の D₁ line に tune された dye laser によって Na atom の電子スピンを偏極する。次にその Na atom に H^+ ビームをあてて



という反応を起こさせ、 H^0 ビームの電子を偏極させる。その後 Lamb shift 法でよく用いられる zero cross field を通過させる事によって電子の偏極を陽子に transfer して $H^0(p\uparrow)$ ビームを得る。この H^0 ビームをもう一度 Na vapor の中で通すと ionize されて $H^-(p\uparrow)$ ビームとなる。KEK においてはこの方法ですでに約 70% 偏極した 3 μA の $Na(e\uparrow)$ を得ている。Na の偏

POLARIZED H^- ION SOURCE - APOLON



Principle of new type polarized ion source.

第12図: KEK の polarized ion source

極をHに transferする時に多量の depolarization が予想されるが、この方法よりも更に強い強度のビームが得られるものと期待されている。

高エネルギーの偏極ビームを得るにはイオン源で偏極されたビームを偏極したまま加速せねばならない。陽子のスピンを垂直にむけておくと、シンクロトロン磁場に水平成分があり、加速の途中で少しずつ depolarize する可能性がある。またバートロン振動数と陽子の交差運動の振動数が一致すると共鳴によって depolarization が起る。主な depolarization の起る条件は

$$\left(\frac{g}{2} - 1\right)\gamma = nN \pm 1/2 \quad (\text{intrinsic resonance})$$

ここで

$$g = 5.582$$

$1/2$: 垂直方向のバートロン振動数

n : 整数

N : 加速器の super period

である。 $1/2$ と N は加速器に固有の値なので、何々の加速器でも異なった共鳴を数多くもっている。

Argonne の ZGS はいわゆる zero gradient 型で電磁石に勾配がなく水平方向の磁場の弱い weak focus の加速器なので共鳴の数も少なく弱い。しかしそれでも完全に depolarize してしまうような共鳴が 6 個もあった。KEK の PS は strong focus の加速器なので ZGS より共鳴が多くて強い。ブースターでは完全に depolarize してしまうような強い共鳴が 1ヶある。また主リングには上記の intrinsic resonance が 11ヶある他、 $1/2$ の値によらない

$$\left(\frac{g}{2} - 1\right)\gamma = n \quad (\text{imperfection resonance})$$

が 22ヶもある。1ヶの共鳴を通過した後の偏極度は

$$P = P_0 \left(2e^{-\frac{\pi \epsilon^2}{2\alpha}} - 1\right)$$

ここで

P_0 : 共鳴を通過する前の偏極度

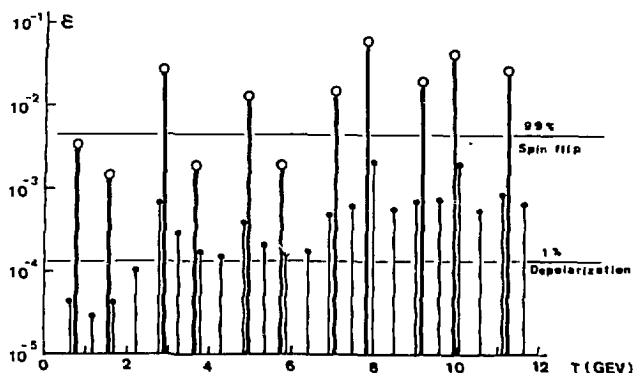
ϵ : resonance strength

$$\alpha = \left\{ \gamma \left(\frac{g}{2} - 1 \right) \mp 1/2 \right\} / \omega_0$$

ω_0 : angular frequency of revolution

である。実際に KEK 主リングでの共鳴の強さを平松等が計算して第 13 図のような結果を得た。ここで興味深い事は共鳴が非常に強いと上記の式からわかるように、spin が完全に flip して向きがかわり、depolarization はあまり起らない事である。しかし共鳴が中途半端の大きさだと完全に depolarize してしまう。このような場合には pulse Q-magnet を用いて、 $1/2$ 急に換え、共鳴をすばやく通過させて、depolarization を最小限にするか、共鳴点をあざとゆくり通過させて、スピンの向きを完全に換えやめるかの方法をとらざるを得ない。KEK における偏極ビームの加速は決して容易ではないが、共鳴点をうまくのりこえる事によって、約 8 GeV までの加速は可能であろうと思われる。約 8 GeV に強い

intrinsic resonance と imperfection resonance が接近しているため、この energy E depolarize させずにのりこえる事が出来るかどうかについては更に検討を要する。いずれにしても約2年半後には偏極ビームの加速テストが行われるので、偏極ビームによる実験が可能になると思われる。



第13図: Resonance strength in the KEK PS. The open circles are the strengths of intrinsic resonances and filled circles are the strengths of imperfection ones.

文献

- 1) Proc. of the 1980 Int. Symp. on High Energy Phys with Pol. Beams and Pol. Targets, Lausanne; to be published.
- 2) D.G. Crabb et al; Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1257
- 3) A. Yokosawa; ANL-HEP-CP- '79-20 (1979)
- 4) 星崎憲夫; 日本物理学会誌 34 (1979) 214
- 5) K. Hashimoto, Y. Higuchi, and N. Hoshizaki; NEAP-24, 1980 (Kyoto Univ. Faculty of Engineering, Theoretical Physics)
K. Hashimoto, N. Hoshizaki; NEAP-25, 1980
- 6) G. Giacomelli et al.; Nucl. Phys. B71 (1974) 138
- 7) B.R. Martin; Nucl. Phys. B94 (1975) 413
- 8) N. Kim; Doctor Thesis; Tokyo Univ. Phys. Department 1980,
- 9) I. Silvera; Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 164,
45 (1980) 915.

コメント

— 中高エネルギー-原子核 標的反応 三題 —

あつし
早稲田大学 理工 中村純

中高エネルギー-原子核標的反応のうち、KEKでやるべきであるといふで勝手に思いこんでいるものを3つほど取り上げ、自分たちの仕事の宣伝をそれとなく織り交ぜながら議論を行なう。

I) 重陽子を使ったダイバリオンの作り方*)

陽子-陽子散乱

のフェイズ・シフト

アナリシスはアルゴ

リズムの偏極ビーム、

偏極標的実験のデー

タを取りこんで、¹⁾

星崎により飛躍的に

進められ、²⁾ $B_i(2.17;$

$2^+)$ 、 $B_i(2.22; 3^-)$ 、

$B_i(2.43; 0^+ \text{ or } 4^+)$ 、

(B_i spin(Mass;

$J^P)$)の3つのダイ

バリオンの存在が強

く示唆されるようにな

った。これらのダイバリ

オンは陽子-陽子系への崩壊

比が小さく(10~20%)他

のチャンネルにも結合して

いるはずである。3年程

前にいろいろ検討した結

果、 π -重陽子(πd)

弾性散乱が最初に取り

組むべき反応であると

*)

金井公世、三仲啓両氏との共同の仕事に基づ

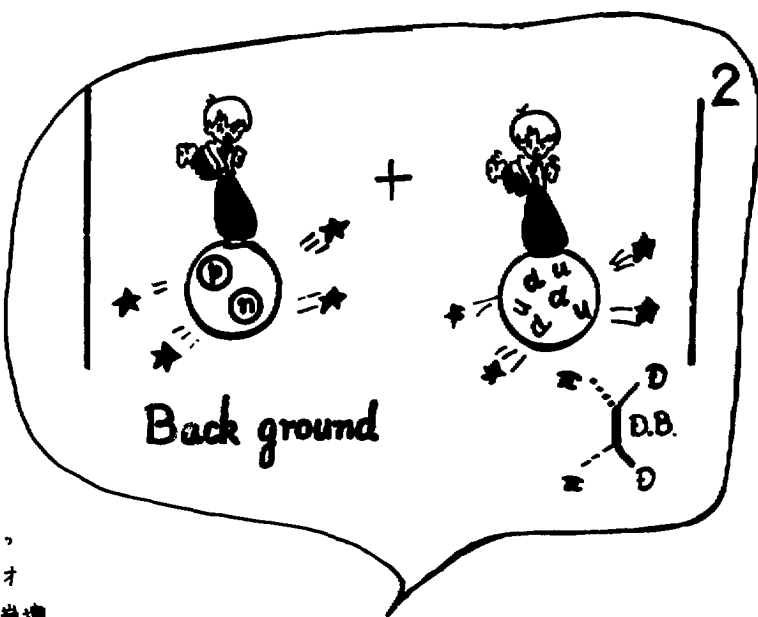


図 1.



$$S_{\mu\nu} = S_{\mu\nu}^{\text{Dilaton}} + S_{\mu\nu}^{\text{Background}}$$

考え、解析を始めた。³⁾ その理由は次のとおり。

- ① ダイバリオンの崩壊する可能性のあるどのような反応でも、それ以外の機構によるバックグラウンド項があるはずであり、全散乱振中は

$$f = \int \text{Dibaryon} + \int \text{Background}$$

となるであろう。このバックグラウンド項が計算できないと、あるいは計算できてもパラメータが数多く入ってしまうと、ダイバリオンについて何の確かなことが言えなくなってしまう。

$\pi d \rightarrow NN$ 等の重陽子の崩壊を伴う反応はこの点から好ましくない。

- ② KEKでは偏極重陽子標的の開路が定められておらず、⁴⁾ これは世界に誇れるものであると吹込まれ、エネルギー・ビームテンシティだけで加速器を比較する話に食傷していたので、いなく感激した。

分析にあたっての基本的なアイデアは簡単なもので、上の①で述べたように、振中でダイバリオンの生成割合とバックグラウンド項に余り、崩壊にはブライト・ウィグナー型共鳴生成振中と、後者には Caluiber 模型を使って計算を行った。具体的な表式、重陽子の波動関数や πN 振中をどう変えるかどうか、Faddeev 計算とを比較、2つの振中を足す際の投針の問題、World Data の解析等については文献(5)を見ていただきたい。図2に角分布をいくつか示す。点線はバックグラウンドのみ、実線は3つのダイバリオンの存在を考慮に入れた時の結果である。現在あるほんじのデータはダイバリオンの存在を考慮することによって説明できるようなのである。

これからKEKでは非連続のていたにしたいのは

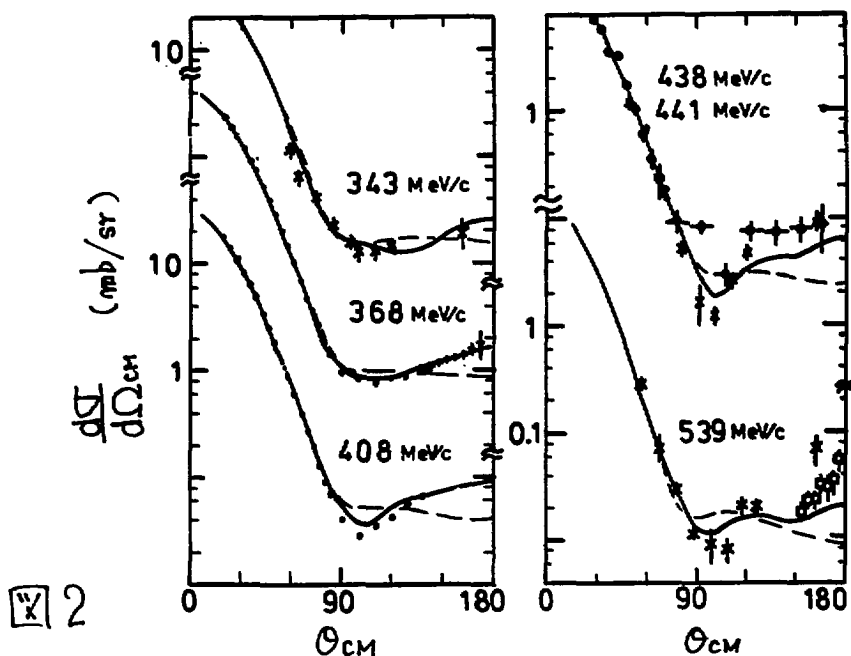


図2

i) 偏極重陽子核による πd 弾性散乱

ii) $K^0 d$ 弾性散乱

である。(i)の反応を調べるにより、ダイバリオンの存在について決定的なことを示す可能性は高い。また πd 系との結合様式についてより詳しく知ることになり、ダイバリオンの内部構造について多くの情報をもたらしてくれるはずである。⁶⁾現在 SIN で T_{11} のデータが出されているが、ポイント数が少なくエラーが大きい。精度の高い大量のデータが KEK から出ることを期待したい。ダイバリオンの世界でも SU(3) 対称性が成り立つなら、ストレンジネスを持つものの存在するはずである。反応(ii)は πd とほとんど同じ手法で計算できるので、解析の際の不安定性が小さい。ストレンジネスダイバリオンを探るのにもっとも有利な反応に思われる。

(を待った)

II) 原子核核的による大 P_T 反応とレプトン対生成^{*})

中重核を考へる。原子核内の核子の平均距離は約 1.5 fm と非常に小さいので、ダイバリオン、あるいはそれ以上のダイバリオン状態を作られ存在しているかもしれない。もしこのような状態があれば、同位素増大するであろう。

パートン模型では、ハドロンの運動量はそれで作っている構成子、パートンが分割して持っている。一つのパートンの持つ運動量の最大値は親のハドロンの運動量に等しい。p GeV/c (核子) で走っている原子核を独立な核子の集合と考へるなら、この原子核中のパートンの運動量の最大値は p GeV/c である。しか

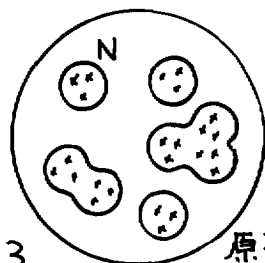


図3

図4 2πの核子がくっつくとき...

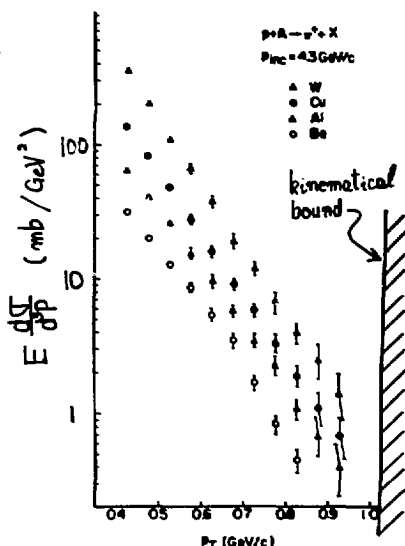
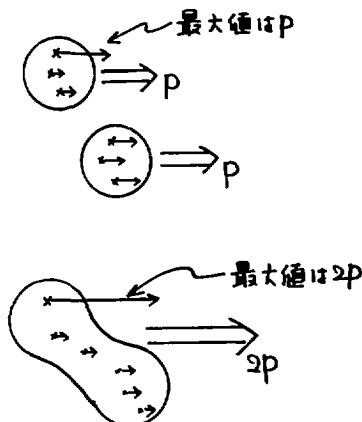


図5 $p + N \rightarrow \pi^+ + X$ の kinematical limit (π^+ は A. Kusumegi et al. KEK Preprint 80-19 より)

^{*}) 伊達伸氏との共同研究に基づく。

し、たとえばダイバリオンが存在すれば、その最大値は $2P \text{ GeV}/c$ まで許される。一般に多バリオン状態があれば、非常に強いパートンを存在することになる。そのための原子核標的反応では、核子標的の時より、大抵反応が起こりやすくなる可能性がある。実際

$$\frac{d\sigma}{dP_T} \propto A^\alpha \frac{d\sigma}{dP_T} \quad (A \text{ は原子核の質量数})$$

をパラメライズすると、 α は大きな P_T の領域では 1 よりかなり大きくなる。ところが、同様のことは大きな質量を持ったレプトン対生成反応でも期待されるのだが、こちらは $\alpha \approx 1$ という実験結果が出ている。このため、上のような解釈は見捨てられていた。

しかし、定量的に詳しく調べてみると、現在までの実験は、大抵反応=レプトン対反応で主に寄与しているパートンの分布の領域がさかうたので、上述の解釈は予備しているわけではない。(現在の原子核標的による大抵反応=レプトン対生成の実験のまじり、いろいろモデルについては文献(7)を見ていただきたい。)

上に述べたような異常な状態が原子核内に存在するかどうかはより見るための一つの办法は、kinematical limit を超える大きな P_T を持つ粒子が出てくるかどうか調べることである。単純な Fermi motion から期待される以上の頻度で kinematical limit を超える粒子が観測されれば、たしかに異常があると言えよう。この実験は Fermi Lab や CERN-SPS のエネルギー領域では $P_T^{\text{max}} \approx 10 \text{ GeV}/c$ となり、断面積が測定不可能ほど小さい。しかし、KEK で数 GeV の入射エネルギーで実験を行えば $1 \mu\text{b}$ 以上の断面積はあるはずで非常に面白い実験ではないかと思われる。(図5参照)

Ⅲ) 有限な大質量を持った原子核中のメソン-チェレンコフ放射*

原子核内でのメソン場を速度 v とすれば、入射核子と源とするメソンの雲の場は次の式によって与えられる。

$$\left(\frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 + m^2 \right) \phi(x) = j(x)$$

源 $j(x)$ を δ 関数に置きかえてしまうという近似を行ない、簡単なため

$$j(x) \propto \delta(z - Vt)$$

とおけば、簡単な計算の後、一体系分布は

$$\omega \frac{d\eta}{dk} = |\alpha_k|^2$$

$$\alpha_k \propto \frac{\sin[(kV - \omega w) \sqrt{R^2 - b^2}/V]}{kV - \omega w}$$

と与えられる。R は原子核の半径、b は衝突径数である。原子核が無限に大きければ徳永尚文氏との共同研究に基づく

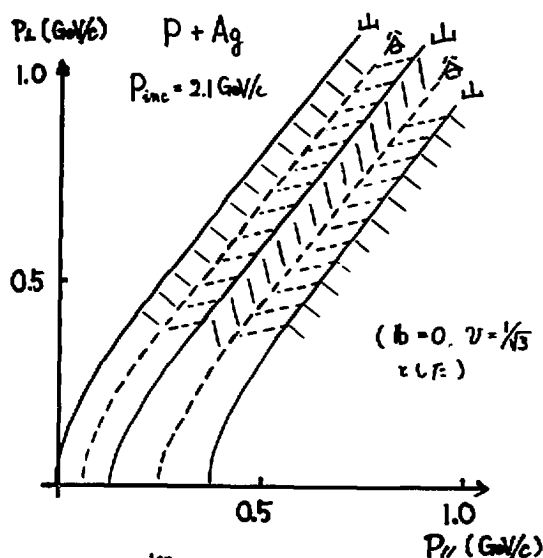


図6 $\omega \frac{d\eta}{dP_T}$ の等高線

れば

$$\alpha_k \propto \delta(kV - v\omega), \quad (R \rightarrow \infty)$$

となり, $v < V$ で

$$\cos \theta = v\omega / kV$$

の時だけ輻射がおこる。(チェレンコフ輻射。)しかしX線の波長 $1/k$ に比べて原子核の大きさが充分に大きくない時はそうはいかず、図6のようになる。したがって、このような現象を探そうとするなら、単に角分布だけ見ておいて、 (P_r, P_θ) 空間での一様分布をきちんと測定していくことが重要と思われる。

参考文献

- 1) I.P. Auer et al. Phys. Lett. 70B (1977) 475, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 354
A. Yokosawa, Proceedings of the 19th International Conference on High Energy Physics, Tokyo, 1978, p39.
- 2) N. Hoshizaki, Prog. Theor. Phys. 60 (1978) 1796, 61 (1978) 129.
- 3) K. Kanai, A. Minaka, A. Nakamura and H. Sumiyoshi, Contributed paper to the 19th International Conference on High Energy Physics, Tokyo, 1978, JETP Lett. 30 (1979) 133
- 4) 政池, 本研究会における講演
- 5) K. Kanai, A. Minaka, A. Nakamura and H. Sumiyoshi, Prog. Theor. Phys. 63 (1979) 153, Preprint TMUP-HEL 8003, Prog. Theor. Phys. 65 (1981) No1
- 6) K. Kanai, A. Minaka and A. Nakamura, in preparation
- 7) 伊達伸, 中村 純, 素研"高エネルギー素粒子及び原子核標的反応におけるハドロン生成機構" 研究会報告

東京大学泡箱写真解析グループは1979年6月に、高エネルギー1m液体水素泡箱を用いて、入射運動量 $1.9 - 2.0 \text{ GeV/c}$ で11の入射運動量点において泡箱写真撮影を行った。枚数は毎運動量あたり2万枚ずつで、これは約 $4 \text{ events}/\mu\text{b}$ の統計精度に相当する。現在、この写真の解読が積極的に進められているが、ここでは 1.35 GeV/c と 1.55 GeV/c の2点について preliminary な結果を報告する。また、この実験の途中に一時的撮影した重陽子を入射した泡箱写真の様子も報告する。

この実験の proposal の目的は、陽子-陽子反応で π 生成の断面積が sharp に立ち上がり、 π 生成領域での系統的なデータが少いことに着目し、total, total elastic, elastic 成分, inelastic 断面積, Δ production の behavior 等を systematic に調べるということである。また、この energy 領域は1977年アルゴンヌで $\Delta_{\pi} = \Delta_{\pi} - \Delta_{\pi}$ に sharp な peak-dump が観測された⁽¹⁾、dibaryon の存在が示唆されている領域である。我々の実験では dibaryon 天鳴が inelastic 反応にどの様に関連しているかを調べることも課題の一つである。更に、原子核-原子核反応における π 生成過程の最も単純なプロセスという意味で、核物理学とも関連のある研究であると考えられる。

弾性散乱については、図1に 1.35 GeV/c 、 1.55 GeV/c で弾性散乱の領域に fell in events の角分布を示す。前方に event の落ちが観測されるが、これは前方散乱に "necol" の端が埋め込まれている。前方へ落ちてゆく陽子の反跳点での角度変化が小さいため、event が一つにいくという理由によるものである。これを補くと、角分布は energy が上がるにつれて、前方にピークが出てくる。超伝導 (COBIN > 975) の event の落ちを exponential で補正して total elastic cross section を求めると 1.35 GeV/c で $25.0 \pm 7 \text{ mb}$ 、 1.55 GeV/c で $25.5 \pm 7 \text{ mb}$ となる。既知の弾性散乱に関する系統的データは、Williams et al⁽²⁾, Ryan et al⁽³⁾, Abu et al⁽⁴⁾ 等のカウンタ実験があるが、広い角度を押えたものは少なく、また実験間の系統的なずれもある。特に total elastic cross section を出すためには $d\sigma/d\Omega$ を広い角度領域で測定しなければならぬが、これは本実験に適した研究対象である。total elastic を調べたいと考えている理由の一つは、 Δ_{π} の構造を明らかにする⁽⁵⁾。total elastic が 1.5 GeV/c 付近で peak になっていることを dibaryon の存在としてあげてあることである。しかしながら、この total elastic は Ryan et al⁽³⁾ を充分に出したもので10%もしくはそれ以上の誤差がある。(図2) 我々の現在の preliminary なデータはこのデータより幾分か低く、全運動量で total elastic を求め structure の有無を調べることは意義のあることだと考えられる。

π 生成反応については $pp \rightarrow \pi d$ 以外についてはデータが非常に少ない。 $pp \rightarrow \pi d$ は2体反応であるので比較的データが多く、その total は 1.2 GeV/c 付近に山を持つ resonance like structure を示すことが知られている。しかしながら逆反応 $\pi d \rightarrow pp$ から求められたものが多く、我々はこの final state についても系統的なデータを出す予定である。図3に $pp \rightarrow pn\pi^+$ 反応の断面積を示す。断面積の立ち上がり領域で非常に細かい step で断面積が測定されている⁽⁶⁾。これは古い

Dubna のデータで π^+ の角度分布と spectrum を測定して $pp \rightarrow \pi^+d$ 反応の寄与を差し引いて求めたものである。他のデータは砲箱によるデータであるが、データ数が少ないとがわかる。 $pp \rightarrow pp\pi^0$ 反応の断面積を 図4 に示す。状況は $pp \rightarrow pn\pi^+$ の断面積とほぼ同じで、断面積が立ち上がり、ついで、断面積が細く測定されているが、⁽⁷⁾ これと古い Dubna のデータで single π の角度分布を測定し、それを π^0 の分布に書き直してそれを断面積を出したものである。これらの状況を考え、final state をきちんとおさえることのできる、4 π spectrometer 砲箱でこれらの反応を調べることが十分に価値あることを考えらる。これらの2つの反応は、中性核子が1個出る為 1-C fit となるが、両方の channel に同時に fit する event は、その ionization を見ることにより容易に分離することができ、この様にして出した各 channel の event 数から断面積を出すと、

	1.35 GeV/c	1.55 GeV/c
$pp \rightarrow pn\pi^+$	$11.9 \pm 4 \text{ mb}$	$17.3 \pm 5 \text{ mb}$
$pp \rightarrow pp\pi^0$	$3.5 \pm 2 \text{ mb}$	$4.7 \pm 2 \text{ mb}$

となる。これらの値は、図3、図4 に plot してある。2つを見ると、 $\sigma_{pn\pi^+}$ は既知のデータと比較的によく合っているが、 $\sigma_{pp\pi^0}$ は運動量の低い方のデータとはよく一致しているが、高い方の砲箱データ、特に 1.7 GeV/c の Bugg et al.⁽⁶⁾ のデータとの合致が良くない。従って 2.0 GeV/c まで写真を残っている。この不一致を調べるのは今後の課題である。

次に $pp \rightarrow pn\pi^+$ 反応で final state interaction の様子を見てみると $\pi\pi^+$ 系の mass に Δ^+ が生成されているのがわかる。1.35 GeV/c のデータ (図5-(b)) では phase space の上程度しか Δ の mass に当るため、あまりはっきりしないが、1.55 GeV/c (図5-(a)) では Δ^+ が作られていることがわかる。しかし、そのピーク値は反応の解析から得られる値 (1232) より低い。Particle Data Group によれば、production 実験の Δ^+ の pole としては $M - i\Gamma/2 = (1211 - i \times 49.9) \text{ MeV}$ を用いる様に記してあるので、この pole を用いて、Monte Carlo (FOWL) で mass 分布を再現してみるとデータをよく説明できることがわかった。1.35 GeV/c のデータでも2つは同様であり、この energy 領域では $pp \rightarrow m\Delta^+ \rightarrow m\pi\pi^+$ という機構が反応の多くの部分を占めていることがわかる。今後、勿論、全領域で上記の様は解析を行ってゆく予定である。

東大砲箱グループでは上記の pp exposure の中に重陽子を入射したテスト写真を 5000 枚撮影し、その一部を測定解析したのでここに報告する。重陽子を入射運動量は 2 GeV/c で核子一個当たり 1 GeV/c であり、核子核子反応による π 生成はあまりおこさない運動量である。現在 358 events の処理がすすんでおり、このうち 50 events が dp elastic, 294 が ppn, 14 が $dp\pi^0$ である。この ppn event で deuteron rest frame で proton, neutron の運動量分布を見ると 100 MeV/c のところに peak が見える。⁽⁶⁾ 2つは spectator となった核子による peak である。また proton, neutron の重陽子静止系運動量 vs. lab 系の散乱角の余弦 $\cos\theta$ を二次元 plot して見ると mp, pp elastic の correlation がよく見えてくる。2つを2つと、重陽子を beam として用いると、spectator がよく tag できて、mp 散乱の様子が分かることが期待できる。従って、1981年の6月、入射運動量 2-4 GeV/c の重陽子を入射した砲箱写真を撮影する予定で、上記の解析をふまえて、1-2 GeV/c の mp 反応の様子を調べ pp 反応との比較を行おう予定である。

References

- (1) A. Yokosawa, Physics Reports 64, 47 (1980) and references contained therein
- (2) D. P. Williams et al. Nuovo Cimento 5A, 447 (1972)
- (3) B. A. Ryan et al. Phys. Rev. D3, 1 (1971)
- (4) K. Abe et al. Phys. Rev. D12, 1 (1975)
- (5) B. S. Neganov et al. JETP 5, 1033 (1957)
- (6) D. V. Bugg et al. Phys. Rev. 133, B1017 (1964)
- A. M. Eisner et al. Phys. Rev. 138, B670 (1965)
- (7) A. F. Danaitzev et al. JETP 9, 1179 (1959)

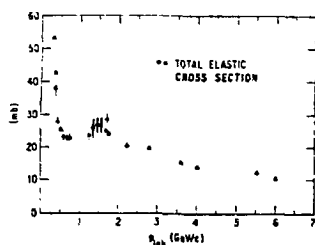
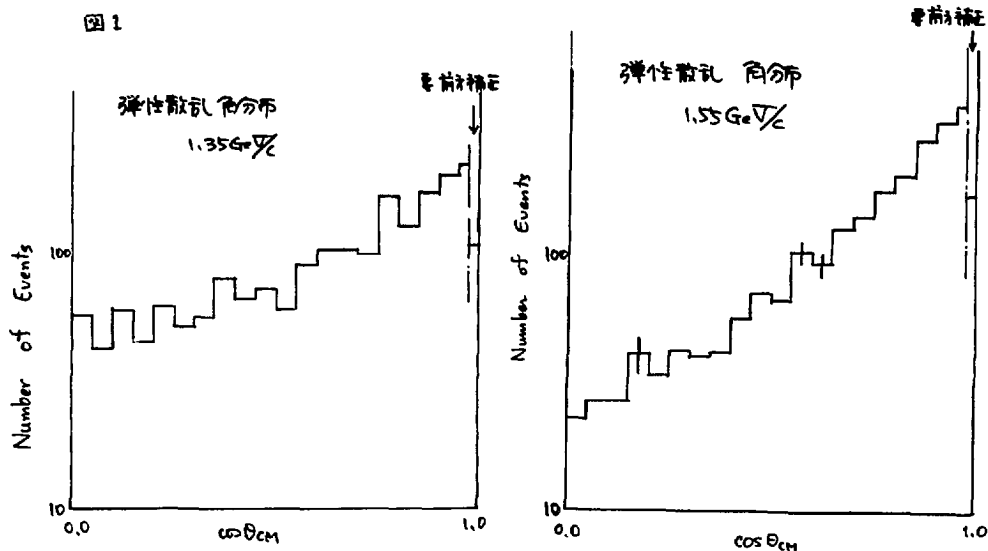


Fig. 10 Elastic total cross section.

图 2 from ref. (1)

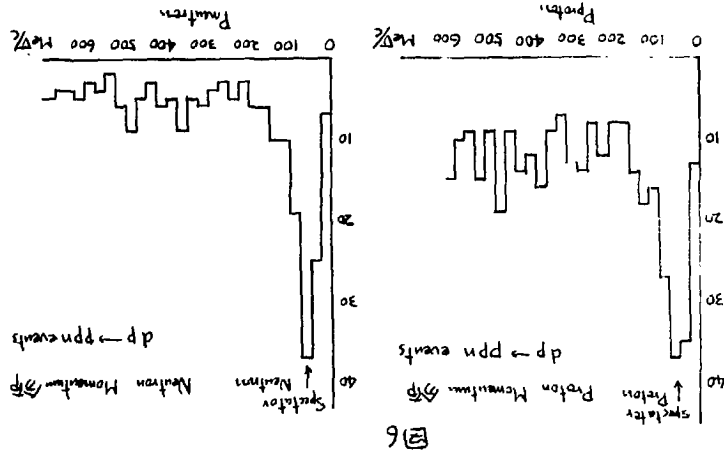


Fig 6

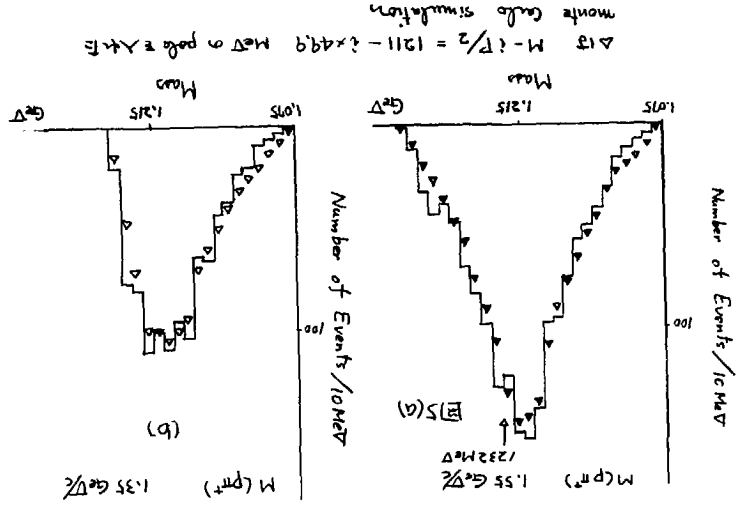


Fig 5(a)

(b)

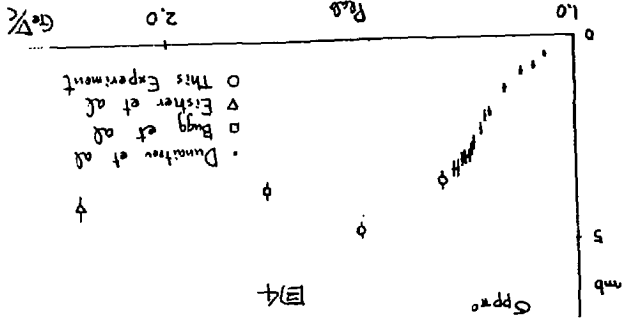
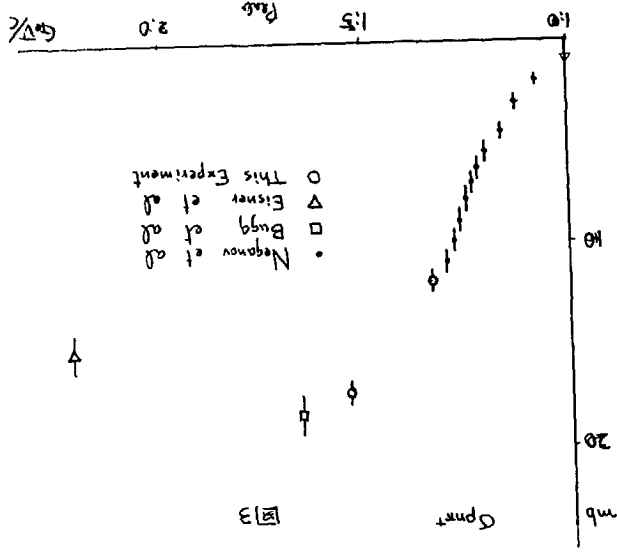


Fig 3



ハドロンの準弾性散乱と isobar propagation

東工大 理 横田 龍

1. 多重散乱

GeV 領域のハドロンの原子核反応は基本的にハドロンの単子散乱の重ね合わせである。低い入射エネルギーでもやはり同様であるが散乱によって反跳を受けた核子のエネルギーが小さく、原子核の励起エネルギーと同程度であることから核の集団的な性質がハドロンの散乱に強い影響を与えるが GeV 領域では反跳核子のエネルギーが核子の結合エネルギーと比較して充分高いために準弾性的散乱 (quasi free scattering) が重要になる。しかし入射エネルギーがいくらか高くなると核子との全散乱断面積は 40 mb 以上あり mean free path は 3 fm 以下であるので ^{12}C の様な軽い核でも 2 回以上の散乱の確率が高い。極端な例として核が ^2D や ^4He の場合でも多重散乱は無視できない奇事がある。特に二粒子相関を測定することにより多重散乱の効果が強い空間領域を調べることができるので顕著にそれを見ることができる。図-1 は低いエネルギーでの陽子の準弾性散乱の微分断面積と一回散乱のみでの計算値との比を示したもので spectator と放出核子との散乱による shadowing effect が低い入射エネルギーほど大きいことが解る。¹⁾ そして 200 MeV 以上でも 10% 程度の attenuation があることが解る。図-2 は逆に一回散乱からの奇事が非常に小さい領域での二粒子相関のスペクトルで 2 回以上の散乱からの奇事が主であるため放出核子の微分断面積はエネルギーによらずほぼ一定である。この値は多重散乱を全て考慮した fixed scatterer 近似で一応再現することが可能である。²⁾

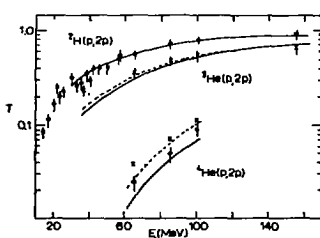


図-1

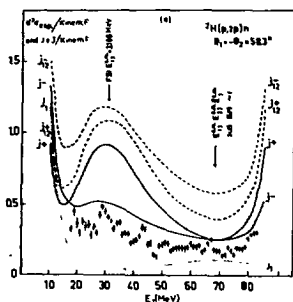


図-2

このように少数核子の場合でも可成りの多重散乱の効果を見ることができるので、重い核ではさらに顕著になることは言うまでもない。π-原子核反応により放出される核子のエネルギー・スペクトルを説明する場合 π-核子、核子-核子 の 2 種類の多重散乱を正確に評価しなければならぬ。さらに核内で発生した π の散乱、吸収を考慮する必要がある。これまで検討された低いエネルギーの放出核子のスペクトルは 20 MeV 以下では多重散乱が重要であるがそれより高いエネルギーでは多重散乱以外の効果ではないかという議論がなされているがこのような断面積の小さい領域では必ず多重散乱を正確に評価することが重要だと思われる。

2. 準弾性散乱

最近 800 MeV 陽子ビーム (LAMPF) を用いた原子核との非弾性散乱が精力的に行われ
 ている。³⁾ 50~100 keV の分解能が得られる高分解能スペクトロメーター (HRS) を使って
 各反応単位への非弾性散乱, (p, α) 反応が数多く報告されているがここではハドロンと核内核子と
 の散乱が強調される準弾性散乱に注目する。500 MeV と 600 MeV での ^4He (p, 2p) 反応の
 スペクトルは DWIA で *recoil momentum* が 200 MeV/c 迄は再現できるがそれ以上は
 1. で議論した多重散乱を考慮しなければならぬことは確実である。さらに ^4He 核内核子の運動
 函数の高運動量成分が多体効果によってこれまで考えられていたものより大きい可能性がある。
 所で GeV 領域の陽子の核に対する非弾性散乱の single spectrum は前方角では momentum の高い所
 に 2 つの peak が見られる。1 つは核子-核子の準弾性散乱によるもので、もう 1 つは各種の isobar
 を生成させる準弾性散乱を示すものなものである。この 2 種類の散乱を *door way states* と生成
 状態と考えることによってこの 2 過程だけで全反応の重みが説明できるという主張がある。⁴⁾ この説が
 正しいとすれば Schiffer が主張した⁵⁾ ように核内でのハドロン 2 つ *mean free path* が $1/2$ 以上
 になる核では多重散乱がほとんど起らない確率 (6 fm 以上) が、あるいは散乱があるとしてもほとん
 ど運動量変化が小さい前方散乱である場合が考えられる状態である。全反応の重みと準弾性散乱の計重
 重とを比較すれば散乱の割合がどの程度のものであるかを正確に議論はこれからである。

一方中間エネルギー以上の π と核の散乱でも準弾性散乱と同様に存在する。(3.3) 共通機
 域では主に核子に吸収されて isobar をつくりこれが再度 $\pi + N$ に崩壊する isobar model が説明
 されると考えられるが、これまでの所 *quasi free* π の single spectrum に類似した例はあまりな
 く、 $\pi - N$ の同時測定も 1, 2 例だけである。この場合放出される核子のエネルギーが低いので準
 弾性散乱の条件で π と N が放出される確率は小さいだろう。さらに isobar の生成は π に向いた
 側の表面に限られるためその一部である内周部のみが寄与することになる。以上の議論から解るよう
 に π はむしろ後方に放出される方が核の核子大部分の厚い部分を通過するため散乱、吸収
 をうける。さらに高い GeV 領域では陽子の場合と同様 $\pi + N$ の準弾性散乱と isobar 生成散乱が
 主になる。Toussion et al の 5 GeV π^- での $\pi^- + ^4\text{He} \rightarrow \pi^- + ^3\text{H} + \pi^0$ の π の
 inclusive spectrum は準弾性散乱の peak といくつかの種類かの isobar 生成に対応する peak が観測
 されている。約 5° 迄の左側に散乱された π の momentum を測定し isobar 生成に対応する領域で
 ても放出される方向を同時に測定すると当然右側に放出される量の方が左側に比べて数倍多いが、
 この差を説明するには上に述べた過程他に ^4He 核内に散乱前に 1% 程度の isobar の存在を仮定し
 それらの散乱を考慮すると都合がよいように見える。(図-3) 核等の計量はまだ完全に信頼で

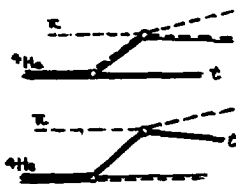
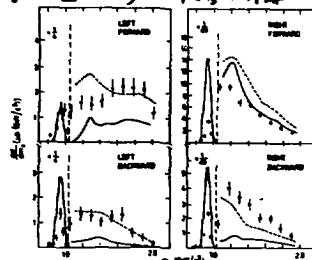


図-3

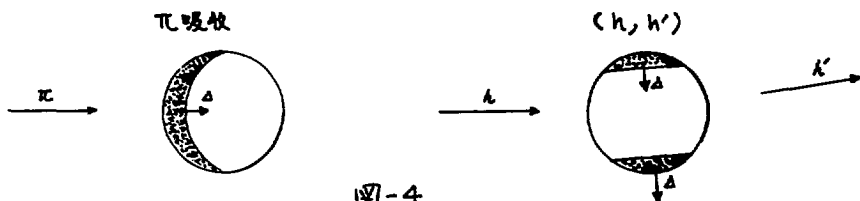


さるものではなく、多重散乱も2回だけ考慮されていなく isobar生成以外の過程の存在も不明である。しかし非常に小さい割合の核内 isobar の存在がこのような方法で測定できるとすれば核物理にとって大変興味深いことである。

3. 核内 isobar の propagation

特定の速度の isobar が核内をどのように伝播するのかを議論することは (3.3) 共振核での π の吸収問題を直接関連しているが real 及び virtual π の核内での動きを理解することになる。 π ビームを用いて π 吸収の研究はこれまでいろいろな角度から行われていたが、2体吸収 + 多重散乱で説明できないとして 3 粒子、4 粒子による吸収や核内での isobar - 粒子散乱の重要性も議論されるようになっていた。しかしながら多重散乱の多様性からこれで説明できないことを証明することは困難なことである。この問題は今後比較的軽い核から放出される粒子内相関を精度良く測定することが必要であると考ええる。

核内 isobar を異なった角度から調べる方法として 2. で述べた isobar 生成 + 弾性散乱を用いることが考えられる。数 GeV/c の核子の非弾性散乱を前角小角度で測定し isobar 生成に対応する核子を観測すると核内には特定の速度の isobar が発生しているはずである。この isobar の発生と場所が π 吸収の場合と比較すると図-4 に示すように可成りの相違がえられる。



この場合特徴的なことは

- 1) ハドロン半弾性散乱の場合表面から核外に向かう isobar が発生する割合が大きいので放出される核子の分布に大きな差が観測されるだろう。
- 2) ハドロン半弾性散乱の場合入射粒子の momentum と観測角度を変化させることによっていろいろな速度の isobar を核内に発生させることができる。一方 π の場合は射出エネルギーに限られる。

以上の事実を利用して核内 isobar の興味ある現象の観測されることが期待される。

References

- 1) T. K. Lim, Phys. Rev. Lett. 31 1258 (73)
R. D. Haracz and T. K. Lim, Phys. Rev. C 10 431 (74)
- 2) N. Fujiwara, E. Hourany, H. Nakamura-Yokota, F. Reide and T. Yuasa, Phys. Rev. C 15 4 (77)

- 3) G. S. Adams et al., Phys. Rev. Lett. 43 421 (79)
J. M. Moss et al., Phys. Rev. Lett. 44 1189 (80)
- 4) Y. Alexander, J. W. Van Orden, E. F. Redish and S. J. Wallace,
Phys. Rev. Lett. 44 1579 (80)
- 5) J. P. Schiffer, Nucl. Phys. A335 339 (80)
- 6) S. Tonsson et al., Phys. Rev. C 21 306 (80)

3-3 共振領域の π 中子 - 原子核反応の全断面積は 次の五つの過程から構成されている。

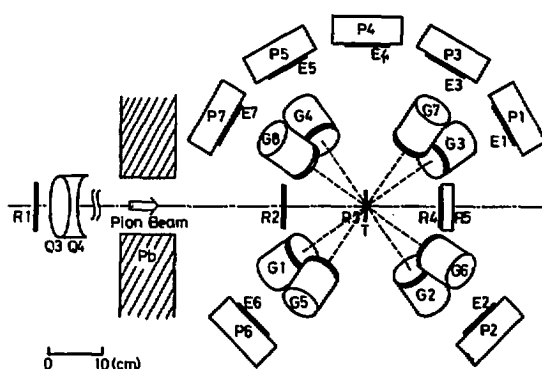
$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{inel} + \sigma_{abs} + \sigma_{scx} + \sigma_{scr}$$

σ_{el} :	弾性散乱	$\pi^2 (A, A) \pi^2$
σ_{inel} :	非弾性散乱	$\pi^2 (A, B \times N \pi) \pi^2$
σ_{abs} :	吸収反応	$\pi^2 (A, B \times N \pi)$
σ_{scr} :	荷電交換反応	$\pi^2 (A, B \times N \pi) \pi^2$
σ_{scx} :	二重過程交換反応	$\pi^2 (A, B \times N \pi) \pi^2$

この五つの過程のうち、弾性散乱と低い励起状態への非弾性散乱は、高分解能スペクトロメータによって実験がなされており、光学模型に対し基本的なデータを提供している。荷電交換反応については、特別に設計された反積出器により、結果が出つつある。價連が KEK のスルカタンネルで実験を始めた時（約1年半前）には、吸収反応と深部非弾性散乱についての実験データは、ほとんどなかった。又、吸収反応の断面積は、原子核からの π 中子発生データの解析に不可欠のものであるし、実験的な意味では、レンジレスコープの修正用に用いられる。このような理由で、吸収反応に主眼をおいて実験をはじめた。

吸収反応を他の反応から実験的に区別するのは難しい。なぜなら、4 π の主検出器積出器のおかげで、 π 中子が最終状態に存在していても必要であるからである。そこで價連は、反応後の原子核から放出される γ 線を用いる事にした。吸収反応後、原子核には少なくとも 140 MeV のエネルギーが与えられる。励起核は、励起エネルギーが核子の束縛エネルギー以下になるまで核子を放出し、その後は、 γ 線の放出により、基底状態にたどりつく。もし吸収反応に依って、少なくとも1本の γ 線が放出されるなら、 γ 線の測定から吸収反応の断面積を求める事ができる。ところが、 γ 線は、非弾性散乱からも放出されるので、この答えは、 π 中子と γ 線の同時計数率から求めて差し引いた。このようにして得られた吸収断面積と、それに依る γ 線の多重度についての実験結果と照合については、他* にゆずり、Work shop で 時間の熟慮をできなかった、非弾性散乱について話そうと思う。

* 非弾性散乱については、実験の副産物として得られた。ここで*印をつけたのは、実験的条件により、 γ 線の多重度の大きい領域に、フィルターをかかっている為、一般に言う非弾性散乱とは異なる為である。実験のセツトアップを図1に示す。



〈図1〉

7組のEは検出器は、5mm厚プラスチックのAEと50mm厚の液体シンチレータのE検出器より構成され、π中陽子の検出に用いられる。8組のGiは、34cmのNaIで、γ線の検出に用いられる。その前面には、荷電粒子を遅くするためのシンチレータがセットされている。この検出器により、各角度での($\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 135^\circ, 150^\circ$) 次の3つの量が測定された。

① シンガルの散乱π中陽子の収量 $C_0(\theta)$

$$C_0(\theta) = I_0 N_T \Omega_\pi \left[\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{inel}}{d\Omega} \right]$$

② 1本のγ線と同時に計測した 散乱π中陽子の収量 $C_1(\theta)$

$$C_1(\theta) = I_0 N_T \pi \Omega_\pi \Omega_\gamma \langle m \rangle_{inel} \frac{d\sigma_{inel}}{d\Omega}$$

③ 2本のγ線と同時に計測した 散乱π中陽子の収量 $C_2(\theta)$

$$C_2(\theta) = I_0 N_T \frac{\pi(m-1)}{2} \Omega_\pi^2 \Omega_\gamma \langle m(m-1) \rangle_{inel} \frac{d\sigma_{inel}}{d\Omega}$$

ここで I_0 ビーム粒子数

N_T ターゲット粒子数

π NaI 検出器数

Ω_γ NaI の検出効率 (主軸角を含む)

Ω_π π検出器の主軸角

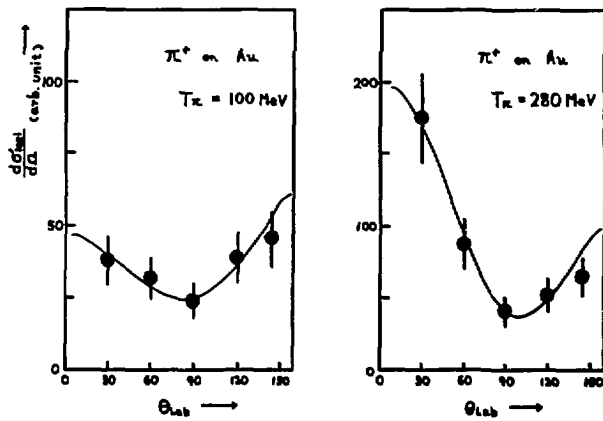
また、非弾性散乱のγ線角度 $\langle m \rangle_{inel}$ は、角度によらずに一定とした。

④ より、π中陽子の散乱微分断面積 $\left(\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{inel}}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{inel}}{d\Omega} \right)$ が求まる。(図2の白丸)

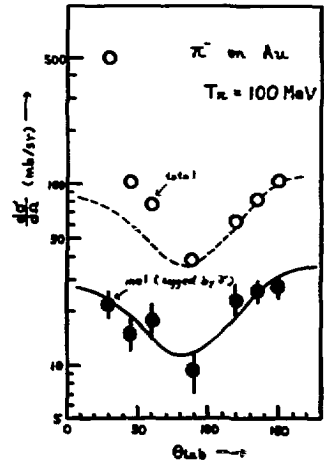
吸収断面積を求めたのと同じ方法を用いると、②と③から 非弾性散乱の微分断面積 $\left(\frac{d\sigma_{inel}}{d\Omega} \right)$ が求まる。ただし、γ線の角度分布の不確定さ ($S = \langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2$) が残るが、試みに、吸収断面積と同じ値を用いてみた。($\frac{S}{\langle m \rangle^2} = 0.5$) $\frac{d\sigma_{inel}}{d\Omega}$ の一例を図3に示す。

次に、 $\frac{d\sigma_{inel}}{d\Omega}$ と、分散Sに一定をおいて求めた $\frac{d\sigma_{inel}}{d\Omega}$ を同時にプロットすると、非常に面白い事がわかる。図2に示されているように、 90° 以上の散乱角では、両者の形が絶対値を除くと、良く一致している。分散Sの不確定さを考えあわせると、 90° 以上の大散乱角での“全”微分断面積への寄与は、非弾性散乱が主であると結論する事ができる。

〈図3〉

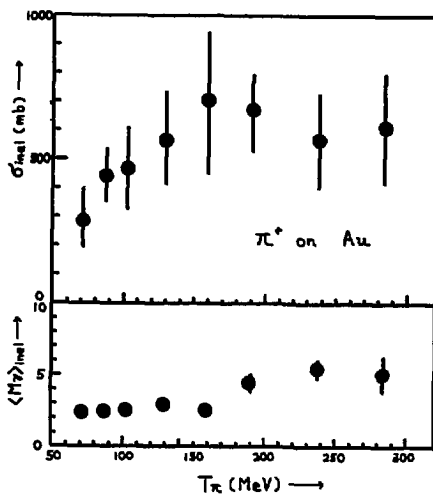


〈図2〉

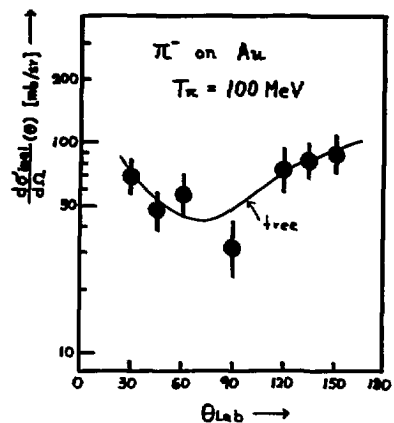


この場合、逆に、非弾性散乱に伴って放出されるπ核の角分布とその分散を、あいまいさなしに求める事ができる。その結果、非弾性散乱に伴うπ核の角分布の分散(5)は、弾性散乱に伴うものに較べて約2倍広い事がわかる。図4に、修正後のπ核の角分布の入射エネルギー依存性を示す。

②式を積分する事により、全非弾性散乱断面積を求める事ができる。ただし、現在知られている統計は、非常に悪い。図4にエネルギー依存性を、図5に質量依存性を示してある。質量依存性はA²よりはるかに悪く、誤差は、非常に大きい。π核の同時計数の条件で、角分布の悪い事象を、選択的にえらんでいる点とを考えている。



〈図4〉



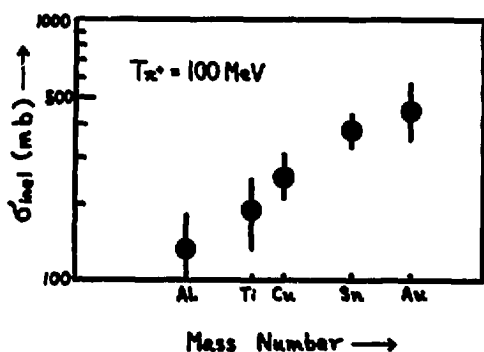
〈図5〉

このようにして得られた「非弾性散乱」の微分断面積と自由粒子での $\pi^0 P(\pi)$ 散乱とを比較して
みる。図6に実験データ($\pi^+ Au$)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N_0 \left[\frac{Z}{A} \frac{d\sigma}{d\Omega} (\pi^+ P \rightarrow \pi^+ P) + \frac{N}{A} \frac{d\sigma}{d\Omega} (\pi^+ P \rightarrow \pi^0 P) \right]$$

が示されている。ここで N_0 は絶対値をあわせる為の定数である。

両者は非常に良く一致しており、この事実は、「非弾性散乱」過程では、*quasi free process* が主な成分である事を示している。又、 N_0 という量は、 π 中陽子数 核内で平均何個の核子と相互作用しているかの目安になる。 N_0 のエネルギー依存性は、3-3共振のピークで 極大になっており、平均自由行程が短い事を 顕著に示している。



(図6)

吸収断面積測定の副産物として得られた「非弾性散乱」 $\pi^0(A, B \pi \pi^0) \pi^0$ について、(なおば
自明の事かもしれないが) 次の事がわかった。

- (1) 大角度での π -A 散乱では、「非弾性散乱」が主な成分である。
- (2) 非弾性散乱に伴う π 核多重度の分布(分散)は、吸収過程に依って、約2倍 broad。
- (3) 質量依存性は A^2 より急(?)
- (4) 非弾性散乱の主成分は、*quasi free* 散乱である。
- (5) N_0 (effective number of nucleon) は共振のピークで 極大になり、平均自由行程の短さを 顕著に示している

※この実験は、KEK-PS の πA チャンネルで行われました。(MeV-99 ~ $J_{\pi\pi}$ -80)

実験参加者は、中井浩二、小林慎雄、沼尾信夫、柴田利明、並年真人、寺嶋大洋、関本英知子
です。

π-原子核反応に伴う放出粒子の相関
(πμチャンネルでの実験案)

東工大. 理. 中山光一

(3, 3) 共鳴領域での, π-原子核反応機構 (特にπ吸収) を, 放出粒子の相関により調べる。実験のシステムとしては, できる限り立体角を大きくとり, 放出粒子 (陽子, 中性子, π±) の角度およびエネルギーを測定できるもの考える。

1. 実験の目的及び背景

いままで, (3, 3) 共鳴領域でのπ-原子核反応は, 較多くの実験がなされており興味ある結果が報告されているが, 大部分の実験が inclusive の実験であり, 粒子相関の実験はπ吸収の2核子吸収過程 (π±, 2p) 反応) に注目したものが多い。π吸収機構に注目してみると inclusive の data¹⁾ によれば, (3, 3) 共鳴領域でπ吸収により原子核から放出される核子の数は, ¹²C で3, ¹⁶¹Ta で5.5 であり, 各々の放出核子系 (¹²C で3核子系, ¹⁶¹Ta で5.5核子系) の重心でみると, 等方的に粒子が放出されている。一方, カウンター実験による (π±, 2p) 反応および, ⁴He, ¹²C に対する泡箱の実験では2核子吸収に対応する現象がはっきりと認められる。一般にπ吸収は, アイソバーを経由した2核子吸収が主であると考えられているが, アイソバーの核内での小さいから非弾性散乱チャンネルとの結びつきが強いと考えられる。このことは, πの核内での mean free path が, 1~2 fm であることを考えるとアイソバーが形成された後に前方に放出されるπは再びアイソバーになり非弾性散乱チャンネルに出る確率は小さく, 後方に放出されるπはエネルギーが共鳴からずれることもあって非弾性散乱チャンネルに出る確率が大くなる事と関連づけられる。また ¹²C の泡箱の実験²⁾ では, α-cluster による吸収が30% (d による吸収は~25%) と報告されている。以上のことより, π吸収機構を探るために多粒子放出過程での各粒子の角度およびエネルギーを測定し, 2核子吸収後のカスケード散乱, 非弾性散乱後の2核子吸収, 3核子以上の集団によるπ吸収等の過程がどのような割合で起っているのかを決定することは興味深いことがわかる。また, 最近 proton の核内での mean free path が, いままでカスケード計算に用いられた値 2~3 fm に比べて3倍程度長いという報告³⁾ があり, この事に基づいて, 多粒子吸収の寄与が大きいという議論があるが, quasi free scattering のπと相関する proton をみることにより核内での proton の mean free path が求められるので比較検討と試みにい。また非弾性散乱からのπと相関する相対核子のエネルギーおよび放出角度の拡がりも決定することにより核内に N+Δ → N+Δ' 散乱により運動量の大きくずれたアイソバーが存在するかどうか調べると核内でのアイソバーの動きについて情報が得られるだろう。

2核子吸収過程に注目すれば, (π±, pn) 反応と (π±, pn) 反応からの, p-n 相関のちがいによって { π⁺+n → p n }, 核内での n-n, p-p 相関の違いに対する情報が得られる可能性がある。がある。

2. 実験の方法

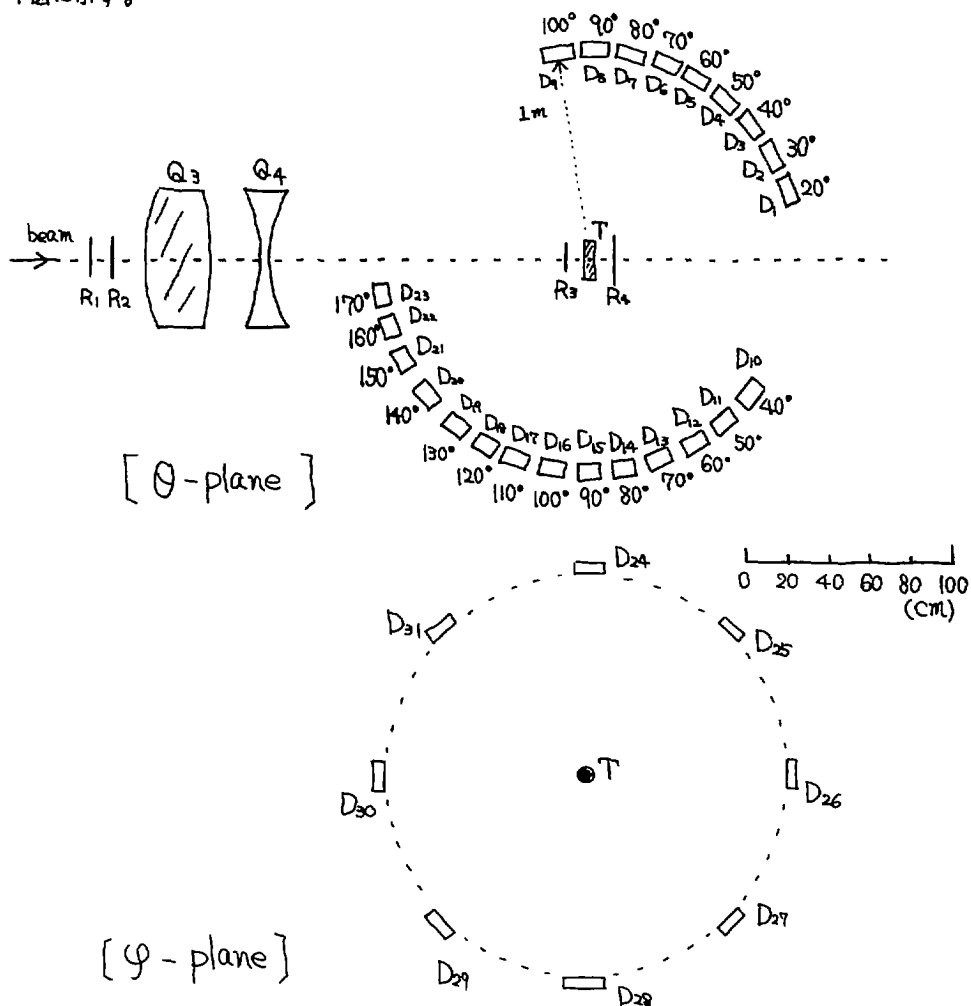
π μチャンネル

(ビーム) $\pi^\pm$

(エネルギー) 0~180 MeV の間の数点

(ターゲット) ^3He , ^4He , ^6Li , ^7Li , ^{12}C , ^{27}Al , ^{208}Pb のうすいくつか。

実験は π μチャンネルで行なう。ビーム、ターゲットは上記の通り。具体的なセッティングを下図に示す。



$R_1 \sim R_5$ は、ビームカウンターで、 T はターゲット、 $D_1 \sim D_3$ は、 $5^\circ \times 5^\circ$ の NE213 中性子カウンターで、中性子だけでなく陽子および $\pi^\pm$ も同時に検出する。粒子のエネルギーは、1 m の TOF より決定する。100 MeV の陽子および中性子で、 $+15 \text{ MeV} \sim -8 \text{ MeV}$ 程度の時間分解能を得られるようにする。

References

- 1) R. D. Mckeown, et al., Phys. Rev. Lett. 44 (80) 1033
- 2) E. Bellotti, et al., Nuovo Cimento 18A (73) 75
- 3) J. P. Schiffer, Nucl. Phys. A335 (1980) 339

われわれは以前KEKのT1ビームチャンネルに於ける0.75~1.5 GeV/cの運動量領域の π^- ビームを用い、 $\pi^- + A \rightarrow m + X$ 反応のエネルギー・スペクトルを測定しその角度、入射エネルギー、標的核の質量数との関係を調べた¹⁾。Fig. 1にその結果を示す。

核内の何れかの核子同士が引き続いてカスケード的に反応する過程と、その結果励起された核より核子が蒸発して来る過程とは上記反応の過程を分け(いわゆる Inter Nuclear Cascade Model - INC) それぞれモンテカルロ法により計算し実験と比較した²⁾。その結果蒸発過程は実験と非常に良く一致するが、高エネルギー部(カスケード過程)では一致は必ずしも良くない。今後この模型をさらに改良し実験との一致を良くして行くには、このエネルギー・スペクトル部の高エネルギー部の実験データを系統的に集積することはもちろん重要であるが同時に多面的に様々な角度から現象を観測することが重要である。とくに核内で核子の平均自由行程、local heating 等の励起機構を知るためには反応生成核子の多重度の測定、反応断面積のA依存性、多重度とAとの関係等を知ることはとくに興味深い。

上述の観測からわれわれは従来行った中性子カウンターとTDF法の組み合わせによる m のエネルギー・分布の測定法にさらにストリーマ-チェンバー(STC)を組み合せ、中性子による信号でSTCをトリガーしXのうちの荷電粒子部分の多重度とおよそのエネルギー・分布を測定し、カスケードの機構についてより近似的な描像を得ようと計画している。おおよその概略図をFig. 2に示す。

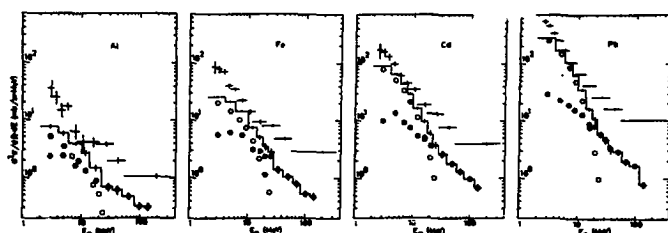
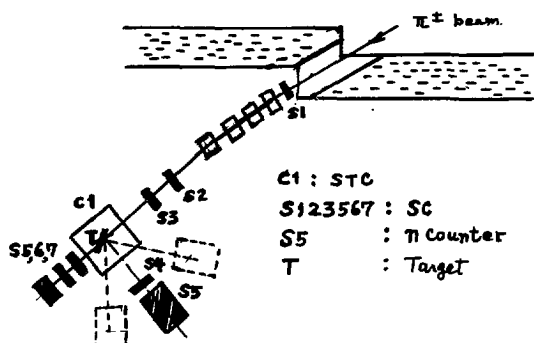


Fig. 1. Energy spectra of neutrons induced by 0.75 GeV/c negative pions on Al, Fe, Cd and Pb. INC/evaporation calculations are also shown. Crosses are experimental results with error bars. Solid circles indicate the INC calculation. Open circles, the evaporation calculation. Solid, stepwise line, summed values of INC and evaporation. Detection angle is 50° (lab).



STC内にALよりPbに至る各種の標的を内蔵するが、金属元素の場合でも放電等による支障のないことがテストの結果わかった。

STCは極めて簡便な π 検出器であり、とくにガスを用いた検出器である間

接上いわゆる low mass detector として比較的低エネルギーの粒子、重イオン等の検に大きな威力を発揮するが、今迄得られた画像は所々に放電像が残る(S-rayを原因とする放電-flare)。Vertex附近が見にくい欠点があった。しかし最近主としてCERNを中心に発達した技術によると、非常に短い高電圧パルスを用い、ガス純度等の管理を良くする等の配慮により極めて美しい画像を得ている³⁾。

近年イメージンシフアイエ中心の光電変換技術が吾が国でも表裏に発達し、非常に光量の少ない放射線径跡より良質な画像を得ることが出来るようになった。すなわちSTCに対する印加電圧を出来るだけ低くすることによって flare を軽減せしめより鮮明な画像を得ることが可能になり、より大面積の範囲が広がるものと考えられる。

この技術はええまっ、入射粒子と検出粒子との多体相関の結果である Cumulative effect の実験にも応用出来る。現在までの Cumulative effect の実験は 1 体分布に限られた精度による実験が殆んどでコーク多体系の相関による確立した理論を得るに至っていない。STC の導入により最後方放射粒子の測定と同時に、これに相関する他方荷電粒子の全立体的観測が可能になり大きな知見を加えるものと思はれる。現在これ等目的のために必要な全装置を準備中である。

2) Phys Letters 29B 67 (1979)

2) H.W. Destini et al., ORNL-4564 (1973)

R.L. Hahn et al., ORNL-TM-3179 (1971)

M.P. Guthrie et al., ORNL-TM-3119 (1970)

3) 1972 F. Rohrbaugh et al. Nucl. Instr. and Meth. 141 229 (1977)

M. Baile et al. CERN Report EF 4 June (1980)

Reaction Mechanism of Pion Absorption by Nuclei

東工大 理 奥本 忠夫

原子核による pion absorption 反応は Energy Momentum の保存則より少なくとも2核子以上の系より進行することが知られている。特に2核子系による吸収が重要なことは pion absorption に伴う放出粒子のスペクトル、あるいは2核子相関の測定より軽い核で明らかにされている。又原子核の pion absorption 反応における2核子以上の系の影響については $p, n, d, t, {}^3\text{He}, \alpha, \dots$ などの核粒子間の相関を調べる実験が少しづつ出はじめ、今回の研究会でもより詳しい実験の計画について報告があった。(中山 光一) 粒子検出による測定のために γ 線検出による測定では軽い核で ($t, {}^3\text{He}$) 反応 (N は核子) の断面積が大きいことがわかっており2核子系による吸収の重要性を示していると思われる。

一方重い核での粒子検出の測定では pion absorption 反応において2核子相関は軽い核のように陽性形でみえてこない。代わりに γ 線の測定では pion absorption 反応が軽いイオンによる前平衡平衡原子核反応と多くの類似点をもっていることが明らかにされてきた。ここでは重い核による pion absorption 反応と軽いイオンによる前平衡平衡反応との接点を考えることで pion absorption 反応をよめることを考えてみた。

重い核の核に軽いイオンとあてた際における反応をのみがっはにみるには、その反応生成物の分布(これはある意味で放出粒子のスペクトルに対応し反応メカニズムを反映する)と transferred した角運動量という点から考えるのがわかりやすい。今話を stopped pion absorption に戻そう。

重い核の核の stopped π^- 吸収反応においては ($\pi^-, n\gamma$) という反応が支配的で実に全吸収 π^- の 70~90% を占める。¹⁻³⁾ 又これは $4 \sim 7$ くらいに断面積の最大があり、それは 90 MeV 程度の

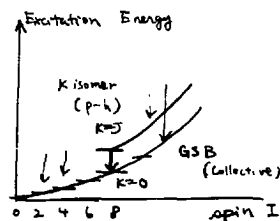
proton による反応断面積によく似ている。⁴⁾ しかし ($p, n\gamma$) の断面積は全反応断面積の 60% 程度であり ($\pi^-, n\gamma$) の断面積が特に大きいように見えるのは注意を要する。これは pion

absorption 反応においては proton がエネルギーをうけるのがかなり核子あたりのエネルギーが下がったとまよえることがでる。一方の角運動量に関しては差は回転帯 (GSB) で観測される γ 線の強度比よりそこの角運動量分布がわかる。それと励起状態との違い、あるいは γ 線の多重度 (multiplicity) の測定などから反応機構に関する情報をとらえることがでる。これらは原子核反応をマクロ (半古典的) にとらえる立場だが、一方では原子核の内殻エネルギーに励起されることがいえる立場からの見方がある。これには変形核に系統的に存在する K isomer 準位を利用する。この K isomer 準位は particle-hole 的励起状態であり、これと GSB の同スピン状態との励起エネルギーの違いは反応が原子核を particle-hole 的に励起するか collective に励起するかの違いをさし示す。(1回を参照) 今までの二つの立場から

軽いイオンに与えられる原子核反応を調らえてきた結果、より重い入射粒子ほど原子核を collective に励起することが示されている⁵⁾。

(2回を参照)

ここで pion absorption 反応について上記のようなことを測定し励起の機構が軽いイオンによる反応とどうつながるかが考えらる。

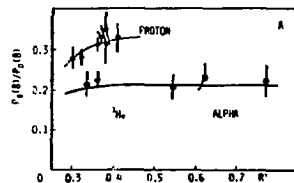


1 図

$^{181}\text{Tl}(\pi, \pi n\gamma)^{180}\text{Hf}$, $^{182}\text{W}(\pi, \pi n\gamma)^{181}\text{Hf}$ 反応で $\pi n\gamma$ 及び $\pi n\gamma$ の全分佈を、その分布、

GSB での spin の分布を以て isomer 比を調べる。
 ここで 2 の標的核を調べるのは final 核による差正
 の為である。 $\pi n\gamma$, $\pi n\gamma$ の全断面積を以て
 その分布は π^- 吸収の終止いかによって photon あるいは
 neutron への energy の分配が示されることがわかって
 常態を与える。 GSB での spin 分布については CERN
 のグループが $\pi n\gamma$ に対して詳しく調べているが²⁾ これを
 $\pi n\gamma$ についてもしらる。 また isomer 比は
 pion absorption 反応が原子核を particle-hole 的に励起
 するが collective に励起するかどうかについての情報を与える。

測定は γ 線の singles の測定ということであり、 γ 線として取り、 γ 線検出器の両方実験的困難さ
 をいくつか指摘された。 それらは主に γ 線の収量と background に関するものであった。 従自身
 はまだ KEK での実験に関しては素人なのであるが、 γ 線検出器の両方知れたいが、 background
 に関しては Ge(Li) あるいは LEPS のまわりで plastic scintillation などでの anti-compton
 mode でおこなう方がなりりけるのではなからと考へている。 又収量に関しては stopped π で実
 験する限り大きな変換はないよう思われる。



2図 ^{182}Os 核の $8^- (k=8)$
 と 8^+ (GSB) の ratio 値を
 $P(8^-)/P(8^+)$ (共に GSB) の ratio で入所
 角運動量が大きいと大きい

References

- 1) H. D. Enghardt et. al. N. P. A 258 ('76) 480
- 2) R. Baetz et. al. Z. Physik A 286 215 ('78)
- 3) V. A. Aboazov et. al. Z. Physik A 296 65 ('80)
- 4) H. Ejiri et. al. N. P. A 305 ('78) 167
- 5) H. Ejiri et. al. P. L. Vol 78 B No. 2, 3 ('78) 192

現在 当研究室で研究しつつあるテーマの中、高励起核反応前平衡過程、高励起集団運動、スピンアイソスピン振動と分極の三つの研究成果を基に関連したことを若干述べる。

§1 元中間子核反応と Exciton

核反応の Exciton モデルによれば、核反応で初めいくつかの Exciton (励起粒子及びホール) が形成され、それが核内で collision する spreading 中と核外への放出される Escape 中との競合として反応を記述することが出来る。(図1-1) その場合前平衡過程のため、反応粒子多重度、反応粒子エネルギー、角運動量移行等は、初めの Exciton 状態に依存する。(平衡過程では主に全励起エネルギーに依存する。) 図1-2は入射粒子によって Exciton 状態が異なるため、放出中性子エネルギーが入射粒子依存性を持つことを示す。図1-3に中性子多重度と異方性を示す。反応を励起エネルギーと Exciton 数の Diagram で示すと図1-4の様になり、Exciton (Door way) 構造がどう変化していくのを見ることが出来る。

この様に、核子による核反応過程の研究でわかった Exciton 構造を元中間子反応に適用してみることは興味ある。即ち、反応粒子の測定から元中間子による反応でどのような Exciton (particle-hole) 状態が出来ているかを調べることが出来る。Stopped π^- capture の場合、 π^- が核内の $p-n$ correlated Pair に吸収される場合は $n-n$ の Exciton Particle が形成される。一つの n が Escape する場合、 $1p-2h$ Exciton 状態が出来る。これは $m\pi c^2/2 \sim 70$ MeV 核子入射で出来る $2p-1h$ と対比して考えることが出来る。元が cluster に吸収される場合は別の Exciton 状態になる。元吸収は、核内 virtual π^+ との annihilation 過程や、核内 virtual π から運動量を得ることによる単一陽子放出を通して、核内元の効果や元- ρ -Condensation の可能性を探る意味でも重要である。また (π^2 , π) 反応はスピンアイソスピン巨大共鳴の研究に有力であることもつぎ加えておく。

§2 元中間子吸収とスピンアイソスピン巨大共鳴

スピン アイソスピン巨大共鳴については10年位前に Ejiri-Fujita によって考察され、第一禁止 ρ 転移巨大共鳴が示唆されている。 M 中間子吸収は ρ^0 decay に相当し、(しかも十分に高励起エネルギーで得られるので高励起巨大共鳴の研究に適している。 ^{136}Ce の IAS からの $E1$ γ decay の Effective Coupling Constant $g_{\text{eff}}^2/g_{\rho}^2 \approx 0.26 \pm 0.05$ から Backward Correlation の Susceptibility $K \sim 0.9$ を得、これから $T \gamma$ 巨大共鳴 20 MeV を得る。これは ρ^0 の巨大共鳴の Analogue 状態に相当する。(図2-1) また ^{209}Bi の M 吸収強度分布を (M , x_{nr}) の γ 線測定結果をもとに求めると図2-2の様になり、Schematic な計算と合う。 M capture は (n, p) 反応と対比して考えられ、charge exchange のスピン アイソスピン集団運動の研究に有力であろう。

§3 ハイパー核分光と核内ハイベロン有効相互作用

核子の有効相互作用の研究が核分光法によって大きく進歩したように、ハイパー核分光は、ハイパー核内に於けるハイベロン有効相互作用の研究に大変有効である。ハイパー核のエネルギー準位は Poth などと精力的に研究しているように、550 MeV/c 程度のいわゆる Recoil less Scattering の高エネルギー研究門 KEK に於ける核物理シンポジウム、1980年12月

法

$$K^- + j_N = \pi^- + j_A$$

で調べられている。また種々の励起準位への転移である Quasi-free Scattering

$$K^- + j_N = \pi^- + j_A'$$

でも調べられている。これらの測定によりハイパー核内に於けるエネルギー準位のわかれ、そのエネルギー準位からハイペロンのポテンシャル、LSカ、スピン スピン相互作用、テンソル力などの研究が進められている。

一方、核内ハイペロンの電磁相互作用や弱い相互作用を測定することによるハイパー核分光は、まだ殆どと研究されていない。核分光により特定のモードの運動や、相互作用を選択的にとり出すことが出来るが、ハイパー核分光も特定のモードと選択的に研究することに有効であると考えられる。

核子の相互作用でπ中間子やρ中間子が関与するスピン アイソスピンモードが最近注目と集まっている。Ejiri グレーブとJ. Fujitaはこの核子相互作用を核内に於ける電磁及び弱い相互作用の有効結合定数を通して研究して来た。核内スピン アイソスピン モードの有効結合定数を表1に、スピン アイソスピン分極と振動の様子を図3-1, 3-2に示す。主にイオンビーム μ-と核分光が用いられた。ここではこの核子分光法のハイパー核への発展について三述べる。

核内核子の場合、Wigner 型の力によって電気多重振動や分極現象があり、スピン アイソスピンカヤテンソル力によつてスピン アイソスピン振動や分極、LSカ等のスピン アイソスピンに関連した現象がみられる。ここで重要なことは核子はスピン 1/2 とアイソスピン 1/2 をもち、これは U_d フォークが荷なっているということである。1から1への場合 S フォークが σ = 1/2, τ = 0 を持ち U_d は T = 0, j = 0 である。一方 2は S が σ = 1/2, τ = 0 で U_d フォークが T = 1, j = 1 になっている。この様にフォークで考えた時のスピンやアイソスピンの核子が全く異なる。1 ために、ハイペロン-核子相互作用は相当異なると考えられる。(図3-3) ここで1 Inert S Quark モデルの考えをとると、1 のスピン 1/2 は S フォークが持ち、U_d フォークはスピンもアイソスピンも 0 なの、スピン アイソスピン相互作用に相当 Reduce される。実際 1 のポテンシャル V_h は核子のポテンシャル V_N に対し、V_h ≈ 2/3 V_N, LSカは V_h^{LS} ≈ 0 であることはこの Inert S Quark で説明される。このことからπやρ中間子が効く核子間の場合と異なつて 1 核子間ではスピン アイソスピン相互作用やテンソル力の効果は相当 reduce されることが考えられよう。一方 2 の場合は、U_d フォークが j = 1, T = 1 なの、V_h ≈ 2/3 V_N, V_h^{LS} ≈ 4/3 V_N^{LS} となり、スピン アイソスピン相互作用が重要になってくる。この様にスピン アイソスピン構造はスピン アイソスピン モード電磁相互作用や弱い相互作用ではさきうてくるであろう。

ハイペロン 1 についていえば、一般にハイパー核の電磁相互作用では次の三種が考えられる。核子 j_N とハイペロン j_h の系では N と 1 の両方が相互作用する。図3-4に示すように M1 遷移中は

$$\rho(M1) = k(g_N - g_h)^2$$

となる。ここで g_N, g_h は核子とハイペロンの核内に於ける有効 g 因子。g_N は j_N の核の実験値を示すようにスピン アイソスピン分極やπ中間子等のために自由核子とはかなり異なる。くる。

ρ(M1) の実験から果して 1 が核内ではスピンに関して自由 1 の様に振る舞うか、又 1 のスピン場

が核内での様に Renormalize されているかを見ることは興味ある。核の 0^+ core に Λ が結合している様子は図 3-5 に示すように Λ の相互作用がわかる。遷移や電磁気能率の測定から Λ の有効電磁相互作用がわかる。スピン(磁気)やアイソスピン(アイソベクトル $E1$ etc)が関係するモードでは Renormalization の効果は少なく、そうでない場合は $V_\Lambda \sim \frac{1}{2} V_N$ に見られるように、核子と同程度の Λ -場の Renormalization が起こるかどうかと調べることは価値がある。ハイパー核で核 core が遷移する場合を図 3-6 に示す。この際、核子が Λ によって与える影響は核の $P_{1/2}$ とハイパー核の $P_{1/2}$ のずれや分岐比のずれから感度よく調べることが出来る。エネルギー準位が Λ によって shift するが、どのどのモードがどう変わるかを見ることによりモード別の Λ -N 相互作用を調べることが出来る。以上のことは Σ 核でも同様の研究を行うことが出来る。いくつかの可能性ある核の例を図 3-7 に示す。ここでエネルギー準位は多くの場合また実験的に確立しておらず、単に Schematic に図示する。

ハイパー核の集団運動 (coherent Motion) と 1π generic Analogue 状態の可能が論じられている。核の Isobaric Analogue 状態に対応する N hole Λ particle の coherent な状態であるが、核子と Λ のポテンシャルのずれなどのため必ずしも Sharp Resonance になるとは限らない。また核の $E1$ 巨大共鳴に対応して核子の $(N+1)\hbar\omega$ shell から Λ の N $\hbar\omega$ shell への hole-particle Coherent Mode が無いのかも興味ある問題である。この様な集団運動や分岐は $N-\Lambda$ の特殊なモードの相互作用と密着しあっている。図 3-8) 実験として π^- と相関法、磁場による Perturbed Angular Correlation, γ の Doppler 効果測定、 A_N^* 核崩壊の π^- 非対称の測定などが考えられる。ここで Polarized 標的核が有効になるであろう。

ハイパー核の特定の量子(スピン、アイソスピン、エネルギー)状態を便して特定のモードの遷移行列を測定することにより、特定の(例えばスピン、アイソスピン)モード有効相互作用を調べることが出来る点、ハイパー核分光は大変重要な方法では非研究したいと思う。核の有効相互作用や分岐振動とハイパー核のずれを調べることにより、 3 - 7 次元での $S=0$ かつ $S \neq D$ の系での相互作用の研究が進むことを期待したい。

Table 1

Effective coupling constants g^{eff} and susceptibilities κ (polarizabilities) for the β and γ transition moments.

Transition mode	Operator	g^{eff}/g	κ
Isovector Spin*	$t_3\sigma$	~ 0.5	~ 1
Tensor M1 γ	$\mu_p \{ \alpha x Y_2 \}_1$	~ 0.62	0.6
Isovector E1 γ	$t_3 i r Y_1$	$0.3-0.4$	$1.5-2$
First forbidden axial vector β	$t \pm [i r Y_1 x \sigma]$	$0.2-0.35$	$1.5-4$
Isovector M2 γ	$t_3 [i r Y_1 x \sigma]$	$0.2-0.25$	$3-4$
Isoscalar M2 γ	$[i r Y_1 x \sigma]_2$	$0.2-0.5$	$1-4$
Second forbidden axial vector*	$t \pm [i^2 r^2 Y_2 x]_3$	~ 0.3	~ 2
Third forbidden axial vector	$t \pm [i^3 r^3 Y_3 x \sigma]_4$	~ 0.4	~ 1.5
Isovector M4 γ	$t_3 [i^3 r^3 Y_3 x \sigma]_4$	$0.3-0.4$	$1.5-2$
Isoscalar M4 γ	$[i^3 r^3 Y_3 x \sigma]_4$	$0.2-0.6$	$1-4$

* Isovector modes with $\Delta\pi=\text{yes}$ are also presented for comparison.

参考文献

H. Ejiri, et al., Nucl. Phys. A308 (1978) 513

H. Ejiri et al., Proc. Deuxime Colloque Franco Japonais de Physique Nucleaire Avec des Ions Lourds, France (1979) 327

H. Ejiri, Physica Scripta (1980) Proc. Int. Novel Symposium on High Spin Nuclei

H.J. Pirner, Phys. Lett. 69B (1977) 170

E. Mazzucato et al., Phys. Lett. 96B (1980) 43

H. Ejiri and J.I. Fujita, Physics Report 38C (1978) No. 2

P.H. Daliz and A. Gal, Annals of Physics 116 (1978) 167

C.B. Dover, Proc. TRIUMF Kaon Factory Work Shop, 1979, 4

B. Povh, Nucl. Phys. A335 (1980) 233

M. Bedjidian et al., Phys. Lett. 83B (1979) 252

M. Bedjidian et al., Phys. Lett. 94B (1980) 480

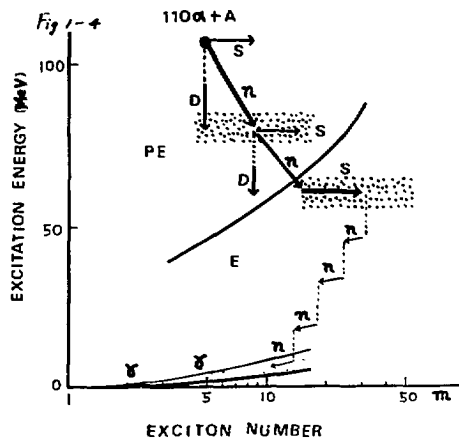
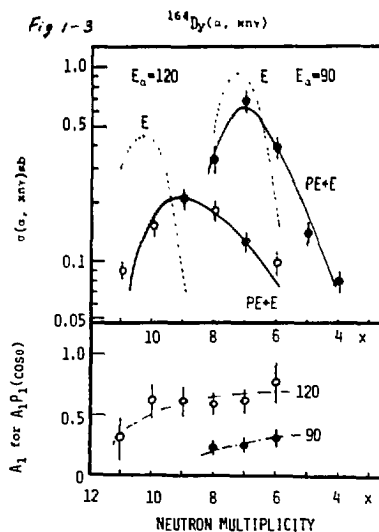
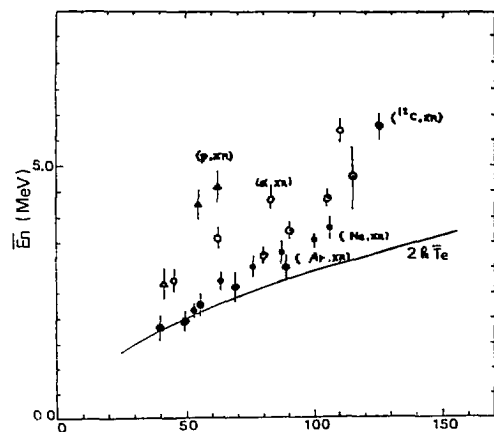
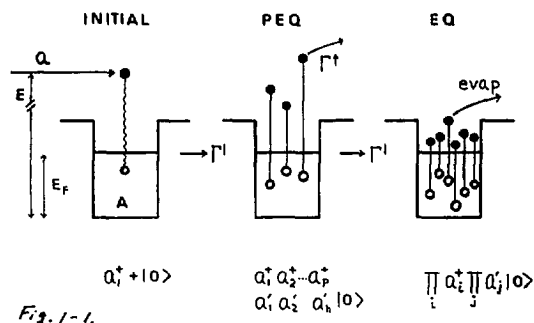


Fig. 3-3.

P		Λ		Σ^-	
u	$\left. \begin{array}{l} j, T = \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \\ S = 0 \end{array} \right\}$	S	$j, T = \frac{1}{2}, 0$	S	$j, T = \frac{1}{2}, 0$
d		d	$\left. \begin{array}{l} j, T = 0, 0 \end{array} \right\}$	d	$\left. \begin{array}{l} j, T = 1, 1 \end{array} \right\}$
d		u		u	

Fig. 3-4

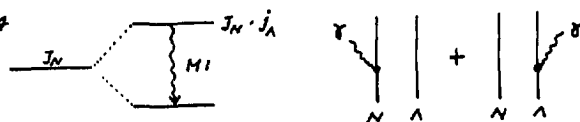


Fig. 3-5

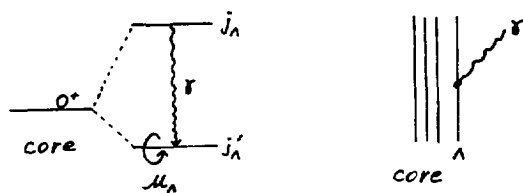
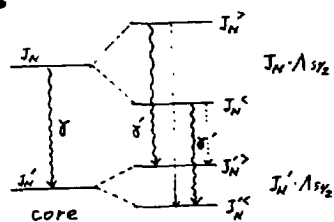


Fig. 3-6



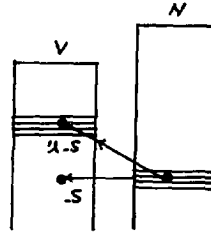
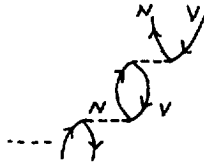
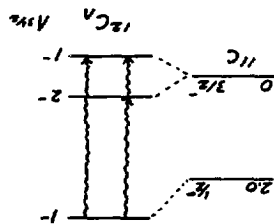
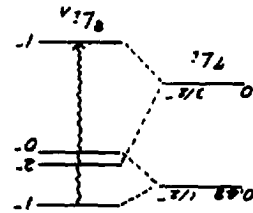
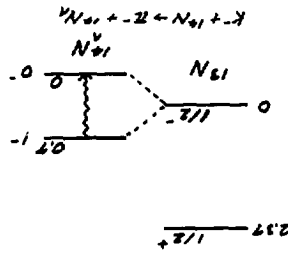
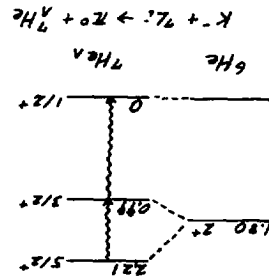
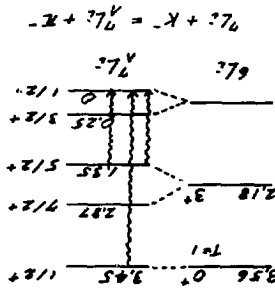


Fig. 3-8



E2-M1, Transition

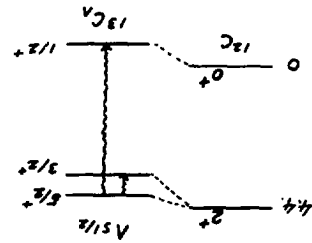


Fig. 3-7

1. はじめに

ハイパー核の実験研究は、低運動量の K^- を用いたいわゆる (K^-, π^-) spectroscopy [ストレンジネス移行反応=素反応は $K^-n \rightarrow \pi^- \Lambda$] によつて、ここ数年間に飛躍的に発展した。このレポートでは、過去の海外での実験を簡単に紹介すると共に、日本でのハイパー核の実験計画 (現在、ハイパー核の実験が可能な加速器はKEKにしかない) について述べる。ただし、ここで述べる計画は、公認されたものだけでなく、あくまで提案である事とわかっておく。

ハイパー核の実験の困難さのひとつは、event rate が悪い、という事である。つまり、 (K^-, π^-) spectroscopy を考えるとき、現在の加速器と K^- のエネルギーの性能から、約30秒に1 event と推定される。従つて、我々が観測グループ、生産グループに違いをきき通いあつては、 (K^-, π^-) spectroscopy に多少の工夫をほどこすだけでは困難であり、新しい測定方法を取り入れる必要があると思われる。その方法として最も可能性が高いのは、ハイパー核の α nuclear γ -線を測定する事であると考えられている。もちろん生産グループも同様の測定を考慮中と伝えられているが、幸いにも、我々は γ 線検出に適したNaI(Tl)検出器を大量に準備しており、そのテストも着々と進んでいる。従つて、 γ 線測定を含んだハイパー核の実験が比較的早い時期に可能であり、生産グループに負けない成果が期待できよう。

このレポートではセクション2で γ 線測定の場合を中心としてハイパー核実験を紹介し、セクション3で我々の実験計画について記す。

2. 主な実験結果

γ 線測定の場合を挙げる前に、現在ハイパー核研究の主流である (K^-, π^-) spectroscopy について簡単にまとめおく。 (K^-, π^-) spectroscopy とは、入射 K^- と放出 π^- [素反応 $K^-n \rightarrow \pi^- \Lambda$] の両方の運動量を精密に測定する事によつて、生成されたハイパー核の基底エネルギーを決定する方法で、CERN PS や BNL AGS で行われてきた¹⁾。主な成果として次の点を挙げる事ができる。

1. 核内 π^- の感じる potential depth は、nucleon のものの約 2/3 である。
($V_\Lambda \sim 32 \text{ MeV}$, $V_N \sim 50 \text{ MeV}$)
2. Spin-orbit force は nucleon に比べて非常に小さい。
($V_\Lambda^{LS} \sim 4 \text{ MeV}$, $V_N^{LS} \sim 20 \text{ MeV}$)
3. ストレンジネス移行反応で生成されるハイパー核の生成断面積は、素反応の断面積と N_{eff} (effective neutron number) を用いて次の様に書く事ができ、理論計算と実験はある程度の精度で一致する。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(KA \rightarrow \pi^- \Lambda') = N_{\text{eff}} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(K^-n \rightarrow \pi^- \Lambda),$$

ここで、 N_{eff} はおよそ $N^{1/2}$ に比例するが、 N_0 増大と共に増えるので、quasi-free 反応 (上記素反応に関与した n と Λ が同一軌道でない) からの寄与で、recoilless (n

(2) 半角 = $\frac{1}{2} \times 90^\circ = 45^\circ$ 。この角に 2 の底角を 2 個添えて 90° 。この角に 2 の底角を 2 個添えて 90° 。

(0.15%) の影響が、 γ と β の差に及ぼす影響は、 α と β の差に及ぼす影響の約 1% に過ぎない。

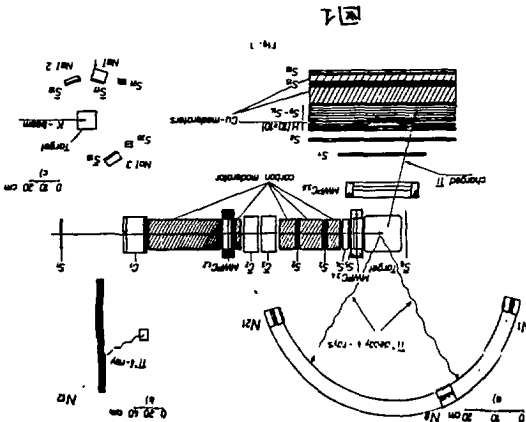
今で仮に大数 N は、 8×10^{16} 位の固定値
とすれば、 N 個の素数 p は、 $K \times \pi(N)$ の内
にあり、 K は、 2×10^3 以下である。
 Λ の decay 率は、 $\pi(N)$ の内
にあり、 2×10^3 以下である。
この意味では、 N 個の素数 p は、 $K \times \pi(N)$ の内
にあり、 K は、 2×10^3 以下である。
この意味では、 N 個の素数 p は、 $K \times \pi(N)$ の内
にあり、 K は、 2×10^3 以下である。

45-2 美國政府 (CIA) 研究報告 (U), 在 setup 2 圖 1 中。

[illegible][illegible]

・ $\pi^2 \sim 10$ になり、安定した。
 以上 $\pi^2 (K, \pi^2)$ spectroscopy による主要な結果が、その日、ハッパ-様から、小林・謝
 長谷川氏に、程度がわかりました。現在までに報告したところ、高橋・謝長谷川氏に述べた。

4. 試出 π^{-} の角分布 (3.3.11) の δ^2 -dependence) から、生成した $\pi^+ \pi^-$ の相対速度 v と同一軌道) の $\pi^+ \pi^-$ 間角 θ 関係 $\cos^2 \theta = 1 - v^2$ を導く。



では高々数 MeV の分解能しかないものに頼らず、1~2 桁向上し、LS force などの高精度な値が求まる。さらに系統的な測定が順次に進めば、ハイパー核の準位構造や Λ の effective charge なども測定でき、ハイパーオンと核子の対称性に関する知見が得られると期待される。

ハイパー核の生成とその測定 (π 検出) については、後述述べる 3 種類の方法を考えている。8 線検出の方法は共通で、最初に 8 線検出部分について述べる。8 線の検出は $2.5^\circ \times 2.5^\circ \times 12^\circ$ の NaI (Tl) 検出器で行う。これは現在同型の検出器で 150 個用意しており、さらに 100 個程度追加の予定がある。従って全立体角の 70% 程度は簡単に cover できる事である (π 検出のための装置に必要とする) 効率のよいデータ収集ができる。この NaI 検出器の基本性能は KEK の実験予定区域ですべてにテスト済で下記の通りである。なお () の内は値は前述の CERN の実験で使われた NaI の性能である。

エネルギー分解能	8% at 1 MeV	(12%)
時間分解能	2.5 nsec	(4 ns)
実験区域での Counting rate	< 100 kcps	(400 kcps)

又、32 個の NaI を同時にエネルギー校正しながら動かせるテストも終えており、150 個全部を同時に動かせるには現在回路が不足しているが、間もなく手配できると予定がある。

次に K^- ムであるが、これも 3 種類の方法で共通であり、強度の強い但運動量 K^- ムという事から、KEK の K^0 ビームチャネルが既存のものとして唯一の解である。他に必要を至意として、 K^- ム中の π^- のコンタミネーションを除くための液体水素フェレンコフカウンターがある。これは (東京 YN グループで KEK の K^0 チャネルで現在 $\bar{p}p$ 全断面種の測定を行っている。) の液体水素ターゲットの経験があり、フェレンコフカウンターの改造は可能である。

最後にハイパー核生成とその測定 (π 検出) の方法について考えよう。次に述べる 3 種類の方法を考えている。

- In flight K^- 。高分解能の π spectrometer。[(K^- , π^-) spectroscopy の方式に 8 線の coincidence を加える。]
- In flight K^- 。large acceptance の spectrometer (分解能はある程度犠牲にしてもいい。)
- Stopped K^- 。 π^- , π^0 も NaI (Tl) 検出器で測定する。

8 線の測定は、一般に background が多く解が難しい。従って、時間分解能を高くすると同時に、selection (tag) をうまくして S/N 比を高くする必要がある。その意味では、上記 a の方法が最善であるが、event rate があまりに少ない。例として a の方法で最も効率のよいと思われる ^{16}O の場合を考えよう。図 2 に ^{16}O の準位構造を示す。図が実験で示された 4 年分の準位が (K^- , π^-) spectroscopy で発見されたもので、点線で示したのが基底 0^+ 状態 (まだ実験されていない。) である。核子不安定領域のしきい値は約 4.5 MeV にあり、従って上の 2 つの 0^+ 状態はすぐに粒子を放出して如ハイパー核種 (Λ 核放出すれば普通の核種) へ変換してしまう。しかし下の 2 つの 1^- 状態は 8 線に放出して基底状態へ遷移すると期待され、 ^{16}O の両面エネルギーが精度よく測定できる。この ^{16}O からの 8 線の event rate は (K^- , π^-) spectroscopy の結果から推定できる事であり、NaI

検出器が全立体角の 50% をこえたとして約 60 events/day である。この方法は、event rate は低いけれども S/N 比のよい線型スワットルが期待できる。得られる結果の重要性を考えると、最初の方法として是最も適しているのではないかと考えている。又、粒子不安定領域 (上の 2 つの 0^+ 準位) が decay しごきするハイパー核種 (おとく $15N$ が最も多いであろう。) からの α 線も同時に測定できる。

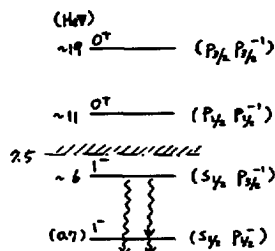


図2 ^{16}O の準位構造

次に C の方法について考えてみよう。ハイパー核生成の確率はこの方法が最も高いであろう。原子核の K 吸収の過程は π 吸収の過程から類推できる。(π の場合は最低 2 つの核子が関与しなければならぬ) に対し、 K^- の場合は 1 つでよいという違いがある。) 与えられる系反応 ($K^- \rightarrow \pi^-$ または $K^- \rightarrow \pi^0$) で生成された Λ が原子核と "複合核反応" と似たプロセスで数個の粒子を放出した後粒子不安定領域に入り、最後にも放出により、基底状態に遷移する。という過程である。この方法の問題点は、ハイパー核種の固定が非常に難しい、という事である。CERN の実験結果によると、非常に軽い場合に有効である事はわかっていすがどの程度の入る A までいけるかが大きな問題である。この方法では、生成時に放出された π と同時に崩壊時 ($\Lambda \rightarrow \pi N$) の π もハイパー核の固定に使用できる。しかし、ハイパー核の崩壊の 2 つのプロセス ($\Lambda \rightarrow \pi N$, $\Lambda N \rightarrow NN$) の branch や π の原子核中での rescattering など未解決の要素も多い。 $A=20$ 程度までこの方法が使えれば、ハイパー核の情報を大いに蓄積できる。A の方法でとれた後この方法を試みたいと思っている。

最後に B の方法があるが、これは A, C 案の折衷案で S/N 比を多少犠牲にしても、event rate をかせようというものである。A の方法による結果をみてからこの方法の有効性を判定しようと思っている。

[参考文献]

(1) 例え

- W. Bruckner et al., Phys. Lett. 62B (1976) 481
- W. Bruckner et al., Phys. Lett. 79B (1978) 157
- R. Bertini et al., Phys. Lett. 83B (1979) 306
- R. E. Chrien et al., Phys. Lett. 89B (1979) 31

- (2) J. C. Herrera et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 158
- (3) M. Badjidian et al., Phys. Lett. 83B (1979) 252

コメット: 原子核 Beam による Relativistic Hypernuclei の生成

東大理 中井浩二

Hypernuclei の生成には次のような3つの方法が考えられる。こゝでは Λ -Hypernuclei について論じ、 Σ -hypernuclei については省略している。

- (1) $K^- + {}^A_Z \rightarrow {}^A_Z + \pi^-$
- (2) $p + {}^A_Z \rightarrow {}^A_Z + K^+$
- (3) $p + {}^A_Z \rightarrow {}^A_{(Z-1)} + p + K^+$ etc.

このうち今までは過程(1)を作った Hypernuclei の研究が進められている。

K^- による Hypernuclei を作る素過程は

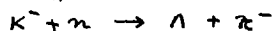
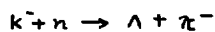


Table 1



	0	300	500	900
P_K	0	300	500	900
P_Λ	250	70	0	80
(MeV/c)				
			↑	
			Recoilless	

であり、生成された Λ が核内に捕えられ Hypernucleus を形成する為にはその運動量が核内核子の Fermi 運動量と同程度の大きさにする必要がある。

Table 1 に示すようにこの条件を満たすには

Low momentum の K^- beam が必要になる。こゝから K 粒子は短寿命である。

したがって K^- の beam channel はできるだけ短くしたい。しかし K^- beam には必ず π^- が混入する。この分離が為には channel を短くしてはいくという矛盾した条件が為には low momentum K^- beam の強度を上げることが容易である。

現在の強度は大体 10^4 K^- /sec 位であるから 10^{11} K^- /year-world という強度になる。proton の beam は 10^{12} proton/sec, pion は 10^9 π^- /sec という強度であるのには比べると強度は弱い beam である 10^{11} K^- /year という強度で豊かな物理を展開できるかどうかが疑問。Low momentum K^- を使う Recoilless Λ production という方法は大変巧妙である。こゝまでをこゝからは頼らず新しい方法を開発していくことが必要である。

(2) 及び (3) の過程を用いた方法ならば 10^{12} proton/sec という強度の beam を使える。役には Hypernuclei を作る断面積が 10^6 倍小さいといふことも生成量は充分である。こゝで (2) の断面積を測った試みの Bevatron での結果は $0 < 10 \sim 100$ nb/stn というところであった。(2) の過程はあまりに momentum の mismatching がひどい。(3) の過程はもっと望みがあるだろう。しかし (3) は最終核がある為には事象を捕えるのが容易ではない。まだ断面積を測った人はいないと思う。少くとも報告はない。

いずれにしても小さい断面積の事象は強烈な proton beam を用いて

観測しようとする系は感心しない。強い background の為に見えないと違っている。何らかの方法を工夫する必要がある。超高分解能の spectrometer を用いて強い background の中から事象を検出したのは一つの方法かもしれない。

頭の良い方法として Heavy ion beam を使う方法を考え出す。低 energy 実験では Heavy ion beam を使って projectile と target を入れ換えることにより困難と考へていた実験を簡単にやった例がある。中でも生成核の Recoil motion を利用して数 psec ~ 数 nsec 領域の寿命測定が系統的にできるのは最もよい例である。

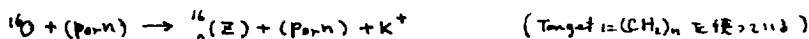
上記(3)の過程を原子核 beam を用いて陽子に入射することにするとおこる作られた Hypernuclei を in flight で観測することにできる。この場合は強烈な background の中で感度を高く検出できると寿命の測定も可能になる。

Relativistic hypernuclei は

- 1) Decay in flight を観測できる。Relativistic effect で寿命が長くなる。
- 2) 生成された Hypernuclei は 0° 方向に集束されている。その上厚い target を用いることができるので生成量が下さる。

という大きな特徴をもっている。

この方法による Hypernuclei の研究は Bevalac の Arizona group によって試みられた(極めて怪しいが実験のこの通試の必要がある)。彼らは、



に於て $\sigma = 2 \pm 1 \text{ } \mu\text{b} / \text{target nucleon}$ という結果を得ている (Nield et al. Phys. Rev. C13 (1976) 1263)。この方法の weak point は生成された Hypernuclei の Z と A がよく解らないことである。これを識別する方法はあるが今後、開発を得る必要がある。今のところは Z の ambiguity は残っている。しかし Z と A がきつくと解らないことも Z の寿命についての data は大変興味深い。例として $^{16}_{\Lambda}\text{O}$ はこの実験から得られたものである。

Bevalac の Heavy ion は 2 GeV/nucleon であるから Hypernuclei の生成には energy が低い。KEK-ps の原子核 beam を加速して 5 GeV/nucleon という energy が得られるので Bevalac よりもっときれいに実験ができるはずがある。

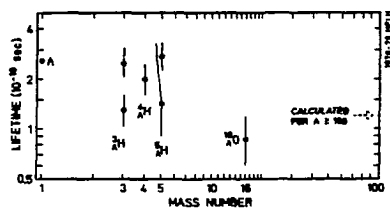


Figure 5. Mean lifetime of A particles and hypernuclei vs mass number A. Theoretical estimate for $A \geq 100$ is also indicated.

図 1

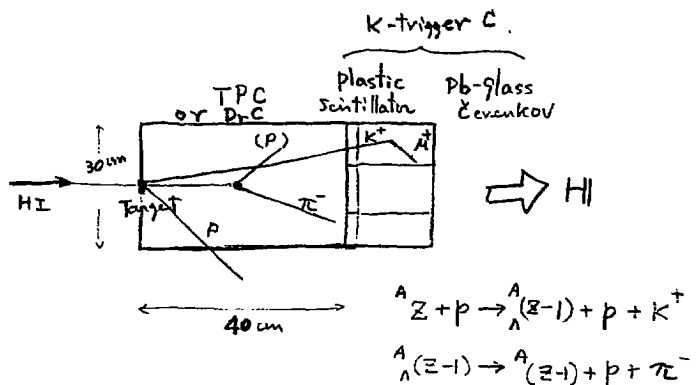
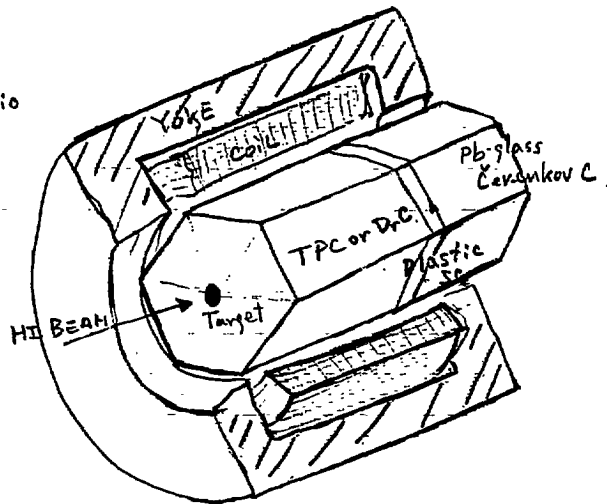
Arizona group の実験は Spark chamber を用いている為には非常に効率が悪く data の統計も悪い。おれわれはもっと近代化の setup でこの実験をする為の試案を考へてみた。

図2に試案の測定器を示す。2 GeV/nucleon の Hypernuclei を作る
とその平均 decay length は

$$l_{\text{mean}} = \beta \cdot \gamma \cdot c \cdot \tau \sim 8 \text{ cm}$$

である。Cylindrical detector としては TPC あるいは Drift chamber あるいは
充分検討は進んでいないが、後方につけた K^+ detector による trigger を
持つ detector による event の vertex point を決める。Chamber の外側には
ある solenoid (superconducting) による $10 \sim 30 \text{ KGauss}$ の磁場を印する。
この set up による次の data を得ることが期待される。

- 1) production mode
- 2) Decay mode
- 3) Lifetime
- 4) Mesic/Nonmesic ratio
- 5) Decay asymmetry
- 6) g-factor
- 更に欲張りをすると
- 7) Double hypernuclei
- 8) Exotic matter



Magnetic Moment of Hyper Nuclei

東工大 理 井本 忠史

Hyper 核の磁気能率の測定について考えてみる。ここでは話を Λ の原子核内に存在しているものに限定することにす。Hyper 核は Λ 粒子と原子核の強い相互作用の産物であり、その性質に関しては、ちょっといくつかの準位の励起エネルギーが測られ始めたところであり¹⁾。次に Λ 粒子の性質を簡単に table にしておく。ここで興味をひくことは Λ 粒子は核子のように異常磁気能率をもつていふことである²⁾。これは Λ 粒子が核子のように p 子の重さをもつていふためと考えられる。さて原子核の磁気能率は一次のオーダーでは単一粒子模型でうまく説明される。更に core polarization をして pionic effect が二次のオーダーの寄与として磁気能率の理解に大まな成功を納めた。残念ながら Hyper 核に関して

Λ	spin	$\frac{1}{2}$
	mass	1116 MeV
	M_N	$= -0.6138$
	magnetic moment	$\pm 0.0047 \mu_N$
	$\tau_{1/2}$	$(251 \pm 0.04) \times 10^{-10} \text{ sec}$

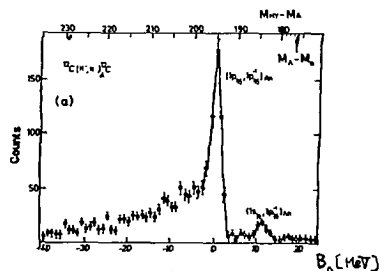
table

どうなるか私には予想がつかないが、測定する価値だけは十分にあるような気がする。

ここで Hyper 核の磁気能率の測定上の問題点を整理すると次の三点となる。

1. いかにして polarize あるいは align した Hyper 核を生成するか
2. 10^{-10} sec 程度の時間内にいかに観測可能なだけの spin の precession をおこなうか。
3. spin の precession をいかにして観測するか。

1. Hyper 核を生成するには stopped K^- を利用する方法と (K^-, π^-) 反応を利用する方法が考えられる。しかし spin に polarization あるいは alignment をもたせるには (K^-, π^-) 反応で π^- を計測することが必要。現在までに (K^-, π^-) 反応は原子核実験で、主に軽い核で準位の構造などにも考慮が加えられていっている。¹⁾ 特に neutron 核そのま Λ 粒子に入れ替る準位は recoil less の条件 (0°) で生成される断面積が多く Yield 的にも見込みがあり他の準位もよくみえていいる。(12図参照) この反応で π^- を 0° で検出すると alignment を生成できるとし、ある有限の角度で検出するとその反応平面に垂直に polarization が発生する。ここで話を polarization に限定することにしよう。というのは Λ 粒子の磁気能率の測定にもあるように polarization に対する π^- の非相対性はずでにわづらっている。すると有限の角度での (K^-, π^-) の断面積ということになるが、角度分布のデータとみても必ずしも 0° 以外で減っているわけではな³⁾。(6図参照)



1図 $\pi^- (K^-, \pi^-) \Lambda$ のアングラ
横軸は Λ 粒子の binding Energy

2. いかにして 10^{-10} sec 程度の時間に measurable な spin の precession をおこなうかであり、これには磁気的効果で life 正のはずの方法と超強磁場をなんらかの形でつくり出すことが考えられる。ある磁場 B (テスラ) の下で g factor g をもつ原子核の t p sec 間の回転角度は簡単に次式で与えられる。

$$\phi(t) = -0.048 g \int_0^t B(t) dt \quad (\text{m rad T}^{-1} \text{ ps}^{-1})$$

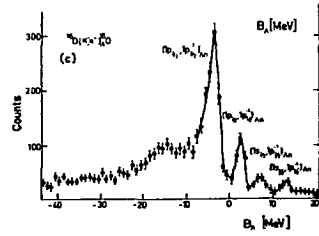
ところで hyper 核の line は $1 \times 10^{-4} g$ factor を 1 とすると、1 rad 以上の回転に約 2.4 gauss 以上必要になる。寿命を相対論的に伸ばすのは (K, π^-) 反応を考慮する限り困難 (Heavy ion を relativistic に加速するのを想像がたつが) であるからここでは超強磁場を作ることを考える。

最近らしいに低エネルギーイオン反応の分野では $10^{10} \sim 10^{12}$ 程度の life をもつ原子核の励起能率の測定がここでの目的である。それは recoil 核が強磁性体中をごく短く通る transient field を経るものである。300 MeV/c 程度の momentum をもつ mass 10 程度の recoil 核に対して effective に 300 T 程度の磁場を与える。しかし recoil 核は約 1 ps 以下で強磁性体 foil 中に stop するため 1/100 rad 程度の回転しか生じない。(3 図参照)

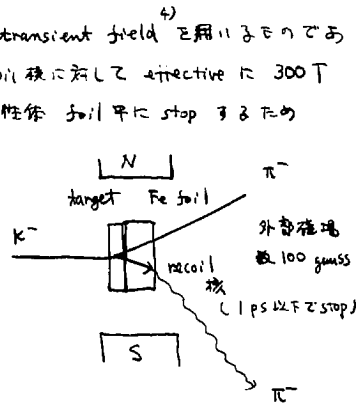
このままではまだ測定にかけろのは困難である。ここで次のような方法がある。recoil 核を真空中に出してやると electron が 1 個ついたばかりのイオンが数 10% の確率でできる。すると recoil 核は life の間 precess してパルスを。これは K electron が 1 個だけ存在することによる超強磁場を Hyper 核が感じるからである。しかもそれは約 10 M gauss のオーダーである。このままでは time integral の測定しかできないが、これに recoil distance の方法を組み合わせることで time differential の測定ができる。なぜなら precession は真空中を通過すると stopper で stopper 上で stop すると electron の vacancy がつまりもはや precess しない。(4 図参照) この stopper の位置を動かすことで Hyper 核の decay の π^- の yield に対して 5 図のようなパターンが期待できる。更に g-factor のサインでわればよくてよいとせば Fe foil の backing がいらない。当然ながらこの面はやはり弱い external field しかない。

3. として実験の見込みなどを書いてみる。

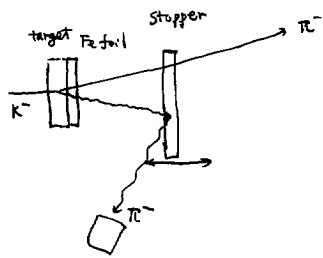
まず target であるが、こんな高エネルギーの実験はできない。必然的に生じるのは何れも重核ということだろう。しかも μm の積算を出さねば。しかしこれに関しては時間と金の問題という見方がする。一方 Yield を決定する K^- beam は世界的に少ないそう



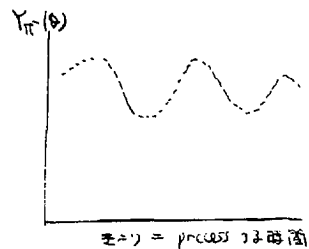
2 図 $^{16}\text{O}(K, \pi^-)^{16}\text{N}$ のスワッチ



3 図

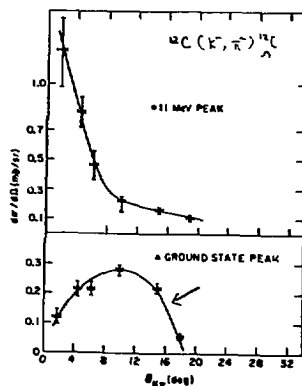


4 図



5 図

である。KEK の kaon channel の増強後の beam 強度といふことで $8 \times 10^5 / \text{sec}$ の K^- があふとして少々実験的な目標を立ててみる。まず断面積であるが $\pi C(K, \pi) {}^{12}C_A$ の ground state の角分布をみると 200 MeV/c 程度の momentum transfer のところは 0.15 mb/sr である。(6回発表) target の厚さを増やして 1 gr/cm^2 π^- の analyzer の立体角が 15 msr とすると約 0.12/sec の rate で ${}^{12}C_A$ の ground state を生成できる。coincidence efficiency を約 1/100 とすると 1コ/1000秒 とわりがわりきしい。しかし前方での π^- の detection efficiency を analyzer を2倍おくことで2倍にし、かつ counter をおくことで立体角の 1/20 をかこうと 1コ/100秒 とわり、みこみがありそうである。



6 図

とここまで書いてきておぼろげな想像的な議論をしていることに驚く。というを確率論の測定にはいる前に悩むことば山のようにあるからである。ちまっと考えたばかりで recoil 核の polarization の値はどういった角度が大きい、Hyper 核の decay mode は π か K かい、life は etc...。しかしそれだけ興味のある問題があり、小間を解まなず大問題をなすことになることになれば非常に楽しいことのような気がする。

References

1. B. Povh N. P. A 335 ('80) 233
2. L. Schachinger et. al. P. R. L. Vol. 41 No. 20 ('78) 1348
3. R. E. Chrien et. al. P. L. Vol 89B, no 1 ('79) 31
4. O. Häusser et. al. N. Z. M. 169 ('80) 539

重い質量を持つ核分裂片の観測による高エネルギー陽子とウランの相互作用の研究

大阪大学理学部 柴田徳恩

はじめに： 高エネルギー陽子とウランとの相互作用の研究の中で核分裂片の観測による研究を通じて、様々な質量を持つ残留核に対する反応断面積、反跳エネルギーの入射エネルギー依存性、角分布の入射エネルギー依存性等 $0.1 \text{ GeV} \sim 300 \text{ GeV}$ の陽子について測定され、特定の種類の残留核について $3 \sim 10 \text{ GeV}$ の入射エネルギーに対して特異な変化が現われ、核反応機構の変化を示唆する結果が得られてきた。この現象はなお説明されてはいない興味ある現象であると同時に核構造の面からも興味ある問題であると思われる。

1 $E_p \leq 3 \text{ GeV}$ の $p+U$ 反応

入射エネルギーが 3 GeV 以下の陽子とウランの相互作用について、核分裂については多くの実験がなされている。 2.2 GeV 陽子の場合に角分布、反跳運動量について詳しい測定が報告されている¹⁾。そこでの特徴は中性子過剰な分裂片 ^{140}Ba では角分布にピーク軸に対して 90° 方向にのびないピークがみられ、ピーク軸方向の移行運動量は小さい、一方中性子不足な分裂片 ^{141}Ba では角分布は前方ピークで移行運動量は大きい事がみられた。ピーク軸方向での移行運動量の大きさから分裂前の核の励起エネルギーが推定され¹²⁾、 ^{140}Ba については 300 MeV 及び 100 MeV の値がそれぞれについて得られている。このことから中性子過剰な ^{140}Ba については反応時の移行エネルギーの小さい非対称分裂により生じ、中性子不足な ^{141}Ba は、反応時に核子が外に飛出たため移行エネルギーが大きくなり、核分裂前に中性子蒸発が起り、その後核分裂が生じたとして説明されている。ここで興味あることは移行エネルギーの小さい場合に生じたとされる ^{140}Ba の示す角分布がピーク軸方向に 90° 方向をピークを持つことは、ピーク軸方向の核整列の生じていることを示していると思われる。

2 核反応断面積、反跳過程、前方後方の生成量比、角分布等の入射エネルギー依存性

入射エネルギーの広い範囲にわたり、反応断面積、反跳過程、前方後方の生成量比 (F/B 値) が測定されてきた²⁻⁵⁾。これらの量のエネルギー依存性のふるまいから、核分裂片は大きく分けて3つのグループに分類することが出来る。第1のグループは分裂片の質量数 30 の領域である。ここでは断面積は入射エネルギー数 100 MeV から 1 GeV の範囲で増加し、それ以上では一定となる。反跳過程が大きく、 F/B 値は 3 GeV 付近でピークを示す。第2のグループは $40 \leq \text{質量数} \leq 130$ (重い方では中性子不足な核) である。断面積は入射エネルギー $0.5 \text{ GeV} \sim 10 \text{ GeV}$ の範囲で増加し、それ以上では一定となる。反跳過程は $0.5 \text{ GeV} \sim 10 \text{ GeV}$ の間で $60 \sim 80\%$ に減少し、それ以上では一定となる。 F/B 値は 3 GeV 付近でピークを持つ。第3のグループは標的核又はそれに近い核の核分裂と考えると、質量数 $90 \sim 140$ の中性子過剰核に現われる。反応断面積、反跳運動量共に入射エネルギーの増加とともに減少し、 F/B 値は入射エネルギーに依存しない。

角分布については、軽い質量の分裂片についての測定で特異なふるまいのあることが、 28 GeV

$p+U$ 反応で最初に見られた。⁶⁾ 観測された残留核は $C \sim Mg$ で入射エネルギー 5 GeV 付近では前方ピークであるが、 28 GeV においてはビーム軸に対し 70° 附近にピークの現われることが示された。これにより E_B 値の入射エネルギーによる変化は、このような角分布の変化によるものであることが示された。角分布の入射エネルギー依存性は Sc の同位体について詳しく観測され、 3 GeV 以下では前方ピークを示すが、 11.5 GeV 以上ではビーム軸に対し 90° 方向にピークを有することが示された。^{7,8)} Sc 以外の残留核にも同様な観測がなされ、 $E_p > 11.5 \text{ GeV}$ では測定されたすべての残留核がビーム軸に対し 90° 方向にピークを持つことが示された。^{9,10)} 以上の結果は核反応機構が $1 \sim 10 \text{ GeV}$ の間で変化している可能性を示す興味ある現象である。

3 同時計数法を用いた分裂片- α 粒子、分裂片-分裂片の相関測定

$E_p = 11.5 \text{ GeV}$ で $p+U$ 反応について、 α 粒子-分裂片¹¹⁾ 及び分裂片-分裂片¹²⁾ の間の同時計数測定がなされた。 α 粒子-分裂片の同時計数測定の結果、 α 粒子は分裂片より放出されるのではなく分裂片の高励起状態から放出されることと示された。このことは小質量の分裂片の生成について、分裂片の高励起状態から粒子放出による生成の可能性を否定している。

分裂片-分裂片同時計数の結果を図1, 2, 3に参考文献12より転載した。これによると観測された

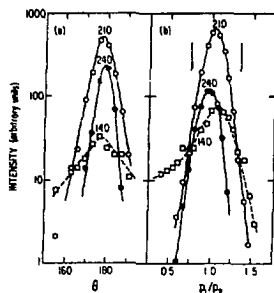


図1. (a) 3つの全質量に対する分裂片間の角相関。黒丸は $M_L=240$ 、白丸は $M_L=210$ 、四角は $M_L=140$ を示す。角度は分裂片角 (b) 実験室系の運動量比 P_1/P_2 を M_1/M_2 と同じ全質量のものに示す。
Phys. Rev. Letters 43 (1979) 1080 より転載

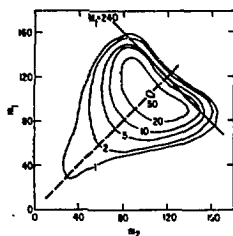


図2. 分裂片の質量間の相関測定の結果と等高線を示したもの。実線は対称分裂 $m_1 = m_2$ に相等。 $M_L=240$ を超えた領域は測定精度の広がりにより生じたもの。
Phys. Rev. Letters 43 (1979) 1080より転載

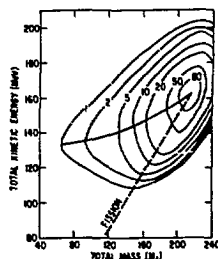


図3. 2体分裂に対する全質量と全エネルギーの間の相関を示す。実線は最大確率を示すエネルギーを質量の関数と表わす。実線は核分裂で通常期待される値を示す。
Phys. Rev. Letters 43 (1979) 1080より転載

残留核は等質量、等運動量を持つ分裂片が相対角度 180° 方向に放出されて生じたことを示している。このことは 2 体分裂の場合に、核反応初期の段階で質量の一部がなくなり、反応の後期に移行エネルギー、移行運動量の小さな残留核が生じ、それが 2 体に分裂したことを示している。また分裂片のシングル測定と同時計数測定の違いより質量数の大きい分裂片は 2 体分裂から生じる割合が大きく、質量数の小さい分裂片は 2 体分裂より生じる確率の小さいことが示された。¹²⁾

最近の飛跡検出器を用いた高エネルギー陽子とウラニウム反応の研究で、2 体分裂は $0.6\text{ GeV} \sim 13\text{ GeV}$ の間に入射エネルギーとともに減少し、1 体に対しては相手が観測されていないで生じる分裂片は入射エネルギーとともに $0.6\text{ GeV} \sim 29\text{ GeV}$ の間で増加し、FB 値は 3 GeV 付近でピークを持つことが示された。¹³⁾ このことは前節で述べた反応機構の変化は 2 体分裂ではなく、1 体で生じる事象で現われることを示している。

4 まとめ

高エネルギー陽子とウラニウムの相互作用により生じる残留核の測定から得られた結果の特徴としては次のようにまとめられる。

1) 質量の大きな分裂片を相手としてともなわない 1 体として生じる残留核は、入射エネルギーの増加と共に断面積が増加し、FB 値は 3 GeV 付近でピークを持つ。このような残留核は入射エネルギーの $1 \sim 10\text{ GeV}$ の間で角分布に変化をみせる。エネルギーの低い所で前方ピークであり、 10 GeV を越えるとピーク軸に対し 90° ピークを示す。

2) 質量の大きな 2 体の分裂片は、移行エネルギー、移行運動量の小さな反応により生じた比較的高エネルギーの小さい残留核が等質量、等運動量を持つ 2 体に分裂して生じる確率が大い。また分裂前の核の質量は $80 \sim 240$ の広範囲にわたっている。

角分布の入射エネルギー依存性で示された前方ピークから 90° ピークへの変化に付いては次のような説明が考えられる。a) 反応の初段階で生じた高励起物質が熱平衡の多粒子系に崩壊する場合、その寿命が入射エネルギーの高い場合相対論的效果で延びるために核内で崩壊せずに核外へ出てしまう。このため核にビーム方向の欠けがあり、ビームに対し 90° 方向に分裂する。²⁾ b) 核内で生じた衝撃波による。⁶⁾ c) 入射エネルギーが大きくなると移行運動量が大きくなり、次第に強い前方ピークとなり、あるエネルギー以上では前方へ放出分裂片の移行エネルギーが大きいため少数体に分裂してしまうために見かけ上 90° ピークと観測される。d) 入射エネルギーが高くなるとビームに垂直な方向へたれを出された核子だけが残留核に捕獲されるために（それ以外は核外へ出てしまう）ビーム方向の核整列を生じ、 90° ピークの分裂が観測される。現在の所実験結果に基づいた定量的な説明はされていない。

また 2 体分裂では、ウラニウムから 100 以上の核子が抜けたものの残留核が等質量、等運動量に分裂するような事象の存在することが示された。この場合の 2 体の運動エネルギーは約 130 MeV （図 3 参照）である。一オ最近の重イオン複合核反応で形成される質量数 ~ 100 の複合核の 2 体分裂の研究で報告されている運動エネルギーは約 70 MeV ¹⁴⁾ であり、この場合と変形の非円に異なった核からの分裂ということも考えられて非常に興味深い。

このように高エネルギー陽子(〜10 GeV)と原子核との相互作用で観測されている現象は大部分興味深いものであり、残りを説明していない部分もほとんどであり、核反応機構の変化、異常変形の可能性など核構造的にも興味深い分野である。

参考文献

- 1) V.P. Crespo, J.B. Cumming, and A.M. Poskanzer, Phys. Rev. 174 (1968) 1455
- 2) S.Biswas and N.T. Porile, Phys. Rev. C20 (1979) 1467
- 3) Ø. Scheidemann and N.T. Porile, Phys. Rev. C14 (1976) 1534
- 4) S.B. Kaufman, E.P. Steinberg, and M.W. Weisfield, Phys. Rev. C18 (1978) 1349
- 5) S.B. Kaufman and M.W. Weisfield, Phys. Rev. C11 (1975) 1258
- 6) L.P. Remsberg and D.G. Perry, Phys. Rev. Letters 35 (1975) 361
- 7) D.R. Fortney and N.T. Porile, Phys. Rev. C21 (1980) 2511
- 8) D.R. Fortney and N.T. Porile, Phys. Letters 76B (1978) 553
- 9) J.A. Urbon, S.B. Kaufman, D.J. Henderson, and E.P. Steinberg, Phys. Rev. C21 (1980) 1048
- 10) N.T. Porile, D.R. Fortney, S. Pandian, R.A. Johns, T. Kaiser, K. Wielgoz, T.S.K. Chang, N. Sugarman, J.A. Urbon, D.J. Henderson, S.B. Kaufman, and E.P. Steinberg, Phys. Rev. Letters 43 (1979) 918
- 11) B.D. Wilkins, E.P. Steinberg, and S.B. Kaufman, Phys. Rev. C19 (1979) 856
- 12) B.D. Wilkins, S.B. Kaufman, E.P. Steinberg, J.A. Urbon, and D.J. Henderson, Phys. Rev. Letters 43 (1979) 1080
- 13) J. Hudis and S. Katcoff, Phys. Rev. C12 (1976) 1961
- 14) M.N. Nambodiri, J.B. Natowitz, E.T. Chulik, K. Das, and L. Webb, Nucl. Phys. A252 (1975) 163

数 GeV 領域における原子核反応

東大理学部 延子秀人

我々のグループは、現在 KEK- $\pi 2$ Beamline (1 GeV/c $\sim$ 4 GeV/c π/p) を利用し、その領域での原子核反応を調べる実験を行っている。この Report では、数 GeV 領域の原子核実験を通じて、今までに明らかになってきた事を review し、更に、我々の実験の内容及び Preliminary な結果について報告する。

A. これまでのこの領域における実験

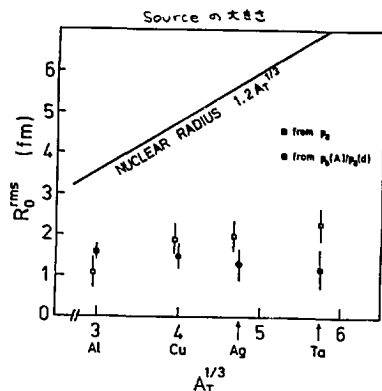
1. $E_p(1 \sim 100 \text{ GeV})$ における放射化学的 Inclusive な測定

これに由しては、今回の Workshop で阪大の柴田氏により報告されているので、詳細は省くが、deep spallation を起こしたと思われる質量数の F/B 重、反応過程、反応断面積が、1 GeV $\sim$ 10 GeV のあたりで著しい変化を示しそれ以上の Energy の入射粒子に対しては、Uniform な振舞を示している。この現象に由して、反応の第一段階でできた高励起物質が寿命を待たず、入射粒子の Energy が十分大きくなると、核内を崩壊せずに核外へ飛び出ししてしまうという考えがある。この立場に立つのなら、数 GeV 領域でそうい、な遷移が起り、原子核の励起状態が変化していきと考える。更に、十分 Energy が高くなると、原子核にボウリッ定かありしてしまう事になる。そこで次に原子核内での Reaction Size という問題をみてみよう。

2. 複合核生成断面積及び Coalescence Model.

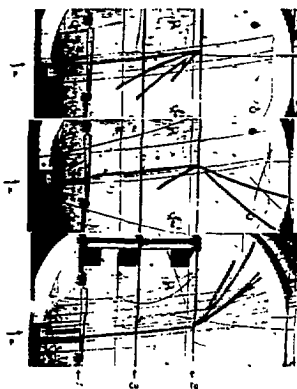
Reaction size を求める手法として、二粒子相関による HBT の手法や複合核子生成断面積を利用する Coalescence model の方法がある。我々の Group では先に KEK πp channel を用いて 12 GeV Proton を様々な原子核をみて、それらの 90° 方向への複合核子生成 ($p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$) の微分断面積を測定した。重イオン反応において成功した Coalescence の手法ではあるが、金々ののは、なような $P-A$ 反応しかき物と低エネルギーな生成粒子に対しても成立するかは、疑問の残る所である。なが、実際見てなうまくりま、その結果に Sato-Yagaki 流の Coalescence model²⁾ を適用し、Target の核種による Reaction Source の大きさを求めた。結果を右図に示すが、それによると、Source の size は Target の核種、複合核の核種によらずほとんど一定であり、かつ原子核の Size に比べ十分小さい事が分た。

さて、Reaction が局所化しているなればくどの様な Energy 領域から局所化が起るかは未を明らかではないが) 入射粒子の Impact Parameter に依存した励起状態の違いが観測されてもよいのではないか。



3. 泡箱を利用した原子核実験

図に広島大学の Group が KEK の泡箱に原子核 Target を入れ、2.3 GeV の Proton を入射粒子として撮影した写真を示す。荷電二次粒子のかたよった放射が観察されている。この Data は名古屋大学の福井氏らにより解析されており、Peripheral を collision によりこの様を Jet-like な粒子放射がなされるのではないかと解釈がなされている。

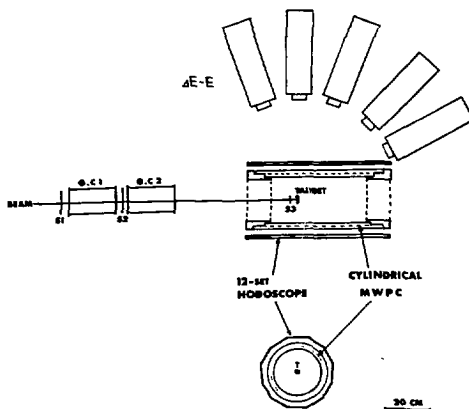


他に Berkeley の実験で $p+A$ (800 MeV) の Quasi Free 反応における散乱粒子の核内の Mean Free Path を求める試みがあり、Impact parameter により Nucleus による Shadowing が起り得る事が示されている。

B. 今々の実験の内容

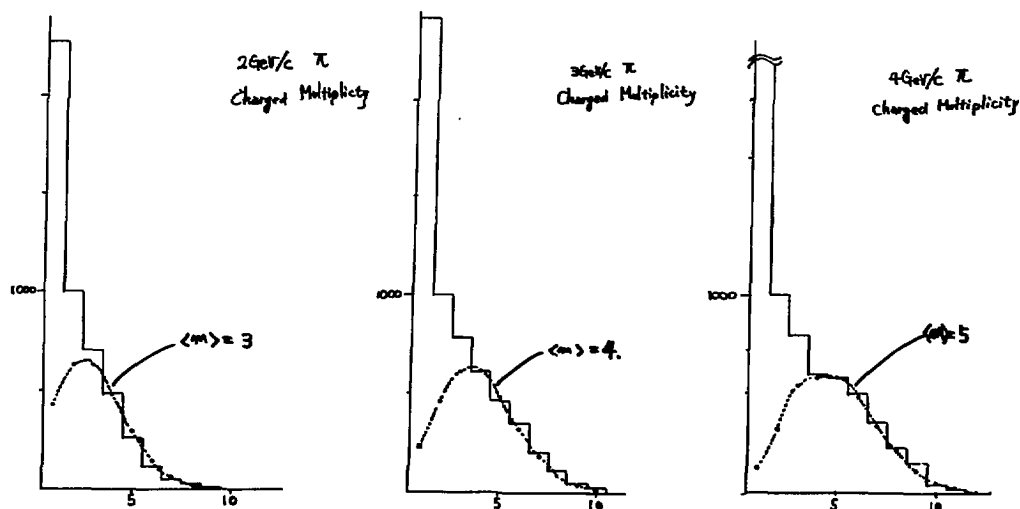
これらの情報の上に立ち、幾々はビーム軸と軸を一致させて設置され、Target を Cylindrical に囲む円筒型 MWPC を作成した。この MWPC により、azimuthal (Beam に垂直な面) を角相関及び Multiplicity により各 event 毎の Target の励起状態を分類し更に、Target 周りを $\Delta E-E$ telescope の Set で囲み、その情報に MWPC の情報を Mask をかけて解析する事を目的としている。

円筒型の MWPC は 220 本の Resistive Anode Wire がビーム軸方向に付されていて、Charge division で読み出される為単層で二次元情報の再構成が可能であり High Multiplicity Event によつて、Jet-like な粒子放射に対して正しい Information を与える。MWPC は更に、12 組の Hodoscope (両端で読み出される) で囲まれていて MWPC の情報を補足する。 $\Delta E-E$ telescope は、TDC の情報 (TOF) と共に、 ~ 600 MeV proton までの particle Identification が可能である。



実験は、現在進行中であり、解析は部分的にしかな行われていないが以下に Preliminary の結果をのべておく

C Preliminary Results



上は π 中陽子を P_b target にあてた時、MWPCに渡りこむ Charged Particle の Multiplicity Distributionを示す、二の Chamber の囲む領域は Target に対し前方 30° 後方 120° までの範囲なので高い Multiplicity に當面するのは、Target の高励起状態からの粒子放出であると考え、右の Tail の部分を図に示した線を木ア、リン分布で Fit しをめたのである。Incident π 中陽子の Energy により、Multiplicity が変化して行くのがある。又、Incident Proton の場合ほぼ同じ Kinetic Energy をもつ $Pion$ の場合と非常に似かよった distribution を与えている。

以上の事から推察すると、Charged Multiplicity という立場から見ると、Target の励起状態を決めているのは、入射粒子の Momentum ではなくむしろ運動エネルギーでありかつ又、この領域 (26 GeV ~ 46 GeV) においては変化を見せている (所謂 Limiting Fragmentation への遷移か?) という事ができよう。もう少し Data は Preliminary なものであるから、今後より精密な解析を行って行く事は言うまでもない。

参考文献

- 1) H.Sato, K.Yasaki Phys. Lett. 98B (1981) 153
- 2) O.Terasaki, K.Nakai et al. to be published
- 3) S.Fukui et al. 1980 秋の学会講演
- 4) I.Tanihata PROCEEDINGS OF HAKONE SEMINAR July 1980

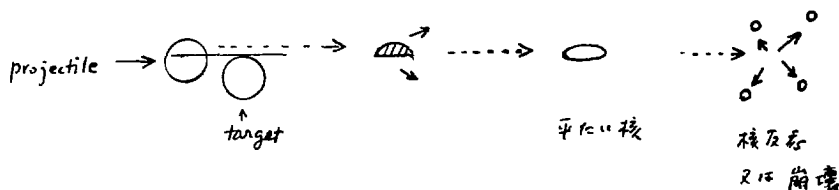
I

LBL で, Bevalac からの高エネルギー・イオン (^{16}O , ^{56}Fe) ($\sim 2\text{ GeV/nucleon}$) のビームを emulsion に入射し, 核反応より放出される nuclear fragment (projectile fragment) (その Z は $3 \leq Z \leq 26$) の nuclear m.f.p. λ_{NF} を測った。すると, λ_{NF} は, beam nucleus に対する m.m.f.p. に比べてかなり短いことが判った¹⁾。それは, m.m.f.p. の質量数 A 依存性 $A^{-2/3}$ を考慮に入れたあとでの差なのである。

同じような結果が, 20 数年前に, cosmic ray heavy primaries による核反応を調べた日本の emulsion group によっても既に報告されている²⁾。しかし筆者は, その時, この結果が必ずしも統計的に有意とは言いにくいので, 真剣にうけとらなかった。今回の Bevalac の実験結果をみて, その物理的側面を考えると見る必要があると思うようになった。それが, 今のコメントの肉味である。

Bevalac の結果は, projectile fragment の数 (~ 6)% が数 cm ($\sim 2.5\text{ cm}$) の m.f.p. をもち, のこりのものは beam nucleus (ground state にある安定核) と同じ m.f.p. をもつとして, fit することができ³⁾。

高エネルギーでの核・核衝突では, projectile nucleus の一部が target nucleus にぶつかりかき削られ前方へそのまゝとんでゆくことがあろう。その時, 一般に蒸んだ核がききよ



うが, 核粒子や γ を出して通りに冷えて, 時として ($\sim 6\%$) 平べったい核を築くであろう。こうした平べったい核の運命について二つの場合が考えられる。

(a) まづこうした平べったい核 — shape isomer — の寿命が長くて ($\geq 10^{-10}\text{ sec}$), 崩壊する前に, emulsion 中の核と反応する場合を考えよう。平べったい核は核物理学的に考えやすくなるように, 同じ質量数 A の球核より m.f.p. が短くなる。核がふくらんでいて, m.f.p. を短くすることもあり得ようが, そんな核が $\geq 10^{-10}\text{ sec}$ の life をもつとは考えにくいので, こゝでは, 密度がふつうの核と等しいような, 同数の円筒の平べったい核をとってみよう。長径を a , 短径を b とし同じ体積の球の半径を R とすれば,

$$a^2 b = R^3$$

である,

$$a = R(1 + \epsilon), \quad b = R(1 + \epsilon)^{-2}$$

とパラメトライズ"すれば、四面体と球とで幾何学的断面積の比は

$$\eta = \frac{\frac{1}{2}\pi(a^2 + ab)}{\pi R^2} = \frac{1}{2} \left\{ (1+\epsilon)^2 + \frac{1}{1+\epsilon} \right\}$$

となる。平たい核は平べったい面内の軸のまわりに回転しなめく走るという想像をとった。これは、核・核衝突を古典的に考えればすぐに了解できる。 ϵ と η の関係は、例えは

ϵ	a/b	η
0.5	3.375	1.46
1.0	8	2.25
1.5	15.625	3.33
2	27	4.67

の如くである。

軽核では核子が一平面内に配置しない限り、 a/b をそう大きくすることはできない。また、そういう平たい核が $> 10^{-10} \text{ sec}$ の life をもつてよいものがあるか？ もしそういう核が見つかれば、一大発見と云える。

しかしこんな平たい核の life が長くないとしたらどうだろうか。次にそういう場合を考えてみよう。

(b) そこで、Bevalac で見出した数 cm の短い m.f.p. は、target に射する衝突の m.f.p. ではなくて、shape isomer 自体が $\sim 10^{-11} \text{ sec}$ の後 α spontaneous decay をしたものだと考えよう。ここで言う decay は平たい shape isomer がいきなり α や核子などに分解するのでもよいし、また γ や β decay をした後核粒子に分解するのでもあってもよい。寿命 $\sim 10^{-11} \text{ sec}$ くらいで、 γ -emission 及び successive nuclear disintegration の方が考えられる。

(a) と (b) とを実験的に区別するには、高エネルギーのイオン・ビームを薄い foil にあてて核反応をおこさせ、ビーム方向の真空又は空気中に projectile fragment がとび出してくるのを調べればよい。 $\sim 6\%$ の projectile fragment が数 cm の flight path の後空気中で decay すれば、いやおうなしに判然みえよう。そのためには、LBL 所蔵の舊の spark chamber の写真を透過するだけの手配がとれる。

平たい核としては、 α 粒子を平面内に配置（余分の核子があれば、それが α -cluster 間の glue の力をつかさどる）を想定することもできる。昔、森永氏が ^{12}C や ^{16}O など、 α -cluster が花見団子のように並んだ配置

○-○-○

○-○-○-○

を提案し、これが deformed C 又は C の rotational bands を表わすものと解される。こゝで

は、線状 α 粒子でない、面状核の存在を提案しているのであって、Beverac の data はその存在を示唆するものではないという。この点の真偽の程を早く実験で示さねばならない。

II

原子核は、長らく核子が核力で結合したものと見て考察されてきた。勿論、最近では、様々な中間子のもたらす核力効果や、 Δ との *hyperon* などの核内存在確率など、素粒子論的な考察が次第に盛んになり、中でも *pion condensate* など "hottest issue" のようである。更に *quark* の多体系として原子核を捉える議論もある。

所で、ハドロンのように原子核に属する核子と、核子と結合する中間子場、特に *shell model* 的に考えた場合に核子を accommodate する *Hartree potential* は正に 様々な中間子や核子・反核子対の合成系であって、力学的な対象の筈である。

Hartree potential, 或はもっと一般に核内に分布する中間子場、*spin*, *parity*, *isospin* など量子数の組 α にもとづいて、色や味場の成分 φ_α に分解できる。

hadron h と原子核の衝突に当って、 h と核内核子 N_i との衝突を考えたものと同一資格で、 h と φ_α の衝突を論ずることができよう。特に入射 h のエネルギーが十分大きいときにはそういう *individual hadron model* を *target nucleus* に適用してもよさう。これは、高エネルギーの *hadron-hadron* 衝突を *hadron* の構成子 *quark* q と g (gluon) の間の衝突、即ち $q-q$, $q-g$, $g-q$ 及び $g-g$ 間に強い相互作用的力という振像を理解できると全く同じことと、 h -核衝突に使おうという訣である。

核内の *boson* 成分 φ_α を用いて、 h -核衝突や核-核衝突を $h-\varphi_\alpha$, $N-\varphi_\alpha$, $\varphi_\alpha-\varphi_\beta$ 衝突として扱うことができよう。とくに h や N を入射して (*partially*) *coherent scattering* を生ずるような h -核又は N -核 散乱にたいしては — 例えば "核から *back-ward* に高エネルギー核子 (又は核粒子) がでこくような時には — $h-\varphi_\alpha$ picture が有効である。多くの N_i による $h-N_i$ collision の *coherence* を、一つの $h-\varphi_\alpha$ collision で代表できる等の理由によってである。

核内構成要素の一つとして h 場の成分 φ_α の "人知りの確立を主張したい。この点の様々な現象への応用を期待する。

(例1) *Hartree field* $\varphi_H \sim 40 \text{ MeV}$, $d\varphi_H/dn|_{\text{核表面}} \sim \varphi_H/r_0$, 核半径 $R = r_0 A^{1/3}$ とし、 φ_H の *effective mass* を m_H とすれば、 φ_H の "total static energy" は

$$H_{\varphi_H} = \frac{1}{2} \int d^3x \left\{ m_H^2 |\varphi_H|^2 + |\nabla \varphi_H|^2 \right\}$$

であり、この式の第一項だけに $\frac{1}{2} m_H^2 (40 \text{ MeV})^2 \frac{4\pi}{3} R^3 \sim \left(\frac{m_H}{m_p} \right)^2 \times 1.2 m_p A$

に過し, A が少し大きいと H_{ϕ_H} はけつこうである。よって $h-\phi_H$ collision で h を後方に十分よくはね返すことができた。

References

- 1) E.M. Friedlander, R.W. Gimpel, H.H. Heckman, Y. J. Karant, B. Judek and E. Ganssauge;
Phys. Rev. Letters 45 (1980) 1084.
- 2) S. Tokunaga, T. Ishii and K. Nishikawa; Nuovo Cimento 5 (1957) 517.

コメント: ${}^7\text{Li}(p, \pi^-){}^6\text{B}$ 反応による核内 Δ^{++} の探査と *exclusive* な *cumulative effect*

佐賀大 理工 村上 明

1 GeV ~ 数 GeV 領域におけるハドロン-原子核 ($R-A$) 反応に、低エネルギー領域では見えない原子核の自由度がどのように振る舞い、どのような寄与をするかは、中高エネルギー-原子核実験の重要なテーマの一つである。~1 GeV 以下の領域では、核内の中子 (交換電流)、核子共鳴等の自由度が重要な寄与をしているが、1 GeV ~ 数 GeV 領域では、スケーリング則の成立等に見られるように、核内核子の自由度が顕著に始まっており、より高いエネルギー領域でのクォーク-パートンの自由度へとつながっていく。この様に、1 GeV ~ 数 GeV 領域は、 $R-A$ 反応の機構に変化が期待され、それは、例えば不変質量種の A 核の崩壊を生成 π^+/π^- 比等のデータにもうかがえる。¹⁾ このことは、1 GeV 近傍での核内 Δ^{++} の寄与と $R-A$ 反応機構の切り変わりを調べるための一つの実験についてコメントする。

核内核子共鳴については、重陽子に、ほぼ 1% 程度の確率で Δ^{++} (1236) の存在する事が、いくつかの実験で示唆されているが、²⁾ $A \geq 2$ の原子核における存在は報告されていない。³⁾ 核内の Δ^{++} の存在とその寄与を調べるために、 $A(p, \pi^-)B$ 反応について考えてみる。

$A(p, \pi^-)B$ 反応に於て、核内の Δ^{++} が寄与する過程として、図 1 の様な Δ^{++} 移行過程が考えられる。この過程では、核内核子で Δ^{++} 混合を持つ核子ができる。 Δ^{++} 移行過程に対するバックグラウンド (B. G.) 過程としては、2 核子機構や荷電交換機構 (図 2 および図 3)^{4,5)} が考えられる。 Δ^{++} 移行過程は、極めて小さな断面積しか持たないと予想されるので、B. G. 過程が十分に小



図 1

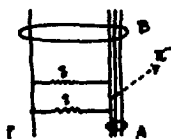


図 2



図 3

さくなる様な運動学的条件を選ぶ必要がある。陽子の運動エネルギー $T_p \sim 1$ GeV 附近では、この B. G. 過程の断面積は、ほぼ 1 mb/sr 以下であると予想されている。⁵⁾

このような断面積の小さいプロセスの測定には、固体飛跡検出器 (SSTD)⁶⁾ が最適である。更に SSTD の特徴を生かして、1 GeV 近傍のエネルギー領域で、 ${}^7\text{Li}(p, \pi^-){}^6\text{B}$ 反応からの反跳核 ${}^6\text{B}$ と検出・同定することを目指す。SSTD の最大の特徴は、核荷電粒子 (M, Z) の SSTD 中での局所エネルギー損失 REL があるしきい値以上のときにのみ飛跡が記録され、かつ、その最大記録飛程 R_{max} は MZ^2 に比例することである。 ${}^6\text{B}({}^7\text{Li}) \xrightarrow{p\text{-beam}} {}^6\text{Be} \rightarrow \alpha\alpha$ によるハンマー・トラップの形状と、 ${}^6\text{B}$ と ${}^7\text{Li}$ に対する R_{max} の違い (セルロース・ナイトレート SSTD では、それぞれ $\sim 168 \text{ mm}$ および $\sim 60 \text{ mm}$) によって、 ${}^6\text{B}$ と ${}^7\text{Li}$ におよび $A=7, 6, \dots$ 等の核荷電粒子の識別は、極めて明確に行なうことができる。SSTD 中のハンマー・トラップによる

^8Li の検出は、すでに $^9\text{Be}(\pi^-, \pi N)^8\text{Li}$ 反応の実験にも応用され成功をおさめている。")

又、SSTにより上記の $^7\text{Li}(p, \pi^-)^8\text{B}$ 反応からの ^8B を検出することは、次の様な利点を生じる。

- 1) ^8B の核種同定と放出角の測定のみで、 $^7\text{Li}(p, \pi^-)^8\text{B}$ 反応の過程がユニークに決定できる。
- 2) 全く同一のシステムで $^7\text{Li}(p, \pi^+)^8\text{Li}$ 反応の同時測定が可能であり、かつ、1)と同様にプロセスをユニークに決定できる。
- 3) 陽子ビーム中への π^+ ビームの混入は、上記の2つの反応の同定には全く邪魔にならない。
- 4) π , p , d , ...等の放出粒子によるバックグラウンドを完全に押えることができる。

陽子エネルギー1 GeV (運動量 $p \approx 1$, 7 GeV/c) 近傍に対する $^7\text{Li}(p, \pi^-)^8\text{B}$ および $^7\text{Li}(p, \pi^+)^8\text{Li}$ 反応からの ^8B および ^8Li の放出角 θ_R と運動エネルギー T_R は、図4の如く2個散乱関係にあるが、レンジ法により運動エネルギー T_R を決定できるので、 θ_R の前方および後方に対応するイベントが $\theta_R \leq 30^\circ$ のアクセプタンスで測定できる。

CERNの $T_p = 600 \text{ MeV}$ における $^9\text{Be}(p, \pi^-)^{10}\text{C g.s.}$ のデータ⁸⁾およびUppsalaの $T_p = 185 \text{ MeV}$ における $^9\text{Be}(p, \pi^-)^{10}\text{C}$ のデータ⁹⁾を用いて、 $^7\text{Li}(p, \pi^-)^8\text{B}$ 反応の収量の推定を行なう。陽子ビーム強度(~ 1 , 7 GeV/c): $\sim 5 \times 10^3 \text{ p/burst/cm}^2$, ^7Li ターゲットの厚さ: $\sim 10 \text{ mg/cm}^2$, 平均微分断面積(実験室系) $\langle d\sigma/d\Omega \rangle_{av} : \sim 2 \text{ nb/sr}$ として、ビームに沿って ^7Li ターゲットを穿たずに10連発を15秒、event rateは、 $\sim 3 \times 10^{-3} \text{ events/hour}$ といびである。

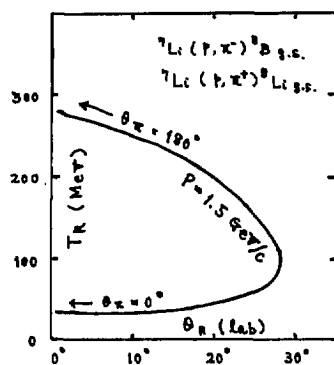


図 4

したがって、 (p, π^-) 反応における Δ^{++} 移行過程が、B.G.過程(図2, 3)の100~1000倍、即ち、 $0.1 \sim 1 \text{ nb/sr}$ といびの断面積を持つ(或いは、その所にのみ)、KEKの陽子ビームによる実験も不可能ではない。更に π^+/π^- 比のエネルギー依存関係も非常に興味ある測定対象であり、 (p, π^+) 反応の同時測定により有用なデータが得られる可能性もある。

一方、 $^7\text{Li}(p, \pi^-)^8\text{B}$ 反応および $^7\text{Li}(p, \pi^+)^8\text{Li}$ 反応において、実験室系後方($\sim 180^\circ$)に放出される $\pi^\pm$ 中子子と考えると、この π 中子子は、運動学的には自由な $pN \rightarrow \pi NN$ 過程からは発生し得ない。したがって、図2の2核子機構の過程は、後方 π 中子子生成に対応するイベントには寄与できない。また、図1の Δ 移行過程や図3のB.G.過程は、後方 π 中子子生成に対しては、1 GeV/c以上の大運動量移行が要求され、断面積は、前方 π 中子子生成のイベントに比べ、はるかに小さくなる事が予想される。即ち、もし、後方 π 中子子生成に対応する ^8B や ^8Li を上記反応において観測できれば、これは、数GeV領域において $\bar{K} + A \rightarrow \alpha (\sim 180^\circ) + X$ なる反応で観測されている累積効果(cumulative effect)と考えることができるであろう。但し

参考文献

- 1) 柳江, L. S. Schacter et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1707.
 - 2) H. J. Weber and H. Arenhövel, Phys. Reports 36 (1978) 227.
 - 3) B. Hübner, T. J. S. Johnson and O. J. Tamm, Phys. Lett. 73B (1978) 133.
 - 4) M. Düllig and M. G. Huber, 5th Int. Conf. High-Energy Phys. Nucl. Struct. (ed. by G. Tibell, 1974, North-Holland Pub. Co.) p. 274.
 - 5) L. S. Kisslinger and G. A. Miller, Nucl. Phys. A354 (1975) 493.
 - 6) K. L. Heister, P. B. Price and R. M. Walker, Nuclear Tracks in Solid (Univ. of Calif. Press, 1975)
 - 7) S. Hayashi and S. Iwata, Phys. Lett. 95B (1980) 39.
 - 8) J. Rohlin et al., Phys. Lett. 40B (1972) 539.
 - 9) S. Badalyn et al., Nucl. Phys. A204 (1973) 53.
- 「 $L_c(p, \pi^-)$ 」は「 $L_c(p, \pi^+)$ 」 L_c 成分に於ける $\pi^\pm$ 中間子の後方角分布、 π^+/π^- 比、それから π 成分の 1/2 であり、これを説明するために π の横型が適用されているが、また、その横型は π 成分が解明されていない。さきより電磁 π^- の、特に $exclusive$ の変換 π^- が要求された。
- 「 $L_c(p, \pi^-)$ 」は「 $L_c(p, \pi^+)$ 」 L_c 成分の場合、 $exclusive$ の $cumulative$ effect である。数 G_e の横成分のハプロン - 光子核反応に於ける意味が中心の 1/2 であり、これを説明するために π の横型が適用されているが、また、その横型は π 成分が解明されていない。さきより電磁 π^- の、特に $exclusive$ の変換 π^- が要求された。
- 「 $L_c(p, \pi^-)$ 」は「 $L_c(p, \pi^+)$ 」 L_c 成分の場合、 $exclusive$ の $cumulative$ effect である。数 G_e の横成分のハプロン - 光子核反応に於ける意味が中心の 1/2 であり、これを説明するために π の横型が適用されているが、また、その横型は π 成分が解明されていない。さきより電磁 π^- の、特に $exclusive$ の変換 π^- が要求された。

F + Ta 反応*

新潟大理 宮野 和 政

近年、各種高エネルギー粒子を入射粒子とする原子核反応の実験が多くなされている。特に π 中間子、陽子による反応は広範な入射エネルギー、多様な原子核ターゲットに至り実験が行われ、その特徴が明らかにされてきている。それと共に、高エネルギー原子核反応機構について、モデルが提案されている。その主なものは、intra-cascadeモデル、2段階(intra-cascade + evaporation)モデル、或いは核内核子と入射粒子を素粒子反応とみて、素粒子反応のチャーターを基に組みあわせる方法等である。これらのモデルにより、反応断面積、放出粒子のエネルギースペクトル、その角分布等が検討されている。フェルミエネルギーの重要性がここでは指摘され、陽子反応では3 GeV/c近傍で反応機構が変化するらしいことが示されてきた。

しかし高エネルギー反応では、入射粒子のエネルギー粗体としての役割と同時に核内核子と素粒子反応への関与者、つまり入射粒子の種別による反応の特徴の相異を示す側面とがある筈である。我々は入射粒子の核内反応での役割を明らかにすることを目的にし、素過程反応の1つ1つの Marksmal を与えるために exotic な粒子を入射粒子に選んだ。反陽子を入射粒子とし、その運動量を、陽子反応で特異点とされる3 GeV/c と、反応の特徴がモントニックになる4 GeV/c とに設定した。反陽子反応では消滅反応がひとつの特徴となり得るが、核内の二次的反応による π の発生と識別することが困難である。そこで我々は、プライマリ反応は高エネルギーで行われるので、 $p\bar{p}$ または $p\bar{n}$ 反応で関与する反応に注目することにする。即ちK又は Λ の発生した事象をとりあげる。K又は Λ は素粒子反応において深部反応により生成されることのみならず、核内核子と入射粒子のエネルギーのやりとりによる quark の再配分によって生成される粒子とは異なり、sea quark をひるいあげることが必要であることから、K又は Λ は二次的の反応ではなく、高エネルギーで反応する才1次反応の素過程の様相を記憶しており、原子核反応におけるK又は Λ は、その発生の素過程の段階から核から放出されるまでに経る過程の特徴を表現している可能性がある。従って $p\bar{p}$ 及び $p\bar{n}$ 反応におけるK、 Λ のふるまいとを比較することにより、原子核反応におけるエネルギーの渡り様の様相が明らかになることが期待される。

原子核ターゲットとして厚さ4.5 mm のTa板2枚をKEK 1 m 水素泡箱内に置き、約40万枚の写真撮影を行った。ここではそのうち約3%の写真をSCANした結果を報告する。

* この研究は次のメンバーによって行われている。

新潟大理 荒川則雄、野口義宗

奈良女子大理 野口誠之、藤原 昇、山下佐明

神戸大教養 村岡栄子、小野厚夫

広島大理 有森康平、千葉保男、金子伸一

KEK 吉村喜男、落合史生、佐藤任弘、菅原龍平、吉見弘道、鈴木厚人、庭川峰夫、高橋義仁

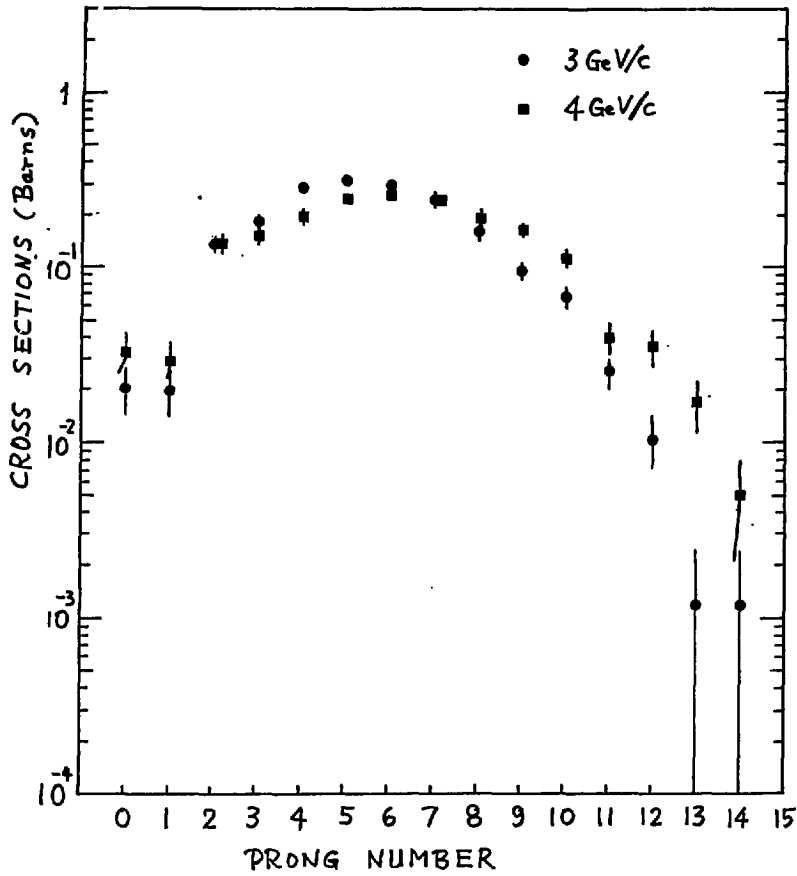


図 1

FTa における荷電
多重度別断面積。

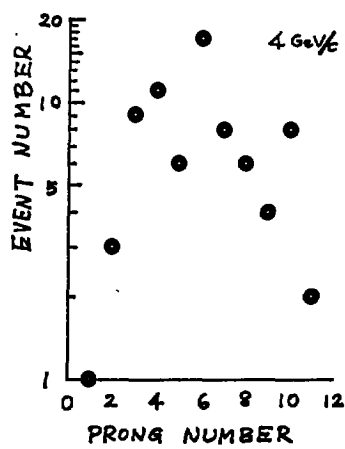
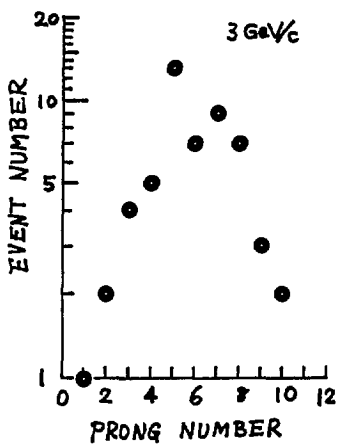


図 2

FTa における V^0
発生を伴った事象
の荷電多重度分
布。

得られた荷電粒子放出全反応断面積は、3 GeV/c で 1.85 b, 4 GeV/c では 1.82 b となった。p-p, p-d, p-Fe の同データを用いて、全反応断面積の A 依存性を求めると $A^{0.67}$ となり、よく知られた黒体としての側面を示す。

次にオ 1 図に荷電多重度の分布を示す。これは生データであり、必要を補正はまだ施されていない。又中には高速電子をハドロンとして数えている可能性があるもので、最終的なデータではない。縦軸は断面積を示している。3 GeV/c と 4 GeV/c とを比較すると、4 GeV/c の方が多重度が大きいオに分布がずれている。平均多重度、荷電別平均多重度は次のようになった。

$$\left. \begin{array}{l} \langle N_{\text{charged}} \rangle = 5.6 \\ \langle N_{\text{+charged}} \rangle = 4.1 \\ \langle N_{\text{-charged}} \rangle = 1.5 \end{array} \right\} 3 \text{ GeV/c} \quad \left. \begin{array}{l} \langle N_{\text{charged}} \rangle = 6.1 \\ \langle N_{\text{+charged}} \rangle = 4.4 \\ \langle N_{\text{-charged}} \rangle = 1.7 \end{array} \right\} 4 \text{ GeV/c}$$

3 GeV/c, 4 GeV/c いずれの場合にも + 荷電粒子が多く生成されている。

次に、 V^0 を伴う事象が 3 GeV/c で 54 例、4 GeV/c で 79 例見つかったが、それに伴う荷電多重度分布をオ 2 図に示す。統計が悪いがオ 1 図の荷電多重度の分布と相似であると思われる。荷電種別分布もやはり、+ 荷電に分布が偏っている。このことは、exotic でない荷電粒子は二次的な核内反応で生成されたことを示唆している。3 GeV/c のデータについて V^0 の走行距離分布から K^0 と $\Lambda^0(\bar{\Lambda}^0)$ とを区別し、その数の比を求めると、 $N(K^0)/N(\Lambda^0, \bar{\Lambda}^0) = 0.8 \pm 0.3$ となった。p-p ではその比は 1.0 ± 0.1 となっており、誤差内で、p-Ta と p-p 反応で $N(K^0)/N(\Lambda^0, \bar{\Lambda}^0)$ 比は同じであるとえそうである。生成断面積は

$$\begin{array}{ll} \sigma(K^0) = 32 \pm 7 \text{ mb}, & \sigma(\Lambda^0, \bar{\Lambda}^0) = 46 \pm 10 \text{ mb} \quad (\bar{p}\text{-Ta}) \\ \sigma(K^0) = 2.10 \text{ mb}, & \sigma(\Lambda^0, \bar{\Lambda}^0) = 1.14 \text{ mb} \quad (\bar{p}\text{-p}) \end{array}$$

となっており、Ta ターゲットにおける生成断面積は p-p におけるものの約 $A^{2/3}$ 倍になっている。これらのことは V^0 の発生が原子核反応のオ 1 段階で行われ、その記憶を残していることを示唆する。 V^0 が前方及後方と対分布している例が 2 例あったが、それを除けば、 V^0 は前方に全て放出されていることも考えあわせると、上のことはかなり確かなことと思われる。しかし統計がまだ十分に確定的な結論は出せないのが現状である。最終的には V^0 事象は、3 GeV/c, 4 GeV/c 共に夫々 1000 程度蓄積されると予想されるので、原子核反応における $V^0(K^0, \Lambda^0)$ の振舞が明らかになるであろう。

今後、泡箱が 4 π カウンターであるという特徴を活かして K^0 , Λ^0 の角分布、エネルギースペクトル、 Λ^0 の偏極、他の放出荷電粒子との相関を求め p-p, p-Fe のデータと比較し、反応初段での核内核子の役割、核内核子のコヒーレントな運動の側面等が明らかになることを期待している。又 V^0 の発生を伴わないノーマル事象についても、荷電粒子の角分布、エネルギースペクトルを求め、原子核反応機構を解析していきたい。

尚ここに引用した p-p のデータは我々グループが水素泡箱で得つつある最新のデータである。

Λ^0 の polarization

高エネルギー 実験室 朝建

高エネルギー陽子を原子核ターゲットに入射して生成する Λ^0 ,



は、 Λ^0 の運動方向と入射陽子の入射面と垂直な方向に polarize しており、その polarization P は $p_T = 1.5 \text{ GeV}/c$ で $P = -(0.28 \pm 0.08)$ と可成り大きな値を示すことは、FNAL 300 GeV 陽子を用いた実験で Bunce et al. (Wisconsin-Michigan-Rutgers)⁽¹⁾ により見出された。

実験は 300 GeV 陽子を Be ターゲットに入射して生成する Λ^0 の $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ の decay 角分布非対称性、 $dN/d\Omega = (1 + \alpha \cos \theta)/4\pi$, を測定するにより P を求める。ここで θ は陽子の運動量方向と Λ^0 のスピンの向の角度であり、 $\alpha = 0.647 \pm 0.013$ (非対称パラメータ)⁽²⁾ である。生成する Λ^0 の運動学的領域は projectile fragmentation 領域であり、その momentum $\vec{p}_{\Lambda^0} = 60-290 \text{ GeV}/c$, decay length 140-180 cm である。 Λ^0 は運動方向(角)に垂直に polarize している、生成する production plane は平均して 117 kG/cm の磁場を通り、その磁場は Larmor precession により平均 12° の precession を受けて decay する。decay の角分布非対称性を測定するにより、 $\vec{P}$ の x, y, z 成分である P_x, P_y, P_z が測定される。

磁場を用いて precession を受ける利便性、磁場を減輕するにより α が定まれば計算されることと測定 of systematic error を除くことが出来る。又 α は parity conservation から 0 と consistent の値であり、更に、precession angle $\propto \alpha P_z$, αP_z から Λ^0 の magnetic moment が求められる。

polarization P は、 $\alpha P = [(\alpha P_x)^2 + (\alpha P_y)^2]^{1/2}$ として求められる。 p_T の函数としての P の値は、Fig. 1 に示すように p_T とともにほぼ linear に増大。 $p_T = 1.5 \text{ GeV}/c$ で前述の $P = -30\%$ に達する ($\alpha P \approx 0.20$)。

Heller et al. (Michigan-Wisconsin-Heidelberg)⁽³⁾ は CERN PS 24 GeV 陽子を用いて、入射エネルギーの低い領域と同様の測定を行う。Bunce et al. と同じような結果を得た。更に Heller et al. (Michigan-Rutgers-Wisconsin)⁽³⁾ は FNAL 400 GeV 陽子を用いて、Fig. 2 に示すように 300 GeV の data と一致する結果を得た。

以上の FNAL 300 GeV, 400 GeV の data は何れもターゲットとして Be を使用したが Skubis et al. (Michigan-Wisconsin-Rutgers)⁽⁴⁾ は何れも FNAL 300 GeV 陽子を Be, Cu, Pb のターゲットに入射して、Fig. 3 に示すように 300 GeV, 400 GeV Be ターゲットの data と一致する結果を得た。又、この実験では $\alpha = 0.3-0.8$ に近づくに従って data を plot した結果、Fig. 3 に示すように α は計算した値と近いことが示された。

以上の CERN PS 24 GeV, FNAL 300 GeV, 400 GeV の実験から (1) の実験で生成する Λ^0 の polarization は、

(1) p_T は 0 からほぼ linear に増大 $p_T = 1.5 \text{ GeV}/c$ で $P \approx -(30-35)\%$ に達する。

(2) 入射エネルギー 24 GeV から 400 GeV 迄 各実験結果 一致。

(3) α 値はほぼ 1 と一致。

* polarization vector $\vec{n} = (\vec{p}_T \times \vec{p}_\Lambda) / |\vec{p}_T \times \vec{p}_\Lambda|$ として Λ^0 の polarization は - sign である。
Data によらず $\vec{n} = (\vec{p}_\Lambda \times \vec{p}_p) / |\vec{p}_\Lambda \times \vec{p}_p|$ を使用している例がある。

(4) A 振動性は無い,

と考えられるが、 Σ 粒子の衰壊によって可成り決定付けられた CERN ISR を用いて Erhan et al. (UCLA - Amsterdam - CERN - Saclay)⁽⁵⁾ のより行われた。実験は ISR のエネルギー 26.5 GeV, 31 GeV のときに行われた, $P_L = 15-24 \text{ GeV}/c$, $p_T = 0.6-1.4 \text{ GeV}/c$ に亘って Λ^0 の decay asymmetry の測定から Fig. 4 に示すような結果を得た。この結果は明らかに CERN PS, FNAL の data と consistent であり (1)-(4) によって満足な結果を果している。

低エネルギー領域においては, BNL AGS の 28.5 GeV/c 陽子を Jr ターゲットに入射して Lomano et al. (MIT-BNL)⁽⁶⁾ が Λ^0 の polarization を測定したが, その結果は CERN PS 24 GeV の data と一致するものである。

Λ^0 については前記文では polarization を与えることが確認されたが, $\bar{\Lambda}^0$ については FNAL 300 GeV, 400 GeV, BNL 28.5 GeV/c の実験で同一の実験セットアップを用いて $\bar{\Lambda}^0$ の偏極の測定が行われた, 統計誤差の範囲で $P_{\Lambda^0} \approx 0$ であることが示された。

一方, FNAL でカタンターゲットを用いて Barenko et al. (Indiana)⁽⁷⁾ は

$$p+p \rightarrow p+X, \quad (2)$$

で散乱された陽子によって $p_T = 1.0 \text{ GeV}/c$ で入射エネルギー, 100, 200, 300, 400 GeV に亘って $X = (0.7-0.9)$ に於いて, 散乱陽子の polarization は Fig. 5 に示すように $P_{p_+} = (0 \pm 2)\%$ で 0 と consistent であることが示されている。

標準的 QCD (含め) の期待; 偏極現象 (spin 効果) は 10 GeV 程度で 10% のレベルであり, エネルギーの増大とともに減少し 100 GeV 領域ではあつたとしても高々数% の程度であることが予測されている。⁽⁹⁾ 従つて, CERN PS 24 GeV から FNAL 300 GeV, 400 GeV, 更に ISR 1600-2000 GeV のエネルギーまで, Λ^0 の polarization が $p_T \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ で $P = 30 \pm 3\%$ に達し, 前述) による (1)-(4) の性質を示すことは極めて興味のあることである。多くの低エネルギー領域の偏極現象は、 Σ 以上の異鳴散乱の予案によって説明される。しかし、このようは異鳴散乱のレベルが FNAL, ISR のエネルギーから見れば小さいものであるから $P = 30 \pm 3\%$ の偏極を説明しようとするには可成りの無理である。他方、 Σ 粒子の polarization と quark あるいは gluon の関係する現象であると考えられるにも、標準的 QCD 理論からは (特に drastic な仮定を許さなければ) 説明に困難を感ずる。⁽¹⁰⁾

加えて、実験で観測される Λ^0 は (1) の方法で直接生成される $\Lambda^0(\text{dir})$ の他に $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \pi^0$ からの Λ^0 を含むことがあり, Σ^0 と Λ^0 の polarization が同符号で等しいと仮定すれば (SU(3)), $\Lambda^0_{\Sigma^0}$ polarization は直接生成される $\Lambda^0(\text{dir})$ の polarization を次式の如く depolarize するところから,

$$P_{\text{obs}} = \frac{1}{1+r} (P_{\Lambda^0(\text{dir})} - r \frac{P_{\Sigma^0}}{P_{\Lambda^0}}), \quad (3)$$

$$r = Y_{\Sigma^0} / Y_{\Lambda^0}.$$

よつて $P_{\text{obs}} \approx 30\%$ であるためには $P_{\Lambda^0(\text{dir})} \approx 60-90\%$ と仮定される必要がある。⁽¹¹⁾ Σ^0, Λ^0 の polarization が反符号であるならば、 $P_{\Lambda^0(\text{dir})} \approx 20\%$ であることが必要。

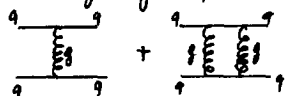
一方、前述に於いて、観測された Λ^0 の polarization は前述の如く、 Σ 粒子の

うに解くのは極めて challenging な問題である。この解決は $u \rightarrow d$ への遷移があるため、之を報告する。

(1) qq-scattering amplitude の予言 (Kame et al. (11), Efremov (12))

$qq \rightarrow qq$ 散乱 = 散乱する q の polarization P を与えることができる。散乱係数は non-spin-flip 振幅 N と spin-flip 振幅 F と non-zero の phase angle = interference があるとして、
 $P \sim \Im m(NF^*)$, (4)

Non-zero $\Im m$ aginary 振幅は Fig. 6 に示す diagram (box diagram) = 形成される。この過程から理解される散乱の polarization は漸近計算で、



$$P = \left(\frac{4\alpha_s}{3}\right) \frac{m_q}{Q^2} \frac{\sin \theta \cos \theta}{1 + \cos^2 \theta}. \quad (5)$$

Fig. 6

ただし、 θ は c.m. 散乱角である。

これは $m_q = 0$ より $P = 0$ となる。更には $pp \rightarrow pX$ の p の polarization は $1 \pm \Lambda^0$ の polarization が大きいのは $m \rightarrow m_u \times$ 云々として説明できるが、これは $P = 20 \sim 30\%$ 程度の量に過ぎないことが、可成り微視的である。

Efremov は (5) を使えば、

$$P = I \cdot \left(\frac{2mcP_L}{P^2 + m_c^2} \right), \quad (6)$$

と表すことができる。ここで I は quark の分布, decay, の函数である。この式は polarization が P_L に比例するとして表しているが、実際は m_c の値は $1 \sim 2 \text{ GeV}$ (cumulative particle) であるから、漸近する polarization は account できない。このことは、原子核 γ -ソフトでは $pp \rightarrow \Lambda^0 X$ (ISR) の data を説明するのには無理と見られる。

(2) gluon bremsstrahlung (Heller (13))

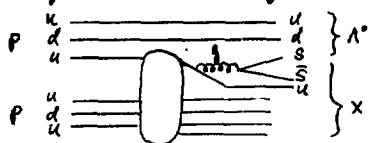


Fig. 7

projectile 中の quark = 散乱される g gluon brems. を発生し、Fig. 7 に示すように g を作り、 g は projectile 中の spectator u と d を recombine して Λ^0 を形成する。gluon は vector であるから g の spin は 1 であるから何に polarize される。SU(6) quark model を用いて $pp \rightarrow \Lambda^0, p, n, \Sigma^0, \Sigma^+ (X)$ の polarization $P = 1, 2/3, 1/3, -1/3, 1/3$, $\times$ predict される。

(3) Whirl pools model (Close and Sivers (14))

gluon brems. = 生成される qq は helicity を与える gluon. qq の分布函数は helicity を依存する。この分布函数を用いて $pp \rightarrow l^+ l^- X$ の asymmetry を計算し predict 1 であるが、 Λ^0 polarization は $1/3$ である。

(4) Tunnelling effect of color field (Bo Andersson et al (15))

$$\vec{p}_\perp \approx \vec{q}_\perp + \vec{k}_\perp. \quad (4)$$
$$K = (2\pi\alpha)^{-1} \sim 0.2 \text{ GeV}^2 \quad (5)$$
$$kl = 2(m_s^2 + k_{\perp}^2)^{1/2}, \quad (6)$$
$$L_1 = \ell k_1 = 2k_1 (m_s^2 + k_1^2)^{1/2} / \kappa.$$

1カ。逆方向の spin による depolarization 効果がある。L の値は 60 以上になる。

(5) Recombination model (DeGrand and Miettinen⁽¹⁶⁾)

(6) Massive-quark model (Preparata and Soffel⁽¹⁷⁾)



Fig. 9 の diagram を Mm は 9 号の 4 つの spin configurations を与える mesons とする
と 異なる spin structure を有する様子

$$p \uparrow + p \uparrow \rightarrow p + p \quad (p_T = 11.75 \text{ GeV}/c),$$

2.2. $p + p \rightarrow \Lambda^0 + X$ の Λ^0 の polarization. 4.15 γ -線は γ -線は High Energy

領域に与える spin phenomena を説明するものとして提案された理論, あるいは model である。

以上の (1) (2) (3) (4) は hard process による approach であり, (4) (5) は soft process による semi-classical の approach である。実験の結果は前に述べたように 24 GeV まで 2000 GeV まで, 18 GeV 以上 independent である。 $p+p \rightarrow \Lambda^0 + X$ の Λ^0 の polarization は, $p_L \approx 1.5 \text{ GeV}/c$ 付近で $P_L \approx 30\%$ である。これは従来, 核子-核子衝突の結果, あるいは Λ^0 の生成が小さい。従って $p+p \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + X$ の $\bar{\Lambda}^0$ の polarization は以上のエネルギー範囲で 0 と consistent である。更に FNAL $pp \rightarrow pX$ の proton の polarization は 100, 200, 300, 400 GeV で $P=0$ と consistent である。以上の model による理論は観測結果のある部分をよく説明できるが, 他の要は説明に無理があり, hard 領域と soft 領域は互いに consistent の解法が出現する必要がある。ないと思える。

尚, KEK では 1981 年, E49 (Λ^0) 実験グループにより, 12 GeV による $p+A \rightarrow \Lambda^0 + X$ で発生する Λ^0 の偏極および偏極 $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^0, p\pi^-$ decay の decay asymmetry の測定が, 物理学界のグループとして行われる予定である。ANL 248 は 6 GeV 偏極陽子による Λ^0 生成の偏極度の測定と, $p+A \rightarrow \Lambda^0 + X$ の Λ^0 の polarization を報告文としてある程度予測し得るが, E49 (Λ^0) の実験により, 以上の Λ^0 の polarization に関する確信値のエネルギーの下限は 12 GeV まで進めることができると思われる。大変興味深いことである。

Λ^0 の polarization については 1980 年 2 月, 東京の多世介先生の研究会で報告し以来, 多くの論文が発表されている。又, 物理学界, 出版界, 専門雑誌内にも E49 (Λ^0) 実験に関する多くの発表をいくつか見られるので, 感謝の意を表す。

文献

- (1) G. Bunce et al., Phys. Rev. Lett. 26, 1113 (1976).
- (2) K. Heller et al., Phys. Lett. 68B, 480 (1977).
- (3) K. Heller et al., Phys. Rev. Lett. 41, 607 (1978).
- (4) P. Scubie et al., Phys. Rev. D18, 3115 (1978).
- (5) C. Erhan et al., Phys. Lett. 82B, 301 (1979).
- (6) F. Lomano et al., Phys. Rev. Lett., 43, 1905 (1979).
- (7) G. Baranko et al., IJHEP #120 (August 1979).
- (8) D.E. Overesch & R.F. Roth, Phys. Rev. Lett. 19, 391 (1967).
- (9) G. Giacometti, Phys. Rep. 23L, 123 (1976).
- (10) F. Halzen, RL-77-025/A (1977).
- A.V. Efremov, CERN 77-18 (1977).
- (11) R. Gatto, Phys. Rev. 109, 610 (1958).
- (12) G.L. Kane et al., Phys. Rev. Lett. 41, 1689 (1978).
- (13) A.V. Efremov, E2-11244 (Dubna, 1978).
- (14) F.E. Close & D. Sivers, Phys. Rev. Lett. 39, 1116 (1977).
- (15) Bo Anderson et al., Phys. Lett. 85B, 417 (1979).
- (16) G. Preparata and J. Soffer, TH. 2712-CERN (1979).
- (17) A. Lesniewski et al., Phys. Rev. Lett. 35, 770 (1975).

Table I Experiments on Λ^0 polarization

Experiment	FNAL Bunce et al. ⁽¹⁾	CERN Heller et al. ⁽²⁾	FNAL Heller et al. ⁽³⁾	FNAL Scobie et al. ⁽⁴⁾	CERN Erhan et al. ⁽⁵⁾	BNL Lamano et al. ⁽⁶⁾
Incident beam	300 GeV p	24 GeV p	400 GeV p	300 GeV p	ISR (pp)	28.5 GeV/e
Target	Be	Pt	Be	Be, Cu, Pb	VS = 53, 62	Ir
Λ^0 momentum	60-290 GeV/c	6-21 GeV/c	50-300 GeV/c	50-300 GeV/c	P, 15-24 GeV/c	
θ_{lab}	0-9 mrad	62-88 mrad	0 $\pm$ 7.2 mrad	0-8.8 mrad	15-90 mrad	4° (70 mrad)
X	0.3-0.7	0.2-0.8		0.2-0.8	P, 15-24 GeV/c	0.1-0.7
p_T	0-1.7 GeV/c	0.4-1.6 GeV/c	0-2.1 GeV/c	0-1.8 GeV/c	0.4-1.4 GeV/c	0.3-1.6 GeV/c
Production plane	Vertical	Horizontal	Vertical		Horizontal	Horizontal
$\int B dl$	117 KG-cm	38.6 KG-cm	same as (1)	same as (1)		27.5 KG-cm
polarization angle	122° in the vertical plane	41° in the horizontal plane	$\sim 155^\circ$ in the horizontal plane		angular asymmetry with X ² fit	angular asymmetry
Number of Λ^0 events	4.0×10^5 ($p_T > 0.3$ GeV/c)	3.6×10^5 ($p_T > 0.3$ GeV/c)	3×10^6			4.3×10^5
$\bar{\Lambda}^0$ data			$\bar{\Lambda}^0$ 2.5×10^5 events good $P_{\Lambda^0} \sim 0$	$\bar{\Lambda}^0$ events good $P_{\Lambda^0} \sim 0$		$\bar{\Lambda}^0$ events good $P_{\Lambda^0} \sim 0$

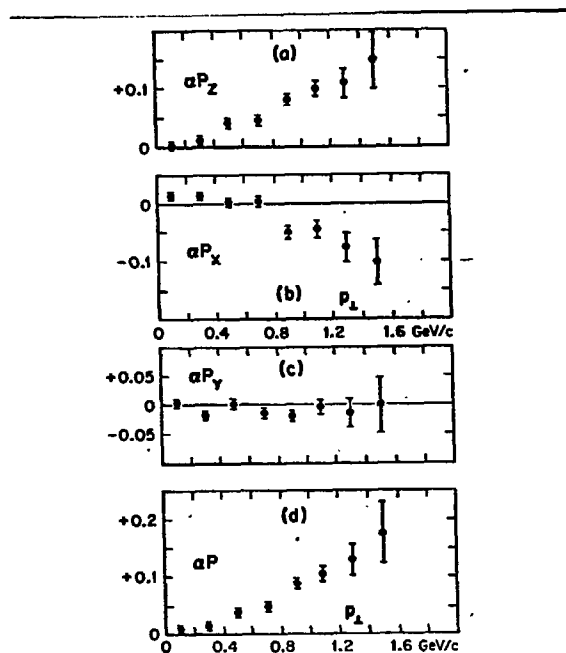


FIG. 3. Three components and magnitude of the $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ asymmetry as a function of Λ^0 transverse momentum.

Fig. 1 FNAL (300 GeV)

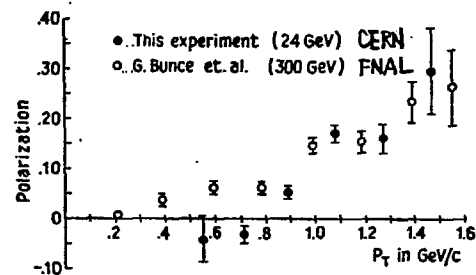


Fig. 2. Polarization as a function of Λ^0 transverse momentum. The 300 GeV data are from ref. [1].

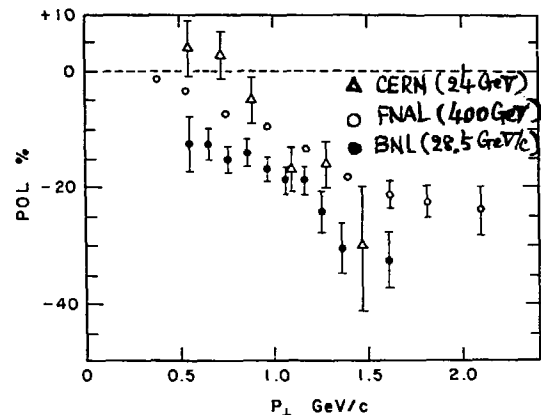


FIG. 3. Λ^* polarization vs transverse momentum (filled circles: this experiment, 28.5 GeV/c; inverted triangles: Ref. 2, 24 GeV/c; open circles: Ref. 3, 400 GeV/c).

Fig. 2 CERN (24 GeV)
FNAL (400 GeV)
BNL (28.5 GeV/c)

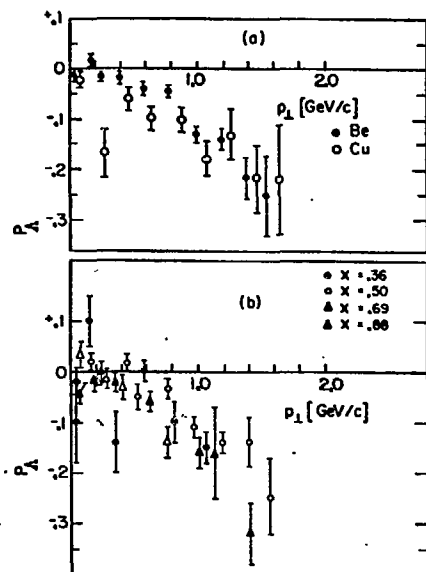


FIG. 37. Λ^0 polarization data. The solid circles have been previously shown in Ref. 7 with the opposite sign convention. The convention chosen here is that positive polarization is along $\hat{n} = (\vec{p}_p \times \vec{p}_A) / |\vec{p}_p \times \vec{p}_A|$. Early data taken with copper are also shown in Fig. 37(a) to give some indication of a lack of A dependence. The data from beryllium are divided up into various x bins in Fig. 37(b) to show the statistical validity of the x independence of the polarization. The beryllium numbers are given in Table VIII.

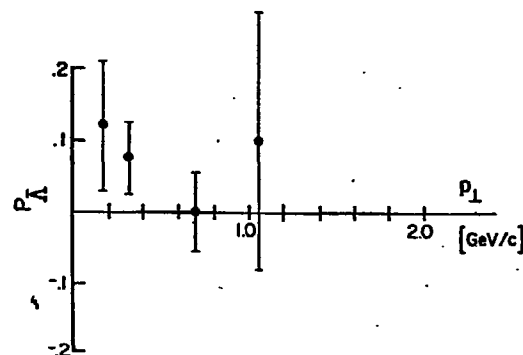


FIG. 38. Results of a search for $\bar{\Lambda}^0$ polarization. There is no evidence that the $\bar{\Lambda}^0$'s are polarized in a manner similar to the Λ^0 's.

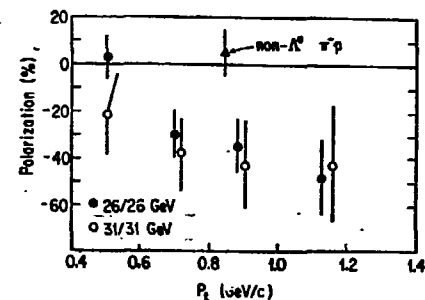


Fig. 4. Final polarization values for 26/26 and 31/31 GeV data samples as a function of p_T . The polarization measurement for π^+p events which are not Λ^0 but have $p_T > 0.6$ GeV/c is shown as the open triangle.

Fig. 3 FNAL (300 GeV, Scubic et al.)

Fig. 4 CERN ISR

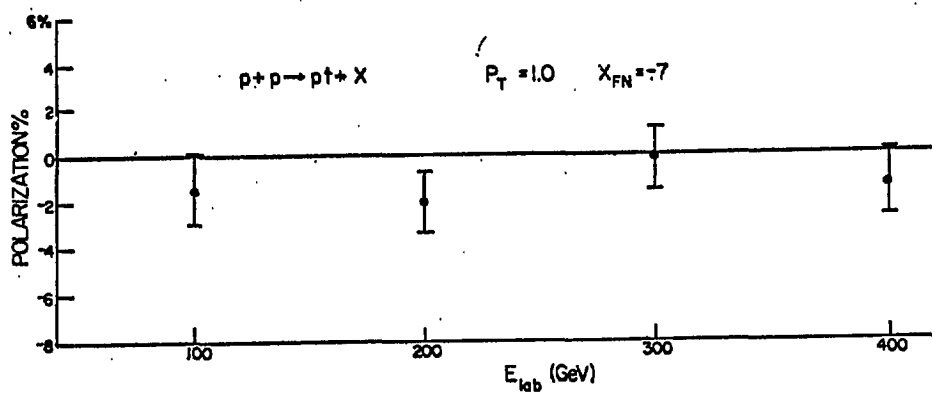
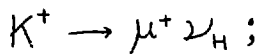


Fig. 5 FNAL ($pp \rightarrow p+X$)



重ニュートリノ検出実験 (KEK E89)

東大理 早野 龍五

ニュートリノの質量はいくらか (完全にゼロか), 又, 異ったニュートリノ ν_e, ν_μ, ν_τ 間の混合はどの程度か等々は現在素粒子物理最大の問題の一つであって, 今迄にも原子核の β 崩壊を用いた ν_e の質量の測定や, $\pi \rightarrow \mu \nu$ 崩壊を用いた ν_μ の質量の測定などが数多く行なわれて来ている。しかしながら, 質量がゼロとはかけ離れて重いニュートリノ (仮に ν_2) が存在していて, 核の β 崩壊や, $\pi \rightarrow K$ の崩壊等に伴って放出されているのではないかという重要な問題は, 今まで全く見落されていた。

質量が何 MeV/c² もある様な重いニュートリノ放出の可能性は, SHROCK¹⁾ が指摘する様に, 現在までに得られている如何なる実験事実とも矛盾するものではなく, 事の真偽は以下に述べる様な, 原理的には簡単な, しかし注意深く準備された実験によって明らかにされるはずである。

ニュートリノの質量固有状態での質量スペクトルが, 仮に $0 \leq m(\nu_2) \leq m(\nu_\mu) < m(\nu_\tau) \dots$ の様になっていて ν_e と ν_μ が軽く, たまたま ν_2 が非常に重かったとしよう。更にニュートリノが弱い相互作用に關与する場合の固有状態が質量固有状態とは異ったものであって, 例えば $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ で放出される ν_μ が実は

$$\nu_\mu = U_{\mu e} \nu_e + U_{\mu \mu} \nu_\mu + U_{\mu \tau} \nu_\tau +$$

の様に異った質量のニュートリノの混合状態だったとすると, μ^+ に伴って $|U_{\mu e}|^2$ の確率で重いニュートリノが放出される事になる。

$K_{\ell 2}$ 崩壊 ($K \rightarrow \ell \nu$) や $\pi_{\ell 2}$ 崩壊 ($\pi \rightarrow \ell \nu$) ($\ell = \mu, e$) の様な2体崩壊で, $m(\nu) = 0$ ならば, レプトン ℓ の運動量 p_ℓ が $p_\ell = (M^2 - m_\ell^2)/2M$ (M は親の質量) の単色ピークが観測される筈であるが, もし上記の事情で重いニュートリノが放出されていたとすると, 通常の単色ピークの他に, それより運動量の低い別の単色ピークが立つことになる。現在に至るまで, この様な問題意識でレプトンの全運動量領域にわたる測定が行なわれた例はない。

KEK E89²⁾ は, 重ニュートリノを検出すべく, stopped K^+ の2体崩壊で生ずるレプトンの運動量スペクトルを, 大立体角かつ広域の磁気スペクトログラフによって測定する。測定はKEKのK3ビームラインにて, 1981年10月頃開始の予定で, 年末迄には「別のピーク」があるかどうかが, ほぼ判明するはずである。

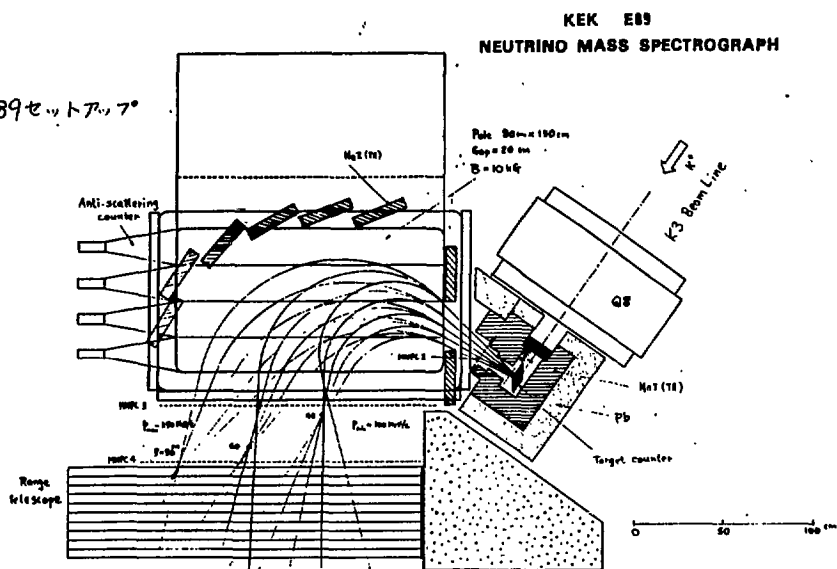
磁気スペクトログラフは, 図1に示した様な約40cmのG型電磁石を用い, $100 \leq p_\ell \leq 250$ MeV/cの広域にわたって平均100 mstrの大立体角で測定できる特長をもつ。磁石入口と出口のMWPCで粒子の軌道と測定する事により, 運動量を約1%の精度で決定する。

この実験で重ニュートリノ放出に伴うピークを検出する為に 運動量分解能が良い事が必須である事は言うまでもないが, それにも増してバックグラウンドが少ない事が重要となる。連続バックグラウンドを生ずる主な崩壊モードは, $K^+ \rightarrow \mu^+ \pi^0 \nu$ と $K^+ \rightarrow \mu^+ \pi^+ \pi^-$ の2つであって, これ

らと veto するには K^+ を止める target の周囲を NaI によって可能な限り完全に囲むのが有効である。モンテカルロ計算によると、これによって $\mu^+\pi\nu$ モードのバックグラウンドはほぼ完全に除去でき、 $\mu^+\nu\gamma$ モードについても $P_\mu \leq 230 \text{ MeV}/c$ ($m_\nu \geq 80 \text{ MeV}/c^2$) の領域で 10^4 のレベルで重ニュートリノの検出が可能である程度にバックグラウンドを抑える事が可能である。図2に、現在までの K^+ や π^0 の崩壊のデータから ν_μ が存在しない事がほぼ解っている範囲と、E89が狙っている領域とを示す。

E89のスペクトログラフと多量のNaI、そしてレンジカウンターの組合せは、 $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ の検出に有効なばかりでなく、 K^+ の稀崩壊モードの研究や、 K^+ 崩壊で放出される μ^+ のスピン偏極の測定等々にも非常に強力な装置であるので、これら副産物の成果をも迷がさぬ様に配慮して準備中である。

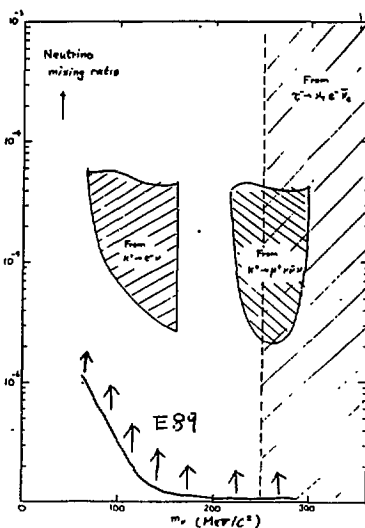
図1: E89セットアップ



- 1) R.E. SHROCK, Phys. Lett. 96B (1980) 159.
- 2) E89 member 山崎敏光, 早野龍五, 中井浩二, 斎井一郎, 藤井忠男, 中村健蔵, 千葉順成, 谷田敬, 谷森達, 峠暢一, 山中卓, 浅野信三, 黒川真一, 高田英久.

図2: ⇒

斜線部は、 ν_μ が存在しない事がほぼ解っている。



$$\left. \begin{array}{l} \pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \\ \pi^0 \rightarrow \gamma \gamma \gamma \end{array} \right\} \text{の測定}$$

都立大理 千葉雅美

PPC グループ [1] は次のような実験を準備中である。 液体水素中で静止した反陽子は陽子と結合して原子となる。 その状態から質量が陽子の2倍以下のバリオン状態へ遷移する時の離散光子又は中性中性子を測定し、 バリオン状態をさぐる。 さらにバリオンが π^0 , $\pi^\pm$ に崩壊する終状態をも測定する。

$$PP \rightarrow \left. \begin{array}{l} \gamma \\ \pi \end{array} \right\} + B \left\{ \begin{array}{l} \pi \pi \\ \pi \pi \pi \\ \pi \pi \pi \pi \\ \pi \pi \pi \pi \pi \\ \dots \end{array} \right.$$

実験装置を図1に示す。 ターゲットの周りのほとんど4 π にわたって荷電粒子及び γ 線を測定する。 荷電粒子は円形及び平面チェンバーで測定し、 γ 線はNaI(Tl)及びガラスシンチレーター [2] で測定する。 図中の斜線の部分はNaI(Tl)で、離散光子、離散中性中性子のエネルギーを高いエネルギー分解能で測定する。

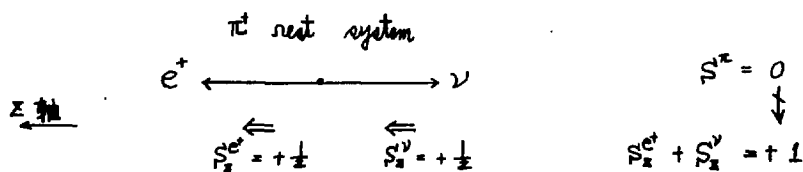
以上の実験装置は磁場を使用していないが荷電粒子の軌跡と電子、光子のエネルギーを主検出で4 π にわたって測定出来る。 この測定装置は π^0 , $\pi^\pm$, $\mu^\pm$ の各種decay modeを測定するのに適している。 表1, 2, 3 [3] に見ればわかるように荷電中性子は $\pi^\pm$, μ , e , ν , γ へ崩壊し、 $\pi^\pm$, μ は再び e , ν , γ へ崩壊する。 Table 1, 2, 3 が見えるように各decay modeを測定することはそれぞれ重要な意味をもっている。 ここでは $\pi^0 \rightarrow e^+ \nu$, $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ を取り上げる。

$$R = \frac{(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e) + (\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_\mu)}{(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) + (\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_e)} \quad \text{の測定}$$

この実験の目的は μ - e universality の精密な検証にある。 即ち弱い相互作用定数 $g(e, \nu_e)$ と $g(\mu, \nu_\mu)$ において等しいかどうか確かめることである。 NaI(Tl)は大立体角で e や γ が入射すると電磁シャワーを起し、入射エネルギーに比例して可視光を出す。 その光子光電子増倍管で測定す

る。 $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ の e^+ を測定する場合は *radiative* に出た e^+ の方向に直ぐ出る確率が高く、 e^+ と ν のエネルギーの和に相当する可視光を出す。したがって $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ も含めて測定することになる。 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ における μ^+ の運動エネルギーは約 4 MeV であり、 π^+ の *stop counter* 中で μ^+ は止ってしまう。測定出来るのは $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ の e^+ である。したがって $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ は *radiative decay* の $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ も含めてしまう。

(e, ν_e) と (μ, ν_μ) において同じ強さの相互作用定数であっても $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ は $V-A$ により大きく抑制される。即ち $m_\nu = 0$ とすると ν の *helicity* は $h_\nu = -1$ であり、 e^+ が *extreme relativistic* の時は e^+ の *helicity* はほとんど $h_{e^+} \sim +1$ である。両者のスピンの合成は 1 となりスピン 0 の π^+ が崩壊出来ない。



Radiative Correction は多くの人々 [4, 5, 6, 7] が計算を行っている。強い相互作用による *structure dependent term* を加えた T. Goldman and W.J. Wilson [7] の計算はモデルの違いによる R の不定性も与えている。理論から予想される値は次のようになる。 *radiative correction* S は不定性がある。

$$R = \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \times \frac{(m_\pi^2 - m_e^2)^2}{(m_\pi^2 - m_\mu^2)} \times (1 + S)$$

$\downarrow$ $V-A$ suppression $\downarrow$ phase space $\downarrow$ Radiative correction

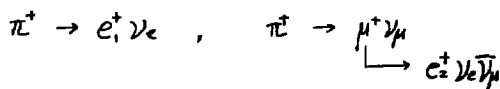
$$= (2.339 \times 10^{-5}) \times 5.488 \times 0.963$$

$$= 1.236 \times 10^{-4}$$

多くの実験 [3, 8, 9, 10, 11] が行われて来た。D. Bryman and C. Picciotto [12] は E. De CAPUA et al [11] が R を導く時に用いた π の *lifetime* に新しい値を使って計算しなおした。その結果と最近の TRIUMF の *preliminary* 値 [3] を理論値と共に図 2 に示す。実験値の 2 s.d. 以内に理論値は入っている。この実験値の精度を上げることは必要である。TRIUMF で実験を継続中の模様である。

この実験値と理論値の食い違いが事実ならば原因は 2 種類考えられる。T. Goldman and W.J. Wilson [7] は ν Oscillation の可能性を指摘した。さき J.N. Ng [13] は 3 つのニュートリノ ν_1, ν_2, ν_3 を考え、 $m_1 \sim m_2 \sim 10$ eV, $m_3 = 0.5$ MeV と適当な *mixing angle* を仮定して実験値を再現した。その仮定は今までの *reactor $\bar{\nu}$, solar neutrino, deep mine, accelerator neutrino* の実験結果と矛盾しないように考慮された。他の可能性として荷電ヒッグスボソンの影響も指摘した。この R の測定は質量 0.1 ~ 1 MeV 程度の ν の *Oscillation* に対しても *sensitivity* を持つ。

E. Di Capua et al. [11] の実験を簡単に紹介する。図3に実験装置を示す。入射した π^+ を stop counter #3 中で decay させる。



e^+ , e^- 共に NaI で測定する。 e^+ , e^- を2つの方法で分離する。

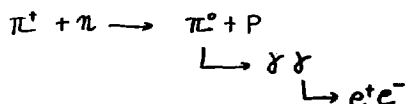
① life time $\tau_{\pi^+} = 2.6 \times 10^{-8}$ SEC, $\tau_{\pi^-} = 2.2 \times 10^{-8}$ SEC の違いを利用する。図4に timing sequence を示す。

② e^+ , e^- の energy の違いを利用する。 $E_{e^+} \sim 69.8$ MeV, $E_{e^-} = 0 \sim 52.9$ MeV。NaI の pulse height 分布を図5に示す。

この方法は e^+ , e^- 共に同じ測定器で測定するので Magnetic Spectrometer では困難であった立体角の絶対値を求めなければならない。

PFC の実験装置を使って E. Di Capua et al [11] と同様な方法で測定することを考える。

図1の装置の1つのかたまりの NaI を相対する2ヶ所に分割し, stop counter #3 の上下から出る e^+ を測定し, 立体角を2倍にする。これを図6に示す。まゆりを囲んでいるガラスシンチレーターは background process を減らすのに役立つ。たとえば デガシンチレーター中の中性子と反応した時。

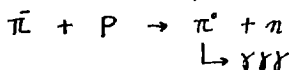


この装置を使った時の machine time を概算する。

- ① NaI による立体角 $4\pi/10$ steradian
- ② BR ($\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$) を 1×10^{-4} とする。
- ③ 0.5% の statistical error で求めるとする。 $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ は 4×10^8 events 必要となる。
- ④ $10^8 \pi^+$ stop / burst at KEK
- ⑤ ①, ②, ③ より 4×10^9 の π^+ stop が必要となる。270時間の machine time となる。



ハドロンの電磁相互作用においてC不変が成立しているかどうかの良いい check となる。しかし C不変が破れていたとしても photon coupling が1つ増加すること, phase space factor, centrifugal barrier effect 等により BR は $10^{-6} - 10^{-9}$ と予想されている [14, 15, 16]。いくつかの実験 [17, 18, 19, 20] がなされていて, 現在の upper limit は 3.8×10^{-7} (90% CL) [20] である。実験は図1の装置を使う。 π^+ を液体水素中で stop させて次の反応で出る π^0 の decay を測定する。



π はほとんど実験室系で止まっている π^0 は平面上に出るはずである。 π^0 の energy の半は π の質量にはることからこの mode を選ぶ。

この装置を使った時の machine time を概算する。

- ① $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ の geometrical efficiency は $1/10$
- ② Upper limit 10^{-8} まで測定する。
- ③ $10^4 \pi / \text{hour}$ at KEK
- ①, ②, ③ より 67 時間となる。

以上は PPC メンバー内の議論によって生れた。

References

- [1] 梶井大-佐藤大-京都産業大-東京理工大-京大-東大-東大研-阪大-KEK
代表者 小林正明
- [2] 小原光孝 (株) で作られたもので鉛ガラス SF5 のチエレンコフ光に比べて約光量4倍,
エネルギー分解能 $1/2$, 1 Radiation length 4 cm.
Y. Yoshimura et al., Nucl. Instr. Meth. 166 (1979) 151.
M. Kobayashi et al., KEK Preprint 80-14 September 1980.
- [3] P.H. Dommier, Nucl. Phys. Vol A335, No 1.2 (1980) 97
Proceedings of the Eighth International Conference on High Energy Physics and Nuclear
Structure, Vancouver, August 1979, Edited by D.F. Meadey and A.W. Thomas.
- [4] M. Berman, Phys. Rev. Lett. 1 (1958) 468
- [5] T. Kinoshita, Phys. Rev. Lett. 2 (1959) 477
- [6] W. J. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1425
- [7] T. Goldman and W. J. Wilson, Phys. Rev. D 15 (1977) 709
- [8] T. Fazzini et al., Phys. Rev. Lett. 1 (1958) 247
- [9] G. Impeduglia et al., Phys. Rev. Lett. 1 (1958) 249
- [10] H. L. Anderson et al., Phys. Rev. 119 (1960) 2050
- [11] E. Di Capua et al., Phys. Rev. 133 (1964) B1333
- [12] D. Bryman and C. Picciotto, Phys. Rev. D 11 (1975) 1337
- [13] John. N. Ng, (TRI-PP-80-9)
- [14] J. Bernstein, G. Feinberg and T.D. Lee, Phys. Rev. 139 (1965) B1650
- [15] F. A. Berends, Phys. Lett. 16 (1965) 178
- [16] A. V. Tarasov, Sov. J. Nucl. Phys. 5 (1967) 445
- [17] J. Duclos et al., Phys. Lett. 19 (1965) 253
- [18] V.M. Kutin et al., JETP Lett. 2 (1965) 243
- [19] L. B. Auerbach, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 275
- [20] V. L. Highland et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 628

Table 1
Charged pion decays

Decay mode	Branching ratio	Physics
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	0.9999	Coupling constant f_π Muon-neutrino mass
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$	$1.24 \pm 0.25 \times 10^{-4}$	Muon-neutrino mass
$\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ (+)	$1.267 \pm 0.023 \times 10^{-4}$	Muon-electron universality
$\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$ (+)	3.0×10^{-8} for $e^+, \gamma > 48$ MeV	Axial-Vector form factor of pion Isospin breaking by quark masses?
$\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$	$< 5.0 \times 10^{-9}$	Axial-Vector form factor of pion Electromagnetic radius of pion?
$\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$	$1.02 \pm 0.07 \times 10^{-8}$	Conserved-Vector-Current theory

(+) Experiment in progress
all upper limits correspond to 90% confidence level

Table 2
Neutral pion decays

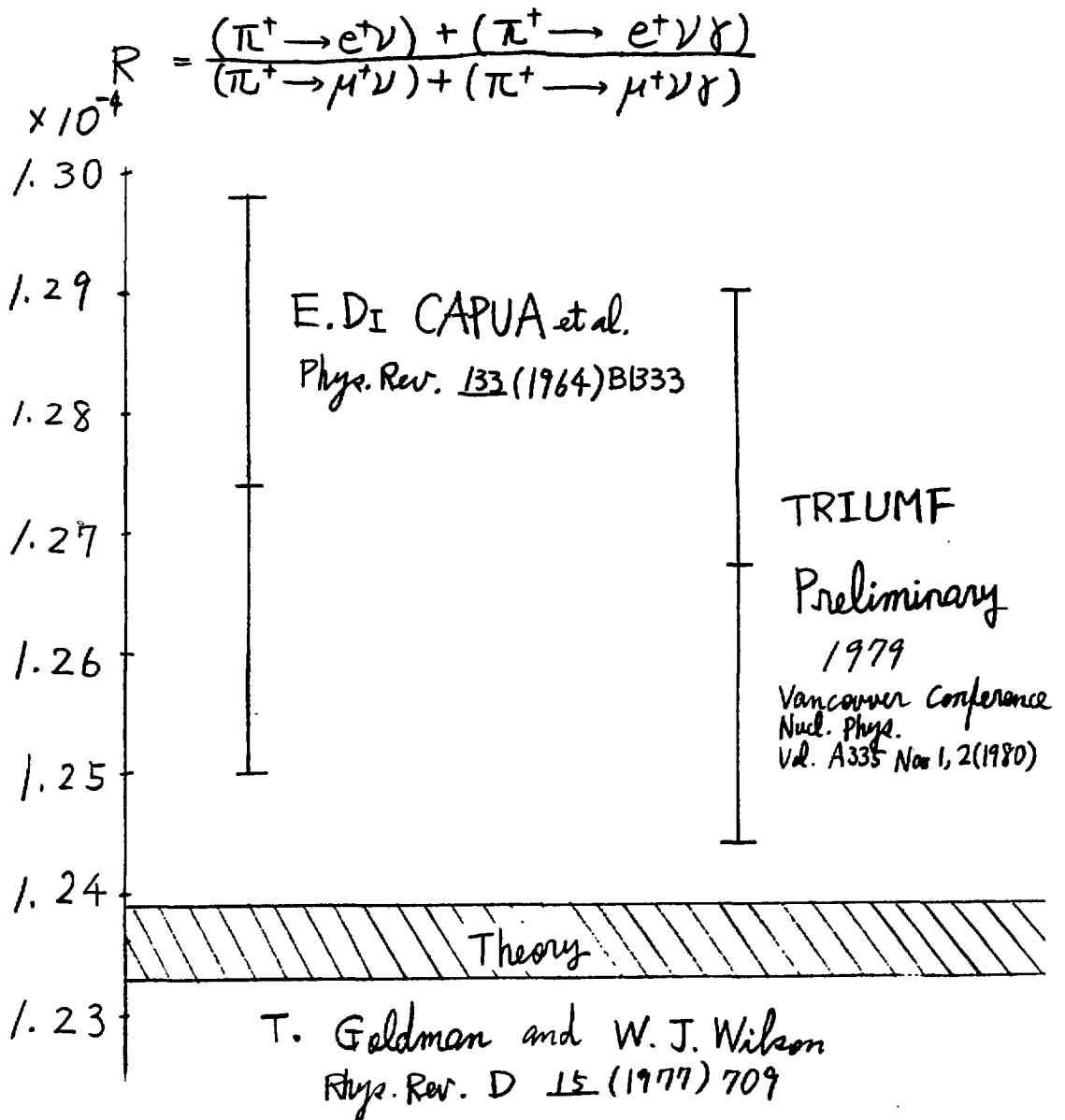
Decay mode	Branching ratio	Physics
$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	0.9885 ± 0.0005	Coloured quarks
$\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$	$1.15 \pm 0.05 \times 10^{-2}$	Form factor of neutral pion
$\pi^0 \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$	3.32×10^{-5}	
$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ (*)	$< 3.3 \times 10^{-7}$	C-violation in electromagnetic interactions of hadrons
$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$ (*)	$< 4.4 \times 10^{-6}$	
$\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$ (*)	$2.23 \pm 2.4 - 1.1 \times 10^{-7}$	Second-order electromagnetic effect Weak neutral currents?

(*) New result (< 2 years)
all upper limits correspond to 90% confidence level

Table 3
Muon decays

Decay Mode	Branching ratio	Physics
$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$	0.986 ± 0.004	Nature of the weak interaction Weak coupling constant
$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$	$1.4 \pm 0.4 \times 10^{-2}$	Nature of the weak interaction
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ (*)	$< 1.9 \times 10^{-10}$	Muon number non-conservation
$\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+$	$< 1.9 \times 10^{-9}$	
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma\gamma$ (*)	$< 5.0 \times 10^{-8}$	
$\mu^-(A, Z) \rightarrow e^-(A, Z)$ (*)	$< 7.0 \times 10^{-11}$	
$\mu^-(A, Z) \rightarrow e^+(A, Z-2)$ (*)	$< 9.0 \times 10^{-10}$	
$\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_e \nu_\mu$ (*)	$< 7.0 \times 10^{-2}$	Muon number non-conservation, multiplicative law

(*) New result (< 2 years)
all upper limits correspond to 90% confidence level



□ 2

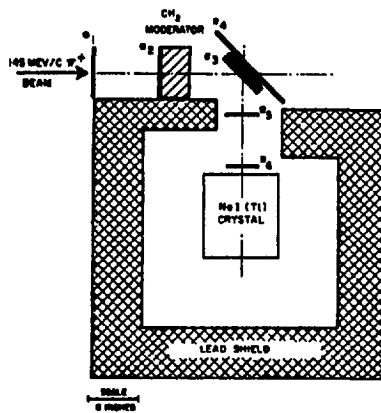


FIG. 1. Plan view of the experimental arrangement. A quadrupole magnet pair was placed immediately to the left upstream. The pions defined by counters 1 and 2 were stopped in counter 3. Counters 5 and 6 defined decay electrons emitted towards the NaI(Tl) crystal.

3

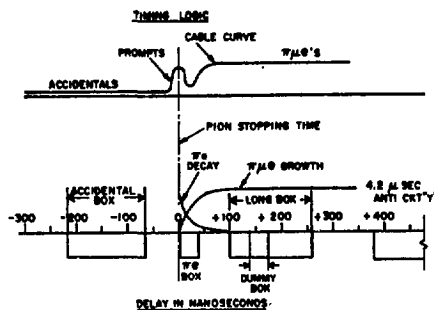


FIG. 3. Sketch of the timing logic sequence. The top drawing is a schematic cable curve, and is not to scale. The relative yields of accidentals, prompts, and $\pi\mu^0$'s are approximately correct. The bottom diagram shows the location in time of the various counting boxes. Time zero represents the arrival of the pion in counter 3. The use of the various boxes is discussed in the text.

4

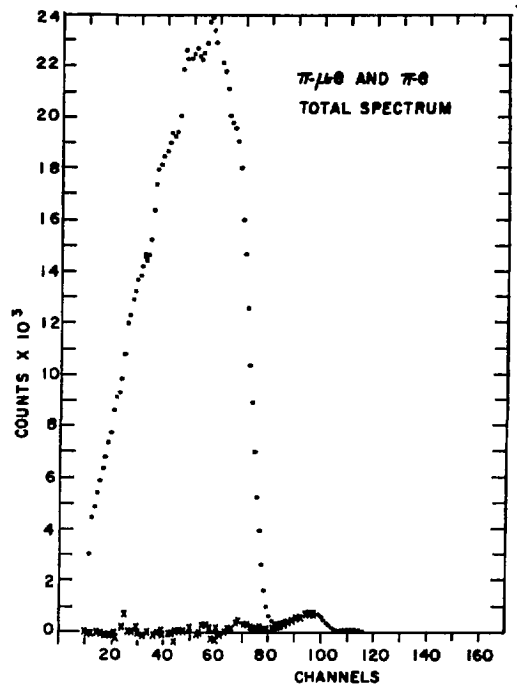
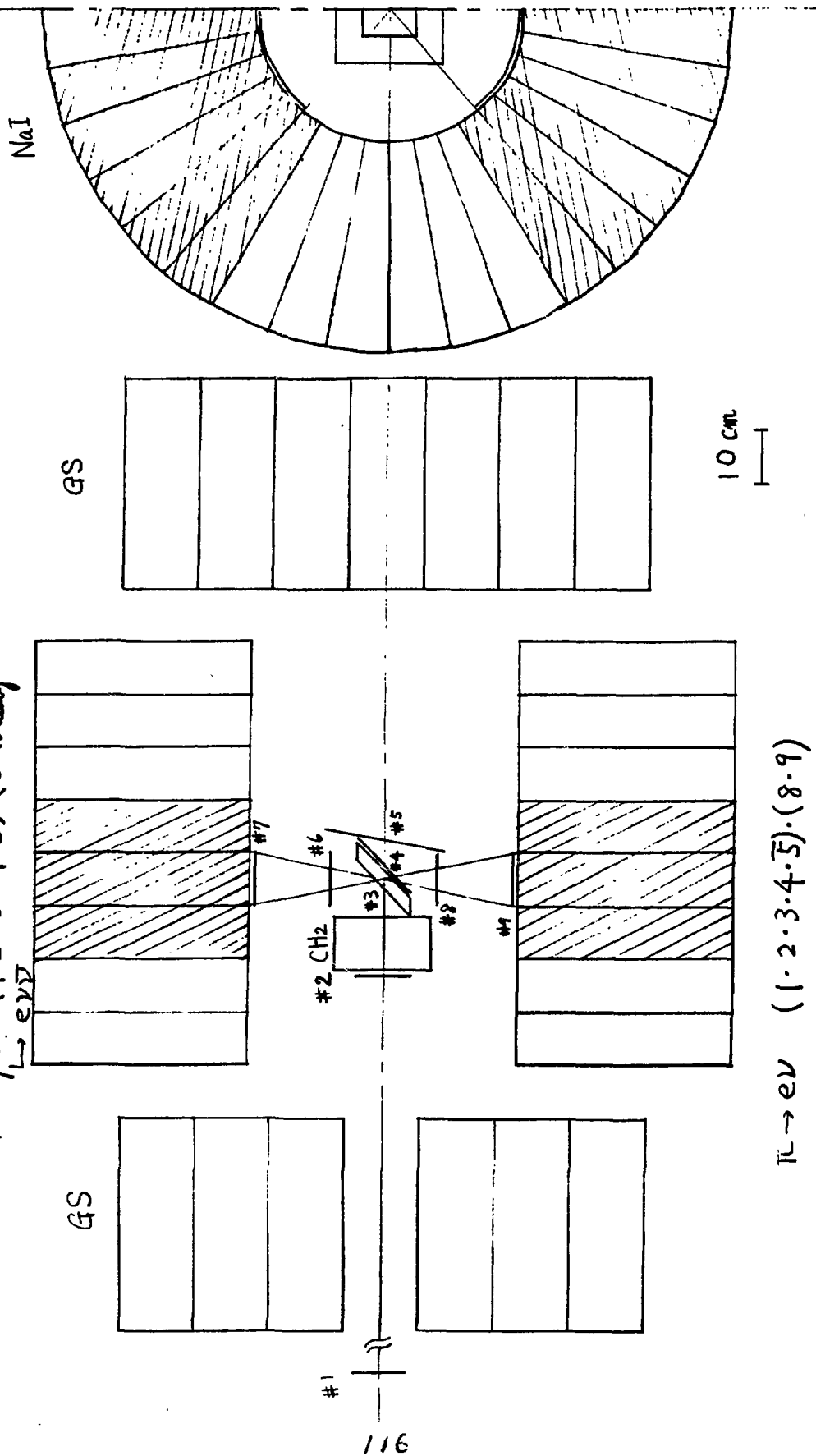


FIG. 6. Total pulse-height spectrum for all of the runs obtained in the $\pi\mu^0$ time box. The abscissa has been corrected for analyzer zero shift. The crosses resulted when the pure μ^+ spectrum was subtracted off.

5

$\pi \rightarrow e\nu$ (1·2·3·4·5)·(6·7)
 $\pi \rightarrow \mu\nu$ (1·2·3·4·5)·(6·7) delay



$\pi \rightarrow e\nu$ (1·2·3·4·5)·(8·9)
 $\pi \rightarrow \mu\nu$ (1·2·3·4·5)·(8·9) delay

Fig 6

軽核のミュオン捕獲の Hyperfine 効果の研究可能性

東大理 久野良孝

弱い相互作用の理論は、Weinberg-Salam理論の成功によってかなり確立したと言って良いが、しかし、ハドロンを含むような弱い相互作用の現象において強い相互作用がどのような効果を及ぼすものであるか、いまだはっきりしてないのが現状であろう。ミュオン捕獲を利用した弱い相互作用の研究はこのようなハドロンの構造、すなわちハドロンの形状因子の大きさの決定を目的とする。あらためて書くまでもないが、ハドロンの流のバトリル部分と擬バトリル部分に含まれる形状因子は次の様に書きあらわされる。

$$\begin{aligned} V_A &= \bar{\psi}_n [g_v(q^2) \gamma_4 - \frac{1}{2} \left(\frac{g_m(q^2)}{M_p} \right) \gamma_4 \gamma_5 - i \left(\frac{g_s(q^2)}{m_\mu} \right) \gamma_4] \psi_p && \text{バトリル部分} \\ A_A &= \bar{\psi}_n [g_A(q^2) \gamma_4 \gamma_5 - \frac{1}{2} \left(\frac{g_T(q^2)}{M_p} \right) \gamma_4 \gamma_5 \gamma_5 - i \left(\frac{g_p(q^2)}{m_\mu} \right) \gamma_4 \gamma_5] \psi_p && \text{擬バトリル部分} \end{aligned}$$

ここで、 q は移行運動量で、 $g_v, g_m, g_s, g_A, g_T, g_p$ はそれぞれバトリル、弱い磁気、誘起されたスカラー、擬バトリル、誘起されたテンソル、誘起された擬スカラーと呼ばれる形状因子である。特に、バトリルと比較してミュオン捕獲は、その移行運動量が大きいために形状因子の研究に適している。

ミュオン捕獲で最も基本的な場合は、水素原子核による捕獲で、これはいわば素粒子物理学の研究対象である。また一方、複雑な核子からなる原子核では核物理学の問題がからんでくるために複雑であるが、捕獲による軌道の強度分布等を測定する核構造に興味の対象とするような分野で、反跳核の偏極や角分布さらに Hyperfine 効果等、弱い相互作用のハドロンの形状因子を決定を目的とする分野とに大別される。そしてここでは、Hyperfine 効果の研究可能性を考えてみる。

Hyperfine 効果を理解するうえで最も簡単な例は水素原子核による捕獲である。水素原子核のスピン $\frac{1}{2}$ とミュオンのスピン $\frac{1}{2}$ は結合し、合成スピン $F=1$ (三重項) と $F=0$ (一重項) を作るが、弱い相互作用の $V-A$ 相互作用の結果、 $F=1$ の状態からの吸収は非常に禁止される。これを Hyperfine 効果と言う。この様子を見るために、Fujii-Primakoff の有効なミルトニアンを使う。

$$\mathcal{H} = \frac{\tau_1^2}{j^2} \left(\frac{1 - \mathbf{Q} \cdot \mathbf{V}}{j^2} \right) \tau_1 \left[G_v \mathbf{L} \cdot \mathbf{L} + G_A \mathbf{Q} \cdot \mathbf{Q} - G_p (\mathbf{Q} \cdot \mathbf{V})(\mathbf{Q} \cdot \mathbf{V}) \right]$$

※各 $\mathbf{a}$ および $\mathbf{b}$ はそれぞれハドロンのスピントリプルという意味である。ただし、 G_v, G_A, G_p は

$$G_v = g_v \left(1 + \frac{g}{2M_p} \right) \quad G_A = - \left[g_A + (g_v + g_m) \left(\frac{g}{2M_p} \right) \right] \quad G_p = - (g_p - g_A + g_v + g_m) \left(\frac{g}{2M_p} \right).$$

このハミルトニアンの第3項目を無視すると、 $F=1$ からの捕獲と $F=0$ からの捕獲はそれぞれ、

$$W(F=1) \propto |G_v|^2 (1+x)^2 \quad x = G_A / G_v$$

$$W(F=0) \propto |G_v|^2 (1-3x)^2.$$

$V-A$ 相互作用の意味する所は、符号まで含めて $x = -1.23$ であるから $F=1$ からの吸収は禁止されるのである。同様に、零でない核スピン I を持ちそれが陽子の寄与を含むような原子核に対してもこのような Hyperfine 効果が期待される。簡単な場合は、コアのまわりに陽子が1つ付いて回っている陽子核で、その陽子の軌道角運動量を L とすると捕獲は次のようにあらわされる。

$$W(F=I \pm \frac{1}{2}) \propto |G_v|^2 \left[1 + \frac{x}{I(I+1)} \left\{ F(F+1) - I(I+1) - \frac{3}{4} \right\} \left\{ I(I+1) - L(L+1) + \frac{3}{4} \right\} \right]^2$$

しかし、これは原子核内の陽子が自由な陽子とまったく同じように振舞うとしての結果であり、実際はまわりに多くの核子が存在しているため多体効果によりこれからずれる事が期待される。特に、中間子の雲による繰り込み効果が誘起された擬スカラー $-g_p$ に顕著にあらわれると言われている。しかし、

核構造の問題がからみあってくるのは言うまでもない。

Hyperfine効果を観測するために昔から言われているのは、偏極ターゲットを利用する方法である。しかしこれは、後述のように対象は軽い核に限られてしまうし、多くの磁気不純物を入れる事をめまない等、実験的困難があるため、いまだに実現されていない。しかし、inclusiveな捕獲でも良いならばミュオンの偏極を使って簡単な実験装置により測定可能であろう。そのポイントを述べてみたい。偏極ミュオンニッポン原子には次のような性質がある。

(1) Hyperfine状態のsubstateの存在確率密度は、IS状態で初めてミュオンが核と相互作用すると仮定すると、次のように与えられる。

$$N_+(m) = \frac{(I+\frac{1}{2}) + Pm}{(2I+1)^2} \quad \text{for } F_+ = I + \frac{1}{2}$$

$$N_-(m) = \frac{(I+\frac{1}{2}) - Pm}{(2I+1)^2} \quad \text{for } F_- = I - \frac{1}{2}$$

P: ミュオンの偏極度

substateに対して和をとると、 F_+ の状態と F_- の状態の比は $(2F_++1):(2F_-+1)$ となっている。

(2) Hyperfine状態の残留偏極度は、さまざまな要因で失われていくが、最終的には、 F_+ の状態の偏極度の方が、 F_- の状態の偏極度よりも大きい。

$$P_+ = \frac{1}{54} \left(1 + \frac{2}{2I+1} \right) \quad \text{for } F_+ = I + \frac{1}{2}$$

$$P_- = \frac{1}{54} \left(1 - \frac{2}{2I+1} \right) \quad \text{for } F_- = I - \frac{1}{2}$$

(3) Hyperfine状態のエネルギーの高い状態 (F_+ for $\mu_I > 0$, F_- for $\mu_I < 0$) は、低い状態にAuger電子を出して転移する。これをHyperfine転換という。この大きさは、 $\lambda \approx 5$ 程度で自由なミュオンの寿命と同じ程度でそれより重い核では非常に速く、Hyperfine効果研究の対象にはならない。軽い核について実験結果を表にまとめておく。

	I	μ	τ_μ	F	A	R	g_F	g_F
^9Li	1^+	0.82201	2.1777 ± 0.002	$\frac{3}{2}$ $\frac{1}{2}$	2.7% <0.06%	< 2x10 ⁻¹	-5.38 7.02	-4.10 5.35
^7Li	$\frac{3}{2}^-$	3.25628	2.1883 ± 0.002	2 1	2.7% -0.28%	< 2x10 ⁻¹	-2.81 7.16	-2.18 5.46
^9Be	$\frac{3}{2}^-$	-1.7744	2.1690 ± 0.001	2 1	2.2% -0.3%	< 5x10 ⁻¹	-5.03 3.46	3.87 2.64
^{10}B	3^+	1.80063	2.0707 ± 0.003	$\frac{7}{2}$ $\frac{5}{2}$	1.1% -0.1%	(2)±0.5 ×10 ⁵	-1.77 2.82	-1.35 2.15
^{11}B	$\frac{3}{2}^-$	2.68857	2.102 ± 0.006	2 1	1.7% -0.13%	(3.3±0.5) ×10 ⁵	-3.10 6.69	2.36 5.09

(kHz/gauss)

τ_μ : μ lifetime
A: asymmetry
R: hyperfine conversion
 g_F : g-factor

^9Li の場合 この場合は実験結果より、 F_+ の状態のみに偏極があり、 F_- の状態にはない事がわかってゐる。さらに、Hyperfine転換は観測されていない。この時、偏極のない F_- の状態は時間がたつと共に捕獲され、 F_+ の状態はそのまま残るといふ事情のため、ミュオンから崩壊して出て来た電子の角度分布はどんどん大きくなるという時間変化を示すであろうと期待される。当然その時間変化の時間定数は F_- の状態からの捕獲率と F_+ の状態からの捕獲率の差に等しい。また、一方、ミュオンの全捕獲率はわ

かっているから、 F_+ の状態の捕獲率と F_- の状態の捕獲率がそれぞれわかるのである。実際の実験では原子核の磁気モーメントの双極子相互作用による緩和とか、地磁気によってスピンの回転する効果等を消すために、スピン方向に磁場をかけて保持してやる必要がある。その時、時間 t におけるスピン方向に対する前方カウンタと後方カウンタの比の時間変化は、

$$\frac{N_{\pm}(t)}{N_0(t)} = \frac{N_+(0)e^{-\lambda_+t}(1+A) + N_-(0)e^{-\lambda_-t}}{N_+(0)e^{-\lambda_+t}(1-A) + N_-(0)e^{-\lambda_-t}} \sim 1 + \frac{2AN_-(0)e^{-\Delta t}}{N_+(0) + N_-(0)e^{-\Delta t}}$$

ただし、ここで添字 $\pm$ はそれぞれ $F_{\pm}$ の状態の量を表わしている。また、 $\lambda_{\pm} = \Lambda_{\pm} + \Lambda_{\text{free}}$ であり、

$\Lambda_{\pm}$ は $F_{\pm}$ の状態からの捕獲率、 Λ_{free} は自由なミュオンの崩壊率である。 ^9Li の場合、具体的に大きさを調べてやると、仮に $\Lambda_+/\Lambda_- = 1/30$ とするのであるならば、 $\Delta\Lambda = 80\mu\text{sec}$ であり、 $\Lambda_+/\Lambda_- = 0$ とするならば、 $\Delta\Lambda = 70\mu\text{sec}$ である。高エネルギー物理学研究所内の中間子科学実験施設には、パルス・ミュオン・ビームチャンネルがあるので、ここで実験すれば、バックグラウンドの少ない広い範囲の時間スパントリックを取る事が可能である。25Meventあれば、msec程度の時間変化も測定しうるはずである。この際、独立に、ミュオンの偏極度 A を測定し、Hyperfine転換の無い事を調べなければならぬ。

^{10}B の場合 この場合、 $F_{\pm}$ のどちらの状態にも偏極があり、かつ、ミュオンの寿命と同程度の速さでHyperfine転換がおこっているために事項は複雑になっている。

$F_{\pm}$ の状態の存在確率密度は次の微分方程式を解く事によって与えられる。

$$\dot{N}_+(t) = -RN_+(t) - \lambda_+N_+(t)$$

$$\dot{N}_-(t) = +RN_+(t) - \lambda_-N_-(t)$$

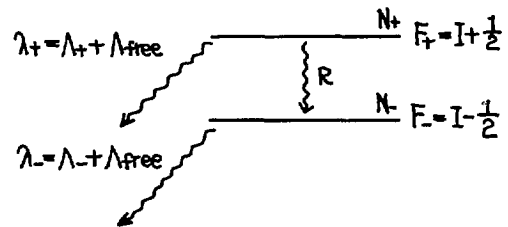
ただし、 R はHyperfine転換の速さである。

これを解いて、各々の状態の存在確率密度は

$$N_+(t) = N_0(0)e^{-\lambda_+t} \times \eta_+(0)e^{-(R-\Delta)t}$$

$$N_-(t) = N_0(0)e^{-\lambda_-t} \times \left[\eta_-(0) + \eta_+(0) \frac{R}{R-\Delta\Lambda} \{1 - e^{-(R-\Delta)t}\} \right]$$

$$\eta_{\pm}(0) = \frac{N_{\pm}(0)}{N_+(0) + N_-(0)}$$



という興味深い時間変化を示す。それぞれの状態が固有の磁気モーメントを持つ事を利用し、 σF 磁場をかけて、ミュオン・スピンの共鳴をおこし、選択的にそれぞれの状態の時間変化を調べる。そうすることによって、 $F_{\pm}$ の状態からの捕獲率とHyperfine転換の大きさを測定する事ができる。現在、この可能性を検討中である。

POSSIBLE NEW APPROACHES IN HIGH ENERGY NUCLEAR PHYSICS

K. NAGAMINE

MESON SCIENCE LABORATORY

Faculty of Science, University of Tokyo

Tokyo, Japan

Some new ideas of experiments on high energy nuclear physics are considered. These experiments described here are more suitable to 12 GeV main ring than medium energy machines like meson factories or KEK-BSF meson facility.

1) Use of polarized (aligned) nuclear target

With the aid of powerful dilution refrigerator, it is quite easy to produce highly polarized nuclear targets. Typical examples with polarization close to 100% are deformed ^{165}Ho , spherical ^{209}Bi [1], etc. The use of these polarized nuclear targets is quite useful to understand various reaction mechanisms in high energy nuclear physics: in high energy collisions using 12 GeV protons or associated secondary particles, incident particles see different nuclear matter distribution by changing orientation axis. Thus, following measurements are realized: (a) A-dependence without changing nuclei, discriminating peripheral vs head-on collision [2]; (b) Fire ball or fragments range and mean free path inside the nuclei; (c) shock-wave, if exists, propagation or attenuation constant inside the nucleus; etc.

2) Electric muon scattering

Compared to the electron scattering, there are several important features in muon scattering from nuclei at GeV region: (a) substantially smaller radiation tail contribution in energy spectrum of scattered particle which is important to see clearly weak inelastic peak above the radiation tail of elastic peak; (b) larger momentum transfer at the same energy which might provide us a different phase space of the nuclei at threshold energy; (c) different polarization dependence which is useful to extract magnetic form factor out of electric form factor [3].

Intense high energy muons can be obtained from decay in flight of pions multiply produced by 12 GeV protons. It is required to construct a long straight section of superconducting solenoid whose dimension might be 30m long, 12cm inner bore and 50 KG central field. Concerning a large scale sc solenoid construction, technical difficulty is completely solved through our experiences in the construction of BSF meson facility [4].

This long straight section can be used simultaneously for stopped muon experiments at "muon dump" and collimated neutrino beam experiments behind the "muon dump". Those three interesting projects could be combined into "Lepton facility" at main ring experimental hall.

3) $\bar{P}$ annihilation inside nuclei

Taking analogy to positron annihilation, $\bar{P}$ annihilation in nuclei reflects Fermi motion of protons inside nuclei. Precise measurement of energy gain or loss in the energy sum of emitted pions can be used to investigate nuclear Fermi surface. As an extension, it might be interesting to study protonium state in nuclei and also induced "defects" of nucleon inside nuclei.

Some feasibility studies of these proposals are now in progress.

[1] K. Nagamine et al, Nucl. Instr. 105265, 1972.

[2] T. Yamazaki, private communication.

[3] Y. Horikawa, private communication.

[4] K. Nagamine, Hyperfine Interaction. in press

K. Nagamine et al, contribution to MT-7.

KEK-陽子シンクロトロンと核物理研究

核物理研究センター 池上 栄胤

§1. 研究の目的

核物理研究の主な目的は、原子核を構成している核子の間に働く核力の性格を明らかにすると共に原子核がどのような構造を持ち、またどのような励起の様式をとるかを究明することである。

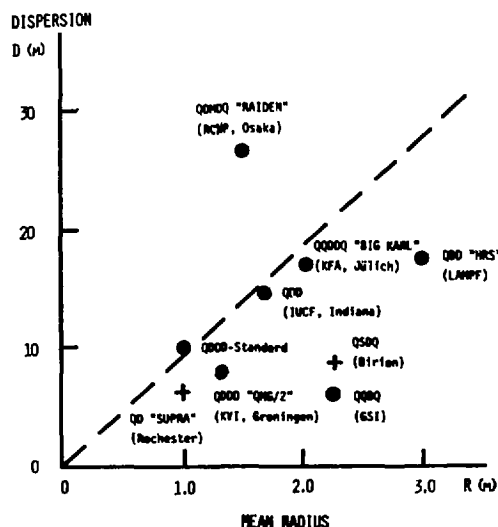
この研究はここ20年来飛躍的な発展をしており、核実験が精密化するにつれて核構造の複雑さと励起の多様性がつつぎに明らかになってきた。その結果、核物理は他の分野なれど物性物理、素粒子物理、宇宙物理と再び密接な関連を持つようになり、精密化に加えて広域化の機軸をますます深めて来ている。要するに、核物理の現状を要約すれば、原子核の基本的な理解がようやくその端についたばかりと云うべきで、将来の展望は広く深いものがある。たとえば個々の原子核について数百個の励起準位を見出すだけの努力は過去のものとなって行き、むしろ特徴的な励起状態を最速の核反応を用いて取り出した上でその性格を探究して行くことが新しい研究の方向となるものと思われる。ここで、これまでの重要な実験がいずれも5000万電子ボルト(50 MeV)程度あるいはそれ以下のエネルギーにおけるものであつて、このエネルギーから中間子発生にいたる、いわゆる中間エネルギー領域の精密実験がほとんど皆無であつたことに注目すべきであらう。

以上は核物理研究センター開所(1974年11月)に際し、出版した、核物理研究センター要覧の冒頭に筆者が書いたものである。研究センターの多目的AVFサイクロトロンと他に例を見ないエネルギー高分解能の総合性能を持つビームラインなうに測定系なれど、スペクトログラフが、国際的評価の高い数々の成果を挙げているのは衆知の事実であるが、未だ前述の路線上にいるのは興味深い。ここでは今回の研究会で紹介された多くのお話と色彩を墨にした、前述の観念に立つてKEK-陽子シンクロトロンによる核物理研究を考察してみたいと思う。

§2 中間-、高エネルギー-核物理

核反応や核励起機構の研究である程度多様な入射粒子が必要とされるのは云うまでもない。筆者は重イオン衝突の多くの場合予想されるダークな反応過程を逐次追跡するような研究を標榜するものではないが、冒頭に掲げた趣旨にしたがって特徴的な核励起を最速の核反応を用いて見出すにせめて軽いイオン(質量数10程度まででも可)加速位は望ましい。幸いブースター利用施設は独立して成果をあげる状況にあるので、この際軽いイオンそれも偏極P, d, ^3He , ^7Li を含めて加速する入射系を別に建造し、陽子シンクロトロンの加速粒子の種類を広げ、核子あたり5 GeV内外まで加速することが出来ればシンクロトロンの延命策のみならず、国際的に見ても、生産性の高い個性の強い加速器とし

での再出発が約束されるものと思われる。



This figure shows a comparison of high resolution reaction particle spectrometers which have been currently operational in the world except those marked by + in the figure.

図はフランスはGANIL計画で建造中の大型重イオン加速器と組合わせて使用する予定の反応粒子スペクトログラフの計画立案に際して、責任者ランジュバン教授とそのワークショップのグループがまとめた、目下稼動中もしくは完成を目前に控えている新型スペクトログラフの実物及至設計上の性能比較図である。縦軸はスペクトログラフの分散で運動量100%異なる粒子が焦点線上、標準軌道から離れる距離をメートル単位で示している。横軸は標準軌道半径まで1.5メートル級で総重量は150トンから200トン、3メートル級では1,000トンを超える規模のものとなる。

図から明らかなように研究センターのスペクトログラフ“RAIDEN”はずばぬけて分散性が大きい。粒子検出器の位置分解能が3mm程度でも、運動量分解能10,000が得られ、気象に高分解能測定が遂行出来るので、稼動率、成果共に国際水準を遙かに上回っている。先日、2ヶ月有余、両強に呼ばれて10ヶ所近い研究所のスペクトログラフの他に因る相談を受けたが、一層その底を強めている次第である。

RAIDENは従来型より一新大きい立方角の測定も可能であることと、中間像型であるため、他バックグラウンドを必要とする実験には極めて好適な特徴を有している。²⁾ 実際には2台のスペクトロメーターをカスコードにして組み合わせて $^{124}\text{Sn}(^3\text{He}, n)$ 反応に伴うアイソバクトル型単極振動励起の状態を低雑音測定で探索したミシガン大学の結果よりもRAIDEN 1台で観測したスペクトルの方がより低雑音で明確である。³⁾ 今日では数mb(ナ・バーン)程度の極小断面積の核反

応もRAIDENを以ってすれば、さほど困難ではない状況にある。最近、筆者のグループが試みた $^{56}\text{Fe}(^3\text{He}, ^4\text{He})$ 反応による ^{56}Fe の $\Delta T=3$ (T はアイソスピン)励起状態を探索した折も、中重核における $\Delta T=3$ 励起状態の発見と云う前代未聞の試みでありながら、予想した程の困難を伴わない印象でグループ一同が抱いている。このようなS/N (信号/雑音)比の秀れた装置による極度に小さな断面積の現象を捕えていた例に、近年注目を浴びて来た。巨大蛋白質分子の質量分析がある。巨大分子が一価のイオンとなる確率は気の遠くなる程小さいはずで、大部分の分子はバラバラに真空中のイオン源内で分散するであろう。にもかかわらず、極く僅かの一価イオンで質量分析が可能で重要な知見が続々と得られている。

ここで私はドン・ジョ・バンニのカタログの歌(W.A.モーツァルト)のように小断面積で特徴的な核励起を惹起する核反応をあげつらうに算はない。陽子シンクロトロンの改造とそれに適った強力かつ精緻なスペクトログラフそして出来ればエネルギー、ホモジナイザーとしての軽イオン蓄積リングの建設が必ずや国際的に種々異なる成果を生むであろうことを強調するに止めよう。たゞ、この話が一般論過ぎて、大方の目には皮相的に映るのを多少共避ける意味で一例として(α, π^+)反応に触れて見たい。研究センターも、この種の核反応である。このような核反応の系統的な研究は暫く前までノーベル研究所の小型シンクロトンによる(P, π^+)反応が調査されていたに過ぎず、エネルギー分解能も200 KeV程度と甚だ芳しくなく、核種について数例の結果が発表されている。従って今の所(P, π^+)反応では中性子捕獲反応から得られている知見に対して、強んど見るべき附加的成果はないのが現状である。しかしながら、(P, π^-)反応では単粒子励起などでは説明出来ない反応機構が期待されるし、入射粒子の持つ角運動量がそのまゝ原子核に移行するので高スピン状態がバリエーションの正常、異常を問わず励起されるうきみもある。入射粒子が多様化するにつれて興味ある多粒子移行反応が調査出来るし、スペクトログラフの高性能性と存分に發揮させるべく、の核と軽核から中重核、更に重核へと拡大すれば、その前途の広さは更めて云うまでもない。(α, π^+)反応一つ挙げて、かくの如くである。古語に曰く、一芸に通ずる者は多芸に通ずる。

文献

- 1) M. Langevin ; Work Shop Report on High Energy Ion Physics, Saclay, June 2 (1978).
- 2) H. Ikegami et al ; Nucl. Instr. and Methods 175 (1980) 335,
池上 栄胤, 日本物理学会誌 (解説) 9 (1979) 778.
- 3) M. Fujiwara et al ; RCNP - Annual Report 183 (1978).