1

博士論文

二核子系における異常共鳴の研究

平成7年3月

広島大学大学院

生物圏科学研究科環境計画科学専攻

永田 純一

指導教官

松田正典 教授

本論文中用いる記号及び表記の定義を以下に与える。

○力学量の記号

T_L : 実験室系の核子の入射運動エネルギー。
p_i^μ : 核子 i の4元運動量。
$\sqrt{s}$: 2核子の重心系の不変質量。s はローレンツ変換に対して不変な量 $s=(p_1^\mu+p_2^\mu)^2$。
t : 4次元交換運動エネルギー(4次元交換運動量の2乗) $t=(p_1^\mu-p_3^\mu)^2$。

○研究所または加速器の呼称の略号

KEK : 高エネルギー物理学研究所
ANL : Argonne National Laboratory (アメリカ)
LAMPF : Clinton P. Anderson Meson Physics Facility (アメリカ)
SIN : Schweizerishes Institut fur Nuklearforschung (スイス)
PSI : Paul Scherrer Institute (スイス)
Saclay : パリ郊外にある研究所(フランス)
SATURNE : Saclay にある加速器のニックネーム

○反応または観測量の表記の略号

$pp \to pp$: proton + proton → proton + proton
$\pi d \to \pi d$: π中間子 + deuteron → π中間子 + deuteron
$pp \to \pi^+ d$: proton + proton → π中間子 + deuteron
$^3He(p,d)X$: proton + Helium 3 → deuteron + X
$d+^{12}C \to p(0°)+X$: deuteron + Carbon 12 → proton($\theta_c=0°$) + X
A_y : Analyzing power を表し、p. 30に定義される偏極率 P と同じ。P=(N,0;0,0) (表記については第III章参照)。
その他の観測量の表記は、第III章p. 30~33に定義されている。観測量の名称はそのまま用いる。

○参考文献の引用記号番号を次の形で与える。

[第一著者の頭文字3字+論文が公表された年代の西暦下2桁]
(例) [Nag92] : J. Nagata, M. Matsuda, N. Hiroshige and T. Ueda, Phys. Rev. **C45**, 1432(1992)

目次

第I章

序論

1949年、E. FermiとC. D. Andersonによる核子と中間子の散乱実験において、共鳴現象としてΔ粒子が発見された。それ以降、たくさんの共鳴粒子が見い出され、素粒子と呼ばれる粒子の数が増大し、その" elementary "という概念が成り立たなくなった。これら共鳴粒子はバリオン族とメソン族に大別され、ハドロンと総称されている。核子と中間子の共鳴状態はバリオン、中間子と中間子の共鳴状態はメソンと呼ばれる。

その後の研究により、現在では我々の世界の物質を構成する最も基本的な粒子は、クォークとレプトン及びゲージ粒子と呼ばれるものであることが判ってきた。そして、これらの粒子間の相互作用は、重力相互作用、強い相互作用、弱い相互作用と電磁相互作用の4種類あることが知られており、ゲージ理論として統一されつつある。

ハドロンはクォークの複合状態である[Gel64]とするクォーク模型が、実験的に検証されてきている。陽子と中性子の電荷の違いを導く為には、2種類のクォークが必要であり、これからアップ·クォーク(u)とダウン·クォーク(d)の存在が推論された。Λ粒子やK中間子などの奇妙な粒子と呼ばれるハドロンの存在から、ストレンジ·クォーク(s)がなくてはならない。その他に、様々の傍証からチャーム·クォーク(c)、ボトム·クォーク(b)、トップ·クォーク(t)の存在が確かめられるに至った。このようなクォークの複合状態としてハドロンの質量公式が導かれる。

さて、これまで自然界において確認されているハドロンは全て、バリオン数(B)とよばれる内部量子数が0か1のものであった。バリオン数が1のものがバリオンであり、0のものがメソンである。バリオンは3個のクォークの複合系、メソンはクォーク1個と反クォーク1個の複合系として説明されることから、クォークのバリオン数はいずれも1/3となる。しかるに、バリオン数が0と1以外は許されないとする禁止則は見い出されていない。6個のクォークの複合系であるB=2のバリオン(異常共鳴またはダイバリオンと呼ばれる)が存在する可能性がある。ダイバリオンの存在の是非は、ハドロンのクォーク模型による描像及びクォーク·グルオンの力学である量子色力学の完成の為に重要な問題である。また、存在する場合、そのスピンとパリティの決定が課題となる。本研究の目的と方法は後に二つの課題について具体的に詳述するが、ダイバリオンの存在の是非の検証と、存在する場合のスピン·パリティの決定が、二つの課題に共通する目的である。その柱となる方法は、概略次の手順に基づく。先ず低エネルギーにおいて伝統的な共鳴解析法である位相差分析法を中間エネルギー領域の解析に拡張し、解析プログラムを作成する。開発したソフト·ウェアを用いて、中間エネルギー領域の陽子-陽子散乱の実験データの解析を進める。

次に実験の現状とこれまでの分析状況であるが、

(1) 1978年にANLにおいて、陽子の入射運動量P_L=1.26と1.46 GeV/c において、pp(陽子-

陽子)弾性散乱の縦方向偏極全断面積差$\Delta\sigma_L = \sigma(\rightleftarrows) - \sigma(\rightrightarrows)$ と 横方向偏極全断面積差$\Delta\sigma_T = \sigma(\uparrow\downarrow) - \sigma(\uparrow\uparrow)$(これらスピン観測量については第III章で述べる) の観測結果が発表された。これらの実験データのエネルギー依存性に、幅が100MeV程度の共鳴的な構造が見い出された[Aue77]。これを契機として、このエネルギー領域におけるpp弾性散乱、$pp-\pi^+d$反応のデータの位相差分析(Phase Shift Analysis :PSA)が進められ、$^1D_2$と$^3F_3$ の部分波振幅のアーガンドダイアグラム(第II.2節参照)に反時計回りの振る舞いが見出され、共鳴状態(ダイバリオン)の存在の可能性が指摘された[Hos78, Has80, Ake82, Arn87, Bys87, Hig91, Hir84, Str84, Can87, Bug88, Arn93a]。このアーガンドダイアグラムの反時計回りの振る舞いに対して、π、Δ粒子生成の影響の検討[Edw80, Str91, Hos92a, Hos93a] 、πNNあるいは$N\Delta$相互作用による解釈[Ued78, Hos93b]、三つのチャンネルに対するK-matrix 同時解析[Edw81, Hir91, Hos93c]等様々なモデル解析も行われている。

1980年代に入りSINにおいて、T_L=447、473、497、517、539、560、579MeVでpp弾性散乱に於いて完全実験(第III.2.3節参照)を目指して、double-spin、triple-spin correlation paratmeters の測定実験がなされた[Apr83, Apr86]。さらに1990年代に入りLAMPFに於いて、T_L=735MeVのpp散乱でこの SIN と同種の実験が行われた[McN90]。その結果、T_L=447-580MeV と735MeV のエネルギー領域では、pp 散乱の散乱振幅が精度良く決定できる可能性が生まれ、幾つかの試みが為されている[Arn87, Bys87, Hig91, Hau89]。また、T_L=834、874、934、995、1095、1295、1596、1796、2096、2396、2696MeVでSATURNEにおいて同種の実験が行われている[Bys85, Lac89a, Lac89b, Lac89c, Lac89d]。

(2) 近年、$^3He(p,d)X$反応におけるミッシングマス·スペクトルと analyzing power のエネルギー従属性に、幅が10MeV 程度の狭い幅の構造が見い出された[Tat87, San88]。さらに、高エネルギー物理学研究所(KEK)において陽子ー陽子散乱の偏極実験が行われ、実験室系での散乱角68° でのpp弾性散乱のAnalyzing power(A_y)が、陽子の入射エネルギーT_L=491-2000MeVの領域で極めて正確に(これまでの測定誤差の10 %の誤差)測定された。その結果、$\sqrt{s}$=2.16 と 2.19GeV 辺りに10MeV程度の幅の狭幅構造が報告された[Shi90, Kob94]。これらのエネルギー点は、$^3He(p,d)X$で見いだされた狭幅構造のエネルギー点と一致する。もしこの構造が共鳴(狭幅共鳴)を示すものであれば、このような狭い幅は、崩壊幅が100MeV程度の強い相互作用からは生じ得ず、量子色力学の現れではないかと注目されている。

(3) 二核子系における散乱実験は世界中の加速器を用いて行われ、特にpp散乱に関しては膨大な実験データが提供されているが、中性子ビーム生成の困難さからnp(中性子–陽子) 散乱実験のデータは未だ不十分といえる。np散乱を解析する場合、アイソスピン0と1の振幅が含まれるため、荷電独立性からアイソスピン1の散乱振幅にpp 散乱の解析から得た振幅を用い、アイソスピン0の散乱振幅を求める事になる。この為、pp散乱の信頼性の高い散乱振幅の導出が強く求められる。最近、星崎等により、np 散乱の位相差分析の結果、T_L=630MeV辺りに幅25MeVの$^1P_1$−ダイバリオン共鳴の存在の可能性が示唆された[Hos91a, Hos91b]。この共鳴は$\sigma_r^{I=0}$ にピークを示し、$\Delta\sigma_T$にディップバンプ構造を示す。pp 散乱における$^1D_2$−、$^3F_3$−ダイバリオンの探索の為ばかりでなく、狭幅共鳴に対するより詳細な検討、さらにはnp散乱におけるアイソスピンI=0振幅の解の一意性を高める為にも、T_L=500–1090MeV 領域におけるI=1振幅の決定が非常に重要であり、SIN とLAMPF、SATURNEで行われた実験によってそのことが可能な状況となってきた。

本研究の目的は、次の二つのテーマについて分析を遂行し、陽子-陽子散乱振幅を決定して、ダイバリオンの存在を検証し、その共鳴パラメータの決定をより確かなものとすることである。

(i) 先述の実験と分析の現状(2)に基づき、KEKにおいて測定された狭幅構造を、二核子系における共鳴により生み出されたものと仮定し、pp弾性散乱、πd弾性散乱、及び$pp-\pi^+d$反応の3 channel analysisを行う。その結果として、いずれのチャンネルの実験値とも矛盾の無い狭幅共鳴のスピン·パリティと共鳴パラメータの決定を行う。

(ii) 実験と分析の現状(1)に基づき、T_L=500、530、560、580、630、735、800、830、870、930、990、1090MeVにおいて、SIN、LAMPF、SATURNE及び、KEKで測定された新しいデータを含めたpp 散乱のsingle energy phase-shift analysisを行う。これによってこのエネルギー領域で散乱振幅を決定し、ダイバリオンの情報を抽出する。

本研究の成果は、次の通りである。

- テーマ(i)について

$\sqrt{s}$=2.16GeV辺りの構造は、$^3F_3$あるいは$^3H_5$のスピン·パリティの狭幅共鳴として説明できる。$\sqrt{s}$=2.19GeV辺りの構造は、$^1G_4$、$^3P_1$、$^3F_4$あるいは$^3H_5$状態の狭幅共鳴として導かれ得ることを示した。そして、それぞれについて共鳴パラメータを決定した。これは狭い幅のダイバリオンの存在の可能性の初めての示唆であり、併せて確認の為の実験の提案を行った。

- テーマ(ii)について

T_L =500、530、560、580、735、800MeVでほぼ一意的に散乱振幅を決定することができた。$T_L \geq$800MeVの領域では、$d\sigma/d\Omega$とPolarizationの$\theta_c = 20-40°$ での実験データがほとんど存在せず、800MeV以下の領域ほどの解の安定性は得られなかった。また、$^1D_2$、$^3P_2$、$^3F_3$、$^1G_4$、$^3H_5$の部分波がcounter–clock wise の振る舞いを示すことが明らかとなった。さらに、これらの部分波についてBreit– Wigner共鳴公式により、その共鳴質量、崩壊幅、弾性率(弾性散乱を1とし、非弾性散乱が生じる度合いを1からのずれで表す。ただし、弾性率≤1)を決定した。PSAを行ったエネルギー領域は、$^1D_2$–、$^3F_3$– 状態のアーガンドダイアグラムが反時計回りを示すエネルギー領域であるばかりでなく、星崎によって存在の可能性が示唆されたnpチャンネルの$^1P_1$ダイバリオンの共鳴領域でもあり、本研究によって決定されたI=1振幅を用いて、実験と分析の現状(3)に記した課題について、今後、分析を進め、これによってnpチャンネルのダイバリオンの探索が可能となった。

本研究において、中間エネルギー領域におけるpp弾性散乱の振幅の決定精度を高め、既知のダイバリオンの共鳴パラメータの決定を行うと共に、新しいダイバリオンの存在の可能性を示唆できた。加えて、この成果は、今後のnp弾性散乱の研究の礎となるものである。

本論文は次のように構成される。第II章においてハドロン・スペクトルと素粒子共鳴について、第III章では核子-核子散乱の位相差分析法について、、第IV章でKEK陽子–陽子散乱のAnalyzing Powerにおける狭幅構造の解析について、第V章ではT_L=500–1090MeV領域におけるpp弾性散乱に対する位相差分析について述べる。第VI章において本研究の結語を与える。

本論文は、以下の既に発表した論文を集大成したものである。そのリストを記す。第IV章に論文 1)~5) をまとめ、第V章に論文 6)~8) を詳述した。

1) J. Nagata, M. Matsuda, N. Hiroshige and T. Ueda
" Analysis of $pp - pp$,$pp - \pi d$ and $\pi d - \pi d$ about Narrow Structure at $\sqrt{s}$=2.16GeV "
Proceedings of XIII International Conf. Few–body Problems Phys. ; Flinders Uviversity Report, FLAS-R-216(1992), p. 188–189, Adelaide, Australia, January 5–11, 1992.

2) J. Nagata, M. Matsuda, N. Hiroshige and T. Ueda
" Analysis of $pp - pp$, $\pi d - \pi d$ and $pp - \pi d$ concerning narrow structure in $pp - A_y$ data at $\sqrt{s} \sim$ 2.16GeV "
Phys. Rev. **C45**, 1432(1992).

3) J. Nagata, H. Yoshino, M. Matsuda, N. Hiroshige and T. Ueda
" Two-Pole Analysis of Narrow Structures in KEK $pp - A_y$, related with $pp - pp$, $\pi d - \pi d$ and $pp - \pi d$ observables "
Mod. Phys. lett. **A7**, 3575(1992).

4) J. Nagata, H. Yoshino, M. Matsuda, N. Hiroshige and T. Ueda
" Possible Narrow Dibaryons Concerning $pp - pp$, $\pi d - \pi d$, and $pp - \pi d$ Observables "
Proceedings of the 10th International Symposium on High Energy Spin Physics (Yamada Conference XXXV), ' Frontiers of High Energy Spin Physics ', November 9 – 14, 1992, Nagoya, Japan, p. 473.

5) J. Nagata, H. Yoshino, M. Matsuda, N. Hiroshige, and T. Ueda
" Analysis of Narrow Structures Appearing in KEK $pp - A_y$, Related with $pp - pp$, $\pi d - \pi d$ and $pp - \pi d$ Observables
RCNP 研究会「少数粒子系物理学」研究会、大阪大学核物理学研究センター、1994 年 1 月 20–22 日 (to be published).

6) J. Nagata, H. Yoshino, M. Matsuda.
" Phase Shift Analyses of pp Elastic Scattering between 500 and 735MeV "
RCNP 研究会「少数粒子系物理学」研究会、大阪大学核物理学研究センター、1994 年 1 月 20–22 日 (to be published).

7) J. Nagata, H. Yoshino and M. Matsuda
" Elastic N–N Scattering Amplitudes at Intermediate Energies and Dibaryon "
Proceedings of XIV International Conf. Few–body Problems Phys. ; Williamsburg, Virginia, USA, May 26–31, 1994, p. 141.

8) J. Nagata, H. Yoshino and M. Matsuda
" Phase Shift Analyses of pp Elastic Scattering between 500 and 800MeV "
Progress of Theoretical Physics **93**, (1995)(to be published).

第II章

ハドロン・スペクトルと素粒子共鳴

II.1 ハドロン・スペクトル

核力に関する限り、陽子と中性子は質的、量的にほぼ同じ相互作用をし、一つの粒子の異なる2つの状態が存在しているようにみえる。そこで、陽子と中性子を核子の2つの状態と見なし、この2つの状態を区別する為、スピンと同様に荷電空間を考えアイソスピンと呼ばれる内部自由度を導入する。これは最初Heisenbergにより導入され、核子間相互作用が核子の電荷に依らない形で表現される(荷電独立性)。ここで、陽子のアイソスピンの固有状態をup$(+1/2)$、中性子のアイソスピンの固有状態をdown$(-1/2)$にとる。

今、強い相互作用だけが存在し、他の相互作用が存在しない世界を考えてみる。すると、我々が扱っている核子が陽子なのか、中性子なのかは区別することができない事になり、2つの状態の重ね合わせになる。よって、陽子の状態ベクトルを$|+>$、そして中性子の状態ベクトルを$|->$と書くと、核子の状態ベクトル$|\psi>$は一般に

$$|\psi>=\psi_p|+> + \psi_n|->, \tag{II.1}$$

で与えられる。ここで、$|\psi_p|^2(|\psi_n|^2)$は状態が陽子(中性子)である確率であり、$|\psi_p|^2+|\psi_n|^2=1$である。さらに、

$$|\psi>=\psi_p\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}+\psi_n\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\psi_p\\\psi_n\end{pmatrix} \tag{II.2}$$

とする。強い相互作用が陽子と中性子を区別できない事は、強い相互作用に関わる力学演算子Mは核子の荷電状態に依存しない事を意味し、その行列要素は陽子が中性子に変わっても不変である。また、ψ_pとψ_nの相対的寄与を変化させる任意の変換に対して不変である。2次元状態ベクトル$\begin{pmatrix}\psi_p\\\psi_n\end{pmatrix}$に対する式(II.2)を基底とした任意のユニタリー変換の下でM_{ij}は不変でなければならない。Uをそのようなユニタリー変換の演算子とすると、変換後の状態ベクトル$|\psi'>$は、

$$|\psi'>=\begin{pmatrix}\psi'_p\\\psi'_n\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}U_{11}&U_{12}\\U_{21}&U_{22}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\psi_p\\\psi_n\end{pmatrix} \tag{II.3}$$

で与えられる。

演算子Mの変換は

$$M' = UMU^\dagger \tag{II.4}$$

となり、Mが不変ならば、$M' = M$であり、

$$[M,\ U] = 0 \tag{II.5}$$

となる。

すなわち、強い相互作用のみを含む演算子はユニタリー変換行列と可換な関係となる。

これらの変換は空間での回転と同様に群を形成し、$U(2)$ と呼ばれる。ϵを実数の無限小な量とし、無限小変換を考えると、Uは

$$U_\epsilon = \exp(i\epsilon H) = [1 + i\epsilon H + o(\epsilon^2)] \tag{II.6}$$

で与えられ、UのユニタリティーはHがエルミートである事を意味する。

2×2エルミート行列は

$$H = \begin{pmatrix} a & c+id \\ c-id & b \end{pmatrix} \tag{II.7}$$

の形で与えられ、4つの実数パラメータa, b, c, dのみに依存する。よって、4つの線形独立なエルミート行列があることになる。それらは単位行列と3つのパウリ行列からなる。

$$\mathbf{1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix},\ \tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},\ \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix},\ \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \tag{II.8}$$

よって、Hは

$$H = n_0 \cdot \mathbf{1} + n_1\tau_1 + n_2\tau_2 + n_3\tau_3 = n_0 + \boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{\tau},\quad \boldsymbol{n} = (n_1, n_2, n_3) \tag{II.9}$$

このように、単位行列とパウリ行列は$U(2)$の生成演算子であり、任意の2次元ユニタリー変換はそれらのexponentialにより表され、単位行列により生成される変換は位相因子だけに寄与する。

$$\begin{aligned} U &= \exp[i(n_0 \cdot \mathbf{1} + \boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{\tau})] \\ &= \exp(in_0)\exp(i\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{\tau}) \end{aligned} \tag{II.10}$$

$\exp(in_0)$のような位相変換は物理的観測量には何も変化を与えない。よって、$n_0 = 0$としてこの寄与を分離する事にする。そして、

$$U(\overline{n}) = \exp(i\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{\tau}) \tag{II.11}$$

の部分群を考える。$\det[\exp(A)] = \exp(\mathrm{tr}\ \mathrm{A})$の関係から、$\det U$=1となる。2次元のこのSpecial Unitary変換の部分群はSU(2)と呼ばれている。

SU(2)の生成演算子はこのように、回転群のスピン1/2表現においてよく知られている$J_i^{(1/2)} = 1/2\tau_i$に現れるPauli行列τに比例する。このようにして、スピン状態と核子の荷電状態との類似が自然に生じ、アイソスピンが次のように定義される。

$$I_i^{(1/2)} = 1/2\tau. \tag{II.12}$$

核子は$I = 1/2$だが、スピンと同様に$I = 0, 1, 3/2, \cdots$が存在し、$I = 1$は中間子、$I = 3/2$はΔ粒子に相当する。また、ハドロンはアイソスピンの他にストレンジネスを内部自由度として持つ。表II.Iに荷電Q、アイソスピンI、バリオン数B、ストレンジネスSによるハドロン粒子の分類の例を与える。

さて、坂田はこのような事から、陽子、中性子、Λ粒子($S = -1$)を基本粒子(Sakaton)としたSakata modelを提唱した。これは式(II.2)を

$$\psi = \psi_p \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \psi_n \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \psi_\Lambda \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \tag{II.13}$$

に拡張したモデルであり、SU(3)表現になる。坂田はこのモデルで全てのハドロンをこの3粒子の複合系として説明する事を試みた。しかし、バリオンが

$$3 \otimes (3 \otimes \overline{3}) = 15 \oplus \overline{6} \oplus 3 \oplus 3 \tag{II.14}$$

で表され、$\overline{6}$重項と15重項の粒子が見いだされず、理論の限界を示した。

1961年、Gell-MannはSakatonとΣ、Ξ粒子間の性質の類似性に着目し、これら8個を基本粒子として扱う"八道説(eightfold-way)"を提唱した。このモデルでは中間子は

$$8 \otimes \overline{8} = 27 \oplus 10 \oplus \overline{10} \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1 \tag{II.15}$$

バリオンは

$$8 \otimes 8 = 27 \oplus 10 \oplus \overline{10} \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1 \tag{II.16}$$

で表される。このモデルで予想された$S = -1$のバリオンΩ^-が発見され、その有効性が示された。

表II.I ハドロン粒子多重項の例. ここで、$Q = I_z + 1/2(B+S) = I_z + 1/2Y, Y$:Hyper charge である.

粒子		アイソスピン I	I_z	荷電 Q	バリオン数 B	ストレンジネス S
N	p	1/2	1/2	1	1	0
	n		−1/2	0	1	0
Δ	Δ^{++}	3/2	3/2	2	1	0
	Δ^{+}		1/2	1	1	0
	Δ^{0}		−1/2	0	1	0
	Δ^{-}		−3/2	−1	1	0
Λ	Λ^{0}	0	0	0	1	−1
Σ	Σ^{+}	1	1	1	1	−1
	Σ^{0}		0	0	1	−1
	Σ^{-}		−1	−1	1	−1
Ξ	Ξ^{0}	1/2	1/2	0	1	−2
	Ξ^{-}	1/2	−1/2	−1	1	−2
Ω	Ω^{-}	0	0	−1	0	−3
π	π^{+}	1	1	1	0	0
	π^{0}		0	0	0	0
	π^{-}		-1	−1	0	0
η	η^{0}	0	0	0	0	0
K	Σ^{+}	1/2	1/2	1	0	1
	Σ^{0}		−1/2	0	0	1

さらに、これらを発展させ1964年、Gell-MannとZweigによって、ハドロンの複合系を構成する粒子として、クォークと呼ばれる3重項の基本粒子が導入された。クォークの3粒子をup、down、strange(u, d, s)で表すと、$Y = B + S$より、

$$B = Y - S = \frac{1}{3}\begin{pmatrix}1 & 0 & 0\\ 0 & 1 & 0\\ 0 & 0 & -2\end{pmatrix} - \begin{pmatrix}0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & -1\end{pmatrix} = \frac{1}{3}1 \tag{II.17}$$

と、バリオン数は整数値をとらなくなる。また、荷電Qも、

$$Q = e(I_3 + \frac{1}{2}Y) = \frac{e}{3}\begin{pmatrix}2 & 0 & 0\\ 0 & -1 & 0\\ 0 & 0 & -1\end{pmatrix} \tag{II.18}$$

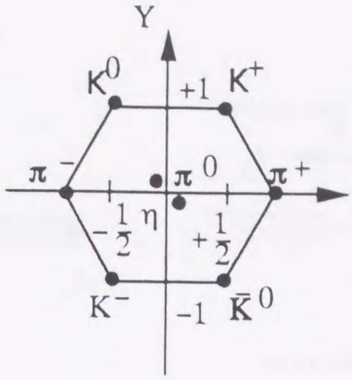


図 II.1: 中間子の1、8重項の表現

と、これまでの粒子には見られなかった半整数値をとる。このような目立った特徴にもかかわらず、今までのところ単独のクォークは検出されていない。

クォークモデルでは、中間子はクォーク (q) と反クォーク $(\overline{q})$ の複合系と考えられるから、

$$q\overline{q} \equiv 3 \otimes \overline{3} = 8 \oplus 1 \tag{II.19}$$

より、8重項と1重項に分類される。この時の図的表現を図 II.1 に示す。また、バリオンは、クォーク3個の複合系と見なされ、

$$qqq \equiv 3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1 \tag{II.20}$$

となり、現在観測されているバリオンの多重項を表現する。この図的表現を図 II.2 に示す。これまでに観測され、その存在が確認されているクォークは、前述のアップ、ダウン、ストレンジに加えチャーム、ボトムクォークである。さらに、最近トップクォークの観測が Fermi Labratory において報告されている。これらのクォークの、内部量子数による分類を表II.IIに与える。

これまでバリオンはバリオン数が1で3体のクォークからなるとしたが、バリオン数が2のダイバリオンが理論的に禁止されているわけではない。これは異常共鳴と呼ばれている。現在、non-strange$(S = 0)$ なダイバリオンあるいはストレンジネスを持った $(S \neq 0)$ H-ダイバリオンへの理論的、実験的研究が盛んである。本研究ではこのうち二核子系において期待されているダイバリオン $(S \neq 0)$ に関して、最近注目されている幅が 10MeV 程度の狭い幅のダイバリオン共鳴(狭幅共鳴)(第IV章参照)、さらに1960年代から指摘され続けている幅が 100MeV 程度のダイバリオン共鳴に対しての研究(第V章参照) を行った。

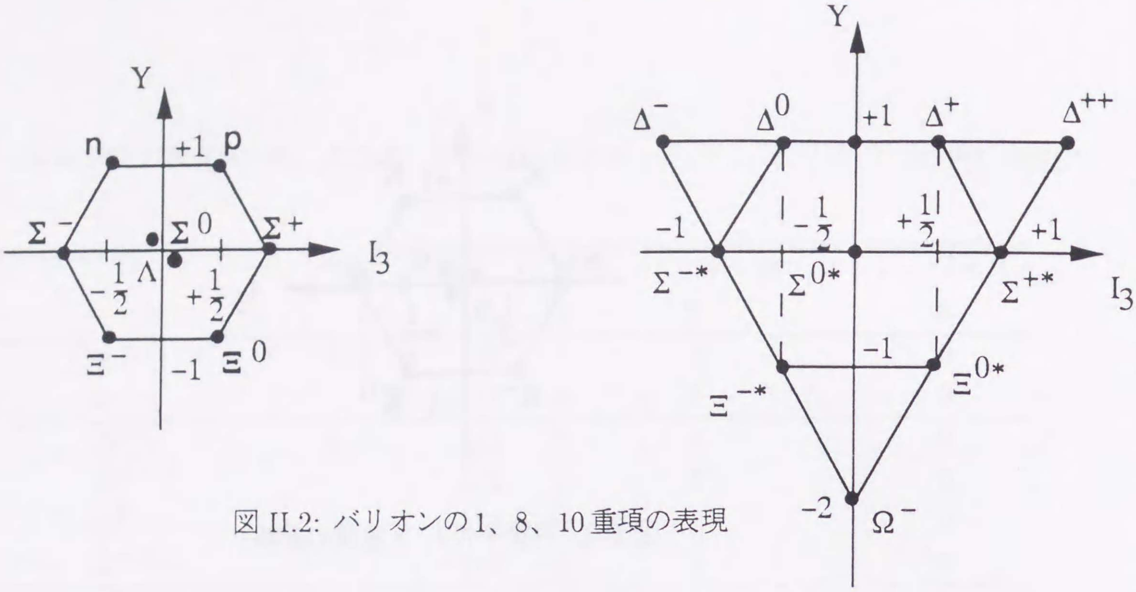


図 II.2: バリオンの1、8、10重項の表現

表II.II クォークの分類。

flavor	荷電	バリオン数 B	内部量子数		
			ストレンジネス S	チャーム C	ボトム B
u	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	0
d	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	0
s	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	-1	0	0
c	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	$+1$	0
b	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	$+1$

II.2 素粒子共鳴

共鳴は束縛状態をも含めた散乱理論において、散乱振幅の複素エネルギー面でのポールとして扱われる。これは、部分波ℓの散乱振幅f_ℓが、位相差をδ_ℓ、運動量kとすると

$$f_\ell = i\,\frac{kj'_\ell(ka)j_\ell(Ka) - Kj_\ell(ka)j'_\ell(Ka)}{kh^{(1)\prime}_\ell(ka)j_\ell(Ka) - Kj^{(1)}_\ell(ka)j'_\ell(Ka)} \tag{II.21}$$

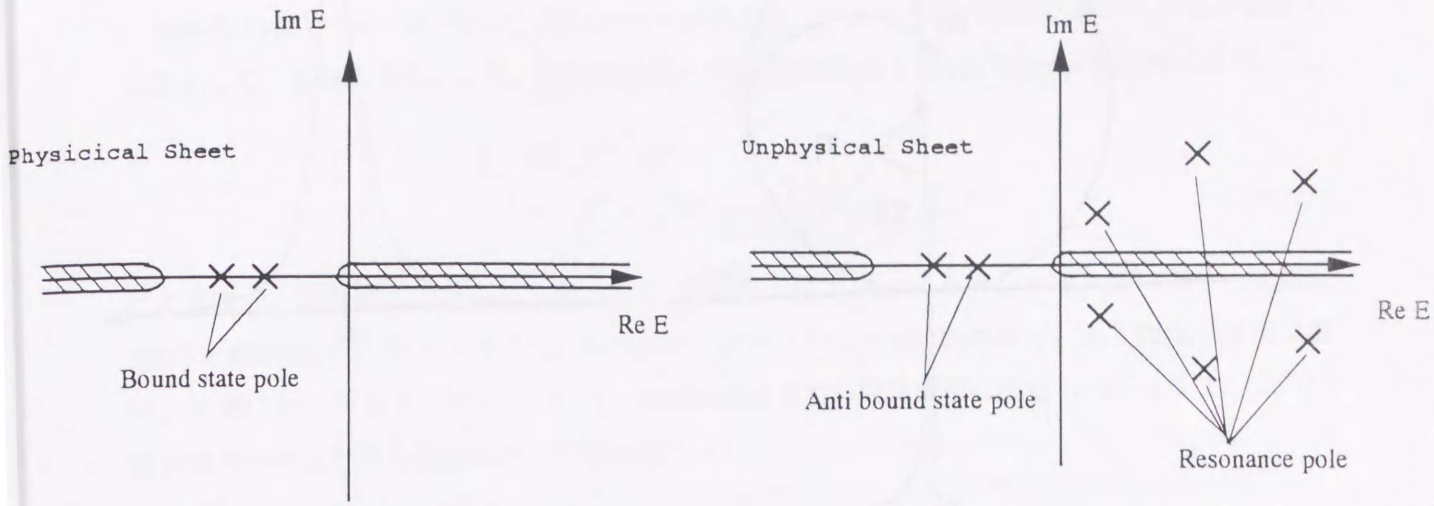


図 II.3: 部分波振幅の複素エネルギー面における、束縛状態と共鳴状態のポールの位置。

$k^2 = 2mE,\ K^2 = 2m(E+V)$, V:系のポテンシャル
j_ℓ ：第一種球ベッセル関数
j'_ℓ ：j_ℓの一次導関数
$h^{(1)}_\ell$ ：第一種球面ハンケル関数
$h^{(1)'}_\ell$ ：$h^{(1)}_\ell$の一次導関数

で与えられることに基づく [Dee79]。

$$kh^{(1)'}_\ell(ka)j_\ell(Ka) - Kj^{(1)}_\ell(ka)j'_\ell(Ka) = 0 \tag{II.22}$$

が共鳴状態と束縛状態のポールに対応する。

エネルギーEを複素数へ拡張し、散乱振幅を複素エネルギー平面上で表すと、Physicsl Sheet、Unphysical Sheetの2枚のリーマン面からなり、束縛状態のポールはPhysical Sheetの負の実数軸上に存在し、共鳴状態はUnphysical SheetのRe $E>0$、Im $E \neq 0$の領域に存在する事になる(図 II.3)。

この共鳴状態を表す式として、普通Breit-Wigner型共鳴式 [Bla52a] と呼ばれる次の式が用いられる。

$$f_\ell = \frac{\Gamma/2}{E_R - E - i\Gamma/2} \tag{II.23}$$

この式からわかるようにf_ℓは$E = E_R - i\Gamma/2$でポールを持ち、式(II.21)のポールと対応する。一方、光学定理により

$$\mathrm{Im}\ f_\ell = |f_\ell|^2 \tag{II.24}$$

これを変形して、

$$(\mathrm{Re} f_\ell)^2 + (\mathrm{Im} f_\ell - \frac{1}{2})^2 = \frac{1}{4} \tag{II.25}$$

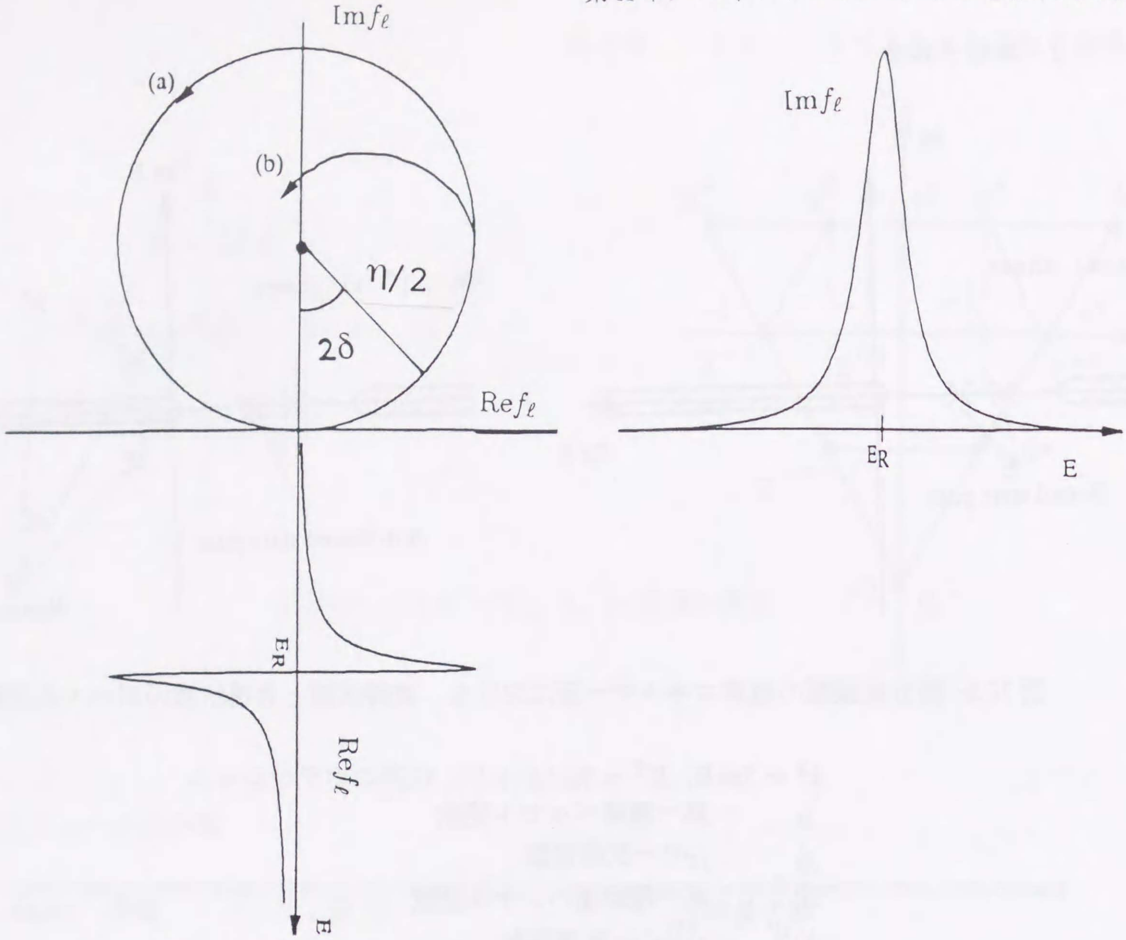


図 II.4: 共鳴状態を表すArgand diagram。円は弾性散乱の場合を表し(a)、円内へ曲がる曲線は非弾性散乱の場合の一例を表す(b)。ここで、簡単の為バックグランドの寄与はないとしている。

式(II.23) と合わせて考えると、共鳴状態がエネルギーE_Rに存在する場合、図 II.4 のように横軸をRef_ℓ、縦軸にImf_ℓ をとると部分波振幅はエネルギーの増大と共に半径1/2の円を描き、$E = E_R$で純虚数になる。この共鳴点で位相差δ_ℓは$\pi/2$となる。この図はArgand diagram と呼ばれ、多くの共鳴状態の発見に用いられてきた。つまり、部分波振幅がエネルギーが上昇するにつれ反時計回りに移動し円を描き、δ_ℓが$\pi/2$をとれば複素エネルギー面上で散乱振幅がポールを持つことを意味し、共鳴状態の存在を意味する事になる。

さて、T_Lが パイ中間子生成しきい値(~300MeV)を超えると非弾性散乱が生じ始め、式(II.25)の光学定理は

$$\mathrm{Im}\ f_\ell = |f_\ell|^2 + I_\ell \tag{II.26}$$

と変更される。ここで、I_ℓは非弾性パラメータであり$0 \leq I_\ell \leq 1/4$ である。位相差分析では第III章で述べる吸収係数 η によりこの非弾性率を評価する。従って、この場合のArgand diagramは共鳴状態が存在する場合、図 II.4 のように円の内側へ移動するようになる。この為バックグランドが大きい場合、曲線の曲率が小さくなり、共鳴状態の確認が容易ではなくなる。

本研究では、バックグランドは相互作用の外側で生じ、より内側の領域において共鳴が起きているとして、歪曲波近似により、共鳴の起因となる部分波振幅をBreit-Wigner型共鳴式を用いて、

$$
\begin{aligned}
f_\ell &= f_\ell^B + f_\ell^R \\
&= f_\ell^B + \sqrt{S_f^B}\frac{\Gamma/2}{E_R - E - i\Gamma/2}\sqrt{S_i^B}
\end{aligned}
\tag{II.27}
$$

により表し、分析を行った。ここで、f_ℓ^R：共鳴項、f_ℓ^B：バックグランド項、S_i^B、S_j^B：初期状態(i)と終状態(j)のチャンネル$(pp \text{ or } \pi d)$のバックグランドS行列である。より詳細な表現は第IV、V章において与えられる。これは、共鳴が周縁部での相互作用によるものではなく、より内部領域での相互作用によるものとする描像である。

第III章

核子–核子散乱の位相差分析法
— Phase Shift Analysis of NN scattering —

本章において、核子核子散乱の散乱行列(M行列とヘリシティ振幅)の導出を行い、さらにこれらの振幅と核子–核子弾性散乱実験において可能な観測量との関係を与えると共に、位相差分析法(Phase Shift Analysis)について述べる。

III.1 二核子系における散乱振幅と観測量

III.1.1 二核子系のスピン

二核子系及びそれぞれの核子のスピン演算子を$\boldsymbol{s}$、$\boldsymbol{s}^{(1)}$、$\boldsymbol{s}^{(2)}$とすると

$$\begin{aligned} \boldsymbol{s} &= \boldsymbol{s}^{(1)} + \boldsymbol{s}^{(2)}, \\ \boldsymbol{s}^{(1)} &= \frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma}_1, \quad \boldsymbol{s}^{(2)} = \frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma}_2 \end{aligned} \tag{III.1}$$

ここで、$\boldsymbol{\sigma}_1$、$\boldsymbol{\sigma}_2$はパウリ行列である。スピン$\boldsymbol{s}$の固有値は

$$s(s+1) = s_1(s_1+1) + s_2(s_2+1) + \frac{1}{2}(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)$$

$$(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) = \begin{cases} 1 & \text{for } S{=}1 \text{ (スピン三重状態)} \\ -3 & \text{for } S{=}0 \text{ (スピン一重状態)} \end{cases} \tag{III.2}$$

となる。ここで$s, s_{1,2}, s_2$はそれぞれの固有値を表す。また、S_zの固有値をm_sとしてスピン状態関数χ_{sm_s}は、s=0：スピン一重状態(spin-singlet state)の場合、

$$\chi_{00} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\chi^{(1)}_{\frac{1}{2}}\chi^{(2)}_{-\frac{1}{2}} - \chi^{(1)}_{-\frac{1}{2}}\chi^{(2)}_{\frac{1}{2}}) \tag{III.3}$$

となり、s=1：スピン三重状態(spin-triplet state)の場合、

$$\begin{cases} \chi_{11} & = \chi^{(1)}_{\frac{1}{2}}\chi^{(2)}_{\frac{1}{2}} \\ \chi_{10} & = \frac{1}{\sqrt{2}}(\chi^{(1)}_{\frac{1}{2}}\chi^{(2)}_{-\frac{1}{2}} + \chi^{(1)}_{-\frac{1}{2}}\chi^{(2)}_{\frac{1}{2}}) \\ \chi_{1-1} & = \chi^{(1)}_{-\frac{1}{2}}\chi^{(2)}_{-\frac{1}{2}} \end{cases}$$

(III.4)

で表される。ただし、χ_{ij} : 二核子系のスピン状態関数$(i = s, j = m_s)$、χ_j : それぞれの核子のスピン状態関数$(j = m_s)$ である。

III.1.2 二核子系のアイソスピン

第II章第II.1節で述べたように、陽子(p)と中性子(n)は核子(nucleon)の荷電空間の自由度としてのアイソスピン(iso-spin)の固有値として表される。また、Heisenbergによりpp間とnp間の相互作用は、電磁相互作用を除くと全く同一であるとする荷電独立性(charge independence)が指摘され、ハドロン物理学の理論的支柱となっている。[1] 荷電をQ、アイソスピン演算子$\boldsymbol{I}$の固有値をI、そのz成分の固有値をI_z とすると

$$\begin{cases} \text{陽子} & : Q = e, I = 1/2, I_z = 1/2 \\ \text{中性子} & : Q = 0, I = 1/2, I_z = -1/2 \end{cases} \tag{III.5}$$

となる。

スピン演算子と同様にアイソスピン空間においても2つの核子に対し、

$$\boldsymbol{I}^{(1)} = \frac{1}{2}\boldsymbol{\tau}_1, \quad \boldsymbol{I}^{(2)} = \frac{1}{2}\boldsymbol{\tau}_2 \tag{III.6}$$

$$(\boldsymbol{\tau}_1, \boldsymbol{\tau}_2) = \begin{cases} 1 & \text{for } I = 1 \\ -3 & \text{for } I = 0 \end{cases}$$

のようにアイソスピン演算子を定義できる。ここで、$\boldsymbol{\tau}_1$、$\boldsymbol{\tau}_2$はパウリ行列である。すると、射影演算子は

$$\begin{aligned} P_0 &= \frac{1}{4}\{1 - (\tau_1 \cdot \tau_2)\} \\ P_1 &= \frac{1}{4}\{3 + (\tau_1 \cdot \tau_2)\} \end{aligned} \tag{III.7}$$

として、さらに二核子系のアイソスピン状態関数 y_{ij}は

アイソスピン一重状態

$$y_{00} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\zeta^{(1)}_{\frac{1}{2}}\zeta^{(2)}_{-\frac{1}{2}} - \zeta^{(1)}_{-\frac{1}{2}}\zeta^{(2)}_{\frac{1}{2}}) \tag{III.8}$$

アイソスピン三重状態

$$\begin{cases} y_{11} & = \zeta^{(1)}_{\frac{1}{2}}\zeta^{(2)}_{\frac{1}{2}} \\ y_{10} & = \dfrac{1}{\sqrt{2}}(\zeta^{(1)}_{\frac{1}{2}}\zeta^{(2)}_{-\frac{1}{2}} + \zeta^{(1)}_{-\frac{1}{2}}\zeta^{(2)}_{\frac{1}{2}}) \\ y_{1-01} & = \zeta^{(1)}_{-\frac{1}{2}}\zeta^{(2)}_{-\frac{1}{2}} \end{cases}$$

[1] 1989年のVancouverでのFew Body Conferenceにおいて、オランダのNijmegen のグループによりπ^0NN相互作用のcoupling constantと$\pi^{\pm}NN$相互作用のcoupling constantが大きく異なる値を示し、荷電独立性が破れていると指摘され、これまでに活発に議論が行われている。本研究においては、荷電独立性を仮定している。

(III.9)

となる。

核子はフェルミ粒子である事から、同時に2つの粒子が1つの状態はとらない事から、スピン角運動量、軌道角運動量及びアイソスピンのそれぞれの状態関数の直積は反対称化されなくてはならない。よって式(III.3)(III.4)(III.8)(III.9)より、それぞれの空間において許されるパリティ状態は表II-Iの様になる。

表II-I アイソスピン空間、スピン空間及びr-空間において許されるパリティ状態($\oplus$はパリティ正、$\ominus$はパリティ負を表す)。ℓは二核子系の軌道角運動量。

アイソスピン空間	スピン空間	r-空間 $P=(-1)^\ell$	許される 部分波
I=1 $\oplus$	S=1 $\oplus$	ℓ:odd $\ominus$	$^3P,\cdots$
	S=0 $\ominus$	ℓ:even $\oplus$	$^1S,\cdots$
I=0 $\ominus$	S=1 $\oplus$	ℓ:even $\oplus$	$^3S,\cdots$
	S=0 $\ominus$	ℓ:odd $\ominus$	$^1P,\cdots$

即ち、$I=1$の散乱過程($pp\to pp,\ nn\to nn,\ np\to np$) では、

$$\begin{pmatrix} ^3P_0 & ^3P_1 & ^3P_2 & ^3F_2 & ^3P_3 & ^3P_4 & ^3H_4 & ^3H_5 & ^3H_6 & ^3J_6 & \cdots \\ ^1S_0 & ^1D_2 & ^1G_4 & ^1I_6 & ^1K_8 & ^1M_{10} & \cdots & & & & \end{pmatrix},$$

$I=0$の散乱過程($np\to np$)では

$$\begin{pmatrix} ^3S_1 & ^3D_1 & ^3D_2 & ^3D_3 & ^3G_3 & ^3G_4 & ^3G_5 & ^3I_5 & ^3J_6 & ^3J_7 & \cdots \\ ^1P_1 & ^1F_3 & ^1H_5 & ^1J_7 & ^1L_9 & ^1N_{11} & \cdots & & & & \end{pmatrix}$$

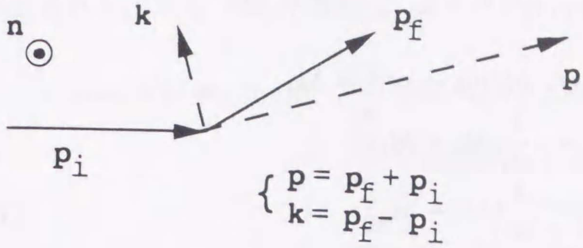
がそれぞれ許される部分波となる。この表記法は一般的に用いられ、軌道角運動量をS、P、D、F、G、H、I、$\cdots$ で表し、その左肩にスピン状態が一重(1)か、三重(3)かを示し、右下に全角運動量$\boldsymbol{J}=\boldsymbol{\ell}+\boldsymbol{s}$の固有値を示す。

III.1.3 散乱行列 " M行列 " による表現

M行列の一般形

二核子による散乱過程はスピン空間での行列としての散乱振幅(M行列)によって普通扱われる。初期状態の二核子のスピン状態を$(s', m_{s'})$、終状態を(s, m_s)で表すと、散乱波の漸近形は

$$\Psi_{sc} \simeq \frac{\exp(ikr)}{r}\sum_{sm_s} f_{sm_s}(\theta,\phi) \qquad (r\to\infty) \tag{III.10}$$



$$\ell = \frac{p}{|p|},\ m = \frac{k}{|k|},\ n = \ell \times m$$

図 III.1: 散乱平面における $\boldsymbol{\ell}$、$\boldsymbol{m}$、$\boldsymbol{n}$の定義。

で与えられる。そして、式(III.10) で与えられる散乱振幅f_{sm_s}を次の様にM行列と呼ばれる量で表す。

$$\begin{aligned} f_{sm_s}(\theta,\phi) &= |sm_{s'}><sm_s|M|sm_{s'}> \\ &= |sm_{s'}> M_{m_s m_{s'}} \end{aligned} \tag{III.11}$$

また散乱面において、図 III.1のように単位ベクトルを定義する。ここで、$\boldsymbol{\ell}=(\boldsymbol{p}_i+\boldsymbol{p}_f)/|\boldsymbol{p}_i+\boldsymbol{p}_f|$、$\boldsymbol{m}=(\boldsymbol{p}_f-\boldsymbol{p}_i)/|\boldsymbol{p}_f-\boldsymbol{p}_i|$、$\boldsymbol{n}=\boldsymbol{\ell}\times\boldsymbol{m}$であり、$\boldsymbol{\ell}$：運動量に関わる単位ベクトル、$\boldsymbol{m}$：移行運動量に関わる単位ベクトル、$\boldsymbol{n}$：角運動量に関わる単位ベクトルである。

さて、二核子のそれぞれのスピン行列を$\boldsymbol{\sigma}^{(1)}$、$\boldsymbol{\sigma}^{(2)}$とすると、二核子系の散乱過程の物理を与える$M$行列$(M_{m_s m_{s'}})$は$(\boldsymbol{\ell},\boldsymbol{m},\boldsymbol{n})$と
$\begin{pmatrix} 1 \\ \boldsymbol{\sigma}^{(1)}+\boldsymbol{\sigma}^{(2)} \\ \boldsymbol{\sigma}^{(1)}-\boldsymbol{\sigma}^{(2)} \\ \boldsymbol{\sigma}^{(1)}\times\boldsymbol{\sigma}^{(1)} \\ \sigma_i^{(1)}\sigma_j^{(2)}+\sigma_j^{(1)}\sigma_i^{(2)} \end{pmatrix}$との一次結合で表される。さらに、強い相互作用では回転、鏡映と時間反転に対し散乱振幅が不変であるという条件を置くことにより、M行列は次式のように5つの独立な振幅の和として与えられる。

$$\begin{aligned} M &= a(E,\theta)+b(E,\theta)(\boldsymbol{\sigma}^{(1)}+\boldsymbol{\sigma}^{(2)})\cdot\boldsymbol{n}+c(E,\theta)(\boldsymbol{\sigma}^{(1)}\cdot\boldsymbol{\ell})(\boldsymbol{\sigma}^{(2)}\cdot\boldsymbol{\ell})+d(E,\theta)(\boldsymbol{\sigma}^{(1)}\cdot\boldsymbol{m})(\boldsymbol{\sigma}^{(2)}\cdot\boldsymbol{m}) \\ &+ e(E,\theta)(\boldsymbol{\sigma}^{(1)}\cdot\boldsymbol{n})(\boldsymbol{\sigma}^{(2)}\cdot\boldsymbol{n}) \end{aligned} \tag{III.12}$$

ここで、第1項は中心力からの寄与、第2項はLS力、以下、3、4、5項はそれぞれテンソル力、q^2力及びquadratic LS力からの寄与を表し、a、b、c、d、eはそれぞれの成分の振幅を与えている。また、式(III.7)の射影演算子を用いて

$$M = M_0P_0 + M_1P_1 \tag{III.13}$$

と表され、

$$M(ab\to cd) \equiv < cd|M|ab > \tag{III.14}$$

a, b, c, d : 散乱に関わる粒子 $(p, n, \pi, \rho, \omega, \Delta, \cdots)$ とすると、二核子系では

$$
\begin{aligned}
M(pp \to pp) &= M(nn \to nn) = M_0 \\
M(np \to np) &= \frac{1}{2}(M_0 + M_1) \\
M(np \to pn) &= \frac{1}{2}(M_1 - M_0)
\end{aligned}
\tag{III.15}
$$

となる事が分かる。

M 行列は初めに L. Wolfenstein によって次の形で定義された。

$$
\begin{aligned}
M = \quad & BS + [C(\boldsymbol{\sigma}^{(1)} + \boldsymbol{\sigma}^{(2)}) \cdot \boldsymbol{n} + N(\boldsymbol{\sigma}^{(1)} \cdot \boldsymbol{n})(\boldsymbol{\sigma}^{(2)} \cdot \boldsymbol{n}) \\
& + \frac{1}{2} G\{(\boldsymbol{\sigma}^{(1)} \cdot \boldsymbol{m})(\boldsymbol{\sigma}^{(2)} \cdot \boldsymbol{m}) + (\boldsymbol{\sigma}^{(1)} \cdot \boldsymbol{\ell})(\boldsymbol{\sigma}^{(1)} \cdot \boldsymbol{\ell})\} \\
& + \frac{1}{2} H\{(\boldsymbol{\sigma}^{(1)} \cdot \boldsymbol{m})(\boldsymbol{\sigma}^{(2)} \cdot \boldsymbol{m}) - (\boldsymbol{\sigma}^{(1)} \cdot \boldsymbol{\ell})(\boldsymbol{\sigma}^{(1)} \cdot \boldsymbol{\ell})\}]T \\
S = \quad & \left[\frac{1 - \boldsymbol{\sigma}^{(1)}\boldsymbol{\sigma}^{(2)}}{4}\right], \ T = \left[\frac{1 + \boldsymbol{\sigma}^{(1)}\boldsymbol{\sigma}^{(2)}}{4}\right]
\end{aligned}
\tag{III.16}
$$

であり、式(2) で用いた a、b、c、d、e により

$$
\begin{aligned}
B_B &= a - e - c - d \\
C_B &= b \\
N_B &= a + e \\
G_B &= 2a + d \\
H_B &= c - d
\end{aligned}
\tag{III.17}
$$

で与えられる。

M 行列の部分波展開

スピン一重状態の遷移 $(s = 0, m_{s'} = 0) \to (s = 0, m_s = 0)$ を M_{ss}、スピン三重状態の遷移 $(1, m_{s'}) \to (1, m_s)$ を $M_{m_s m_{s'}}$ で表すと、

$$
\begin{aligned}
M_{ss} &= <00|M|00> \\
M_{m_s m_{s'}} &= <1m_s|M|1m_{s'}>
\end{aligned}
\tag{III.18}
$$

これらを用いて前節の M 行列は

$$
M = \begin{pmatrix}
M_{11} & M_{01} & M_{-11} & 0 \\
M_{10} & M_{00} & M_{-10} & 0 \\
M_{1-1} & M_{0-1} & M_{1-1} & 0 \\
0 & 0 & 0 & M_{ss}
\end{pmatrix}
$$

で与えられる。また、M_{ss}、$M_{m_s m_{s'}}$のそれぞれは

$$\begin{aligned}
< sm_s|M|s'm_{s'} > &= \frac{2\pi}{ik} < s, m_s, \theta_f, \phi_f|S-1|s, m_{s'}, \theta_i, \phi_i > \\
&= \frac{2\pi}{ik} < \theta\phi|\ell m_\ell >< \ell s m_\ell m_s|S-1|\ell' s' m_{\ell'} m_{s'} >< \ell' m_{\ell'}|0 > \\
&= \frac{4\pi}{2ik}\sum_{\ell, m_\ell, \ell'}\sqrt{\frac{2\ell'+1}{4\pi}}(S_{\ell\ell'}-\delta_{\ell\ell'})Y_\ell^{m_\ell}(\theta,\phi) \qquad \text{(III.19)}
\end{aligned}$$

より、

$$\begin{aligned}
R_\ell &= S_{\ell\ell}-1 \qquad (s=0:\text{スピン一重}) \\
R_{\ell J} &= S_{\ell\ell}-1,\ \ell=\ell'\ (s=1:\text{スピン三重}) \\
R^J &= S_{\ell,\ell'}, \qquad \ell\neq\ell'\ (s=1:\text{スピン三重}) \qquad \text{(III.20)}
\end{aligned}$$

とおけば、

$$\begin{aligned}
M_{ss} &= \frac{4\pi}{2ik}\sum_\ell\sqrt{\frac{(2\ell+1)}{4\pi}}R_\ell Y_\ell^0(\theta,\phi) \\
M_{m_s m_{s'}} &= \frac{4\pi}{2ik}\sum_\ell\Big\{ \\
&\sum_{J=\ell-1}^{\ell+1}\sqrt{\frac{(2\ell+1)}{4\pi}}C_{\ell'}(J,m_{s'},m_{s'}-m_s,m_s)C_{\ell'}(J,m_{s'},0,m_s)R_{\ell J} \\
-\ &\sum_{J=\ell-1}^{\ell+1}\sqrt{\frac{(2\ell+1)}{4\pi}}C_{\ell'}(J,m_{s'},m_{s'}-m_s,m_s)C_{\ell'}(J,m_{s'},0,m_s)R^J \\
&\Big\}Y_\ell^{m_s-m_{s'}}(\theta,\phi) \qquad \text{(III.21)}
\end{aligned}$$

で与えられる。ここで、$\ell'=2J-\ell=J\pm1$、C_ℓ：クレブシュ·ゴルダン係数。

III.1.4 位相差による部分波振幅の表現

S行列から以下のように電磁相互作用の部分を分離して振幅を定義する。

$$\begin{aligned}
R &= S-1 \\
&= (S-S_c)+(S_c-1) \\
&= \alpha+R_c, \qquad \text{(III.22)}
\end{aligned}$$

ここで電磁相互作用成分の振幅$R_c=S_c-1$は理論的に正確に導出可能であり、位相差分析においては$\alpha=S-S_c$を実験データを再現する様にχ^2-最小化によって決定する。この定義から分か

るように、核力の寄与が次第に弱くなる高い ℓ では、この α は0に近づくと考えられる。S_c は低エネルギーでは非相対論的クーロン振幅で良いが、$T_L \approx$500MeV 以上の領域では電磁的相互作用振幅(以下、相対論的クーロン振幅と略称) を用いなければならない。特に低い角度においてその相異が生ずる。相対論的クーロン振幅(陽子の磁気能率との相互作用も考慮されている) を補遺Bに与える。この相対論的振幅を用いることにより、より高いエネルギー領域($P_L \geq$6GeV) の位相差分析が可能になり、P_L=6、12GeV/c での位相差分析の結果から、新しいダイナミックスの存在が指摘されている。

さて、α の (ℓ, J) 要素は

スピン一重状態

$$\alpha_\ell = \exp(2i\delta_\ell) - \exp(2i\Phi_\ell) \tag{III.23}$$

スピン三重状態

$$\alpha_{\ell J} = \exp(2i\delta_{\ell J}) - \exp(2i\Phi_\ell) \tag{III.24}$$

となる。

$\ell = J \pm 1$ に対しては2つの表現がある。一つは

i) Blatt-Biedenharn phase shift

$$\begin{cases} \alpha_{J\pm1,J} = \cos^2\epsilon_J \exp(2i\delta_{J\pm1,J}) + \sin^2\epsilon_J \exp(2i\delta_{J\mp1,J}) - \exp(2i\Phi_{J\pm1}) \\ \alpha^J = \frac{1}{2}\sin 2\epsilon_J(\exp(2i\delta_{J\mp1,J}) - \exp(2i\delta_{J\pm1,J})) \end{cases} \tag{III.25}$$

であり、ここで ϵ_J：ミキシングパラメータである。

もう一方は、Coulomb contribution の分析に都合の良い表現として、現在広く使われている nuclear bar phase shift と呼ばれるものである。

ii) Nuclear Bar phase shift

$$\begin{cases} \alpha_{J\pm1,J} = \cos 2\bar{\epsilon}_J \exp(2i\bar{\delta}_{J\pm1,J}) - \exp(2i\Phi_{J\pm1}) \\ \alpha^J = i\sin 2\bar{\epsilon}_J(\exp[i(\bar{\delta}_{J+1,J} - \bar{\delta}_{J-1,J})] \end{cases} \tag{III.26}$$

ii) の表現は、

- Coulomb 相互作用は核力に比べ、" peripheral " な領域で起こる。[2]
- この " peripheral " 領域では WKB 近似が成り立つ。

[2] " peripheral " とは相互作用の到達距離の外側の領域を意味するが、ポテンシャルの概念の成り立たない相対論的効果の大きい高エネルギー散乱問題でも用いられ、この場合、角運動量の高い部分波の関与する散乱もしくは、インパクトパラメーターの大きい散乱の両方を指して使われる。

と仮定すると、

$$\bar{\delta}_\ell^N \equiv \bar{\delta}_\ell - \Phi_\ell, \qquad \bar{\delta}_{\ell J}^N \equiv \bar{\delta}_{\ell J} - \Phi_\ell, \qquad \bar{\delta}^N \equiv \bar{\epsilon}. \tag{III.27}$$

のようにクーロン相互作用による部分と核力による部分に位相差を分離する事ができ、核力からの寄与のみによる位相差を議論することができる。一方、i) の表現ではこのように単純な差の形を取れない。このような事から、普通 ii) の nuclear bar phase shift が用いられている。

さて、式(III.22-25) のαに$1/2ik$掛けて h で表される nuclear partial wave を nuclear phase shift $\overline{\delta^N}$と Coulomb phase shift Φ により次式で与える。

スピン一重状態

$$h_J = \frac{1}{2ik}\{\exp(2i\bar{\delta}_\ell^N) - 1\}\exp(2i\Phi_\ell) \tag{III.28}$$

スピン三重状態

$$\begin{aligned} h_{\ell,J} &= \frac{1}{2ik}\{\exp(2i\bar{\delta}_{\ell,J}^N) - 1\}\exp(2i\Phi_\ell) \\ h_{J\pm1,J} &= \frac{1}{2ik}\{\cos 2\bar{\epsilon}_J^N \exp(2i\bar{\delta}_{J\pm1,J}^N) - 1\}\exp(2i\Phi_{J\pm1}) \\ h^J &= \frac{1}{2k}\sin 2\bar{\epsilon}_J^N \exp(i\bar{\delta}_{J-1,J}^N - i\bar{\delta}_{J+1,J}^N) \end{aligned} \tag{III.29}$$

すると、二核子系における式(III.20) の $M_{ss'}$、$M_{m_s m_{s'}}$はこれらhにより次式で与えられる。

$$\begin{aligned} M_{ss} &= M_{Coul} + 2\sum_{\mathrm{even}\,\ell}(2\ell+1)\,h_\ell P_\ell, \\ M_{11} &= M_{Coul} + 2\sum_{\mathrm{odd}\,\ell}\Big\{\frac{\ell+2}{2}\,h_{\ell,\ell+1} + \frac{2\ell+1}{2}\,h_{\ell,\ell} + \frac{\ell-1}{2}\,h_{\ell,\ell-1} \\ &\qquad -\frac{1}{2}\sqrt{(\ell+1)(\ell+2)}\,h^{\ell+1} - \frac{1}{2}\sqrt{\ell-1}\,h^{\ell-1}\Big\}P_\ell, \\ M_{00} &= M_{Coul} + 2\sum_{\mathrm{odd}\,\ell}\Big\{(\ell+1)\,h_{\ell,\ell+1} + \ell\,h_{\ell,\ell-1} + \sqrt{(\ell+1)(\ell+2)}\,h^{\ell+1} + \sqrt{(\ell-1)\ell}\,h^{\ell-1}\Big\}P_\ell, \\ M_{01} &= M_{Coul} + 2\sum_{\mathrm{odd}\,\ell}\Big\{-\frac{\ell+2}{\sqrt{2}(\ell+1)}\,h_{\ell,\ell+1} + \frac{2\ell+1}{\sqrt{2}\ell(\ell+1)}\,h_{\ell,\ell} + \frac{\ell-1}{\sqrt{2}\ell}\,h_{\ell,\ell-1} \\ &\qquad +\sqrt{\frac{\ell+2}{2(\ell+1)}}\,h^{\ell+1} - \sqrt{\frac{\ell-1}{2}}\,h^{\ell-1}\Big\}P_\ell^1, \\ M_{10} &= M_{Coul} + 2\sum_{\mathrm{odd}\,\ell}\Big\{-\frac{1}{\sqrt{2}}\,h_{\ell,\ell+1} - \frac{1}{\sqrt{2}}\,h_{\ell,\ell-1} + \sqrt{\frac{\ell+1}{2(\ell+1)}}\,h_{\ell+1} - \sqrt{\frac{\ell-1}{2}}\,h_{\ell-1}\Big\}P_\ell^1, \\ M_{1-1} &= M_{Coul} + 2\sum_{\mathrm{odd}\,\ell}\Big\{-\frac{1}{2(\ell+1)}\,h_{\ell,\ell+1} - \frac{2\ell+1}{2\ell(\ell+1)}\,h_{\ell,\ell} + \frac{1}{2\ell}\,h_{\ell,\ell-1} \\ &\qquad -\frac{1}{2\sqrt{(\ell+1)(\ell+2)}}\,h^{\ell+1} - \frac{1}{2\sqrt{(\ell-1)\ell}}\,h^{\ell-1}\Big\}P_\ell^2, \end{aligned}$$

$$M_{Coul} = g\{f_c(\theta) - f_c(\pi-\theta)\} \tag{III.30}$$

ここで、 $g = 1(pp), 0(np)$ であり M_{Coul} : クーロン振幅である。また、$M_{-1-1} = M_{11}$, $M_{-11} =$

M_{1-1}, $M_{0-1} = -M_{01}$, $M_{-10} = M_{10}$ であり、np 散乱での M 行列要素は $2\sum_{even\ell}$ と $2\sum_{odd\ell}$ を $\sum_{\ell}$ で置き換えたものになる。P_ℓ^m はassociated Legendre Polynomialsである。

これら M_{ss}、$M_{m_sm_{s'}}$ は式(III.12)で与えられた振幅 a、b、c、d、e と次の様な関係がある。

$$
\begin{aligned}
a &= \frac{1}{4}(2M_{11} + M_{00} + M_{ss}), \\
b &= \frac{i\sqrt{2}}{4}(M_{10} - M_{01}), \\
c &= \frac{1}{4}(M_{11} + M_{00} + 2M_{1-1} - 2M_{ss}) \\
d &= \frac{1}{4}(-M_{11} + M_{00} - 3M_{1-1}) \\
e &= \frac{1}{4\cos\theta}(M_{11} - M_{1-1} - M_{00}) = \frac{i\sqrt{2}}{4\sin\theta}(M_{10} + M_{01}),
\end{aligned}
\tag{III.31}
$$

III.1.5 ヘリシティ振幅による表現

前節までスピン角運動量により散乱振幅を分けた M 行列表現を述べたが、ヘリシティの状態で与えられるヘリシティ振幅を次に述べる。

ヘリシティ λ をスピン (s) と運動量 $(\boldsymbol{p})$ により

$$
\lambda = \frac{\boldsymbol{s} \cdot \boldsymbol{P}}{|\boldsymbol{P}|}
\tag{III.32}
$$

と定義すると、ヘリシティ振幅は

$$
\begin{aligned}
< \lambda_1'\lambda_2'|M|\lambda_1\lambda_2 > &= \frac{1}{2ik}\sum_J (2J+1) < \lambda_1'\lambda_2'|S(J,E) - 1|\lambda_1\lambda_2 > d^J_{\mu\mu'} \\
\mu &= \lambda_1 - \lambda_2, \ \mu = \lambda_1 - \lambda_2
\end{aligned}
\tag{III.33}
$$

と定義される。ここで、核子においては λ は $+1/2$ か $-1/2$ かのいずれかであり、$+ \equiv +1/2$、$- \equiv -1/2$ と書くと、2–1) 節と同様に回転、鏡映及び時間反転に対する不変条件から、ヘリシティ振幅は次の5つの Φ_i に分けられる。

$$
\begin{aligned}
\phi_1 &= < + + |M| + + > \\
\phi_2 &= < - - |M| + + > \\
\phi_3 &= < + - |M| + - > \\
\phi_4 &= < + - |M| - + > \\
\phi_5 &= < + + |M| + - >
\end{aligned}
\tag{III.34}
$$

さらに、ヘリシティ振幅は

$$< \lambda_1'\lambda_2'|M|\lambda_1\lambda_2 >= \sum_{s,m_s m_{s'}} < \lambda_1'\lambda_2'|sm_s >< sm_s|M|sm_{s'} >< sm_{s'}|\lambda_1\lambda_2 > \quad \text{(III.35)}$$

を用いて部分波振幅hによって次のように表される。

$$\begin{aligned}
\Phi_1 &= M_{Coul} + \frac{\sqrt{\pi}}{p}\sum_{\mathrm{even}J}\{(2J+1)\,h_J + Jh_{J-1,J} + (J+1)\,h_{J+1,J} + 2\sqrt{J(J+1)}\,h^J\}d^J_{00}, \\
\Phi_2 &= M_{Coul} + \frac{\sqrt{\pi}}{p}\sum_{\mathrm{even}J}\{-(2J+1)\,h_J + Jh_{J-1,J} + (J+1)\,h_{J+1,J} + 2\sqrt{J(J+1)}\,h^J\}d^J_{00}, \\
\Phi_3 &= M_{Coul} + \frac{\sqrt{\pi}}{p}\sum_{\mathrm{even}J}\{(J+1)\,h_{J-1,J} + Jh_{J+1,J} - 2\sqrt{J(J+1)}\,h^J\}d^J_{11}, \\
&+ \sum_{\mathrm{odd}J}(2J+1)\,h_{J,J}d^J_{11}, \\
\Phi_4 &= M_{Coul} + \frac{\sqrt{\pi}}{p}\sum_{\mathrm{even}J}\{(J+1)\,h_{J-1,J} + Jh_{J+1,J} - 2\sqrt{J(J+1)}\,h^J\}d^J_{-11}, \\
&- \sum_{\mathrm{odd}J}(2J+1)\,h_{J,J}d^J_{-11}, \\
\Phi_5 &= M_{Coul} + \frac{\sqrt{\pi}}{p}\sum_{\mathrm{even}J}\{\sqrt{J(J+1)}\,(h_{J-1,J} - h_{J+1,J} + h^J\}d^J_{10},
\end{aligned} \quad \text{(III.36)}$$

ここで

$$\begin{aligned}
d^J_{00} &= P_J, \\
d^J_{11} &= (P_J + \frac{J+1}{2J+1}P_{J-1} + \frac{J}{2J+1}P_{J+1})/(1+\cos\theta_c), \\
d^J_{-11} &= (-P_J + \frac{J+1}{2J+1}P_{J-1} + \frac{J}{2J+1}P_{J+1})/(1-\cos\theta_c), \\
d^J_{10} &= \frac{\sqrt{J(J+1)}}{2J+1}(P_{J+1} - P_{J-1})/\sin\theta_c.
\end{aligned} \quad \text{(III.37)}$$

であり、M_{coul} : 式(III.30)で用いたクーロン振幅、P_J : Legendre Polynomial、θ_c : 重心系での散乱角である。また、np散乱の場合は$\sum_{even\ell}$と$\sum_{odd\ell}$を$\frac{1}{2}\sum_{\ell}$で置き換えたものになる。

ヘリシティ振幅はM行列要素と次のような関係を持っている。

$$\begin{aligned}
M_{ss} &= \Phi_1 - \Phi_2, \\
M_{11} &= \frac{1}{2}(1+\cos\theta)\Phi_3 + \frac{1}{2}(1-\cos\theta)\Phi_4 - \sin\theta\Phi_5, \\
M_{00} &= \cos\theta(\Phi_1+\Phi_2) - 2\sin\theta\Phi_5, \\
M_{01} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\sin\theta(\Phi_3-\Phi_4) + \sqrt{2}\cos\theta\Phi_5, \\
M_{10} &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\sin\theta(\Phi_1+\Phi_2) - \frac{1}{\sqrt{2}}\cos\theta\Phi_5, \\
M_{1-1} &= -\frac{1}{2}(1-\cos\theta)\Phi_3 + \frac{1}{2}(1+\cos\theta)\Phi_5 + \sin\theta\Phi_5,
\end{aligned} \quad \text{(III.38)}$$

III.1.6 π中間子生成のしきい値を越えたエネルギー領域での二核子系の散乱振幅

入射エネルギー $T_L \approx$300MeV を越えると核子-核子散乱は、弾性散乱のみでなく $pp \to pp\pi^0$ といった非弾性散乱が生じ始める。これにより、弾性散乱の散乱振幅はその大きさが 1 より小さくなる。この非弾性散乱の弾性散乱への影響を評価する為に、吸収係数(reflection parameter) と呼ばれるパラメータが導入された。

それぞれの部分波に対応した吸収係数を $\eta_{\ell,J}$ とすると、

スピン一重状態

$$\alpha_\ell = \eta_\ell \exp(2i\delta_\ell) - \exp(2i\Phi_\ell) \tag{III.39}$$

スピン三重 $\ell = J$ 状態

$$\alpha_{\ell J} = \eta_{\ell J} \exp(2i\delta_{\ell J}) - \exp(2i\Phi_J) \tag{III.40}$$

スピン三重 $\ell = J \mp 1$ 状態

$$S_J = \begin{pmatrix} (1-|\rho|^2)^{1/2}\eta_- \exp(2i\delta_-) & i\rho\sqrt{\eta_-\eta_+}\exp\{i(\delta_+ + \delta_-)\} \\ i\rho\sqrt{\eta_-\eta_+}\exp\{i(\delta_+ + \delta_-)\} & (1-|\rho|^2)^{1/2}\eta_+ \exp(2i\delta_+) \end{pmatrix} \tag{III.41}$$

となる。ここで $\delta_- = \delta_{J-1,J}, \delta_+ = \delta_{J+1,J}$、$\eta_{+(-)}$: $\ell = J+1(J-1)$ の吸収係数、ρ : $\ell = J-1$ と $\ell = J+1$ の部分波のミキシングパラメータである。[3]

III.1.7 散乱振幅と観測量

二核子による散乱実験において、入射粒子、標的粒子、散乱粒子及び反跳粒子のスピンの向きを、それぞれ図 III.2 に示すように進行方向の単位ベクトル L、進行方向に対して垂直で散乱面内の単位ベクトル S、散乱面に対して垂直に $N = L \times L$ で表す。観測量の下付の添字はこれら L、N、S 方向のスピン偏極率を測定して求められた事を示す。一方、これらの観測量は理論的に前節までに述べられたヘリシティ振幅によって導出する事ができる。

入射粒子、標的粒子、散乱粒子及び反跳粒子のいずれのスピン偏極の量を測定するかによって、これら観測量は以下のように場合分けされる。(入射, 標的 ; 散乱, 反跳) によりそれぞれの粒子の偏極の方向を与える。0 は観測しない事を意味する。さらに、これらの観測量の図的表現を図 III.3 に与える。観測量の名称は英文のまま示す。

[3] $\ell = J-1$ と $J+1$ のミキシング振幅 S_J の定義には、種々あるが本研究では式(III.41) を採用した。参考の為、補遺に星崎、R. A. Arndt のものを示す。

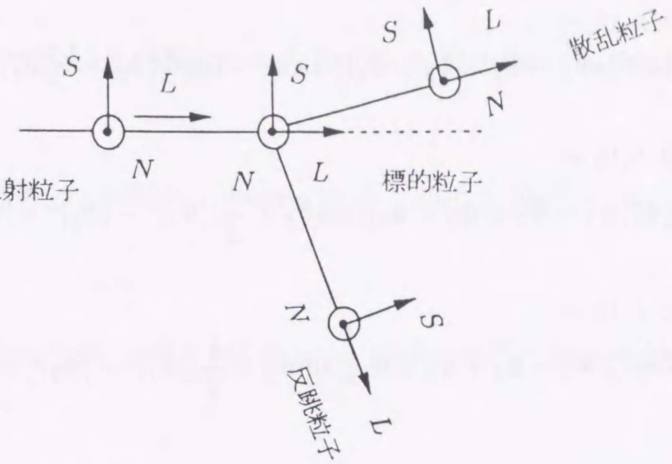


図 III.2: 散乱平面におけるN、L、Sの定義。

<u>**Forward observables**</u>

Total cross section

$$\sigma_t = 2\sqrt{\pi}\mathrm{Im}[\Phi_1(0) + \Phi_3(0)], \quad \text{(III.42)}$$

Inelastic cross section

$$\sigma_r = \frac{\pi}{p^2}\sum_{\mathrm{L,J}}(2L+1)(1-|\eta_{\mathrm{L,J}}|^2)^2, \quad \text{(III.43)}$$

Elastic total cross section

$$\sigma_{\mathrm{el}} = \sigma_t - \sigma_r, \quad \text{(III.44)}$$

Cross section difference in the longitudinal spin states

$$\Delta\sigma_{\mathrm{L}} = \sigma(\rightleftarrows) - \sigma(\rightrightarrows) = 4\sqrt{\pi}\mathrm{Im}[\Phi_1(0) - \Phi_3(0)], \quad \text{(III.45)}$$

Cross section difference in the spin states transverse to scattering plane

$$\Delta\sigma_{\mathrm{T}} = \sigma(\uparrow\downarrow) - \sigma(\uparrow\uparrow) = -4\sqrt{\pi}\mathrm{Im}\Phi_2(0), \quad \text{(III.46)}$$

<u>**Differential cross section**</u>

$$d\sigma/d\Omega = (0,0;0,0) = \frac{1}{2}[|\Phi_1|^2 + |\Phi_2|^2 + |\Phi_3|^2 + |\Phi_4|^2 + 4|\Phi_5|^2], \quad \text{(III.47)}$$

<u>**Polarization**</u>

$$P = (0,N;0,0) = (N,0;0,0) = \mathrm{Im}[(\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 - \Phi_4)^*\Phi_5]/(d\sigma/d\Omega) \quad \text{(III.48)}$$

<u>**[Wolfenstein parameters]**</u>

$$D = (N,0;N,0) = \{\mathrm{Re}[(\Phi_1^*\Phi_3 - \Phi_2^*\Phi_4)] + 2|\Phi_5|^2\}/(d\sigma/d\Omega), \quad (III.49)$$

$$\begin{aligned} R &= (S,0;S,0) = \\ &\{-\mathrm{Re}[\Phi_5^*(\Phi_1 - \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4)]\sin\theta_S + \mathrm{Re}(\Phi_1^*\Phi_3 + \Phi_2^*\Phi_4)\cos\theta_S\}/(d\sigma/d\Omega), \end{aligned} \quad (III.50)$$

$$\begin{aligned} R' &= (S,0;L,0) = \\ &\{-\mathrm{Re}[\Phi_5^*(\Phi_1 - \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4)]\cos\theta_S - \mathrm{Re}(\Phi_1^*\Phi_3 + \Phi_2^*\Phi_4)\sin\theta_S\}/(d\sigma/d\Omega), \end{aligned} \quad (III.51)$$

$$\begin{aligned} A &= (L,0;S,0) = \\ &\{\mathrm{Re}[\Phi_5^*(\Phi_1 - \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4)]\cos\theta_S + \frac{1}{2}(|\Phi_1|^2 - |\Phi_2|^2 + |\Phi_3|^2 - |\Phi_4|^2)\sin\theta_S \end{aligned} \quad (III.52)$$

$$\begin{aligned} A' &= (L,0;L,0) = \\ &\{-\mathrm{Re}[\Phi_5^*(\Phi_1 - \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4)]\sin\theta_S + \frac{1}{2}(|\Phi_1|^2 - |\Phi_2|^2 + |\Phi_3|^2 - |\Phi_4|^2)\cos\theta_S \end{aligned} \quad (III.53)$$

Two spin correlation parameters (single scattering)

$$A_{\mathrm{NN}} = (\mathrm{N},\mathrm{N};0,0) = \mathrm{Re}[(\Phi_1^*\Phi_2 - \Phi_3^*\Phi_4) + 2|\Phi_5|^2]/(d\sigma/d\Omega), \quad (III.54)$$

$$A_{\mathrm{SS}} = (\mathrm{S},\mathrm{S};0,0) = \mathrm{Re}[(\Phi_1^*\Phi_2 + \Phi_3^*\Phi_4)]/(d\sigma/d\Omega), \quad (III.55)$$

$$A_{\mathrm{SL}} = (\mathrm{S},\mathrm{L};0,0) = \mathrm{Re}[(\Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_3 + \Phi_4)^*\Phi_5]/(d\sigma/d\Omega), \quad (III.56)$$

$$A_{\mathrm{LL}} = (\mathrm{L},\mathrm{L};0,0) = \frac{1}{2}[-|\Phi_1|^2 + |\Phi_2|^2 + |\Phi_3|^2 + |\Phi_4|^2]/(d\sigma/d\Omega), \quad (III.57)$$

Two spin correlation parameters (double scattering)

(III.58)

$$\begin{aligned} D_{\mathrm{NN}} &= (0,N;0,N) \\ &= D \end{aligned} \quad (III.59)$$

$$\begin{aligned} D_{\mathrm{SS}} &= (0,S;0,S) \\ &= \{-\sin\theta_R\mathrm{Re}[(\Phi_1 - \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4)^*\Phi_5] - \cos\theta_R\mathrm{Re}[\Phi_1^*\Phi_3 + \Phi_2^*\Phi_4]\}/(d\sigma/d\Omega), \end{aligned} \quad (III.60)$$

$$\begin{aligned} D_{\mathrm{SL}} &= (0,S;0,L) \\ &= \{-\sin\theta_R\mathrm{Re}[\Phi_1^*\Phi_3 + \Phi_2^*\Phi_4] + \cos\theta_R\mathrm{Re}[(\Phi_1 - \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4)^*\Phi_5\}/(d\sigma/d\Omega), \end{aligned} \quad (III.61)$$

$$\begin{aligned} D_{\mathrm{LS}} &= (0,L;0,S) \\ &= \{\frac{1}{2}\sin\theta_R[|\Phi_1|^2 - |\Phi_2|^2 + |\Phi_3|^2 - |\Phi_4|^2] - \cos\theta_R\mathrm{Re}[(\Phi_1 - \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4)^*\Phi_5\}/(d\sigma/d\Omega), \end{aligned} \quad (III.62)$$

$$\begin{aligned} D_{\mathrm{LL}} &= (0,\mathrm{L};0,\mathrm{L}) = \\ &\{-\sin\theta_R\mathrm{Re}[(\Phi_1 - \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4)^*\Phi_5] \\ &-\frac{1}{2}\cos\theta_R\mathrm{Re}[|\Phi_1|^2 - |\Phi_2|^2 + |\Phi_3|^2 - |\Phi_4|^2]/\}(d\sigma/d\Omega), \end{aligned} \quad (III.63)$$

[Polrization transfer parameters]

$$\begin{aligned} K_{\mathrm{NN}} &= (N,0;0,N) \\ &= \{-\mathrm{Re}[(\Phi_1^*\Phi_4 - \Phi_2^*\Phi_3)] + 2|\Phi_5|^2\}/(d\sigma/d\Omega), \end{aligned}$$

$$(\mathrm{III.64})$$

$$\begin{aligned} K_{\mathrm{SS}} &= (S,0;0,S) \\ &= \{-\sin\theta_R \mathrm{Re}[(\Phi_1-\Phi_2-\Phi_3-\Phi_4)^*\Phi_5] - \cos\theta_R \mathrm{Re}[\Phi_1^*\Phi_4+\Phi_2^*\Phi_3]\}/(d\sigma/d\Omega), \end{aligned} \tag{III.65}$$

$$\begin{aligned} K_{\mathrm{SL}} &= (S,0;0,L) \\ &= \{-\sin\theta_R \mathrm{Re}[\Phi_1^*\Phi_4+\Phi_2^*\Phi_3] - \cos\theta_R \mathrm{Re}[(\Phi_1-\Phi_2-\Phi_3-\Phi_4)^*\Phi_5]\}/(d\sigma/d\Omega), \end{aligned} \tag{III.66}$$

$$\begin{aligned} K_{\mathrm{LS}} &= (L,0;0,S) \\ &= \{-\frac{1}{2}\sin\theta_R[\Phi_1^*\Phi_4+\Phi_2^*\Phi_3] - \cos\theta_R[|\Phi_1|^2-|\Phi_2|^2+|\Phi_3|^2-|\Phi_4|^2]\}/(d\sigma/d\Omega), \end{aligned} \tag{III.67}$$

$$\begin{aligned} K_{LL} &= (L,0;0,L) \\ &= \{\sin\theta_R \mathrm{Re}[(\phi_1-\phi_2-\phi3-\phi4)^*\phi_5] + \frac{1}{2}\cos\theta_R(|\phi_1|^2-|\phi_2|^2-|\phi_3|^2+|\phi_4|^2)\}/(d\sigma/d\Omega) \end{aligned} \tag{III.68}$$

Three spin correlation parameters

$$\begin{aligned} H_{\mathrm{SNS}} &= (S,N;0,S) \\ &= \{-\sin\theta_R \mathrm{Im}[\Phi_1^*\Phi_2+\Phi_3^*\Phi_4] + \cos\theta_R \mathrm{Im}[(\Phi_1-\Phi_2-\Phi_3-\Phi_4)^*\Phi_5]\}/(d\sigma/d\Omega), \end{aligned} \tag{III.69}$$

$$\begin{aligned} H_{\mathrm{NSS}} &= (N,S;0,S) \\ &= \{\sin\theta_R \mathrm{Im}[\Phi_1^*\Phi_2-\Phi_3^*\Phi_4] - \cos\theta_R \mathrm{Im}[(\Phi_1-\Phi_2-\Phi_3-\Phi_4)^*\Phi_5]\}/(d\sigma/d\Omega), \end{aligned} \tag{III.70}$$

$$\begin{aligned} H_{\mathrm{NLS}} &= (N,L;0,S) \\ &= \{\sin\theta_R \mathrm{Im}[(\Phi_1-\Phi_2+\Phi_3+\Phi_4)^*\Phi_5] - \cos\theta_R \mathrm{Im}[\Phi_1^*\Phi_4+\Phi_2^*\Phi_3]\}/(d\sigma/d\Omega), \end{aligned} \tag{III.71}$$

$$\begin{aligned} H_{\mathrm{NLS}} &= (L,N;0,S) \\ &= \{\sin\theta_R \mathrm{Im}[(\Phi_1-\Phi_2-\Phi_3-\Phi_4)^*\Phi_5] - \cos\theta_R \mathrm{Im}[\Phi_1^*\Phi_3+\Phi_2^*\Phi_4]\}/(d\sigma/d\Omega), \end{aligned} \tag{III.72}$$

$$\begin{aligned} H_{\mathrm{LNL}} &= (L,N;0,L) \\ &= \{-\sin\theta_R \mathrm{Im}[\Phi_1^*\Phi_3+\Phi_2^*\Phi_4] - \cos\theta_R \mathrm{Im}[(\Phi_1-\Phi_2-\Phi_3-\Phi_4)^*\Phi_5]\}/(d\sigma/d\Omega), \end{aligned} \tag{III.73}$$

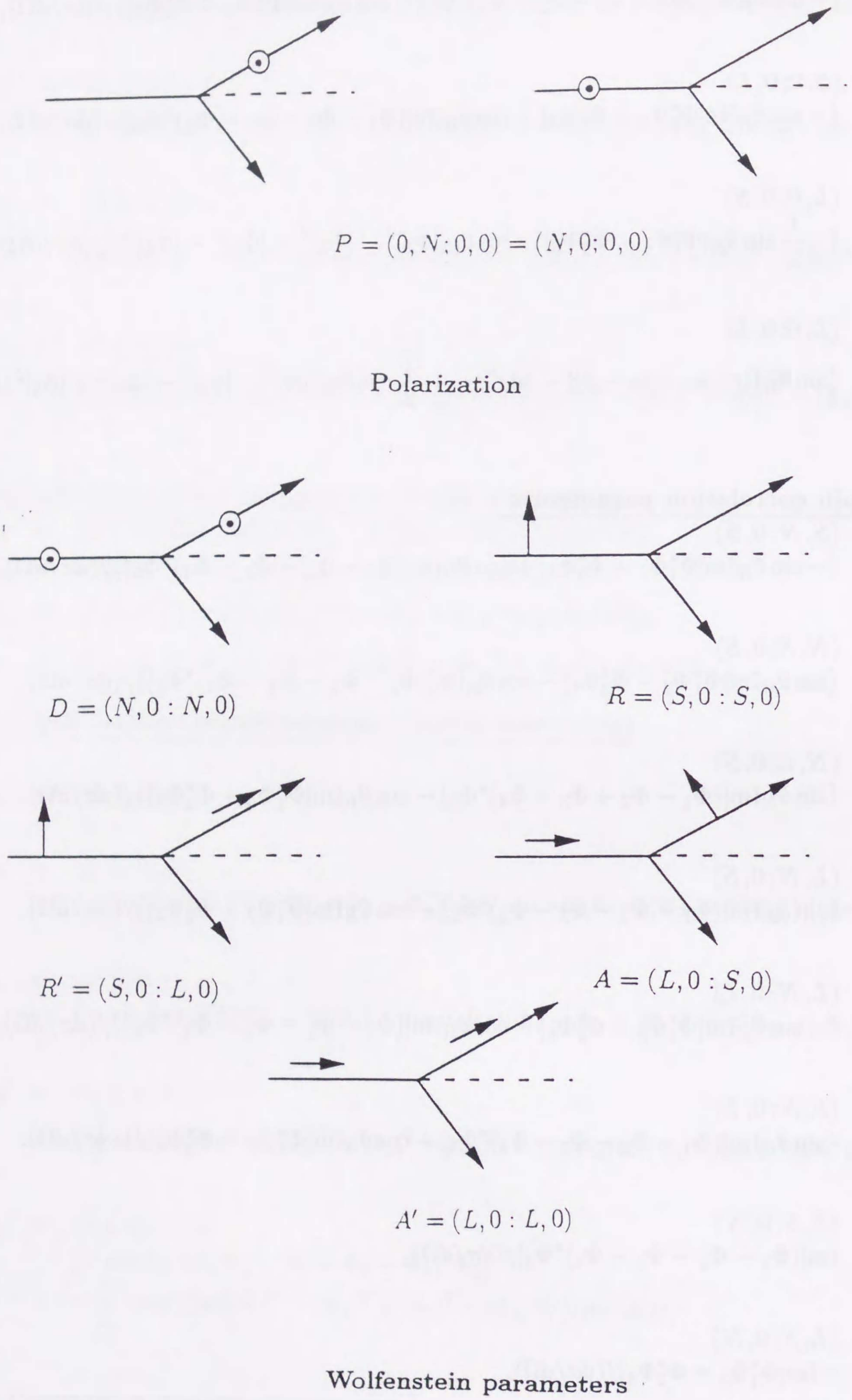
$$\begin{aligned} H_{\mathrm{SNL}} &= (S,N;0,L) \\ &= \{\sin\theta_R \mathrm{Im}[(\Phi_1-\Phi_2-\Phi_3-\Phi_4)^*\Phi_5] + \cos\theta_R \mathrm{Im}[\Phi_1^*\Phi_2+\Phi_3^*\Phi_4]/\}(d\sigma/d\Omega), \end{aligned} \tag{III.74}$$

$$\begin{aligned} H_{\mathrm{SSN}} &= (S,S;0,N) \\ &= \mathrm{Im}[(\Phi_1-\Phi_2-\Phi_3-\Phi_4)^*\Phi_5]/(d\sigma/d\Omega), \end{aligned} \tag{III.75}$$

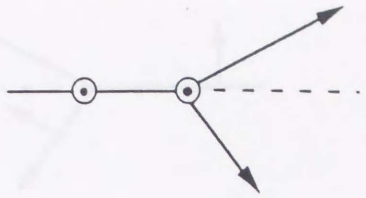
$$\begin{aligned} H_{\mathrm{LSN}} &= (L,S;0,N) \\ &= -\mathrm{Im}[\Phi_1^*\Phi_3-\Phi_2^*\Phi_4]/(d\sigma/d\Omega), \end{aligned} \tag{III.76}$$

$$\begin{aligned} H_{\mathrm{SLN}} &= (S,L;0,N) \\ &= \mathrm{Im}[\Phi_1^*\Phi_4-\Phi_2^*\Phi_3]/(d\sigma/d\Omega). \end{aligned} \tag{III.77}$$

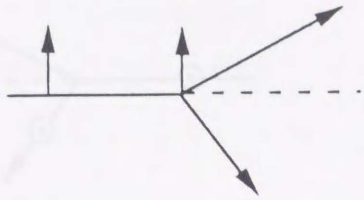
ここで θ_S、θ_R はそれぞれ実験室系での散乱角と反跳角である。



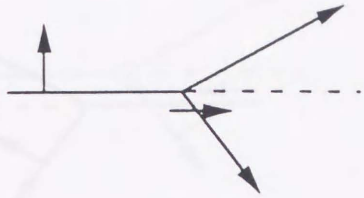
図III.3 二核子系のスピン観測量の図的表現。



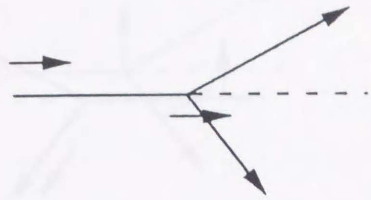
$A_{NN} = (N, N : 0, 0)$



$A_{SS} = (S, S : 0, 0)$

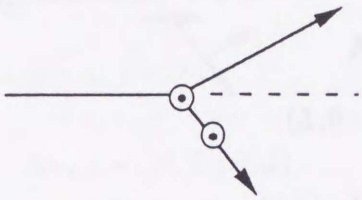


$A_{SL} = (S, L : 0, 0)$

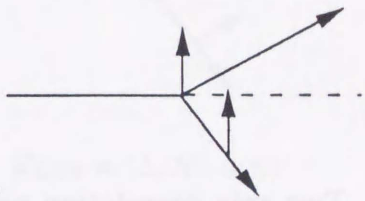


$A_{LL} = (L, L : 0, 0)$

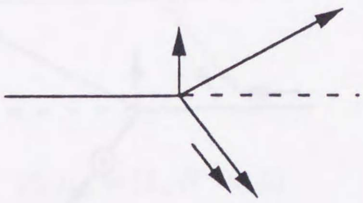
Two spin correlation parameters (single scattering)



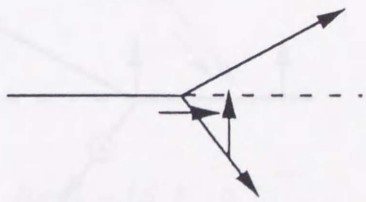
$D_{NN} = (0, N : 0, N)$



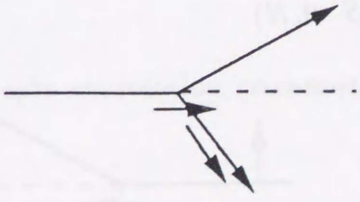
$D_{SS} = (0, S : 0, S)$



$D_{SL} = (0, S : 0, L)$



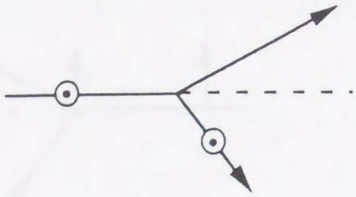
$D_{LS} = (0, L : 0, S)$



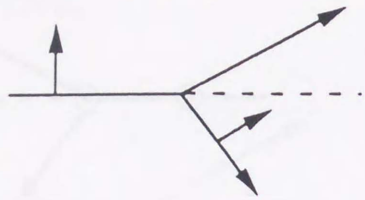
$D_{LL} = (0, L : 0, L)$

Two spin correlation parameters (double scattering)

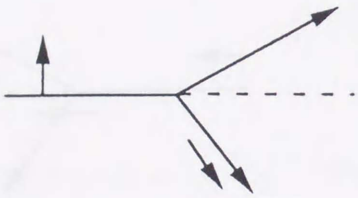
図III.3 (続き)



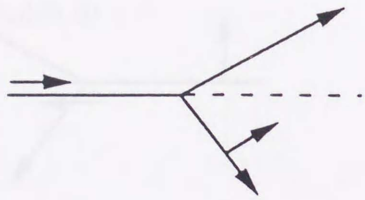
$K_{NN} = (N, 0 : 0, N)$



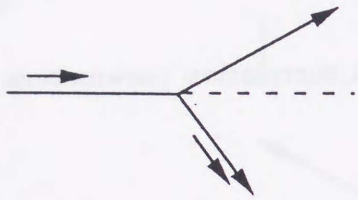
$K_{SS} = (S, 0 : 0, S)$



$K_{SL} = (S, 0 : 0, L)$

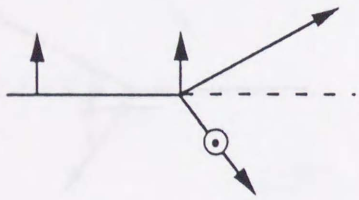


$K_{LS} = (L, 0 : 0, S)$

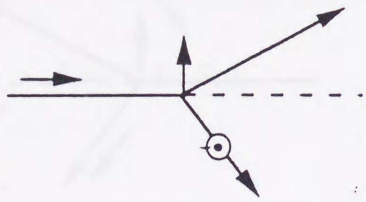


$K_{LL} = (L, 0 : 0, L)$

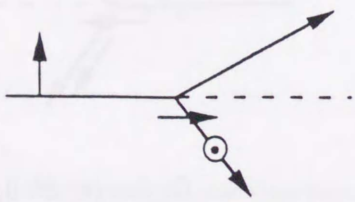
Two spin correlation parameters (polarization transtfer parameters)



$H_{SSN} = (S, S : 0, N)$

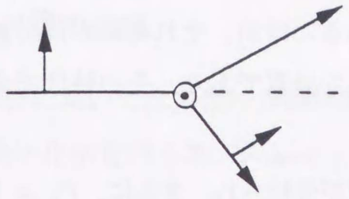


$H_{LSN} = (L, S : 0, N)$

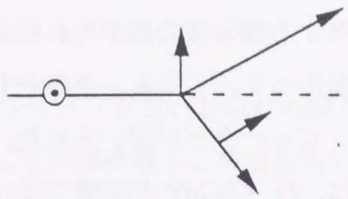


図III.3 (続き) $H_{SLN} = (S, L : 0, N)$

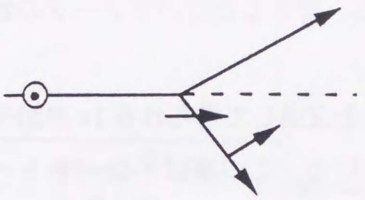
Three spin correlation parameters



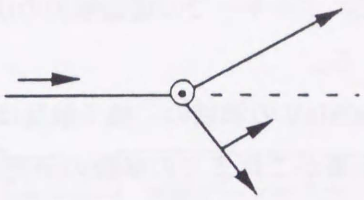
$H_{SNS} = (S, N : 0, S)$



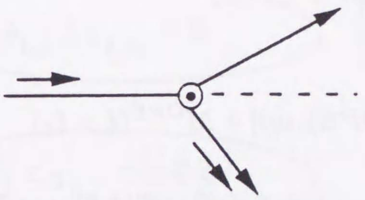
$H_{NSS} = (N, S : 0, S)$



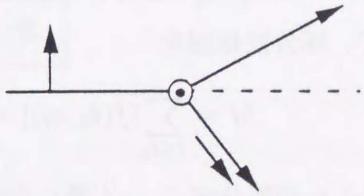
$H_{NLS} = (N, L : 0, S)$



$H_{LNS} = (L, N : 0, S)$



$H_{LNL} = (L, N : 0, L)$



$H_{SNL} = (S, N : 0, L)$

Three spin correlation parameters

図III.3 (続き)

III.2 位相差分析 (Phase Shift Analysis)

III.2.1 修正型位相差分析法

位相差分析が高エネルギー物理学において最初に用いられたのは、E. Fermi による πp 散乱に対してであった。この位相差分析により、当時まだ知られていなかったΔ粒子が発見され、そのスピン･パリティが決定された。その後、位相差分析によって新しいハドロン粒子が次々と発見され、そのスピン･パリティが決定されてきた。この当時の位相差分析は、まだ低エネルギー領域であり、核力に関与する部分波の数がそれ程多くなく ($\ell \leq 2$ あるいは3)、それぞれの部分波の解 (最適値) が得られ易かった。しかし、当時としては非常に大きな計算であり、その時代で最も処理能力が優れたコンピューターが用いられた。

現在では、$T_L \leq$1GeV の領域では$\ell \approx$9 以下の部分波が分析され、さらに、$P_L = 12GeV/c(T_L \approx 11GeV)$ では$\ell \leq$30 の部分波が分析されている。

このように増大した部分波を分析する為に、" peripheral " な領域で相互作用する部分波に対しては低エネルギーでの理論解析の研究結果を利用し、できるだけパラメータの数を減少させる事ができる。

$T_L \leq$50MeV の領域の二核子散乱は一つのπ中間子を交換して得られる1π中間子交換により理解される事がこれまでの多数の研究により分かっている。この事はインパクトパラメータ $b = \sqrt{\ell(\ell+1)}/p$, ($p$：重心系での運動量) を用いて，$b \approx$2.5fm より外側の領域では$1\pi$中間子交換が支配的である事を意味する。さらに、それより高いエネルギー領域では中間子の rescattering によるK-matrix damping effect を考慮すると良い事が分かっている。

そこで、部分波振幅を

$$M = \sum_{\ell \leq \ell_0} [f(\delta_\ell, \eta_\ell)] + \sum_{\ell_0 < \ell \leq \ell_1} [f(\delta_\ell(OPE), \eta_\ell)] + M^{OPE}(\ell > \ell_1) \tag{III.78}$$

とし、$\ell \leq \ell_0$の部分波は、χ^2-最小化により決定、$\ell_0 < \ell \leq \ell_1$の部分波は$K$-matrix damping により

$$\begin{aligned} S_\ell &= \frac{1+iK_\ell}{1-iK_\ell} \\ &= 1 + 2iK_\ell + 2(iK_\ell)^2 + \cdots\cdots \end{aligned}$$

$$K_\ell：1\pi\text{中間子交換によって得られる部分波振幅} \tag{III.79}$$

で評価し、$\ell > \ell_1$の部分波は 1π中間子交換振幅を用いる。ここで、ℓ_0、ℓ_1は入射エネルギーT_Lに依存する量である。図III.4 に位相差分析のプログラム上でのそれぞれのサブルーチン間の関係を与える。図III.5 にインパクトパラメータとT_Lとの関係を与える。

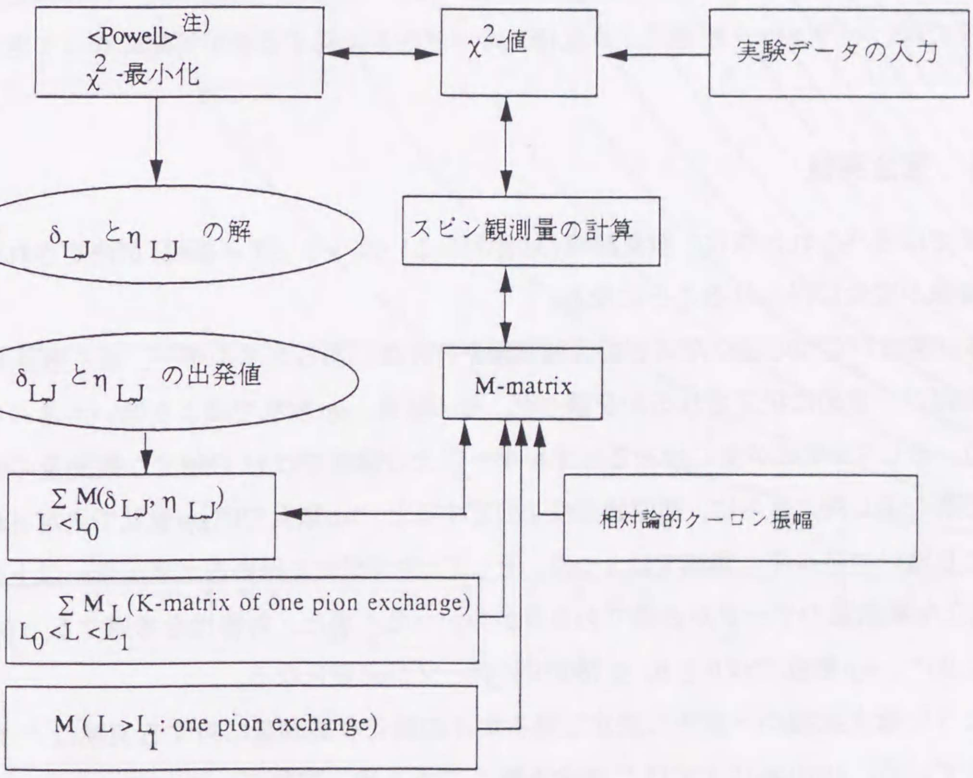
また、位相差分析には 1) エネルギー依存位相差分析、2) エネルギー独立位相差分析の２種類がある。1) は位相差と吸収係数にエネルギー依存性を仮定した解析関数を用いて広いエネルギー領

域で全体的に実験データを再現する部分波の解を探すものであり、2) はある特定のエネルギー点で位相差と吸収係数に何も解析関数を仮定せず、直接部分波の解を決定するものである。1) は仮定する関数形によりあるモデルが含まれることになるが、2) はモデルを何も含まない。したがって、2) の方が 1) に比べ直接データから散乱振幅を決定していると考えられる。

III.2.2 χ^2最小化法

位相差分析においては多数の非線形関数に対してフィッティングを行わなければならない。そこで，χ^2-最小化法を行う為，Powell による方法を修正した非線形最小二乗法を用いた。ここで，χ^2は

$$\chi^2 = \sum_{i,j}\left(\frac{\theta^{th}_{ij} - x_j\theta^{ex}_{i,j}}{x_j\Delta\theta^{ex}_{ij}}\right)^2 + \sum_j\left(\frac{1-x_j}{\Delta x_j}\right)^2 \qquad \text{(III.80)}$$



注) 東京大学大型計算機ライブラリプログラム「非線形最小二乗法」の呼称

図 III.4 位相差分析のプログラム上でのサブルーチン間の相互関係。ここで、図は概略を与える。

で与えた。ここで renormalization parameter x_j によりデータ·グループ間相互の整合性を評価している。Δx_j は j 番目の実験グループによって与えられた観測量 i の実験データ θ^{ex}_{ij} の統計誤差、$\Delta\theta^{ex}_{ij}$ は、データ θ^{ex}_{ij} の実験誤差である。θ^{th}_{ij} は実験データ θ_{ij} の計算値である。

χ^2 の最小値 $\chi_{min} = \chi(p_i)|_{p_i=p_i^{min}}$ はパラメータ p_i の全ての i に対して

$$\frac{\partial\chi^2}{\partial p_i} = 0 \tag{III.81}$$

を満たす。これを満たす p_i^{min} の組の点において、誤差行列 E が

$$(E^{-1})_{ij} = \frac{1}{2}\frac{\partial^2\chi^2}{\partial p_i \partial p_j}|_{p_{ij}=p_{ij}^{min}} \tag{III.82}$$

で定義される。すると p_i の標準誤差は $\sqrt{E_{ii}}$ になる。χ^2 を与える関数が χ^2_{min} の近傍で 2 次関数になっていると仮定すると、この誤差は χ^2 を $\Delta\chi^2 = 1$ だけ (他のパラメータを再度サーチした後) 増加させる事を意味する。

位相差分析においては、これまで実験データがそれ程充実しておらず、このパラメータ誤差はあまり意味を為さなかった。しかし、最近、次節で述べられる " 完全実験 " にほぼ近づいたエネルギー点では、パラメータ誤差により位相差の一意性を比較する事が可能になってきている。

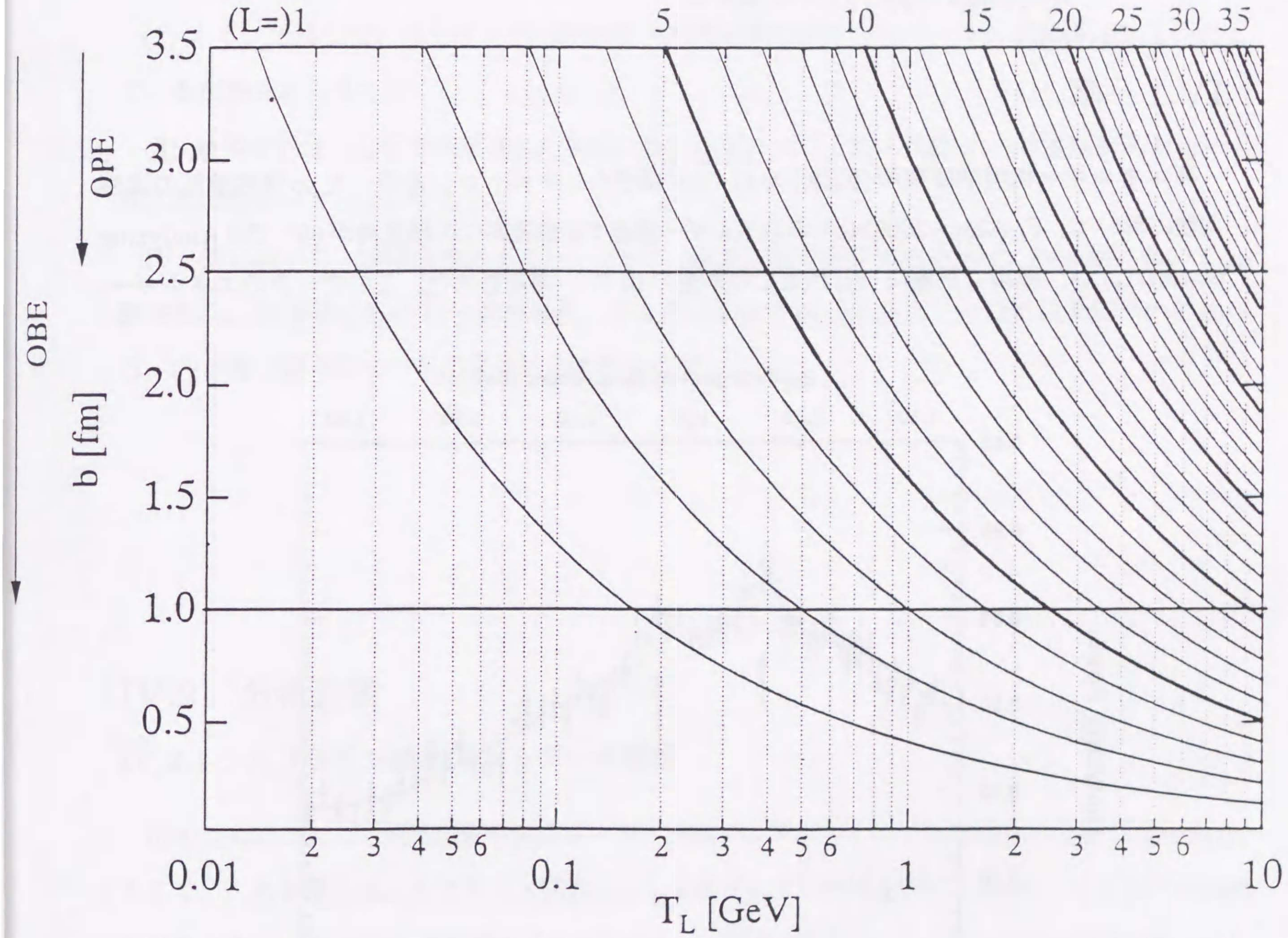
III.2.3 完全実験

前節までに述べられた様に、散乱振幅 (M 行列あるいはヘリシティ振幅) が決定されれば、相互作用の情報が完全に得られることになる。

Puzikov 等はいくつの独立なスピン偏極実験を行えば、あるエネルギー、ある散乱角 (E, θ) での散乱振幅が一意的に決定されるかを調べた。その結果、pp 散乱ではより低いエネルギー領域では5つの、そして π 生成が生じ始めるエネルギー以上の領域では 11 の独立な観測量のデータが必要である事を示した。さらに、荷電独立性を仮定すると、np 散乱では pp 散乱で決定された振幅を用いてより低いエネルギー領域では3つの、そして π 生成が生じ始めるエネルギー以上の領域では5つの独立な観測量のデータが必要である事が分かった。また、対称性を考慮すると pp 散乱では $0 \le \theta_c \le 90°$ 、np 散乱では $0 \le \theta_c \le 180°$ でのデータが必要となる。

このように散乱振幅が一意的に決定し得るだけの独立な観測量に対する実験は " 完全実験 " と呼ばれている。1970 年代までは " 完全実験 " である程、実験データが存在するエネルギー領域は存在しなかった。しかし、1980 年代に、SIN、SATURNE により、さらに 1990 年代に入り LAMPF において非常に精力的にスピン偏極実験が行われ、" 完全実験 " にほぼ近いエネルギー領域が現れてきた。これらの実験データを用いて、直接散乱振幅を導出する" Direct Reconstruction

” による解析も行われている [Hau89]。しかし、近づいてはいるが、全ての散乱角において実験データが存在するわけではなく、この方法により完全に散乱振幅が導かれてはいない。一方、位相差分析は III.1 節で述べた様に、Legendre polynomial を基底関数として用いている為、角度依存性を評価するのに適している。



図III.5　インパクトパラメータとエネルギーとの関係。ここで、b：インパクトパラメータ、T_L：入射運動エネルギーである。

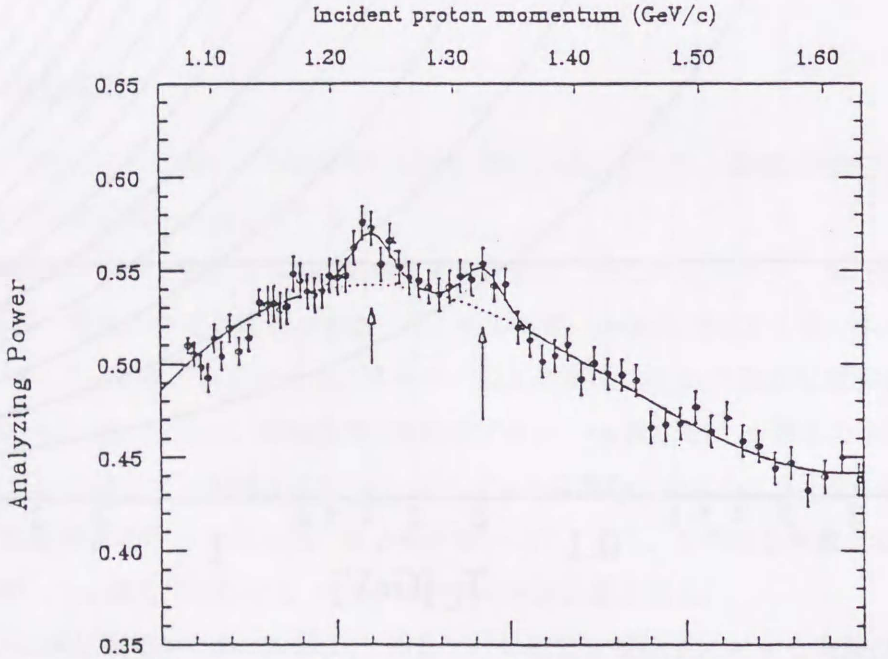
第IV章

二核子系における狭幅構造の分析

— KEKにおけるpp弾性散乱のA_yデータに現れる狭幅構造に対するpp-pp、πd-πd弾性散乱及びpp-πd反応の解析—

IV.1 序

高エネルギー物理学研究所(KEK)の12 GeV陽子シンクロトロンを用いたpp弾性散乱の偏極実験において、T_L=491~2000MeVのエネルギー領域で実験室系での散乱角が68° でのAnalyzing power(A_y)が、極めて正確に（これまでの誤差の10 %）測定された。このデータのエネルギー



図IV-1 KEKにおいて測定されたT_L=491–2000MeVにおけるpp弾性散乱の$\theta_L = 68°$でのAnalyzing Power(A_y)のデータ。

依存性には、$\sqrt{s}$= 2.16 と 2.19 GeV 辺りに 10 MeV 程度の幅の狭幅構造が見いだされている [Shi90, Kob94](図IV.1)。これまでにも、$^3He(p,d)X$ 反応のミッシングマス·スペクトルと Analyzing Power のミッシングマス·スペクトルのデータに、同じエネルギー点で同様の構造が観測されている [Tat87, San88]。この狭幅構造が狭い幅のダイバリオン (狭幅共鳴) の存在に関わるものかどうかを調べることは、ハドロン·クォーク物理にとって重要である。そこで、次のような問題を調べることが必要となる。

(1) KEK A_yデータのエネルギー依存における狭幅構造はpp 弾性散乱の他の観測量と矛盾しないか?

(2) もし、矛盾しないならば、どの部分波が共鳴状態を形成しA_yデータの狭幅構造を生み出している可能性があるか？

(3) pp弾性散乱の分析で決定された狭幅共鳴のスピン・パリティ状態は、πd 弾性散乱と pp–πd 反応の実験データと合致するか？

IV.2 節において、狭幅共鳴のスピン・パリティ決定の為の分析方法を示す。IV.3 節において pp 弾性散乱、IV.4 節においてπd 弾性散乱、IV.5 節において pp–πd 反応での分析結果について述べる。IV.6 節で結果についての全体的な考察を行なう。

IV.2 分析方法

IV.2.1 スプライン関数によるデータ補間

位相差分析によって散乱振幅を決定する際、実験データが不十分である場合がしばしばである。そこで、これを補う為、スプライン関数による実験データの内挿を行い [Nai89]、できるだけ信頼性のある " pseudodata " を作成することにする。　節点 $\xi_i (i = 1, \cdots, n)$ における関数値を $y_i(x)$、1 次導関数の値を $m_i(x)$ と表わせば、区間 $[\xi_i, \xi_{i+1}]$ におけるスプライン関数 $S_i(x)$ は次のようになる。

$$S_i(x) \;\; = \;\; m_i \frac{(x-\xi_i)(\xi_{i-1}-x)^2}{h_i^2} - m_{i+1} \frac{(x-\xi_i)^2(\xi_{i+1}-x)}{h_i^2}$$

$$+ \quad y_{i+1}\frac{(\xi_{i+1}-x)^2\{2(x-\xi_i)+h_i\}}{h_i^3} - m_{i+1}\frac{(x-\xi)\{2(\xi_{i+1}-x)+h_i\}}{h_i^3} \tag{IV.1}$$

これを用いて次の手順でデータの平滑化を行う。まず、データを$f_k \pm \Delta_k$とする。ここで、f_k、Δ_kは、それぞれ点x_kにおけるデータの中心値、測定誤差を表わす。そして、スプライン関数の節点を、既に決められたものとすれば、残差の二乗和Qは次の式で表わされる。

$$Q = \sum_{i=1}^{n-1}\sum_{k=p_i}^{q_i}[\frac{f_k - S_i(x_k)}{\Delta_k}]^2 \tag{IV.2}$$

ここで、x_kはデータのx座標を表わし、区間$[\xi_i, \xi_{i+1})$におけるx_kの最小値と最大値をそれぞれ$x_{P_i}, x_{Q_i}(i=1,2,\cdots n-1)$とする。この式を$S_i(x)$のパラメータ$m_i$、$v_i$で偏微分して、0とおけば$m_i$、$v_i$を未知数とする正規方程式が得られ区間ごとに近似関数を求めることができる。

データをより良く再現する一つの目安は、なるべく少ない節点数で、Qの値を最小にすることである。これを解くには非線形最小二乗法を行なう必要がある。しかしながら、その最小値は、残差の二乗和を最小にするだけであり、データ数が少ない場合や、データが離散的な場合には、近似曲線に余分な振動が出安く、それが最もよい内挿値になる保証はない。したがって、ジョブタイムが長い非線形最小二乗法を行なうメリットは少ない。

IV.2.2 歪曲波ボルン近似による分析

核子間相互作用の散乱振幅は、5つの " invariant amplitudes " から成る。したがって、PSAによってpp散乱の部分波振幅の一意的な解を得る為には、III.2.3節で述べられたように一つのエネルギーポイントで13種類以上の独立な観測量についての実験データが必要である。しかし、いくつかのエネルギーポイント以外はそのように多くの種類の観測量のデータが存在しない。現段階では、このエネルギー領域でPSAによって部分波振幅を10MeV間隔の狭いエネルギー間隔で決定することは不可能である。そこで、KEK A_yデータの狭幅構造が共鳴により生じていると仮定した場合、どの部分波と関連しているのかを調べる為に、pp弾性散乱と同時にπd散乱、pp–πd反応を分析する以下のような方法をとる。

(I) 一つの狭幅構造は、一つの部分波にその原因があると仮定する。

(II) 狭幅構造を引き起こすと仮定された全角運動量J、軌道角運動量ℓのS行列を次のように定義する。

$$S_{JP}^{ij} = \delta^{ij} + 2iA_{JP}^{ij}, \tag{IV.3}$$

ここで、i、jは、pp、πd チャンネルを示す。部分波振幅 A^{ij}_{JP} は二つの項に分けられる。

$$A^{ij}_{JP} = B^{ij}_{JP} + R^{ij}_{JP}, \tag{IV.4}$$

ここで、B^{ij}_{JP}とR^{ij}_{JP}はそれぞれ、バックグランド項と共鳴項である。$B^{ii}_{JP}(i=j$の場合$)$は次のように定義される。

$$B^{ii}_{JP} = \frac{1}{2i}(\eta^i_{\ell,J}\mathrm{e}^{2i\delta^i_{\ell,J}} - 1), \tag{IV.5}$$

そして、$i \neq j$の場合の$B^{ii}_{\ell,J}$についてはIV-Bで述べる。一方、狭幅構造項は、歪曲波ボルン近似[1]により、次のようなBreit–Wigner共鳴公式[8,9]によってパラメータ化される。

$$R^{ij}_{JP} = \frac{1}{2}\sqrt{\eta^i_{JP}}\sqrt{\eta^j_{JP}}\ \mathrm{e}^{i(\delta^i_{JP}+\delta^j_{JP})}\frac{\sqrt{\Gamma^i}\sqrt{\Gamma^j}}{-\sqrt{s}+\sqrt{s}_R - \frac{i}{2}\Gamma_t}c(\sqrt{s}), \tag{IV.6}$$

ここでδ^i_{JP}とη^i_{JP}はそれぞれチャンネルiの位相差と吸収係数であり、これらのエネルギー依存性は、以下に述べるように平滑化される。$c(\sqrt{s})$ は共鳴エネルギーよりも高い領域で、共鳴項の寄与を減少させせる因子である。$\sqrt{s}_R$、Γ_t、Γ^i、はチャンネル i で仮定された共鳴質量、、前幅と部分幅であり、Γ^iは次のように与えられる。[Ued87]。

$$\Gamma^i(k_i) \;=\; \gamma_i f_i(\frac{k_i}{k_R}), \tag{IV.7}$$

$$f_i(x) \;=\; \frac{11x^{2\ell_i+1}}{1+10x^{2\ell_i+1}}, \tag{IV.8}$$

ここで、k_iとℓ_iは重心系での運動量と軌道角運動量で、そしてk_Rは共鳴運動量である。γ_iは定数係数である。カット·オフ因子は次のようなガウス型で与える。

$$c(\sqrt{s}) = \exp[-(\frac{\sqrt{s}-\sqrt{s}_R}{\gamma})^2], \tag{IV.9}$$

ここで、共鳴項とバックグランド項との間の相対位相は無視している。これは1 fmより外側のダイナミックスと内側のダイナミックスのミキシングが生じないという仮定を意味している。しかしながら、一般には相対位相の自由度が残る。相対位相については後に議論する。

式(IV.6)-(IV.8)は" spin–uncouple "の場合である。pp散乱とπd 散乱に関して、" spin–couple "の場合の部分波振幅は以下のように与えられる。軌道角運動量$\ell = J \pm 1$に関して部分波振幅は

$$A_{JP} = \begin{pmatrix} B_{J,J-1} + R_{J,J-1} & B^J \\ B^J & B_{J,J+1} + R_{J,J+1} \end{pmatrix}, \tag{IV.10}$$

[1]歪曲波ボルン近似とは、相互作用の前後での入射波と散乱波それぞれをポテンシャルによる歪曲波として近似する方法として低エネルギー散乱の分析で導入された。ここでは、" peripheral " 領域(r≥ 1 fm) での相互作用はB項と同じダイナミックスにより、狭幅構造をきたすダイナミックスは、より内側(r≤ 1 fm)のクォークに関わるものと仮定し、入射波と散乱波は" peripheral "なダイナミックスによって歪曲されていると見る。

のようになる。ここで、$B_{J,J\pm1}$ と $R_{J,J\pm1}$はそれぞれ軌道角運動量$\ell = J\pm1$のバックグランド項と共鳴項で、次のように表される。

$$B_{J,J\pm1} = \frac{1}{2i}[(1-\rho_J^2)^{1/2}\eta_\pm \exp(2i\delta_\pm) - 1], \tag{IV.11}$$

$$B^J = \frac{1}{2}\rho_J\sqrt{\eta_+}\sqrt{\eta_-}\exp[i(\delta_- + \delta_+)], \tag{IV.12}$$

$$R_{J,J\pm1} = \frac{1}{2}\eta_\pm e^{2i\delta_\pm}\frac{\Gamma^i}{-\sqrt{s}+\sqrt{s}_R-\frac{i}{2}\Gamma_t}c(\sqrt{s}). \tag{IV.13}$$

ここで、$\delta_\pm$と$\eta_\pm$は$\ell = J\pm1$ の位相差と吸収係数である。そしてρ_Jは部分波ミキシングの複素ミキシングパラメータである。Γ^iはppあるいはπdチャンネルでの共鳴の部分幅である。pp–πd反応において、spin–coupleの場合の部分波振幅は以下のようである。

$$A_{JP} = \begin{pmatrix} B_{J,J-1}+R_{J,J-1} \\ B_{J,J+1} \end{pmatrix}, \tag{IV.14}$$

ここで、$R_{J,J-1}$と$B_{J,J-1}$は4–4) 節で述べられている。

(III) バックグランド項B_{JP}、$B_{J,J\pm1}$とB^JはPSAにより平滑化された形で計算される。詳細は次節(4–2)で述べる。

(IV) 狭幅構造項のパラメータはKEK–A_yデータにフィットするように決定される。狭幅構造はA_yにおいて、共鳴項とバックグランド項との干渉から生ずる事になる。干渉パターンは共鳴が仮定された状態によって変化する。それ故、狭幅構造を生み出す部分波についての情報は干渉パターンから得られる。

(V) (I)~(IV) をpp散乱のみではなく、πd散乱、pp–πd反応にも適用することによって、狭幅構造に関与している部分波が選び出される。

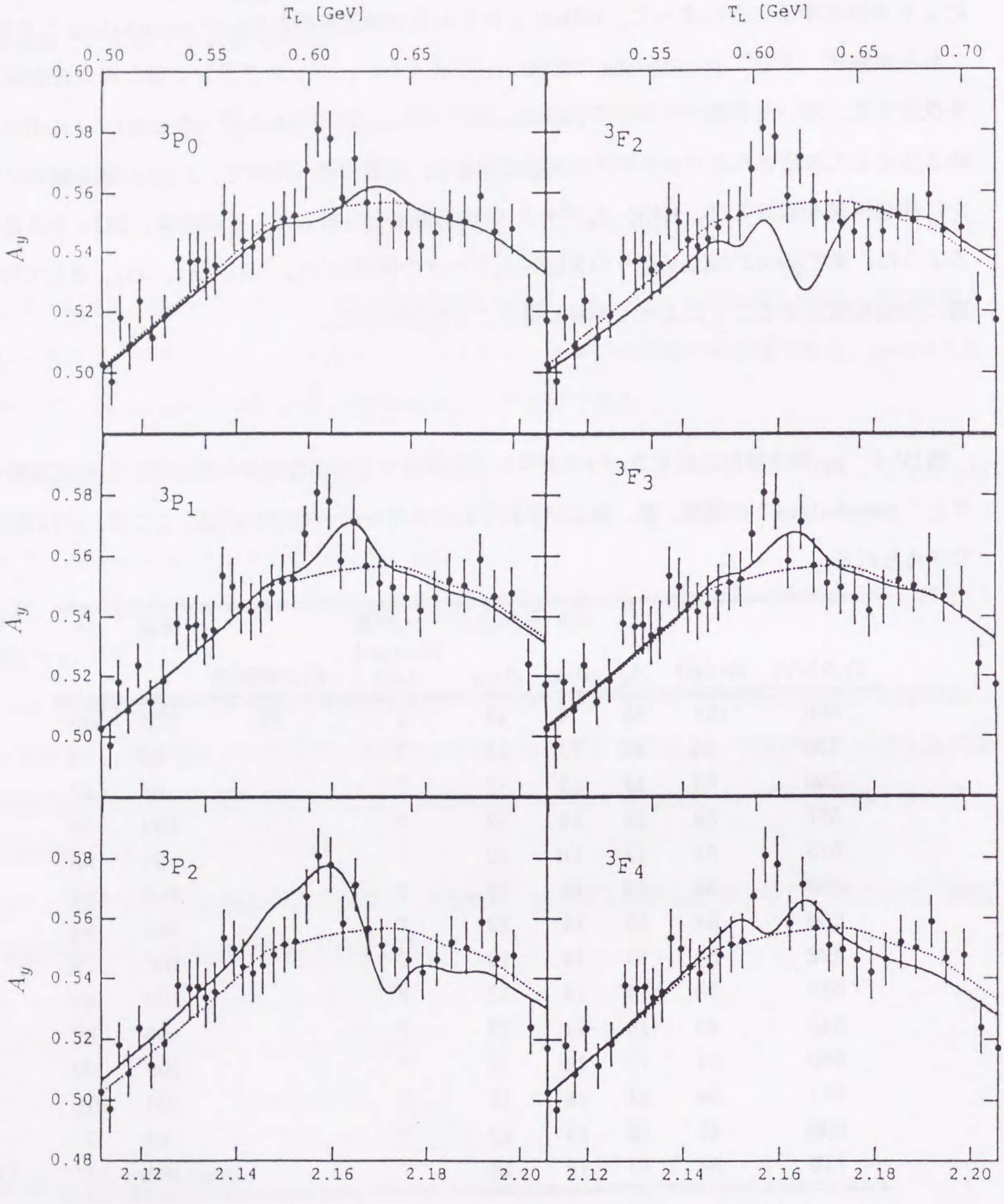
IV.3 pp弾性散乱

前節で述べた方法を用いて、実験室系散乱角68°でのpp弾性散乱のKEK–A$_y$データの分析を実施する。特にエネルギー依存における$\sqrt{s}$=2.16GeVと$\sqrt{s}$=2.19GeV 辺りでの狭幅構造を問題にするのは、同じエネルギー点で他の反応$^3He(p,d)X$で狭幅構造が観測されていることと、KEKのデータがこのエネルギー点の前後で" 4 standard deviation " から見て最もはっきりとした構造を示しているからである。バックグランド項を評価するためにT_L=500~716 MeVにおけるpp弾性

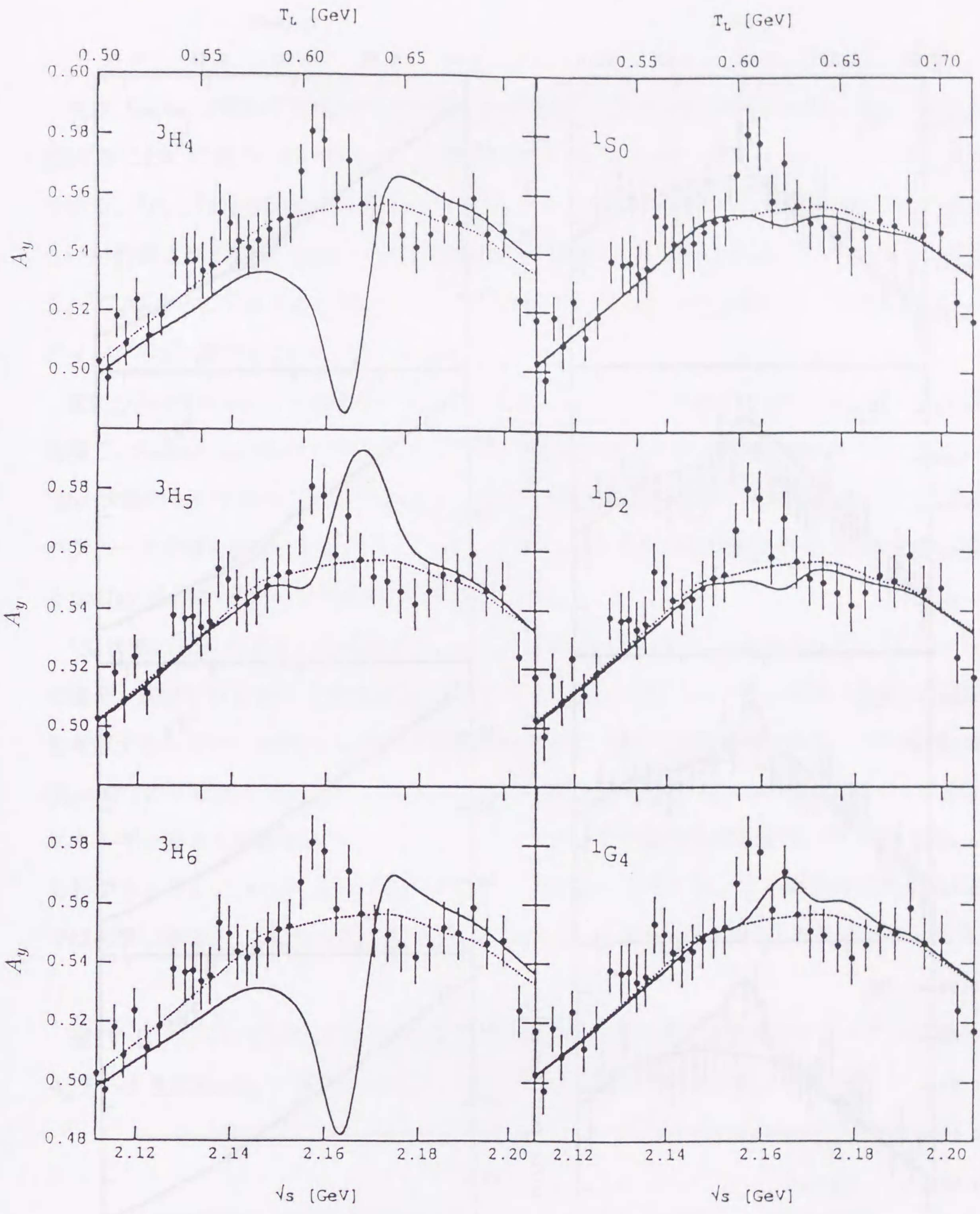
散乱データのPSAを行った。まずそれぞれの観測量でのすべての実験データをスプライン関数法により平滑化することによって、10MeVよりも小さな構造を持たない " pseudodata " を作る。これら実験データと " pseudodata " を用いてPSAを行い、バックグランド項の部分波振幅 B_{JP} を決定する。用いた実験データと " pseudodata " の数、及びPSAのχ^2 –値を表IV–Iに示す。このようにして決定されたバックグランド項に加えて、前節で述べた形で、$J \leq 5$の部分波のいづれかに狭幅構造を仮定して、KEK–A_yデータ の狭幅構造を分析した。その結果、図IV.2に見られるように、まず$\sqrt{s}$=2.16GeV辺りのKEK–A_yデータの構造は$^3P_1$、$^3P_2$、$^3F_3$、$^1G_4$、そして$^3H_5$状態に共鳴を仮定することによって再現し得ることが分かった。

表IV–I　pp弾性散乱に対するバックグランドを評価する為の位相差分析に用いられた実験データと " pseudodata " の種類、数、およびそれぞれのエネルギー点でのχ^2値。ここで、χ^2は式(4.3)で与えられる。

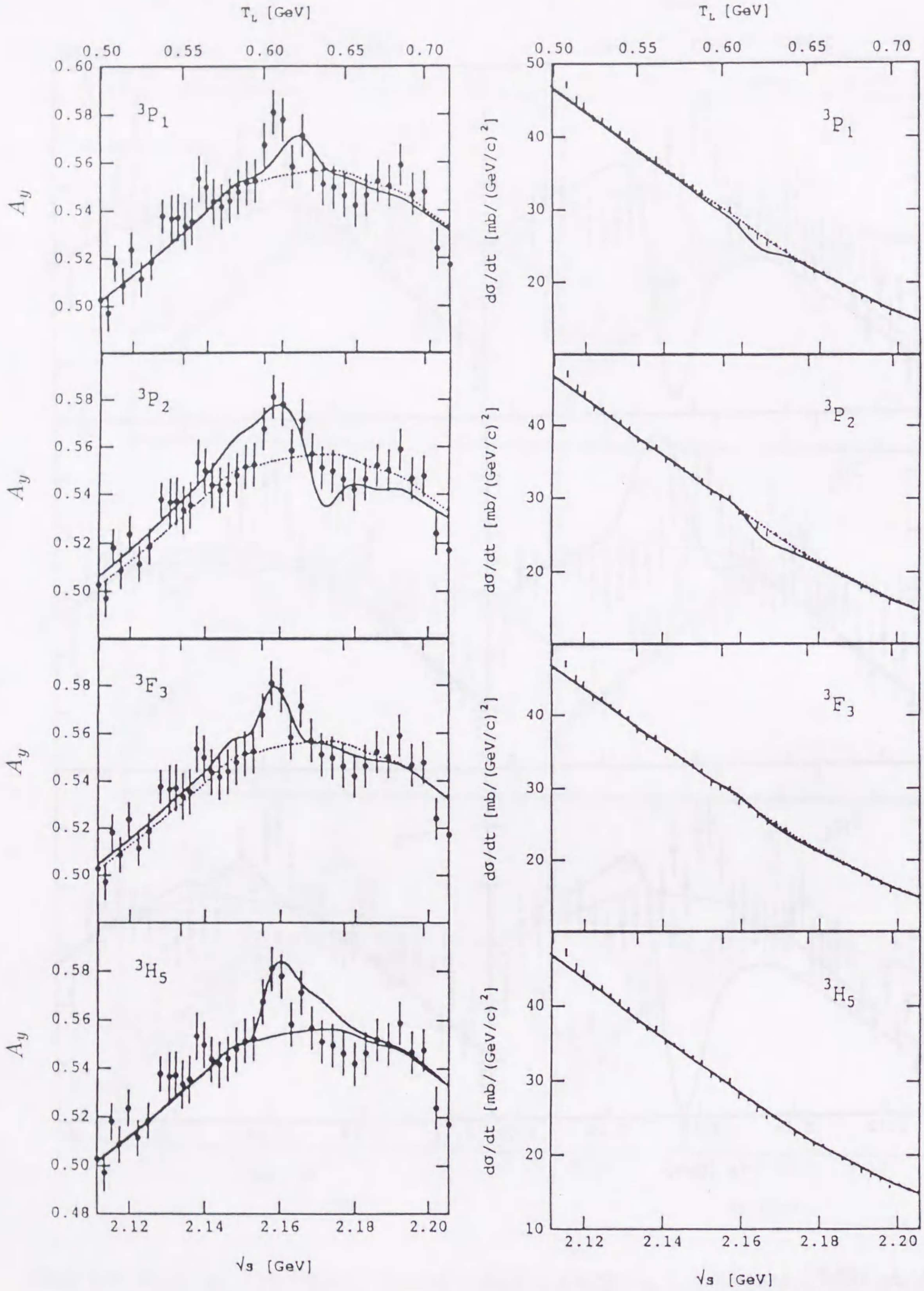
	用いられたデータの数						総数	χ^2
T_L[MeV]	$d\sigma/d\Omega$	A_y	A_{LL}	A_{NN}	Forward data	他の観測量		
500	124	83	4	18	7	87	323	480
530	54	13	13	12	7		99	64
550	54	13	13	12	7		99	61
567	54	13	14	12	7		100	59
583	51	13	11	12	7		94	68
593	54	13	14	12	7		100	81
604	54	13	14	12	7		100	84
622	54	13	14	12	7		100	79
634	54	13	14	12	7		100	83
648	49	13	14	12	7		95	92
669	54	13	14	12	7		100	90
684	54	13	14	13	7		100	101
699	47	13	14	12	7		93	61
716	54	13	14	13	7		100	107



図IV.2　KEK–A_yデータ[Shi90, Kob94]と軌道角運動量$\ell \leq 5$のそれぞれの部分波に共鳴項R_{JP}を含めた式(IV.7)により計算されたA_yとの比較。バックグランドを点線で、共鳴項を含めた計算値を実線で示す。共鳴パラメータは全ての部分波で$\sqrt{s}$ = 2165MeV、Γ_t=10.0MeV、$x = \Gamma_{pp}/\Gamma_t$ =0.08とした。


T_L [GeV]
0.50
0.55
0.60
0.65
0.70
0.60
0.58
0.56
0.54
0.52
0.50
0.48
A_y
$^3H_4$
$^1S_0$
$^3H_5$
$^1D_2$
$^3H_6$
$^1G_4$
2.12
2.14
2.16
2.18
2.20
√s [GeV]

図IV.2 (続き)



図IV.3 $^3P_1$、$^3P_2$、$^3F_3$、$^3H_5$のKEK-A_yへの最適解と、それによる$d\sigma/d\Omega(\theta_c = 90°)$の計算値とSaclayで測定された実験データ[Gar85]との比較。共鳴パラメーターの値は表IV–IIに与える。実線はそれぞれの部分波の解による計算値を、点線はバックグランドを示す。

他方、Saclayで極めて正確なθ_c=90°でのpp弾性散乱における微分断面積が測定されている[Gar85]。図IV.3において表IV–IIのパラメータ値を用いて計算した結果とこのSaclayのデータが比較されている。$^3F_3$と$^3H_5$の場合がSaclayのデータにフィットすることが分かった。$^3P_2$はそれほど良くないが許容される範囲である。$^3P_1$の場合はT_L= 580~630 MeVでSaclayのデータからずれている。$^1G_4$はさらにずれており図には示していない。よって$^3P_1$と$^1G_4$は解としては除かれる。フィッティングのχ^2–値は表IV–IIに示されている。

次に$\sqrt{s}$=2.19GeV辺りの構造に対しても同様の分析を行った結果、KEK–A_y データ の構造を再現し、Saclay–$d\sigma/d\Omega$データのエネルギー依存性とも矛盾しない狭幅共鳴は、$^3P_1$、$^3F_4$、$^1G_4$と$^3H_5$–状態のものであることがわかった。以上の分析の結果、KEK–A_yデータにフィットする共鳴パラメータの値を表IV–IIIに示す。また、この時のそれぞれの部分波共鳴による$d\sigma/d\Omega$ の計算値とSaclay–$d\sigma/d\Omega$データとの比較を図IV.4に示す。

$^1S_0$状態のダイバリオンの可能性が " rotation model " において指摘されている[Tat87]。$^1S_0$の場合、式(IV.7)において相対位相を0とするとA_yでの狭幅のピークは再現し得ない。相対位相を考慮するならば、KEK–A_yデータの構造は位相差~225°で再現可能である。この場合、$d\sigma/d\Omega$ (θ_c=90°)の計算値はSaclayのデータからはずれる。図IV.5に、$\theta_c \approx$40°における$d\sigma/d\Omega$データのエネルギー依存を計算値とともに示す。これらのデータの参考文献を表IV–IVに与える。これからわかるようにT_L=600 ~650 MeVでディップ構造を示している。この構造はこれまでの計算値では再現し得ない。これを再現するためには、弾性率xを表IV–IIで与えられた値よりも相当大きく

表IV–II　$\sqrt{s}$ = 2.16GeV辺りの狭幅構造を再現する部分波での共鳴パラメーターの値とKEK-A_yデータ及びSaclayで測定されたθ_c = 90°での$d\sigma/d\Omega$ に対するχ^2値。

共鳴質量 [MeV]	全幅 [MeV]	弾性率 Γ_{pp}/Γ_t	スピン·パリティ	χ^2値 A_y 29データ	$d\sigma/d\Omega$ ($\theta_c = 90°$) 30データ	計
2161	10	0.18	$^3P_1$	22	477	499
2165	10	0.08	$^3P_2$	35	297	322
2160	10	0.14	$^3F_3$	21	54	75
2158	10	0.06	$^3H_5$	36	46	82

表IV–III　$\sqrt{s}=2.16$GeV 辺りと $\sqrt{s}=2.19$GeV 辺りの狭幅構造へフィットする部分波の共鳴パラメーターの値。小文字は πd 散乱での対応する部分波。

スピン·パリティ $pp(\pi d)$	共鳴質量 [MeV]	全幅 [MeV]	弾性率 Γ^j/Γ_t	Γ_γ [MeV]
$\sqrt{s}$=2.16GeV 辺りの構造				
$^3F_3(^3d_3)$	2160	10	0.15	8
$^3H_5(^3g_5)$	2158	10	0.06	8
$\sqrt{s}$=2.19GeV 辺りの構造				
$^1G_4(^3f_4)$	2190	10	0.06	8
$^3P_1(^3s_1)$	2195	10	0.10	8
$^3F_4(^3g_4)$	2195	10	0.03	8
$^3H_5(^3g_5)$	2190	10	0.03	8

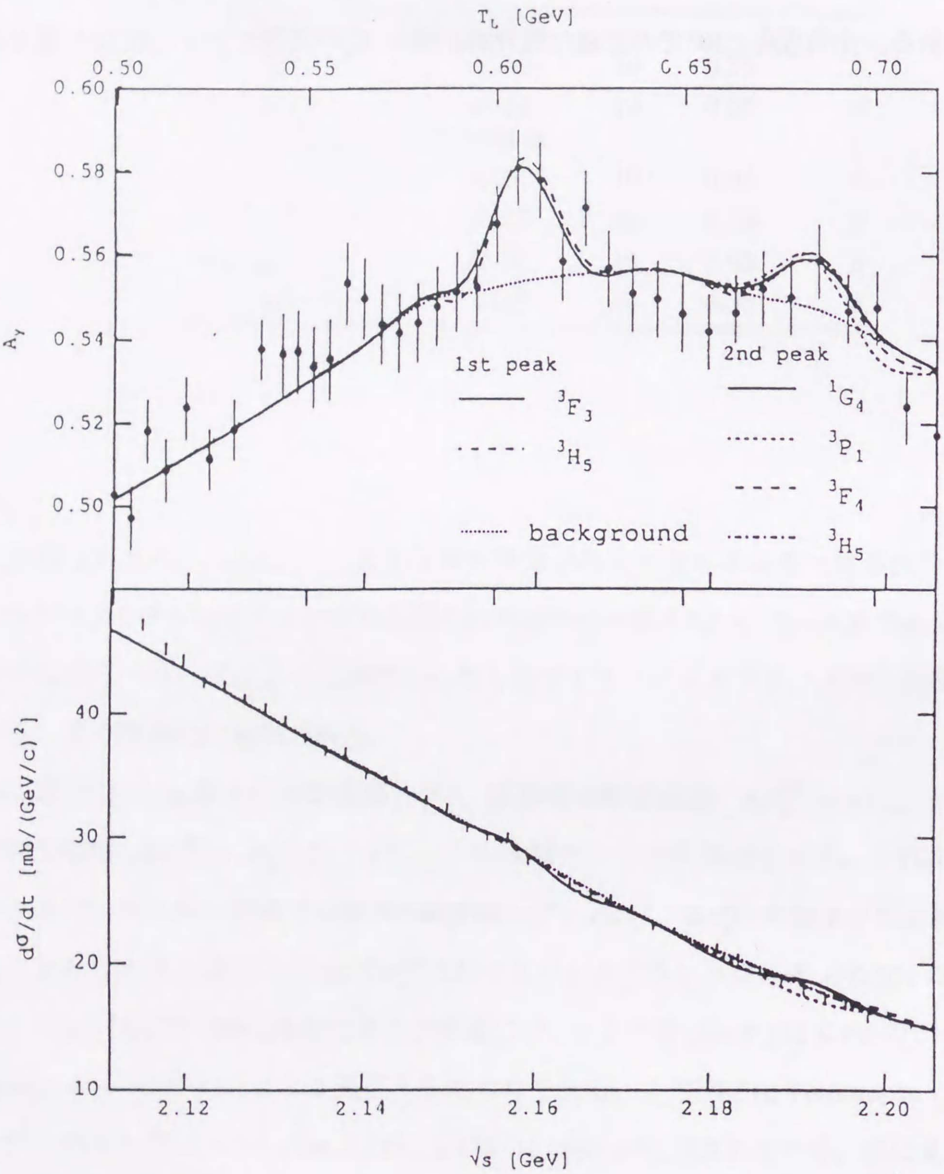
しなければならない。このように大きな弾性率はなめらかなエネルギー依存性を示す $d\sigma/d\Omega(\theta_c=90°)$ のデータへのフィッティングから得られた値とは一致しない。T_L=500.7MeV と 597.9 MeV のデータは同じグループによって測定されたものであり、バックグランドから同程度ずれていることから、その規格化に疑問が残る。

さらに図IV.6 に pp 散乱の全断面積(σ_t^{pp})、縦偏極全断面積差($\Delta\sigma_L^{pp}=\sigma(\rightleftarrows)-\sigma(\rightrightarrows)$) 及び横偏極全断面積差($\Delta\sigma_T^{pp}=\sigma(\uparrow\uparrow)-\sigma(\uparrow\downarrow)$) の実験データと計算値を示す。これからわかるようにより小さなエネルギー間隔での前方の観測量(σ_t^{pp}、$\Delta\sigma_L^{pp}$、$\Delta\sigma_T^{pp}$) の測定が解を絞るために有益であることがわかる。図IV.5 の pp の σ_t^{pp} におけるバックグランドはRef. DZ(55) のデータにfit している。$^3F_3$ と $^3H_5$ での狭幅構造による予測値にフィットする $\sqrt{s}$=2.153 GeV のデータはKEKでYamamoto *et al.*[YA(81)] により測定されたものである。この図にはYamamoto らによって測定されたデータは3–ポイント($\sqrt{s}$= 2.115、2.153、2.188 GeV) 示されている。図に見られるように、低エネルギー側の2つのデータは同じ量だけバックグランドからずれている。これは他のデータとの規格化の違いによるものであろうか。しかし、$\sqrt{s}$=2.188 GeV でのデータはバックグランドと一致する。$\sqrt{s}$=2.15 と 2.16 GeV での2つのDubnaのデータは比較的正確でありバックグランドにfit している。一見して σ_t^{pp} のデータはこの共鳴の存在を支持していないようにみえる。しかしながら2.15 GeV でのDubna のデータとは異なり、KEK データ [YA(81)] は共鳴的振る舞いを支持しているようにもみえる。それ故、明確な結論の為には、共鳴エネルギー前後での正確なデー

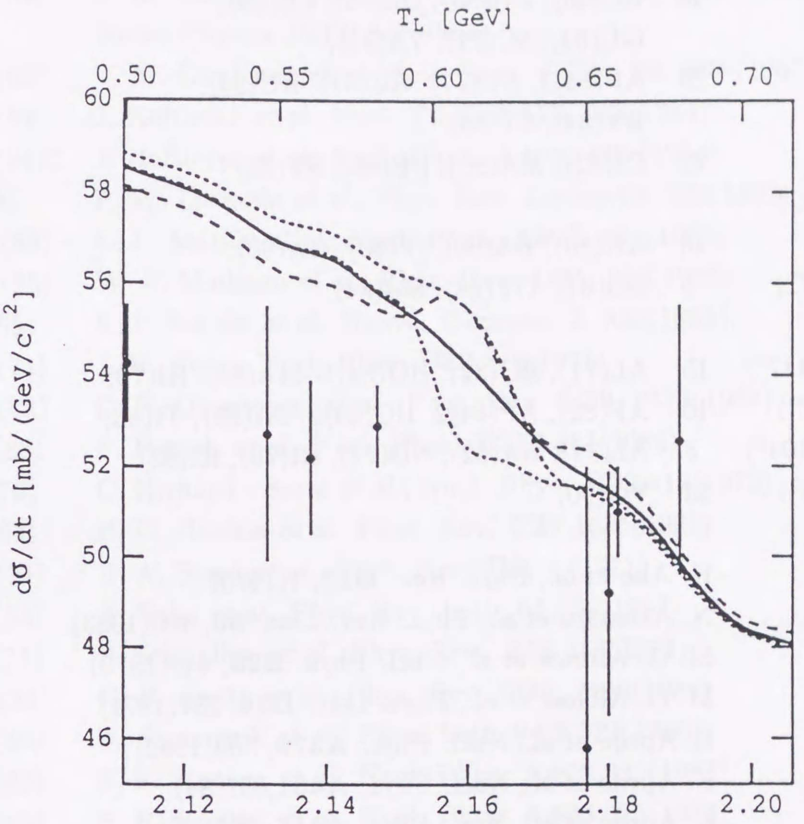
タが必要である。

図IV.6でわかるように解として残った部分波共鳴ごとに$\Delta\sigma_L^{pp}$と$\Delta\sigma_T^{pp}$は異なるエネルギー依存性を示している。よって解を絞るためにT_L=550 ~ 700 MeVでの10MeV程度の狭い間隔のより精度の高い$\Delta\sigma_L^{pp}$と$\Delta\sigma_T^{pp}$の測定が望まれる。

この分析においては、PSAの解の安定性によって保証されるバックグランド項の正確な決定が非常に重要である。小角度$\theta_c \lesssim 30^\circ$での正確な微分断面積と$A_y$の実験データの提供が望まれる。



図IV.4　KEK-A_yデータの2つのピークに対する最適解でのA_yと$d\sigma/d\Omega(\theta_c = 90°)$の計算値と実験データの比較。$\sqrt{s} = 2.16$GeV辺りでは、実線が$^3F_3$、破線が$^3H_5$を示し、$\sqrt{s} = 2.19$GeV辺りでは実線、小破線、破線、点破線は$^1G_4$、$^3P_1$、$^3F_4$、$^3H_5$を示し、点線はバックグランドを示す。共鳴パラメーターは表IV-IIIの値を用いている。



図IV.5　重心系での散乱角θ_c=40.0°での$d\sigma/d\Omega$。点線、波線、点波線はそれぞれ$^3P_2$、$^3F_3$、$^3H_5$による計算値を示し、実線はバックグランドを示す。θ_c=40.0°での実験データの参考文献は表IV–IVに与えられている。

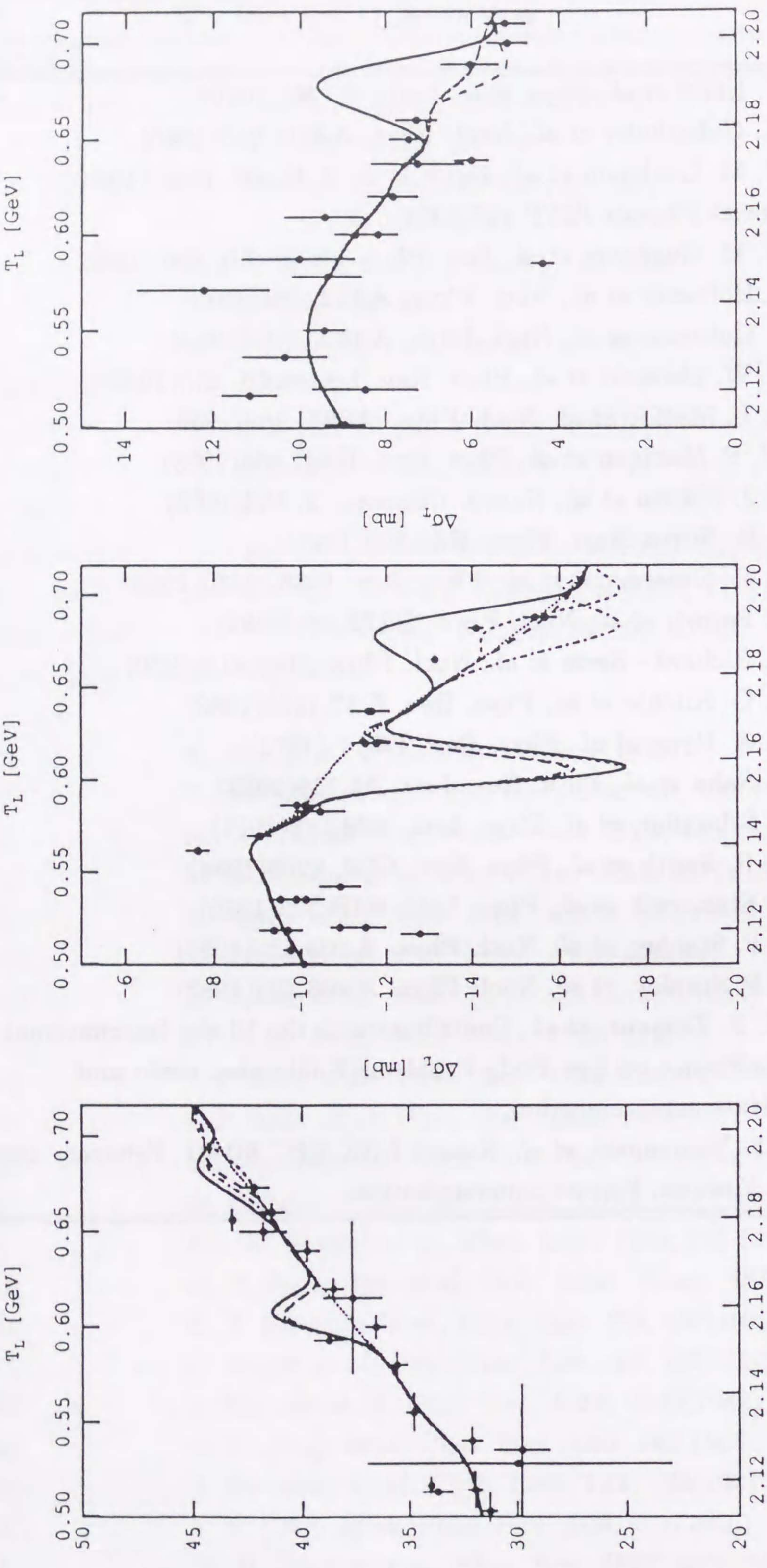
表IV–IV　図IV.5、IV.6、IV.7、IV.8で与えられている実験データの著者及び文献のリスト。

観測量	数	参考文献
[pp 弾性散乱]		
$d\sigma/d\Omega(\theta_c = 40^\circ)$	7	AB(75), AL(70), BO(54), BO(72), GU(65), NI(65), RY(71)
σ_t	18	BU(66), CH(56), DZ(55), EL(59), GU(64), SC(71), YA(81),
$\Delta\sigma_L$	25	AP(84)1, AU(77), AU(81), AU(84), BY(84), ST(83)
$\Delta\sigma_T$	22	DI(83), MA(85), PE(86), ST(83)
[πd 弾性散乱]		
$d\sigma/d\Omega(117^\circ)$	13	AK(83), BA(83),ST(80), GA(80),
$iT_{11}(\theta_c = 117^\circ)$	6	BO(81), OT(88), SM(84)
[pp-πd 反応]		
$d\sigma/d\Omega(\theta_c = 117^\circ)$	15	AL(71), BO(82), HO(84)1, MA(83), RI(70)
$iT_{11}(\theta_c = 117^\circ)$	16	AP(82), AP(84)2, HO(84)2, SA(83), TI(83)
$d\sigma/d\Omega(\theta_c = 104^\circ)$	8	AL(71), BA(62), NO(71), RI(70), RI(83)
$iT_{11}(\theta_c = 104^\circ)$	33	YO(90)

AB(75)	K. Abe *et al.,* Phys. Rev. **D12**, 1(1975).
AK(83)	N. Akemoto *et al.,* Phys. Rev. Lett. **50**, 400(1983)
AL(70)	M. G. Albrow *et al.,* Nucl. Phys. **B23**, 445(1970).
AL(71)	M. G. Alblow *et al.,* Phys. Lett. **B34**, 337(1971)
AP(82)	E. Aprile *et al.*, Nucl. Phys. **A379**, 369(1982)
AP(84)1	E. Aprile *et al.*, Nucl. Phys. **A431**,637(84)
AP(84)2	E. Aprile *et al.*, Nucl. Phys. **A415**, 365(1984)
AU(77)	I.P. Auer *et al.*, Nucl. Phys. **67B**, 113(77)
AU(81)	I. P. Auer *et al.*, Phys. Rev. **D24**,2008(81)
AU(84)	I. P. Auer *et al.*, Phys. Rev. **D29**, 2435(84)
BA(62)	B. Baldoni *et al.*, Nuov. Cim. **26**, 1376 (1962)
BA(83)	B. Balestri *et al.*, Nucl. Phys. **A392**, 217 (1983)
BI(78)	Ed. K. Biegert *et al.*, Phys. Lett. **73B**, 235 (1978)
BO(54)	N. P. Boghachev *et al.*, Dok. Akad. Nauk. SSSR. **99**, 931 (1954).
BO(72)	E. T. Boschitz *et al.*, Phys. Rev. **C6**, 457(1972).
BO(81)	J. Bolger *et al.*, Phys. Rev. Lett. **46**, 167(1981)
BO(82)	J. Boswell *et al.*, Phys. Rev. **C25**, 2540(1982)
BU(66)	D. V. Bugg *et al.*, Phys. Rev. **146**, 980(1966)
BY(84)	J. Bystrichy *et al.*, Phys. Lett. **142**, 130(1984)
CH(56)	F. F. Chen *et al.*, Phys. Rev. **103**, 211(1956)
DI(83)	W. R. Digzler *et al.*, Phys. Rev. **D27**, 680(1983)
DZ(55)	V. P. Dzhelepov *et al.*, SSSR **104**, 380(1955)

表IV–IV(続き)

EL(59)	T. Elioff *et al.*, Phys. Rev. Letts. **3**, 285(1959)
GA(80)	K. Gabathuler *et al.*, Nucl. Phys. **A350**, 253(1980)
GU(64)	V. M. Guzhavin *et al.*, JETP U. S. S. R. **46**, 1245 (1964); Soviet Physics JETP 847(1964)
GU(65)	V. M. Gughavin *et al.*, Sov. Phys. JETP. **20**, 830 (1965).
HO(84)1	J. Hoftiezer *et al.*, Nucl. Phys. **A412**, 286(1984)
HO(84)2	J. Hoftiezer *et al.*, Nucl. Phys. **A402**, 429 (1984)
LI(82)	P. W. Lisowski *et al.*, Phys. Rev. Letters**49**, 255(1982)
MA(83)	E. L. Mathie *et al.*, Nucl. Phys. **A397**, 469(1983)
MA(85)	W. P. Madigan *et al.*, Phys. Rev. **D31**, 966(1985)
NI(65)	S. J. Nikitin *et al.*, Nuovo. Cimento. **2**, 830(1965).
NO(71)	J. H. Norm, Nucl. Phys. **B33**,512(1971)
OT(88)	C. R. Ottermann *et al.*, Phys. Rev. **C38**, 2310(1988)
PE(86)	F. Perrot, *et al.*, Nucl. Phys. **B278**,881(1986)
RI(70)	C. Richard - Serre *et al.*, Nucl. Phys. **B20**,413(1970)
RI(83)	B. G. Ritchie *et al.*, Phys. Rev. **C27**,1685(1983)
RY(71)	B. A. Ryan *et al.*, Phys. Rev. **D3**, 1 (1971).
SA(83)	A. Saha *et al.*, Phys. Rev. Lett. **51**,759(1983)
SC(71)	P. Schwaller, *et al.*, Phys. Lett. **358**,243(1971)
SM(84)	G. R. Smith *et al.*, Phys. Rev. **C29**, 2206(1984)
ST(80)	A. Stanovnik *et al.*, Phys. Lett. **94B**,323(1980)
ST(83)	S. P. Stanley, *et al.*, Nucl. Phys. **A403**,525(1983)
ST(83)	S. P. Stanley, *et al.*, Nucl. Phys. **A403**,525(1983)
TI(83)	W. B. Tippens, *et al.*, Contribution to the 10 the International Conference on Few Body Problems(Kahlsruhe, 1983) and private communication.
YA(81)	S. S. Yamamoto, *et al.*, Report KEK-EPC **80-01**, Feburary 1981
YO(90)	H. Yoshida, Private communication.



図IV.6 pp弾性散乱の前方の観測量 σ_t^{pp}、σ_l^{pp} σ_t^{pp}における表IV–IIIの値による計算値と実験データ。線の種類は図IV.4のものと同一。

IV.4 πd 弾性散乱

πd 弾性散乱への狭幅構造の寄与を調べるために、pp 弾性散乱の場合と同様に滑らかなバックグランドの評価が必要である。pp 散乱とは異なり、πd 散乱においては現段階では実験データが量、質共に不足している。したがって、散乱振幅に解析的な関数を仮定したエネルギー依存PSA を行なう他はない。一方、Faddeev 方程式に基づいた3体計算は実験データと良く一致している。それ故、これらの理論値を位相差分析の出発値として用いることは理にかなっている。今回の分析においてはFadeev 理論によるLyon グループの振幅を用いた[2]。π 中間子の入射エネルギー T_L=65~325 MeV における実験データについて、エネルギー依存の位相差分析を行った。s、p、d 波の η と δ に関しては、そのエネルギー依存性を実験室系での入射エネルギー T_L の多項式として次のような展開式で表す。

表IV–V πd 弾性散乱に対するバックグランドを評価する為の位相差分析に用いられた実験データの種類、数、およびそれぞれのエネルギー点での χ^2 値。

	用いられたデータの数						総数	χ^2 値
T_L[MeV]	$d\sigma/d\Omega$	iT_{11}	T_{20}	T_{20}^{lab}	τ_{22}	τ_{21}		
65	21						21	26
80	9						9	10
117	18	10		1			29	43
125	20	16		1			37	40
134	31	22	6	7	6	12	84	110
140	105	17		18			140	224
151	21	11	6	1			39	37
180	41	21	4	4	6	10	86	142
189	22		6				22	27
219	34	17		2	6	12	77	104
238	17	13					30	41
256	86	39	12	4	6	6	153	226
275	18	16					34	31

[2]Faddeev 振幅を出発値としたり、あるいはこの振幅に " constraint " になるような形で一つのエネルギーポイントでの位相差分析が行われている[Hir90, Ste87]。もし、πd 弾性散乱と pp–πd 反応が3チャンネル(pp、πd、、$N\Delta$)によって満足されているならば、$^3p_2$ と $^3d_2$ 状態の散乱振幅の係数は3チャンネルでのユニタリティを満たさねばならない[Hir90]。今回の分析では、散乱振幅にはこの条件は課さずに解を求めた。

$$\delta = \sum_{n=0}^{4} a_n T_L^n, \qquad \text{(IV.15)}$$

$$\eta = \sum_{n=0}^{4} b_n T_L^n, \qquad \text{(IV.16)}$$

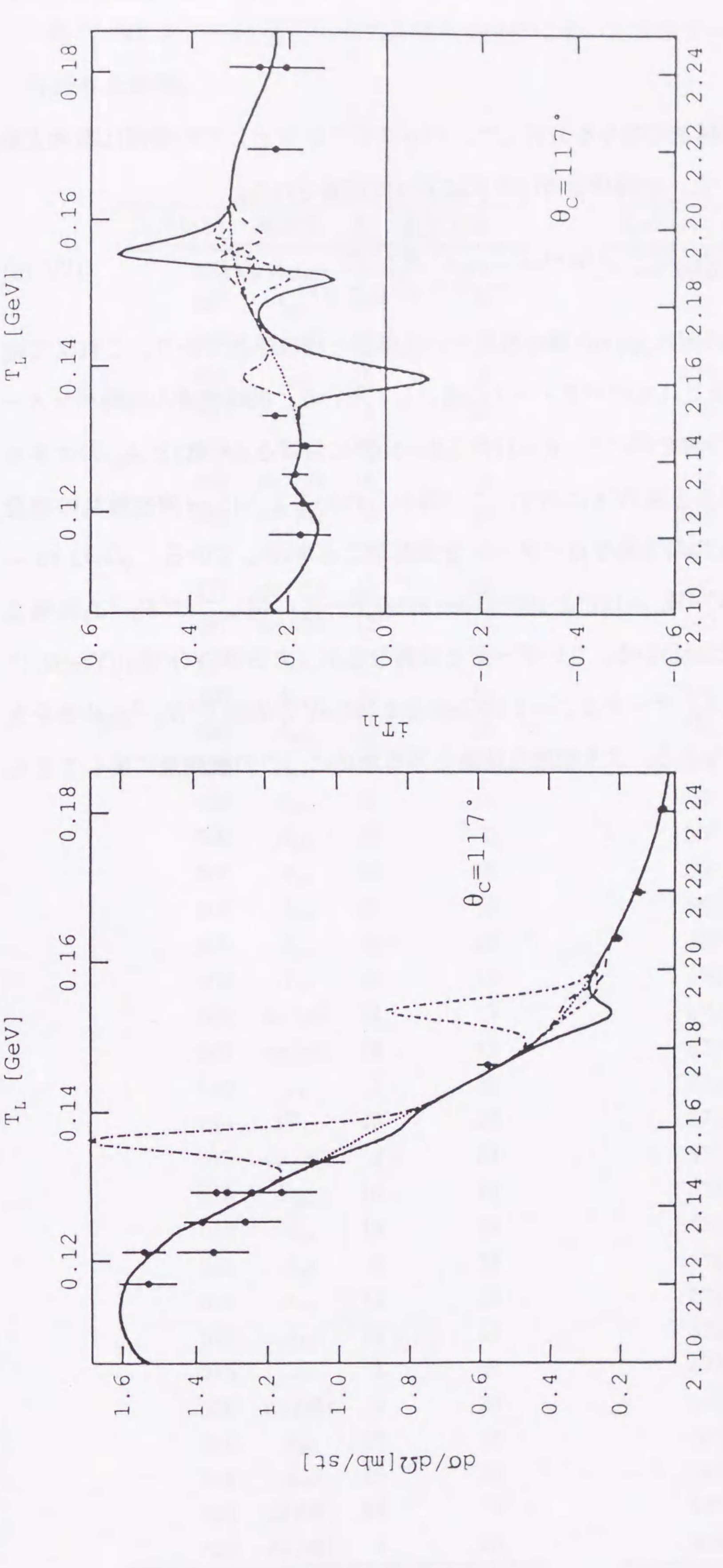
ここでaとbはパラメータであり、χ^2最小化によってその値が決定される。$3\leq \ell \leq 8$の軌道角運動量の高い部分波振幅には、滑らかなLyonグループの部分波振幅を用いた[Lam87]。$\ell \geq 9$の部分波振幅は無視できる程小さいと近似した。

aとbの出発値はLyonグループの振幅へのχ^2最小化によって求めた。着目するエネルギー領域のなかで実験データが存在する13のエネルギーポイント中、11ポイントで位相差分析を行った。残りの2つのエネルギーポイントでの散乱振幅は、位相差分析による解のスプライン関数による内挿によって得た。しかし、Lyonグループの$^3P_2$ –状態の振幅は、T_L=180 MeVの周囲で急激な変化を示しており、式(IV.15)と(IV.16)の滑らかな関数では再現することが出来ないので、実験データにフィットする解は得られない。それ故、$^3P_2$–状態の$(\delta、\eta)$のエネルギー依存については、次のような共鳴的な関数を仮定する。

$$\delta(^3p_2) = \frac{(a_4 - T_L)\sum_{n=0}^{3} a_n T_L^n}{(a_5 - T_L)^2 + a_6{}^2}, \qquad \text{(IV.17)}$$

$$\eta(^3p_2) = \frac{\sum_{n=0}^{4} b_n T_L^n}{(b_5 - T_L)^2 + b_6{}^2}. \qquad \text{(IV.18)}$$

散乱振幅を以上のように与え位相差分析を行い、実験データを良く再現する解を得た。位相差分析において用いられた実験データの数と解のχ^2–値を表IV–Vに示す。この位相差分析の解をバックグランド項として、IV.3節で議論したpp弾性散乱の解析で得た狭幅構造のパラメータを用いて(表IV–III)、θ_c=117°における$d\sigma/d\Omega$とiT_{11}のエネルギー依存を計算した。結果を図IV.7に示す。弾性率は0.1とした。この図でわかるようにθ_c=117°での実験データと比較して、$^3d_3$–共鳴と$^3g_5$–共鳴は異なるパターンを示している。それ故、πd弾性散乱におけるθ_c=117°でのT_L=170MeV の周囲での$d\sigma/d\Omega$とiT_{11}の正確な測定は、$^3d_3$と$^3g_5$共鳴のどちらが解であるかの決定に非常に有益であると考えられる。



図IV.7　πd 弾性散乱における$\theta_c = 117°$での$d\sigma/d\Omega$とiT_{11}のそれぞれの部分波による計算値と実験データの比較。共鳴パラメーターは表IV–IIIの値を用いた。線の種類は図IV.4のものと同一。

IV.5 $pp \rightarrow \pi d$ 反応

次に $pp \rightarrow \pi d$ 反応への狭幅構造の寄与を分析した。バックグランドとしての振幅は参考文献[Hir84] で評価されたものを用いた。狭幅構造項は次式によって定義される。

$$R_{JP} = \frac{1}{2}\sqrt{\eta_{pp}}\sqrt{\eta_{\pi d}}\ \mathrm{e}^{i(\delta_{pp}+\delta_{\pi d})}\frac{\sqrt{\Gamma_{pp}}\sqrt{\Gamma_{\pi d}}}{-\sqrt{s}+\sqrt{s}_R-\frac{i}{2}\Gamma_t}c(\sqrt{s}). \tag{IV.19}$$

ここで $\eta_{pp}(\eta_{\pi d})$ と $\delta_{pp}(\eta_{\pi d})$ はそれぞれ $pp(\pi d)$ 弾性散乱での位相差と吸収係数であり、これまで述べた位相差分析によって得た値をこれらのパラメータの値として用いる。狭幅構造の共鳴パラメータには pp 及び πd 弾性散乱と同じ値を用いて、θ_c=117° と θ_c=107° における $d\sigma/d\Omega$ と A_{y0} のエネルギー依存性の計算を行った。結果を図IV.8 に示す。この図からわかるように πd 弾性散乱の場合と同様に ${}^3F_3$–${}^3d_3$ 共鳴と ${}^3H_5$–${}^3g_5$ 共鳴は異なるパターンを来たすことを示している。$\sqrt{s}$=2.15 ∼ 2.16 GeV での実験誤差は大きいが θ_c =117° と 107° の $d\sigma/d\Omega$ のデータに関しては ${}^3F_3$–${}^3d_3$ 共鳴よりも ${}^3H_5$–${}^3g_5$ 共鳴が好ましいことがわかる。古いデータとは異なるが、吉田等 [YO(90)][Yos92] によって測定された θ_c =107° での A_{y0} データは $\sqrt{s}$=2.16GeV と 2.19GeV の周囲で ${}^3H_5$–${}^3g_5$ 共鳴を支持する構造を示しているようにみえる。より明確な結論を得るために、この観測量に関してさらに正確な測定が強く望まれる。

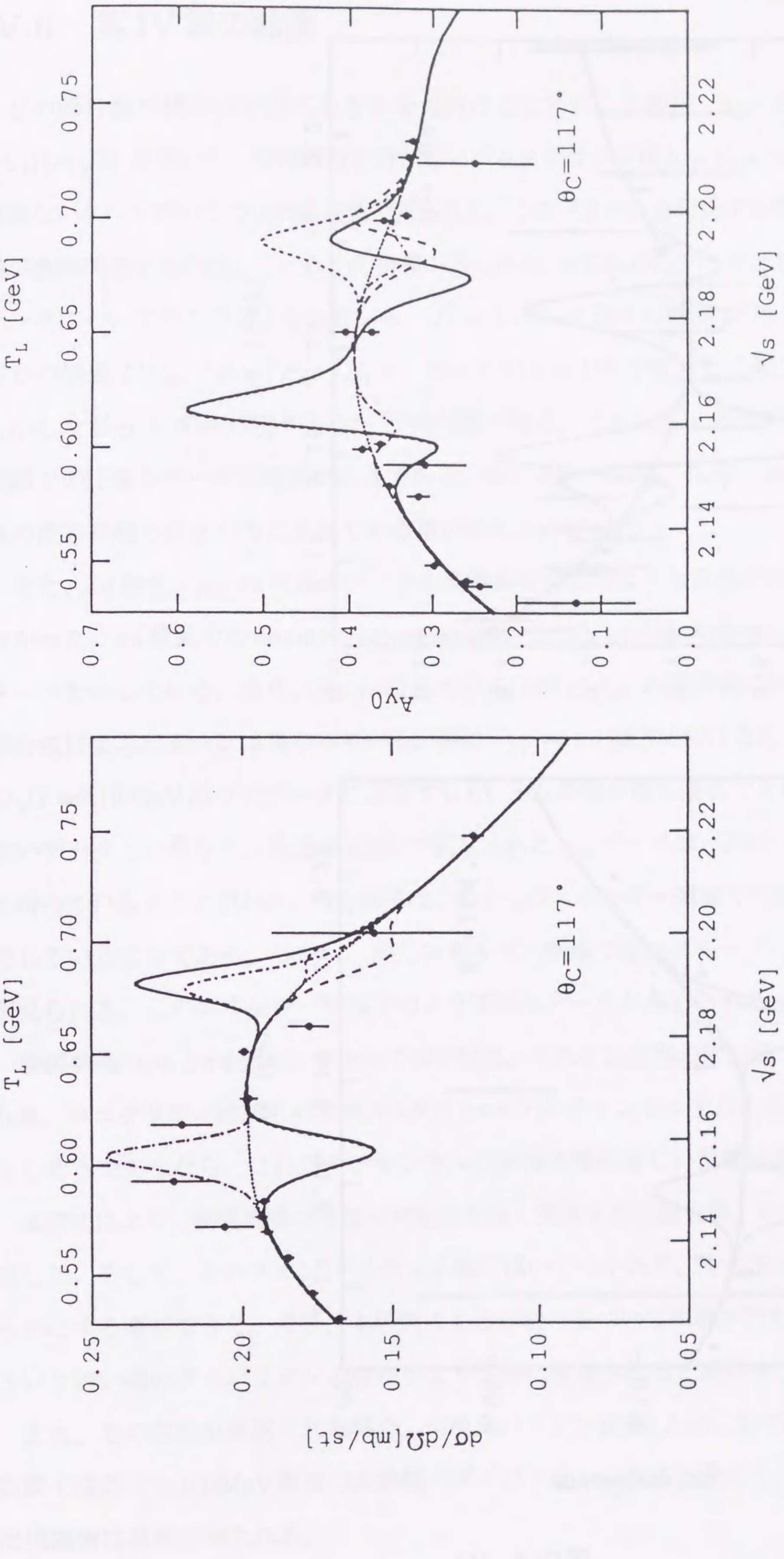
表IV–VI $pp \to \pi d$反応に対する位相差分析に用いた実験データの種類と数。参考文献は文献[Hir84]を参照。

T_L(MeV)	観測量	数	参考文献
450	A_{y0}	5	11
450	A_{y0}	16	9
455	$d\sigma/d\Omega$	19	10
455	A_{y0}	16	10
460	σ_t	1	32
462	A_{y0}	22	17
463	$d\sigma/d\Omega$	18	3
469	$d\sigma/d\Omega$	4	33
475	$d\sigma/d\Omega$	18	4
477	$d\sigma/d\Omega$	10	12
487	$d\sigma/d\Omega$	12	16
496	A_{y0}	26	15
496	A_{xx}	13	15
496	A_{y0}	13	15
496	A_{zz}	16	15
496	A_{zx}	16	15
500	A_{y0}	18	9
500	A_{y0}	30	18
500	A_{y0}	15	18
500	A_{zz}	18	19
500	A_{zx}	18	19
502	$d\sigma/d\Omega$	18	3
507	$d\sigma/d\Omega$	10	12
510	σ_t	1	32
511	iT_{11}	13	26
515	$d\sigma/d\Omega$	4	33
515	A_{y0}	16	15
515	A_{xx}	13	15
515	A_{y0}	8	15
515	A_{zz}	15	15
515	A_{zx}	16	15
516	σ_t	1	36
516	$d\sigma/d\Omega$	8	20
516	A_{y0}	25	21
516	A_{zx}	20	22
525	$d\sigma/d\Omega$	18	4
529	$d\sigma/d\Omega$	8	20

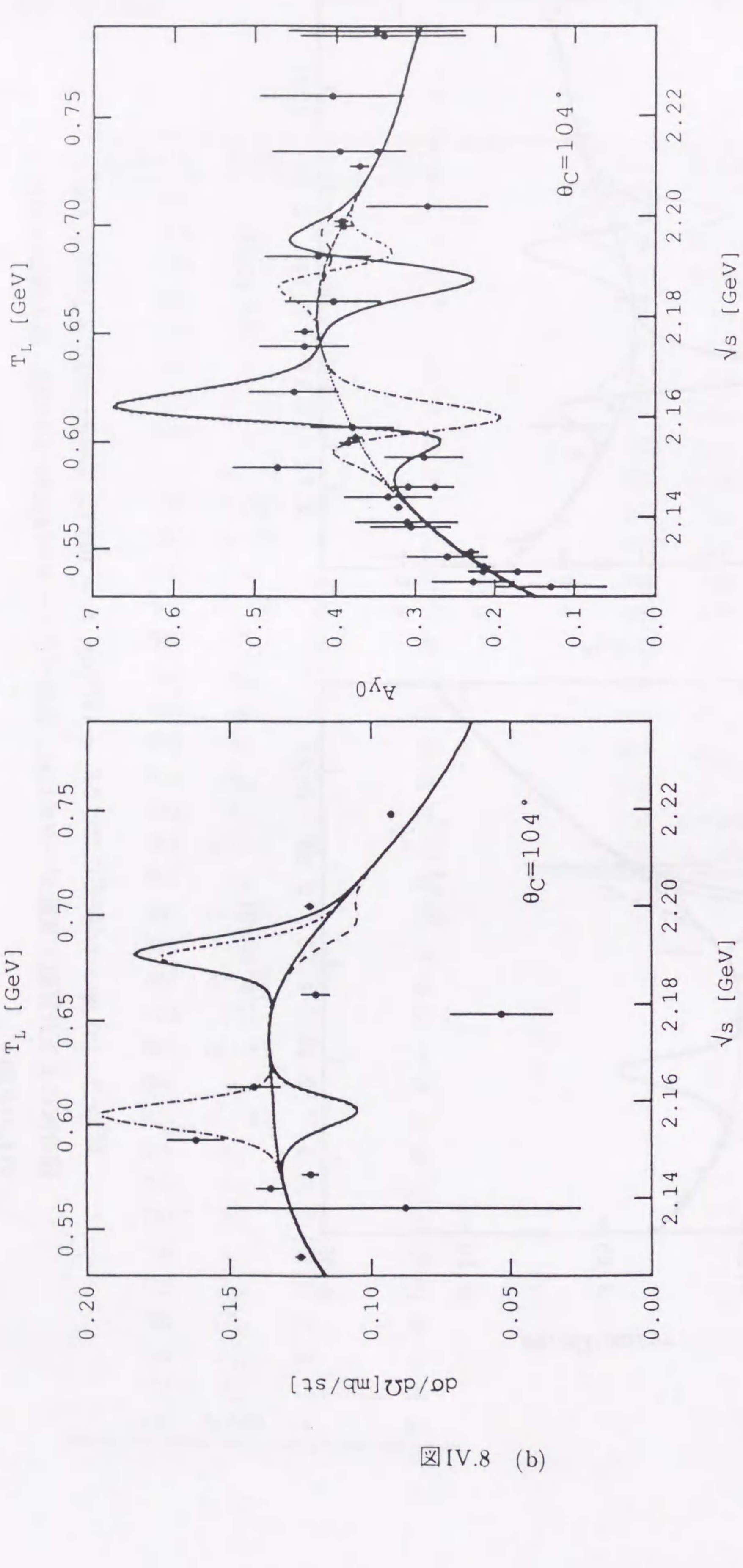
T_L(MeV)	観測量	数	参考文献
532	A_{y0}	25	17
537	$d\sigma/d\Omega$	10	12
538	A_{y0}	28	15
538	A_{xx}	13	15
538	A_{y0}	14	15
538	A_{zz}	15	15
538	A_{zx}	15	15
540	$d\sigma/d\Omega$	18	3
542	$d\sigma/d\Omega$	8	20
542	A_{y0}	26	21
542	A_{zx}	22	22
547	A_{y0}	44	23
556	$d\sigma/d\Omega$	8	20
561	σ_t	1	32
561	A_{y0}	14	24
567	$d\sigma/d\Omega$	9	12
567	$d\sigma/d\Omega$	9	16
567	iT_{11}	12	26
569	$d\sigma/d\Omega$	8	20
569	A_{y0}	25	21
570	σ_t	1	25
570	$d\sigma/d\Omega$	11	25
572	$d\sigma/d\Omega$	15	10
575	$d\sigma/d\Omega$	18	4
575	$d\sigma/d\Omega$	8	20
577	$d\sigma/d\Omega$	3	33
577	$d\sigma/d\Omega$	18	3
578	A_{y0}	58	15
578	A_{xx}	13	15
578	A_{y0}	29	15
578	A_{zz}	31	15
578	A_{zx}	16	15
582	$d\sigma/d\Omega$	9	20
582	A_{y0}	26	21
582	A_{zx}	35	22
587	σ_t	1	32
591	A_{y0}	23	17

表IV–VI (続き)

T_L(MeV)	観測量	数	参考文献
597	σ_t	1	36
598	A_{y0}	69	23
600	A_{y0}	30	18
600	A_{y0}	15	18
600	A_{zz}	18	19
608	σ_t	1	32
612	$d\sigma/d\Omega$	18	3
616	σ_t	1	25
616	$d\sigma/d\Omega$	13	25
625	$d\sigma/d\Omega$	18	4
635	$d\sigma/d\Omega$	4	34
640	σ_t	1	32
643	$d\sigma/d\Omega$	18	3
647	iT_{11}	13	26
648	A_{y0}	67	23
650	A_{y0}	24	18
650	A_{yy}	12	18
650	A_{zz}	18	19
650	A_{zx}	18	19
651	$d\sigma/d\Omega$	12	16
657	σ_t	1	32
657	$d\sigma/d\Omega$	8	32
660	σ_t	1	25
660	$d\sigma/d\Omega$	16	25
670	iT_{11}	3	27
675	$d\sigma/d\Omega$	17	4
684	σ_t	1	36
688	$d\sigma/d\Omega$	4	34
698	A_{y0}	84	23
700	A_{y0}	36	18
700	A_{y0}	18	18
700	A_{zz}	24	19
723	A_{y0}	22	23
725	iT_{11}	12	26
733	A_{y0}	30	18
733	A_{y0}	15	18
743	$d\sigma/d\Omega$	4	34
746	σ_t	1	25
746	$d\sigma/d\Omega$	13	25
747	$d\sigma/d\Omega$	11	16
750	A_{zz}	24	19
767	σ_t	1	36
790	A_{y0}	23	17
793	A_{y0}	66	23
799	iT_{11}	31	26
800	$d\sigma/d\Omega$	16	28
800	A_{y0}	7	28
800	A_{y0}	36	18
800	A_{y0}	18	18
800	A_{zz}	15	19
800	A_{zx}	15	19
800	iT_{11}	5	29
800	K_{nn}	5	29
806	A_{y0}	14	24
810	σ_t	1	25
810	$d\sigma/d\Omega$	14	25
810	$d\sigma/d\Omega$	5	35



図IV.8 (a) $pp - \pi d$反応における$\theta_c = 117°(a)$、$\theta_c = 104°(b)$での$d\sigma/d\Omega$とA_{y0}のそれぞれの部分波による計算値と実験データの比較。共鳴パラメーターは表IV–IIIの値。線の種類は図IV.4のものと同一。



図IV.8 (b)

IV.6 第IV章の結論

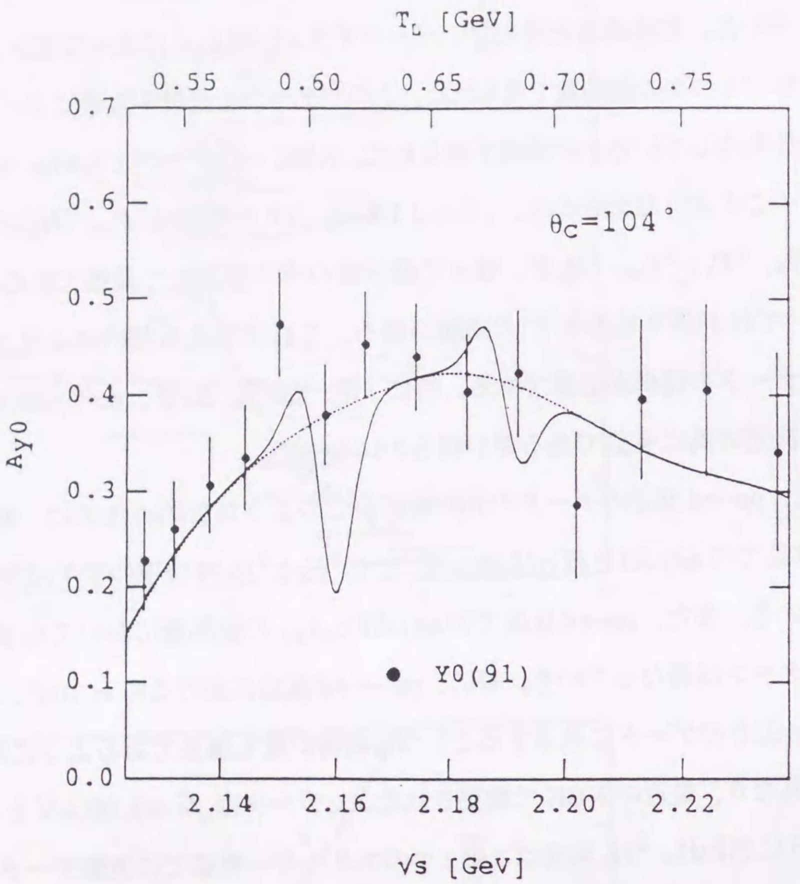
どの部分波が構造の原因であるかを見分けるために、干渉項 $b_{JP}(E,\theta)\cdot\{\Gamma^i/(\sqrt{s}+\sqrt{s}_R-\frac{1}{2}\Gamma_t)\}c(\sqrt{s})$ を用いた。狭幅構造を持たないバックグランド項b_{JP}によって拡大された共鳴項の特徴的なパターンがいくつかの観測量で見られた。このパターンを分析する事によってどの部分波の共鳴が狭幅構造を生み出しているかの情報が得られた。KEK $-A_y$データとSaclay $d\sigma/d\Omega(\theta_c{=}90°)$のデータについてのこのような分析から、$\sqrt{s}=2.16$GeV辺りの構造は$^3F_3$と$^3H_5$が、$\sqrt{s}=2.16$GeV辺りの構造は$^1G_4$、$^3P_1$、$^3F_4$、$^3H_5$が、様々の部分波の中で解として最適であることが分かった。しかしながら'いずれが残り得るか？'の問題が残る。これに答えるためにより小さなエネルギー間隔での正確なデータの提供が必要である。特に σ_t^{pp}、$\Delta\sigma_L^{pp}$、$\Delta\sigma_T^{pp}$、$d\sigma^{pp}/d\Omega(\theta_c{=}40°)$ の観測量の測定が解の決定の為に有効である事が明らかになった。

また、πd散乱、pp-πd反応のデータの同時解析がこのような目的のために、有益であることが分かった。πd散乱での$d\sigma/d\Omega$とiT_{11}において、この$^3F_3$と$^3H_5$共鳴項の寄与は明らかに異なるパターンを示している。また、pp-πd反応での$d\sigma/d\Omega$とA_{y0}の観測量においてもまた、この二つの部分波によるパターンは異なっている。特に、$pp\rightarrow\pi d$反応における$\theta_c=104°$、$117°$での$d\sigma/d\Omega$の$\sqrt{s}$=2.16 GeV辺りのデータに注目すると、$^3H_5$共鳴が最も適当であるように見える。さらに、古いデータとは異なり、最近のKEKで測定されたA_{y0}データは$\sqrt{s}\approx$2.16GeVと2.19GeVで構造を持っているように思われ、$^3H_5$共鳴はこの2つのエネルギー領域での実験データの持つ構造を支持しているようである。しかし、同じエネルギー領域で他のグループによるデータとの間に矛盾が見られる。このエネルギー領域でのより正確なデータが求められる。

狭幅共鳴のppとπdチャンネルへの部分幅は、それぞれ全体の約10%であることが分かった。それ故、ユニタリティは残りの80%がπNNと$\pi\pi NN$チャンネルで占められていることを要求する。もしそうであるなら、これらのチャンネルに狭幅共鳴は著しい影響を持つことになる。

本研究により、狭幅共鳴の存在の可能性を強く支持する結論を得、その質量と共鳴幅の決定に成功した。そして、そのスピン·パリティの解にはいくつかあり、その決定に必要な実験は何かを明らかにする事ができた。今後、本研究による示唆に基づいて実験が行われる事によって、10MeVという狭い幅のダイバリオンの存在がより明確に検証されると期待される。

また、その存在が確認された場合、何故高いスピン状態(J=3、5)の狭幅共鳴が存在するのか、次章で探索する100MeV程度の共鳴幅のダイバリオンの存在と併せて、そのクォーク·レベルでの出現機構に興味が持たれる。



図IV.9　$pp-\pi d$反応における$\theta_c = 104°(b)$でのYO(91)のデータと$^3H_5$共鳴による計算値との比較。共鳴パラメーターは表IV–IIIの値を用いた。

第V章

pp 弾性散乱に対する位相差分析

— $T_L = 500$–1090MeV 領域における pp 弾性散乱に対する位相差分析 —

前章においては実験データそのものではなく、スプライン関数補間法によって平滑化したpseudo dataからなるデータベースを用いて、pp弾性散乱の位相差分析を行い、その解をバックグランドとして共鳴を仮定したモデル解析を行った。それとは異なり、本章においては実験データそのものを用いて位相差分析を行い、現存するデータから直接得られるpp弾性散乱の散乱振幅の決定を行い、得られた振幅のアーガンド·ダイアグラム上でのエネルギー変化を追及するという伝統的手法で共鳴の解析を行う。

V.1 序

SINにおいて完全実験(III.2.3)節参照)を目指して、pp弾性散乱における入射運動エネルギーT_L=447、473、497、517、539、560、579MeVでdouble spin–、triple spin–correlation parameterが測定された[Apr83, Apr86]。また、T_L=735MeVではLAMPFにおいて[McN90]、さらにT_L=834 、874、934、995、1095、1295、1596、1796、2096、2396、2696ではSATURNEにおいて同種の測定が行われ[Bys85, Lac89a, Lac89b, Lac89c, Lac89d]、これらのエネルギーポイントではpp散乱の散乱振幅が精度良く決定できる可能性が生まれた。これまでにいくつかのグループによってこれらのデータを用いた位相差分析[Arn87, Bys87, Hig91]、" Direct Reconstruction " [Hau89]等の解析が行われている。その結果、いくつかの部分波におけるアーガンドダイアグラム上での反時計回りの振る舞いが示されている。

しかし上記のエネルギー点で完全実験に必要な観測量の種類とデータ数には近づいたといえるが、全ての角度において実験データが存在するわけではない。したがって、いくつかの角度では散乱振幅が直接決定される可能性もあるが[Hau89]、全ての角度では不可能である。あるエネルギー点、ある角度において散乱振幅を連立方程式から求める" Direct Reconstruction "の方法に対して、位相差分析は、展開する基底関数であるLegendre関数により角度依存性を評価する事か

ら、角分布を含めた散乱振幅の決定が可能であり、この点が有利である。

本研究においては、他のグループとは独立して T_L=500–1090MeV における pp 弾性散乱に対する位相差分析を行った。本研究の他のグループの位相差分析に対する特徴は以下の通りである。

(1) 星崎 (京都) の位相差分析 [Has80, Hig91]

実験データの取り扱いと位相差分析の遂行の詳細が公表されていない。実験データの不充分なエネルギー点でもかなり解が絞られており、何らかの " artificial " な処置が結果から読み取れる。

(2) R. A. Arndt[VPI] のエネルギー独立位相差分析 [Arn87, Arn94a]

実験データの不充分なエネルギー点での解析を補う為、エネルギー領域を設定して、その領域で先ずエネルギー依存位相差分析を実行し、その解を出発値として、各エネルギー点でエネルギー独立位相差分析を実行している。

(3) 本研究におけるエネルギー独立位相差分析

IV.2. 節で述べたスプライン関数法によって、実験データの補間を行い、実験データの不充分なエネルギー点に " pseudo data " を含めることによりデータのエネルギー依存性を加味して、エネルギー独立位相差分析を実行する。この間の処置は全て公表する。R. A. Arndt は散乱振幅のエネルギー依存性に何らかの関数形を仮定しているのに対し、本研究ではそのような仮定はまったくなされていない。その代わり、観測量のエネルギー依存性をスプライン関数によって評価している。こうすることによって位相差分析の解の客観性はより高められる。

" pseudo data " を用いた結果、解の安定性の向上が認められ特に $T_L \geq$830MeV では、$J = 0$ の部分波の解の安定性の向上が顕著に見られた。

V.2 節において T_L=500–1090MeV 領域での実験 data の現状について、V.3 節においてそれぞれのエネルギー点における位相差分析の結果について述べる。さらに、V.4 節においてそれぞれの部分波のアーガンドダイアグラムの振る舞いについて述べ、最後に V.5 節において第 V 章の結論を示す。

V.2 分析に用いた実験データ

位相差分析に用いた実験データの種類と個数を表 V–I に示す。また、それぞれのエネルギー点で分析に用いたデータの種類、角度領域、個数及び文献を表 V–II に与える。この表に与えている規格化係数 (renormalization parameter) は位相差分析によって判別された各データグループ間の整合性を示す。1 からずれる程、他のグループとの不一致が大きい。

表 V–I から、T_L=630MeV 以外は完全実験として要求される 13 種類の独立な観測量がほぼ存在することがわかる。これは、spin–correlation parameter について 433–580MeV での SIN における実験、735MeV における LAMPF での実験、さらに T_L=800–2700MeV における SATURNE の実験によりもたらされたものである。ここで、SIN において測定された観測量 [Apr83, Apr86] は通常使われる観測量の和により次のように表される。

$$
\begin{aligned}
D_{s\omega} \equiv \quad & D_{\omega 0s0}(\theta) && = \cos\omega\, D_{s0s0}(\theta) - \sin\omega\, D_{k0s0}(\theta) \\
& && = \cos\omega\, R(\theta) - \sin\omega\, R'(\theta), \\
D_{L\omega} \equiv \quad & D_{\omega 0k0}(\theta) && = \cos\omega\, D_{s0k0}(\theta) - \sin\omega\, D_{k0k0}(\theta) \\
& && = \cos\omega\, A(\theta) - \sin\omega\, A'(\theta), \\
M_{SN\omega} \equiv \quad & M_{\omega 0sn}(\theta) && = \cos\omega\, M_{s0sn}(\theta) - \sin\omega\, M_{k0sn}(\theta) \\
& && = \sin\omega\, H_{SNL}(\pi-\theta) - \cos\omega\, H_{SNS}(\pi-\theta), \\
M_{LN\omega} \equiv \quad & M_{\omega 0kn}(\theta) && = \cos\omega\, M_{s0kn}(\theta) - \sin\omega\, M_{k0sn}(\theta) \\
& && = \sin\omega\, H_{LNL}(\pi-\theta) - \cos\omega\, H_{LNS}(\pi-\theta),
\end{aligned}
\tag{V.1}
$$

また、LAMPF で測定された観測量 [McN90] は

$$
\begin{aligned}
A_{ST} &\equiv A_{00st}(\theta) = \cos\theta_t\, A_{00sk}(\theta) + \sin\theta_t\, \cos\phi\, A_{00ss}(\theta) \\
&= \cos\theta_t\, A_{SL}(\theta) + \sin\theta_t\, \cos\phi\, A_{SS}(\theta), \\
A_{LT} &\equiv A_{00kt}(\theta) = \cos\theta_t\, A_{00kk}(\theta) + \sin\theta_t\, \cos\phi\, A_{00ks}(\theta) \\
&= \cos\theta_t\, A_{LL}(\theta) + \sin\theta_t\, \cos\phi\, A_{LS}(\theta), \\
K_{TS} &\equiv K_{s00t}(\theta) = \cos\theta_t\, K_{s00k}(\theta) + \sin\theta_t\, \cos\phi\, K_{s00s}(\theta) \\
&= -\cos\theta_t\, D_{LS}(\pi-\theta) + \sin\theta_t\, \cos\phi\, D_{SS}(\pi-\theta), \\
K_{TL} &\equiv K_{k00t}(\theta) = \cos\theta_t\, K_{k00k}(\theta) + \sin\theta_t\, \cos\phi\, K_{k00s}(\theta) \\
&= \cos\theta_t\, D_{LL}(\pi-\theta) - \sin\theta_t\, \cos\phi\, D_{SL}(\pi-\theta), \\
M_{NTS} &\equiv M_{s0nt}(\theta) = \cos\theta_t\, M_{s0nk}(\theta) + \sin\theta_t\, \cos\phi\, M_{s0ns}(\theta) \\
&= \cos\theta_t\, H_{NLS}(\pi-\theta) - \sin\theta_t\, \cos\phi\, H_{NSS}(\pi-\theta), \\
M_{STN} &\equiv M_{n0nt}(\theta) = \cos\theta_t\, M_{n0nk}(\theta) + \sin\theta_t\, \cos\phi\, M_{n0ns}(\theta)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&= \cos\theta_t\, H_{SLN}(\pi-\theta) - \sin\theta_t\, \cos\phi\, H_{SSN}(\pi-\theta), \\
M_{LTN} &\equiv M_{n0kt}(\theta) = \cos\theta_t\, M_{n0kk}(\theta) + \sin\theta_t\, \cos\phi\, M_{n0ks}(\theta) \\
&= -\cos\theta_t\, H_{LLN}(\theta) + \sin\theta_t\, \cos\phi\, H_{LSN}(\pi-\theta), \\
M_{NTL} &\equiv M_{k0nt}(\theta) = \cos\theta_t\, M_{k0nk}(\theta) + \sin\theta_t\, \cos\phi\, M_{k0ns}(\theta) \\
, &= -\cos\theta_t\, H_{NLL}(\pi-\theta) + \sin\theta_t\, \cos\phi\, H_{NSL}(\pi-\theta)
\end{aligned} \tag{V.2}
$$

同様にSATURNEで測定された観測量[Lac89a, Lac89b, Lac89c, Lac89d]は

$$
\begin{aligned}
SAT1 &\equiv A_{00kK}(\theta) + \delta\, A_{00sk}(\theta) \\
&= A_{LL}(\theta) + \delta\, A_{SL}(\theta), \\
SAT2 &\equiv A_{00n0}(\theta) + \delta\, A_{00sk}(\theta) \\
&= P(\theta) + \delta\, A_{SL}(\theta), \\
SAT3 &\equiv K_{0sk0}(\theta) + \alpha\, K_{0ss0}(\theta) + \beta(\theta)\, K_{0kk0}(\theta) \\
&= K_{LS}(\theta) + \alpha\, K_{SS}(\theta) + \beta\, K_{LL}(\theta), \\
SAT4 &\equiv N_{0nkk}(\theta) + \beta(\theta)\, K_{0kk0}(\theta), \\
&= H_{LLN}(\theta) + \beta(\theta)\, K_{LL}(\theta), \\
SAT5 &\equiv N_{0snk}(\theta) + \alpha\, K_{0ss0}(\theta) \\
&= H_{NLS}(\theta) + \alpha\, K_{SS}(\theta), \\
SAT6 &\equiv N_{0skn}(\theta) + \alpha\, N_{0ssn}(\theta) + \beta(\theta)\, N_{0kkn}(\theta) \\
&= H_{LNS}(\theta) + \alpha\, H_{SNS}(\theta) + \beta\, K_{LL}(\theta), \\
SAT7 &\equiv K_{0nn0}(\theta) + \alpha\, N_{0nsk}(\theta) + \beta(\theta)\, K_{0ks0}(\theta) + \gamma(\theta)\, N_{0knk}(\theta) \\
&= K_{NN}(\theta) + \alpha\, H_{SLN}(\theta) + \beta(\theta)\, K_{SL}(\theta) + \gamma(\theta)\, H_{NLL}(\theta)
\end{aligned} \tag{V.3}
$$

で表される。ここで、θは重心系での散乱角を表し、ω、α、β、γ、δ、θ_t、ϕ、は陽子の磁気能率と標的陽子を作り出す為に生ずる磁場との相互作用による" precession "を考慮し求められるパラメータを表す。また、観測量$X(X: A, R, A'$ or $R')$、$X_{ij}(X: A, D$ or $K; i, j: N, S$ or $L)$、$H_{ijk}(i, j, k: N, S$ or $L)$の定義は第II章に与えてある。また、$X_{abcd}(a, b, c, d: n, s$ or $k)$は$(a, b; c, d)$=(散乱粒子, 反跳粒子; 入射粒子, 標的粒子)に対応したスピン観測量である$(n = N, s = S, k = L)$。

T_L=800–1000MeVにおいてM. Garçon *et al*[GA(87)](以下、"アルファベット2文字(アラビア数字2桁)"は表V–IIに示す文献に対応し、第一著者の頭文字2字(年代)を示す)によってpolarization P が多数の角度、エネルギー点で提供されデータベースの充実に大きく寄与している。一方、T_L=600–700MeVの領域におけるdataの充実度は600MeV以下の領域に比べて非常に貧しい。

分析において、σ_t^{pp}、σ_r^{pp}、$\Delta\sigma_L^{pp}$、$\Delta\sigma_T^{pp}$の前方の観測量には、図V.1に示すように実験値のエネルギー依存性を考慮したスプライン関数による補間法で平滑化した内挿値を用いた。α、ReF_2、 ReF_3にはGrein & Kroll の分散理論[GR(77),GR(78)] による計算値を用いた。ここで、α、ReF_2およびReF_3はs チャンネルヘリシティー振幅Φ_iにより次の式で与えられる。

$$\begin{aligned}
\alpha &= \frac{\mathrm{Re}F_1}{\mathrm{Im}F_1}, \qquad F_1 = \frac{P_L}{2\sqrt{\pi}}(\Phi_1+\Phi_3)|_{t=0}, \\
\mathrm{Re}F_2 &= \frac{P_L}{\sqrt{\pi}}\mathrm{Re}\Phi_2|_{t=0}, \\
\mathrm{Re}F_3 &= \frac{P_L}{\sqrt{\pi}}\mathrm{Re}(\Phi_1-\Phi_3)|_{t=0}. \qquad (\mathrm{V.4})
\end{aligned}$$

以下に、それぞれのエネルギー点でのデータベースについて特徴的な点を述べる。

- T_L=500MeV

  $d\sigma/d\Omega$のθ_c=30°辺りの実験dataが不足している。小角度には誤差の小さいAE(76) のデータが存在する。Polarizationは小角度から大角度まで多数実験データが存在する。

- T_L=530MeV

  $d\sigma/d\Omega$の$\theta_c \geq 30°$にはRY(71) のデータのみである。よって前述のスプライン関数補間法によって得た " pseudo data " を加えた。

- T_L=560MeV

  $d\sigma/d\Omega$の大角度のデータが不足しているが小角度にはBO(56)、AE(76) のデータが多数存在する。また、SIN により提供されたdouble spin-、triple spin-correlation parameterはこのエネルギー点だけ量が劣る。よって$d\sigma/d\Omega$及びSINのデータにスプライン関数補間法による " pseudo data " を加えた。

- T_L=580MeV

  $d\sigma/d\Omega$の小角度にはAE(76) の多数のデータが存在するが、$\theta_c = 30° - 45°$に実験データが不足する為スプライン関数補間法による " pseudo data " を加えた。

- T_L=630MeV

  $d\sigma/d\Omega$の$\theta_c = 5° - 10°$には多数のグループにより豊富に実験dataが提供されている。HO(84) により Wolfenstein paremeter R'、A'が提供されている。また、$\theta_c \leq$30°におけるAM(72) の$d\sigma/d\Omega$ は、他のグループのデータとの間に大きな矛盾を示しており、今回の分析には含めていない。Polarizationの$\theta_c \leq 30°$にはほとんどデータがない。

- T_L=735MeV

  $d\sigma/d\Omega$のθ_c=30°辺りの実験データが不足する為、spline 関数補間法による " pseudo data " を加えた。また、Polarizationの$\theta_c \leq 30°$にはほとんどデータがない。

- T_L =800MeV

  $d\sigma/d\Omega$、polarization、A_{NN}、A_{LL} は他のエネルギー点と比べ、非常に実験データの充実度が高い。また、A_{SL} も $\theta_c \geq 30°$ において非常に充実している。ただし、triple spin-correlation parameter の data は存在しない。

- T_L =830MeV

  $d\sigma/d\Omega$ の $\theta_c = 20° - 30°$ に実験データが存在しないが、$\theta_c \leq 20°$ には DO(83) の error の小さい data が存在する。また、$\theta_c = 20° - 30°$ には polarization の data が存在しない。

- T_L =870MeV

  $d\sigma/d\Omega$ の $\theta_c = 10° - 20°$ に実験 data が存在しない。$\theta_c \leq 10°$ には DU(67)、DU(68) の error の大きい data が多数存在する。Polarization の $\theta_c \leq 30°$ には実験データが存在しない。

- T_L =930MeV

  $d\sigma/d\Omega$ の $\theta_c = 20° - 30°$ において実験データの誤差が大きく、数が少ない。$\theta_c \leq 20°$ には DO(83) の誤差の小さいデータが存在する。Polarization の $\theta_c \leq 20°$ 辺りにデータが存在しない。

- T_L =990MeV

  $d\sigma/d\Omega$ の $\theta_c \leq 10°$ に非常に豊富な実験 data が多数のグループにより提供されている。一方 $\theta_c = 20° - 40°$ ではデータの誤差が大きく、数が少ない。

- T_L =1090MeV

  $\theta_c \leq 30°$ に $d\sigma/d\Omega$ のデータがほとんどなく、polarization は $\theta_c \leq 20°$ に実験データが全くない。

V.3 分析結果

PSA において $T_L \leq 630$MeV のエネルギー点では $\ell \geq 7$、$T_L \geq 735$MeV のエネルギー点では $\ell \geq 7$ の部分波振幅を " peripheral " な相互作用と見なし、1π 中間子交換 (OPE) 振幅で評価し

た。ここでOPE振幅をKとする時、

$$S = \frac{1+iK}{1-iK} \tag{V.5}$$

の形で " rescattering " を考慮した。また、πNN 結合定数g^2=14.4としている。[1]

クーロン散乱振幅は、C. Lechanoine-Leluc *et al.*[Lec80] によって相対論的に計算されたものを用いた。ここでは陽子の磁気能率の相互作用も考慮されている。そのsoft-wareはR. A. Arndt(Virginia Polytechnic Institute and State University) によって提供された[Mat84]。

データ・グループ間の相互の整合性を見る為に、j番目のグループのデータにrenormalization parameter x_jを掛けて、次の形でχ^2−minimization を行う。

$$\chi^2 = \sum_{i,j}\left(\frac{\theta_{ij}^{th} - x_j\theta_{i,j}^{ex}}{x_j\Delta\theta_{ij}^{ex}}\right)^2 + \sum_j\left(\frac{1-x_j}{\Delta x_j}\right)^2 \tag{V.6}$$

ここでΔx_jはj番目の実験グループによって与えられた観測量iの実験データθ_{ij}^{ex}の統計誤差、$\Delta\theta_{ij}^{ex}$は、データθ_{ij}^{ex}の実験誤差である。θ_{ij}^{th}は実験データθ_{ij}の計算値である。

T_L=500MeVでHiguchi *et al.*[Hig91]による1991年の位相差分析の解を出発値として分析を行い、次に得た解を出発値としてより高いエネルギー点へと分析を進めた。

以下に、それぞれのエネルギー点での位相差分析の結果について述べる。

- T_L=500MeVでは、小角度の$d\sigma/d\Omega$のAE(76)のデータ(θ_c=4–21°)は精度もよく、その数も多いが、" forward observables " のデータ及び他のグループの角度依存と整合性が良くない。その不一致の度合は、表VI–IIのrenormalization parameterの値0.8108に現れている。

- T_L=530MeVでは、SINで測定されたtriple spin-correlation parameterについて計算値と比較するとき、小角度散乱のdataと大角度散乱のデータとの間に矛盾が認められる。採用した解は全体的にフィットしているものである。

- T_L=630MeVにおける解析では、30°より小角度の$d\sigma/d\Omega$のデータについては、AM(75)のデータを除外し、T_L=650MeV前後のデータを用いた。これはAM(75)のデータのエネルギー依存性が明らかに他のグループのデータと矛盾している為である。GU(65)のθ_c=1.8°のデータも明らかに、他の角度のデータと矛盾が大きいので、分析から除外した。実験データの状況からみても、このエネルギーポイントでの一意的な解は未だ得られない。その為、複数の解の中から580MeVにおける解の近傍で解を探索して得たものを最終解として採用した。

---

[1]最近、πNN 結合定数に対して非常に多くの議論が為されており[Ber87, Ber90, Sto94, Arn91a, Arn91b, Arn93b, Arn94b, Mac91, Mac93, Bug93]、$g^2 = 13.5 - 14.0$の値が示されている。仮にこの値を用いても、PSAの結果に大きな相違は現段階では見られないと考えられるが、今後詳細に検討する必要があると思われる。

- T_L=735MeV の分析では LAMPF により提供された spin-correlation data により、これまでの解に比べ、解の一意性の点で安定したものとなった。しかし、より確定的な解の導出の為に、さらに同種の実験による $\theta_c \leq 30°$、$\theta_c \geq 70°$ でのデータの提供が望まれる。

- T_L=800MeV では、triple spin–correlation paramter は存在しないが、小角度に polarization 及び double spin correlation paramter の多数のデータが提供されている為、より安定した解となった。

- $T_L \geq 830$MeV では $^1S_0$ の吸収係数を 1.0 に固定して分析を行った。これは現段階では S 波は全ての角度で寄与する為、この部分波振幅の決定は非常に難しく、Arndt、Bystricky らの分析結果をふまえ、$\eta(^1S_0)$=1.0 とした。しかし、Higuchi 等は $\eta(^1S_0) \neq 0$ の解を示している。$\eta(^1S_0) \neq 1.0$ の解の可能性も今後検討する必要がある。また、GA(87) の polarization データは位相差分析を行う各エネルギー点に最も近いエネルギーで測定されたデータには renormalizaion parameter x_j をかけず、他のデータにはすべて x_j をかけた。

- T_L = 870MeV には小角度に DU(67)、DU(68) のデータが存在するが、これは誤差も大きく、予備的な分析において安定した解が得られなかった。よって T_L=843、942MeV で測定された DO(83) のデータを加えて分析を行った。これにより、PSA によって得られた解による $d\sigma/d\Omega$ の計算値は他のエネルギー点と滑らかなエネルギー依存性を示した。

- T_L=930MeV では、$d\sigma/d\Omega$ の $\theta_c = 20° - 40°$ に実験データがほとんど無い為スプライン補間法によって " pseudo data " を補った結果、これらを用いない場合に比べ、安定した解が得られた。

- T_L=990MeV では小角度散乱領域の $d\sigma/d\Omega$ に複数のグループによる豊富な実験データが存在し、それぞれのグループ間での整合性を x_j で評価した (表 V–II 参照)。位相差分析により得られた polarization の計算値は $\theta_c = 40° - 60°$ でフラットな角度依存性を示している。

- T_L=1090MeV では polarization の小角度散乱領域に実験データが無いが" pseudo data " を補った結果、より安定した解となった。

それぞれのエネルギー点での位相差分析によって得られた位相差と吸収係数の解を χ^2 値と共に V–III に与える。 全体として、T_L=630 MeV でのパラメータの誤差は他のエネルギー点に比べ大きくなっているが、これは実験データの充実度が反映された結果と思われる。また、得られた解による観測量の計算値と実験データとの比較を図 V.2–V.14 に与える。

V.4 アーガンドダイアグラムと共鳴パラメータ

それぞれの部分波について、位相差分析により得られた解のアーガンドダイアグラムを図V.15に示す。反時計回りな振舞いが$^1D_2$、$^3F_3$に明らかにみられ、$^3P_2$、$^1G_4$にもその傾向があり、さらに$^3H_5$は非常に小さなループを描いている。

$^1D_2$、$^3F_3$はY. Higuchi *et al.*[Hig91]、R. A. Arndt *et al.*[Arn94a]、J. Bystricky *et al.*[Bys87]及び今回の解のいずれもほぼ同じ軌跡を描いており、解の一意性は高いと考えられる。また、$^1D_2$のT_L=800MeVの我々の解はArndtの解に近いものとなった。$^3P_2$もHiguchi、Bystrickyらの解よりArndtの解に近くなっている。$^1G_4$では今回の解は800MeV前後で位相差が大きく変化し、構造を示しているが今後のより詳細な検討が必要である。$^3P_2$、$^1D_2$ の共鳴質量の決定にはT_L=600–700MeVにおける解の振る舞いが重要であるが、現段階ではこの間の実験データが乏しく、今回分析を行った630MeVの安定性は良くない。このエネルギー領域での完全実験が待たれる。

T_L=735MeVでのデータの充実性から見て、$^3H_5$状態のエネルギー従属性は無視できない。この振る舞いは我々の狭幅共鳴についての分析結果(第IV章参照)からみても興味あるものである。B. Tatischeff *et al.*[Tat87]、L. Santi *et al.*[San88]、H. Shimizu *et al.*[Shi90]らにより指摘されたpp弾性散乱における狭幅構造に対する我々の分析結果[Nag92a, Nag92b]は、この構造がT_L=700MeV近傍における$^3H_5$共鳴として解釈可能である事を示しており[Nag92b]、この分析結果と位相差分析による$^3H_5$のT_L=735MeVでの構造との一致には、今後、引き続き注意を払う必要がある。

一方、$^3F_2$、$^3F_4$、$^3H_4$、$^3H_6$状態の我々の解では吸収係数はほぼ1に近く、このエネルギー領域では共鳴的な振る舞いはみられない。

位相差分析により、このようにアーガンドダイアグラム上に共鳴的な振る舞いを示す部分波に対して、これをダイバリオンの現れであると仮定し、Breit–Wigner formulaによる共鳴パラメータの決定を行った。ここでそれぞれの部分波を歪曲波ボルン近似を用いて次のような式で評価した。

$$f_{\ell,J} = \eta^B_{\ell,J}\exp(2i\delta^B_{\ell,J})\frac{x\Gamma/2}{\sqrt{s_R}-\sqrt{s}-i\Gamma/2}\exp\Big[-(\frac{\sqrt{s}-\sqrt{s_R}}{\gamma})^2\Big]+\frac{\eta^B_{\ell,J}\exp(2i\delta^B_{\ell,J})-1}{2i} \qquad \text{(V.7)}$$

ここで、$\sqrt{s_R}$：共鳴質量、Γ：全幅, x：弾性率, $\delta^B_{\ell,J}$：バックグランドの位相差, $\eta^B_{\ell,J}$：バックグランド吸収係数, γ：カットオフ因子である。

バックグランドは滑らかなエネルギー依存性を持っているから共鳴が生じた場合、共鳴エネルギー付近で吸収係数ηはディップ構造を、位相差δはバンプディップ構造を示す。バックグランドを滑らかなエネルギーの多項式で表し、位相差分析により得られたηとδの解のいずれにもフィットするようにBreit-Wigner共鳴パラメータを決定した。その結果、共鳴パラメータは表V-IVのような値となった。また、この共鳴パラメータの値を用いた式(V.7)による計算値と位相差分析の解との比較を図V.16に与える。

表 V.1: 位相差分析によって得られたそれぞれの部分波振幅に対して、式(V.6) による Breit-Wigner formulaにより評価されたダイバリオンの共鳴パラメータ。

部分波	$\sqrt{s}_R$(MeV)	Γ(MeV)	x
$^3P_2$	2160	70	0.104
$^1D_2$	2165	80	0.126
$^3F_3$	2230	70	0.128
$^1G_4$	2280	80	0.050
$^3H_5$	2190	10	0.045

V.5 第V章の結論

SIN、LAMPF により提供されたdouble spin-、triple spin-correlation parameter のデータにより、T_L=500–580、735MeV ではこれまでに比べ非常に安定した位相差分析の解が得られた。$T_L \geq$ 830MeV では、SATURNE による同種のデータの提供はデータベースの充実に非常に貢献している。しかし、より高いエネルギーでは関与する部分波の数が増加し、パラメータの数が増えることになる。また、$\theta_c = 20° - 30°$での $d\sigma/d\Omega$、小角度での polarization の欠如から $J = 0$、1 の部分波の安定性が悪いと考えられる。本研究ではスプライン補間法によってエネルギー依存性を考慮した" pseudo data " を作成し、これを用いてその問題点を改善したが、この角度領域での実験データの提供が強く望まれる。もし、これらのデータが提供されればT_L=830–1090MeV の領域においても T_L=500–580MeV と同程度の解の安定性が得られると考えられる。

分析の結果、$^3P_2$、$^1D_2$、$^3F_3$、$^1G_4$と$^3H_5$ の部分波のアーガンドダイアグラム上での共鳴的な振る舞いが明らかにされた。これらは弾性率と共鳴の幅の違いから$^3P_2$、$^1D_2$、$^3F_3$、$^1G_4$と$^3H_5$の2つに分けられる。また、その共鳴質量は低い部分波ほど小さく、ℓが大きいほど大きくなっていることが分かった。$^1D_2$と$^3F_3$は本研究の結果と他のグループの解もほぼ一致した軌跡を描き、ダイバリオン共鳴の有力候補として確定に近づいたとみてよいであろう。$^3P_2$、$^1G_4$と$^3H_5$は今後の理論的検討及び新しい実験データの寄与等が必要と考えられる。

表 V-I. それぞれのエネルギー点で位相差分析に用いた実験データの種類、数及びデータの総数。() 内は Spline 関数による補間法により得られた pseudo data の数を示す。

T_L[MeV]	500	530	560	580	630	735	800		830	870	930	990	1090
Forward Obs.	7(4)	7(4)	7(4)	7(4)	7(4)	7(4)	7(4)		7(4)	7(4)	7(4)	7(4)	7(4)
$d\sigma/d\Omega$	124	68(24)	64	86	165	111(13)	353		105(15)	148(8)	115(15)	285	98(15)
P	84	58	54	55	104	69	220		186(11)	215(11)	199(11)	221(11)	73(11)
R	13	3	13	13	12	26	22					10	
A	13		13	13	7	27	20					10	
R'		3			10	12	25						
A'					10	28	23						
D	37	24	37	29	15	12			12	14	10	22	14
D_{LS}									12	16	12	12	14
A_{NN}	18	16	20	49	51	15	87		25	56	25	33	36
A_{LL}	4	28(13)	34	33	47	24(14)	115		28	80	14	34	38
A_{SL}			7	7	25	(7)	55		19	35	12	13	31
K_{NN}	24	24	16	24			7		6	7	5	6	7
K_{SS}					3		4						
K_{LS}					3		4		6	16	6	6	7
H_{LNS}												3	
$D_{S\omega}$	24	24	22(14)	24				$SAT1$		21			
$D_{L\omega}$	24	24	22(6)	24				$SAT2$	22	22	23	23	22
$M_{SN\omega}$	24	24	22(14)	24				$SAT3$	7	7	5	4	7
$M_{LN\omega}$	24	24	22(6)	24				$SAT4$	5	8	5	5	7
A_{ST}						12		$SAT5$	5	8	6	5	6
A_{LT}						12		$SAT6$	6	7	5	3	6
K_{TS}						12		$SAT7$	5	8	6	5	6
K_{TL}						12							
M_{NTS}						12							
M_{STN}						12							
M_{LTN}						12							
M_{NTL}						12							
						12							
Total	420	327	379	417	449	434	949		456	675	455	707	379

Forward Obs.: $\sigma_t, \sigma_r, \Delta\sigma_T, \Delta\sigma_L, \alpha$, Re$F_2$, Re$F_3$

表 V–II. 位相差分析に用いた実験 data の種類、角度領域、数、Renormalization parameter 及び Reference。

$T_L[MeV]$	Observables	$\theta_{\mathrm{c.m.}}$ [deg]	Number	Renormalization parameter	Reference
500.0	σ_t	30.30 ± 1.24	1		NA(89)
	σ_r	5.78 ± 2.25	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_T$	8.81 ± 0.75	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_L$	–11.52 ± 0.52	1		NA(89)
	α	0.42 ± 0.095	1		GR(77)
	Re$F2$	–6.85 ± 0.34	1		GR(78)
	Re$F3$	7.00 ± 0.34	1		GR(78)
	$d\sigma/d\Omega$	4. — 21.	32	0.9477	AE(76)
		6. — 97.	67	1.0	HO(88)
		42. — 89.	10	1.0	AL(70)
		39. — 86.	15	1.1051	AB(75)
	P	4. — 32.	13	1.0	BE(80)1
		46. — 78.	17	1.0282	BY(85)
		38.	1	1.0	MC(81)3
		5. — 22.	16	0.9853	AE(77)
		34. — 118.	24	1.0780	AP(86)
		53.	1	1.0	GR(79)
		40.	1	1.0	SH(90)
		36. — 89.	11	1.0	AL(70)
	D	4. — 32.	13		BE(80)1
		34. — 118.	24		AP(86)
	R	4. — 32.	13		BE(80)1
	A	4. — 32.	13		BE(80)1
	A_{NN}	46. — 79.	18		BY(85)
	A_{LL}	7. — 15.	4		AP(83)2
	K_{NN}	34. — 118.	24		AP(86)
	$D_{S\omega}$	34. — 118.	24		AP(86)
	$D_{L\omega}$	34. — 118.	24		AP(86)
	$M_{SN\omega}$	34. — 118.	24		AP(86)
	$M_{LN\omega}$	34. — 118.	24		AP(86)
530.0	σ_t	32.13 ±1.24	1		NA(89)
	σ_r	6.81 ±2.25	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_T$	9.7 ±0.75	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_L$	–10.16 ±0.52	1		NA(89)
	α	0.385 ±0.094	1		GR(77)
	Re$F2$	–6.55 ±0.34	1		GR(78)
	Re$F3$	6.39 ±0.34	1		GR(78)
	$d\sigma/d\Omega$	4. — 21.	32	0.8029	AE(76)
		32. — 90.	24	1.0	NA(90)
		88. — 90.	2	1.0	GA(85)
		31. — 91.	10	1.0426	RY(71)

表 V-II(続き)

	P	39.	1	1.0	SH(90)
		5. — 22.	16	1.0	AE(77)
		38.	1	1.0	MC(81)3
		33. — 90.	16	1.0	BE(80)2
		34. — 118.	24	1.0	AP(86)
	R	35. — 118.	3		LE(70)
	R'	35. — 118.	3		LE(70)
	D	34. — 118.	24		AP(86)
	K_{NN}	34. — 118.	24		AP(86)
	A_{NN}	33. — 90.	16		BE(80)2
	A_{LL}	30. — 90.	13		NA(89)
		90.	1		BU(83)
		80. — 98.	10		AU(84)
		7. — 15.	4		AP(83)2
	$D_{S\omega}$	34. — 118	24		AP(86)
	$D_{L\omega}$	34. — 118.	24		AP(86)
	$M_{SN\omega}$	34. — 118.	24		AP(86)
	$M_{LN\omega}$	34. — 118.	24		AP(86)
560.0	σ_t	34.70 ± 1.24	1		NA(89)
	σ_r	9.00 ± 2.25	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_T$	9.76 ± 0.75	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_L$	-8.35 ± 0.52	1		NA(89)
	α	0.345 ± 0.097	1		GR(77)
	Re$F2$	-6.18 ± 0.34	1		GR(78)
	Re$F3$	5.60 ± 0.34	1		GR(78)
	$d\sigma/d\Omega$	40. — 90.	4	1.0	NI(55)
		41. — 87.	8	1.0	BA(62)
		5. — 25.	5	1.0	BO(56)
		88. — 90.	2	1.0	GA(85)
		30. — 90.	2	1.0	ME(54)
		32. — 88.		1.0494	NA(90)
		42. — 88.	13	1.0	AL(70)
		6. — 22.	30	0.8224	AE(76)
	P	33. — 90.	16	1.0	BE(80)2
		39.	1	1.0	SH(90)
		34. — 118.	24	1.0	AP(86)
		5. — 32.	13	1.0	BE(80)1
	R	5. — 32.	13		BE(80)1
	A	5. — 32.	13		BE(80)1
	D	34. — 118.	24		AP(86)
		5. — 32.	13		BE(80)1
	A_{NN}	42. — 92.	4		BO(77)
		33. — 90.	16		BE(80)2

表 V–II(続き)

	A_{LL}	68. — 102.	12		AU(78)2
		30. — 48.	7		AU(83)
		80. — 98.	10		AU(84)
		90.	1		BU(83)
		7. — 16.	4		AP(83)2
	A_{SL}	29. — 47.	7		AU(83)
	K_{NN}	34. — 94.	16		AP(86)
	$D_{S\omega}$	34. — 62.	8		NA(94)
		66. — 94.	8		AP(86)
		98. — 118.	6		NA(94)
	$D_{L\omega}$	34. — 94.	16		AP(86)
		98. — 118.	6		NA(94)
	$M_{SN\omega}$	34. — 62.	8		NA(94)
		66. — 94.	8		AP(86)
		98. — 118.	6		NA(94)
	$M_{LN\omega}$	34. — 94.	16		AP(86)
		98. — 118.	6		NA(94)
580.0	σ_t	36.150 ± 1.24	1		NA(89)
	σ_r	10.30 ± 2.25	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_T$	9.15 ± 0.75	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_L$	-10.45 ± 0.52	1		NA(89)
	α	0.320 ± 0.097	1		GR(77)
	Re$F2$	-5.95 ± 0.34	1		GR(78)
	Re$F3$	5.13 ± 0.34	1		GR(78)
	$d\sigma/d\Omega$	42. — 88.	13	1.0	AL(70)
		89. — 90.	2	1.0	GA(85)
		43. — 90.	12	1.0	AL(70)
		42. — 90.	10	1.0	AL(70)
		15. — 90.	13	1.0698	BO(72)
		6. — 22.	30	0.9102	AE(76)
		90.	1	1.0	ME(54)
		28. — 90.	5	1.0172	SM(55)
				1.0	NA(90)
	P	5. — 32.	13	1.0	BE(80)1
		33. — 90.	16	1.0	BE(80)1
		34. — 118.	24	1.0	AP(83)
		39.	1	1.0	MC(81)3
		39.	1	1.0	SH(90)
	D	34. — 102.	16		AP(83)
		5. — 32.	13		BE(80)1
	R	5. — 32.	13		BE(80)1
	A	5. — 32.	13		BE(80)1
	A_{NN}	44. — 79.	19		BY(85)

表 V–II(続き)

		36. — 104.	14		CO(66)
		34. — 90.	16		BE(80)2
	A_{LL}	30. — 48.	7		AU(83)
		80. — 98.	10		AU(84)
		90.	1		BU(83)
		7.— 16.	4		AP(83)2
		90.	1		BU(83)
		80. — 98.	10		AU(84)
	A_{SL}	29. — 47.	7		AU(83)
	K_{NN}	34. — 118.	24		AP(83)
	$D_{S\omega}$	34. — 118.	24		AP(83)
	$D_{L\omega}$	34. — 118.	24		AP(83)
	$M_{SN\omega}$	34. — 118.	24		AP(83)
	$M_{LN\omega}$	34. — 118.	24		AP(83)
630.0	σ_t	40.14 ± 0.12	1		NA(89)
	σ_r	14.48 ± 2.25	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_T$	7.38 ± 0.75	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_L$	-12.32 ± 0.52	1		NA(89)
	α	0.242 ± 0.095	1		GR(77)
	Re$F2$	-5.65 ± 0.34	1		GR(78)
	Re$F3$	4.32 ± 0.34	1		GR(78)
	$d\sigma/d\Omega$	90.	1	1.0	ME(54)
		29. — 94.	12	1.0	RY(71)
		89. — 90.	2	1.0	GA(85)
		30. — 90.	2	1.0	ME(54)
		23. — 88.	7	1.0	WI(76)
		8. — 18.	25	0.9028	DO(83)
		5. — 10.	39	0.9300	VE(82)
		5. — 9.	28	1.0077	VO(72)
		5. — 85.	9	1.0642	BA(56)
		3. — 87.	40	1.0090	GU(65)
		5. — 29.	14	EXCLUDED	AM(72)
	P	58. — 84.	8	0.9330	BE(66)
		39.	1	1.0	MC(81)
		39.	1	1.0	SH(90)
		28. — 90.	23	1.0847	ZU(68)
		35. — 117.	8	1.1003	ZU(70)1
		18. — 146.	9	1.0	DZ(64)
		28. — 46.	4	1.0	BA(78)
		34. — 90.	11	1.0	MC(81)2
		42. — 78.	19	1.0	BY(85)
		39.	1	1.0	MC(81)3
		18. — 24.	19	1.0	HO(84)

表 V–II(続き)

	D	112. — 112.	1		DZ(64)
		28. — 117.	9		ZU(70)1
		27. — 78.	5		MC(82)2
	R	54. — 126.	5		KU(62)
		27. — 90.	7		MC(82)2
	R'	18. — 123.	10		HO(84)
	A	27. — 90.	7		MC(82)2
	A'	18. — 123.	10		HO(84)
	K_{SS}	56. — 78.	3		HO(84)
	K_{LS}	56. — 78.	3		HO(84)
	A_{LL}	80. — 98.	10		AU(84)
		90.	1		BU(83)
		80. — 98.	10		AU(84)
		90.	1		BU(83)
		35. — 94.	25		GL(92)
	A_{NN}	39. — 90.	4		BO(77)
		40. — 91.	4		BO(77)
		61. — 90.	3		ZU(70)2
		54. — 72.	2		GO(62)
		42. — 78.	19		BY(85)
		90.	1		GO(62)
		6. — 35.	18		GA(87)
	A_{SL}	35. — 94.	25		GL(92)
	A_{SS}	23. — 90.	7		DI(84)
735.0	σ_t	45.80 ± 1.24	1		NA(89)
	σ_r	21.10 ± 2.25	1		NA(94)
	$\Delta\sigma_T$	5.16 ± 0.75	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_L$	-16.96 ± 0.52	1		NA(89)
	α	0.093 ± 0.094	1		GR(77)
	Re$F2$	-5.75 ± 0.34	1		GR(78)
	Re$F3$	4.48 ± 0.34	1		GR(78)
	$d\sigma/d\Omega$	11. — 48.	11	1.0	MC(65)
		34. — 86.	16	1.0	AB(75)
		90.	2	1.0	GA(85)
		2. — 10.	28	0.7503	DU(68)
		10. — 24.	13	1.0	NA(89)
		40. — 87.	13	1.0	AL(70)
		4. — 8.	28	1.0165	VO(72)
	P	38.	1	1.0	SH(90)
		36. — 72.	12	1.0	MC(90)
		33. — 87.	14	1.0	AL(70)
		7. — 74.	14	1.0	CO(67)
		11. — 48.	11	1.0	MC(66)
		32. — 83.	17	1.0	BE(66)
	R	42. — 123.	7		HO(84)
		36. — 72.	12		MC(90)
		42. — 134.	7		HO(84)

表 V–II(続き)

	A	42. — 123.	8		HO(84)
		36. — 72.	12		MC(90)
		42. — 134.	7		HO(84)
	R'	36. — 72.	12		MC(90)
	A'	35. — 123.	8		HO(84)
		36. — 72.	12		MC(90)
		35. — 134.	8		HO(84)
	D	36. — 72.	12		MC(90)
	A_{NN}	36. — 92.	15		CO(67)
	A_{LL}	25. — 90.	14		NA(89)
		80. — 98.	10		AU(84)
	A_{SL}	31. — 93.	7		NA(89)
	A_{ST}	36. — 72.	12		MC(90)
	A_{LT}	36. — 72.	12		MC(90)
	K_{TS}	36. — 72.	12		MC(90)
	K_{TL}	36. — 72.	12		MC(90)
	M_{NTS}	36. — 72.	12		MC(90)
	M_{STN}	36. — 72.	12		MC(90)
	M_{LTN}	36. — 72.	12		MC(90)
	M_{NTL}	36. — 72.	12		MC(90)
800.0	σ_t	47.50 ± 1.24	1		NA(94)
	σ_r	23.20 ± 2.25	1		NA(94)
	$\Delta\sigma_T$	4.50 ± 0.75	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_L$	-16.20 ± 0.52	1		NA(89)
	α	0.003 ± 0.094	1		GR(77)
	Re$F2$	-6.09 ± 0.34	1		GR(78)
	Re$F3$	5.09 ± 0.34	1		GR(78)
	$d\sigma/d\Omega$	26. — 89.	14	1.0	RY(71)
		34. — 88.	12	1.0	AL(70)
		8. — 17.	23	0.9686	DO(83)
		3. — 15.	135	0.9138	IR(82)
		3. — 10.	45	0.8938	WR(80)
		3. — 10.	45	0.8916	PA(83)
		23. — 90.	7	1.0	WI(76)
		6. — 91.	70	0.9002	BA(83)
		90. — 91.	2	1.0	GA(85)
	P	35. — 79.	6	1.0	BA(78)
		41. — 92.	12	1.0	BE(80)3
		25. — 88.	13	1.0	AL(70)
		40. — 78.	20	1.0	BY(85)
		40. — 78.	20	1.0	BY(85)
		29. — 85.	11	1.0	BA(78)
		12. — 43.	18	1.0	MC(81)4
		8. — 15.	28	1.0	IR(82)
		30. — 89.	14	1.0	MC(81)4

表 V–II(続き)

	37.	1	1.0	SH(90)
	1. — 14.	35	1.0	PA(83)
	40.	1	1.0	MC(81)3
	12. — 47.	9	1.0	BA(83)
	40. — 47.	4	1.0	BA(83)
	50. — 85.	2	1.0	BO(80)
	23. — 87.	26	1.0	CO(67)
R	21. — 90.	8		MC(82)1
	5. — 24.	4		BA(85)
	14. — 58.	6		BA(85)
	69. — 110.	4		BA(89)
A	21. — 90.	8		MC(82)1
	7. — 24.	3		BA(85)
	14. — 36.	4		BA(85)
	58. — 110.	5		BA(89)
R'	19. — 133.	11		BO(84)
	5. — 24.	4		BA(85)
	14. — 58.	6		BA(85)
	69. — 110.	4		BA(89)
A'	19. — 133.	11		BO(84)
	7. — 24.	3		BA(85)
	14. — 36.	4		BA(85)
	58. — 110.	5		BA(89)
K_{NN}	80. — 46.	4		MC(82)1
	70. — 110.	3		BO(86)
K_{SS}	80. — 46.	4		MC(82)1
K_{LS}	80. — 46.	4		MC(82)1
A_{NN}	41. — 92.	12		BE(80)3
	40. — 78.	20		BY(85)
	30. — 89.	14		MC(81)1
	50. — 85.	2		BO(80)
	51. — 83.	16		DL(88)
	6. — 37.	23		GA(85)
A_{SS}	24. — 90.	8		DI(84)
A_{LL}	30. — 94.	31		GL(92)
	5. — 36.	25		GA(85)
	90.	1		BU(83)
	80. — 98.	10		AU(84)
	5. — 36.	26		PA(88)
	30. — 51.	8		AU(83)
	68. — 108.	14		AU(78)1
A_{SL}	30. — 94.	33		GL(92)
	55. — 86.	14		LE(88)
	30. — 50.	8		AU(83)

表IV–II(続き)

830.0	σ_t	47.10 ± 0.80	1		NA(89)
	σ_r	22.75 ± 1.80	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_L$	-15.82 ± 0.30	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_T$	4.85 ± 0.56	1		NA(89)
	α	-0.035 ± 0.094	1		GR(77)
	Re$F2$	-6.25 ± 0.034	1		GR(78)
	Re$F3$	5.37 ± 0.034	1		GR(78)
	$d\sigma/d\Omega$	91.	1		GA(85)*
		91.	1		GA(85)*
		91.	1		GA(85)*
		91.	1		GA(85)*
		10. — 40.	15		NA(94)
		51. — 89.	20	1.0806	WI(72)
		48. — 90.	22	0.8892	KA(71)
		34. — 86.	16		AB(75)
		91.	1		GA(85)*
		7. — 17.	25		DO(83)
	P	40. — 80.	10	1.0180	GA(87)†
		40. — 80.	10	0.9846	GA(87)†
		37.	1		KO(94)‡
		40. — 80.	10	0.9584	GA(87)†
		23. — 87.	26		CO(67)
		40. — 80.	10	0.9782	GA(87)†
		37.	1		KO(94)‡
		40. — 80.	10	1.0161	GA(87)†
		40. — 80.	10	0.9889	GA(87)†
		10. — 30.	11		NA(94)
		40. — 80.	10		GA(87)†
		40. — 80.	10	0.9995	GA(87)†
		43. — 87.	23		BY(85)
		40. — 80.	10	1.0286	GA(87)†
		40. — 80.	10	1.0194	GA(87)†
		37.	1		KO(94)‡
		40. — 80.	10	1.0160	GA(87)†
		50. — 90.	2		BO(81)
		40. — 80.	10	0.9880	GA(87)†
		37.	1		KO(94)‡
	D	49. — 82.	6		LA(89)
		49. — 82.	6		LA(89)
	A_{NN}	43. — 87.	23		BY(85)
		50. — 90.	2		BO(81)
	A_{LL}	30. — 51.	8		AU(83)
	A_{LL}	50. — 88.	20		LA(88)
	A_{SL}	49. — 89.	19		LA(88)
	D_{LS}	51. — 83.	6		LA(89)
	D_{LS}	50. — 82.	6		LA(89)

表IV–II(続き)

	K_{NN}	49. — 82.	6		LA(89)
	K_{LS}	50. — 82.	6		LA(89)
	$SAT2$	48. — 88.	22		BY(85)
	$SAT3$	49. — 82.	6		LA(89)
	$SAT4$	50. — 82.	6		LA(89)
	$SAT5$	51. — 78.	5		LA(89)
	$SAT6$	49. — 82.	6		LA(89)
	$SAT7$	51. — 74.	5		LA(89)
870.0	σ_t	47.25 ± 0.80	1		NA(89)
	σ_r	22.85 ± 1.80	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_L$	-15.10 ± 0.30	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_T$	5.17 ± 0.56	1		NA(89)
	α	-0.074 ± 0.094	1		GR(77)
	Re$F2$	-6.67 ± 0.034	1		GR(78)
	Re$F3$	6.10 ± 0.034	1		GR(78)
	$d\sigma/d\Omega$	7. — 17.	25	1.0457	DO(83)
		92.	1		GA(85)*
		22. — 89.	19		SH(84)
		92.	1		GA(85)*
		37. — 87.	11		AL(70)
		2. — 10.	29	0.8078	DU(68)
		3. — 7.	16	0.8330	DU(67)
		92.	1		GA(85)*
		10. — 40.	8		NA(94)
		92.	1		GA(85)*
		25. — 99.	10		RY(71)
		92.	1		GA(85)*
		92.	1		GA(85)*
		92.	1		GA(85)*
		7. — 17.	23	0.9345	DO(83)
	P	40. — 80.	10	1.0167	GA(87)†
		40. — 80.	10	1.0201	GA(87)†
		41. — 80.	10	1.0141	GA(87)†
		41. — 80.	10	1.0194	GA(87)†
		37.	1		KO(94)‡
		29. — 87.	12		AL(70)
		41. — 80.	10	1.0263	GA(87)†
		41. — 80.	10	1.0069	GA(87)†
		41. — 80.	10	1.0304	GA(87)†
		41. — 80.	10	0.9924	GA(87)†
		41. — 81.	10		GA(87)†
		10. — 30.	11		NA(94)
		37.	1		KO(94)‡
		30. — 44.	5		PE(87)
		41. — 81.	10	1.0299	GA(87)†

表IV–II(続き)

		29. — 48.	11		PE(87)
		43. — 87.	23		BY(85)
		41. — 81.	10	1.0051	GA(87)†
		41. — 81.	10	1.0214	GA(87)†
		37.	1		KO(94)‡
		41. — 81.	10	1.0080	GA(87)†
		41. — 81.	10	1.0263	GA(87)†
		41. — 81.	10	1.0400	GA(87)†
	A_{NN}	29. — 48.	11		LE(87)
		45. — 86.	22		BY(85)
		43. — 87.	23		BY(85)
	A_{LL}	35. — 90.	26		FO(89)
		34. — 52.	10		LE(88)
		48. — 89.	22		LE(88)
		47. — 89.	22		BY(85)
	A_{SL}	35. — 52.	10		PE(88)
		35. — 88.	25		FO(89)
	D_{LS}	42. — 84.	8		LA(89)
		42. — 84.	8		LA(89)
	D	47. — 82.	7		LA(89)
		46. — 82.	7		LA(89)
	K_{NN}	46. — 82.	7		LA(89)
	K_{LS}	42. — 84.	8		LA(89)
		42. — 84.	8		LA(89)
	$SAT1$	50. — 89.	21		BY(85)
	$SAT2$	48. — 89.	22		BY(85)
	$SAT3$	47. — 82.	7		LA(89)
	$SAT4$	42. — 84.	8		LA(89)
	$SAT5$	42. — 84.	8		LA(89)
	$SAT6$	47. — 47.	7		LA(89)
	$SAT7$	42. — 42.	8		LA(89)
930.0	σ_t	47.40 ± 0.80	1		NA(89)
	σ_r	23.10 ± 1.80	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_L$	-14.03 ± 0.30	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_T$	5.56 ± 0.56	1		NA(89)
	α	-0.120 ± 0.094	1		GR(77)
	Re$F2$	-6.63 ± 0.034	1		GR(78)
	Re$F3$	5.95 ± 0.034	1		GR(78)
	$d\sigma/d\Omega$	92.	1		GA(85)*
		51. — 89.	20		WI(72)
		49. — 92.	3		CA(56)
		22. — 89.	19		SH(84)
		92.	1		GA(85)*
		17. — 85.	6		DU(57)
		6. — 86.	8		DO(59)

表IV–II(続き)

	92.	1		GA(85)*
	10. — 40.	15		NA(94)
	92.	1		GA(85)*
	7. — 17.	23		DO(83)
	93.	1		GA(85)*
	93.	1		GA(85)*
	36. — 89.	14		AL(70)
P	41. — 81.	10		GA(87)†
	41. — 81.	10	0.9479	GA(87)†
	37.	1		KO(94)‡
	41. — 81.	10	0.9642	GA(87)†
	41. — 81.	10	0.9531	GA(87)†
	41. — 81.	10	0.9784	GA(87)†
	41. — 81.	10	0.9556	GA(87)†
	23. — 51.	7		CO(67)
	41. — 81.	10	0.9417	GA(87)†
	37.	1	0.9584	KO(94)‡
	41. — 81.	10		GA(87)†
	10. — 30.	11		NA(94)
	41. — 81.	10	0.9575	GA(87)†
	43. — 87.	23		BY(85)
	41. — 81.	10	0.9782	GA(87)†
	37.	1		KO(94)‡
	5. — 15.	8		DA(87)
	41. — 81.	10	0.9931	GA(87)†
	41. — 81.	10	0.9634	GA(87)†
	41. — 81.	10	0.9504	GA(87)†
	30. — 89.	15		AL(70)
	50. — 90.	2		BO(81)
A_{NN}	43. — 87.	23		BY(85)
	50. — 90.	2		BO(81)
A_{LL}	50. — 85.	14		FO(89)
A_{SL}	47. — 81.	12		FO(89)
D	48. — 74.	5		LA(89)
	48. — 77.	5		LA(89)
D_{LS}	51. — 80.	6		LA(89)
	51. — 81.	6		LA(89)
K_{NN}	48. — 77.	5		LA(89)
K_{LS}	51. — 81.	6		LA(89)
$SAT2$	47. — 90.	23		BY(85)
$SAT3$	48. — 74.	5		LA(89)
$SAT4$	51. — 81.	5		LA(89)
$SAT6$	48. — 74.	5		LA(89)
$SAT5$	51. — 80.	6		LA(89)
$SAT7$	51. — 73.	6		LA(89)

表IV–II(続き)

990.0	σ_t	47.50 ± 0.80	1		NA(89)
	σ_r	23.45 ± 1.80	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_L$	–12.96 ± 0.30	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_T$	5.79 ± 0.56	1		NA(89)
	α	–0.161 ± 0.094	1		GR(77)
	Re$F2$	–6.66 ± 0.034	1		GR(78)
	Re$F3$	6.11 ± 0.034	1		GR(78)
	$d\sigma/d\Omega$	8. — 89.	25		BU(64)
		5. — 85.	9		BA(59)1
		6. — 86.	8		BA(59)2
		12. — 82.	5		MC(63)
		93.	1		GA(85)*
		93.	1		GA(85)*
		93.	1		GA(85)*
		93.	1		GA(85)*
		15. — 150.	16	0.9357	MU(67)
		4. — 8.	39		VE(82)
		7. — 17.	24		DO(83)
		3. — 7.	9		DU(67)
		93.	1		GA(85)*
		11. — 115.	35	0.8513	PA(67)
		36. — 90.	6		SM(55)
		93.	1		GA(85)*
		3. — 12.	15		DO(64)
		3. — 13.	11		DO(64)
		51. — 89.	20	1.0876	WI(72)
		4. — 7.	46		VO(72)
		93.	1		GA(85)*
		19. — 90.	10	1.1122	DO(60)
	P	30. — 130.	10		VO(81)
		30. — 135.	10		VO(79)
		30. — 135.	11		VO(79)
		41. — 82.	10	0.9029	GA(87)†
		41. — 82.	10	0.8825	GA(87)†
		36.	1		KO(94)‡
		41. — 82.	10	0.9066	GA(87)†
		41. — 82.	10	0.9001	GA(87)†
		41. — 82.	10	0.9300	GA(87)†
		41. — 82.	10	0.9586	GA(87)†
		41. — 82.	10	0.8957	GA(87)†
		41. — 82.	10	0.8932	GA(87)†
		36.	1		KO(94)‡
		10. — 30.	11		NA(94)
		41. — 82.	10		GA(87)†
		41. — 82.	10	0.9876	GA(87)†

表IV–II(続き)

		43. — 87.	23	1.0939	BY(85)
		41. — 82.	10	0.9739	GA(87)†
		3. — 15.	13		DA(87)
		36.	1		KO(94)‡
		41. — 82.	10	0.9406	GA(87)†
		41. — 82.	10	0.9470	GA(87)†
		41. — 82.	10	1.0233	GA(87)†
	A_{NN}	42. — 77.	10		CO(67)
		43. — 87.	23		BY(85)
	A_{LL}	50. — 90.	19		LA(88)
		66. — 109.	15		AU(78)
	A_{SL}	50. — 83.	13		LA(88)
	D_{LS}	51. — 82.	6		LA(89)
		51. — 82.	6		LA(89)
	D	49. — 81.	6		LA(89)
		49. — 81.	6		LA(89)
	K_{NN}	49. — 81.	6		LA(89)
	K_{LS}	51. — 82.	6		LA(89)
	$SAT2$	47. — 90.	23		BY(85)
	$SAT3$	54. — 78.	4		LA(89)
	$SAT4$	52. — 82.	5		LA(89)
	$SAT5$	51. — 78.	5		LA(89)
	$SAT6$	52. — 78.	3		LA(89)
	$SAT7$	51. — 74.	5		LA(89)
1090.0	σ_t	47.55 ± 0.80	1		NA(89)
	σ_r	24.15 ± 1.80	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_L$	−11.22 ± 0.30	1		NA(89)
	$\Delta\sigma_T$	5.85 ± 0.56	1		NA(89)
	α	−0.21 ± 0.094	1		GR(77)
	Re$F2$	−6.53 ± 0.034	1		GR(78)
	Re$F3$	6.27 ± 0.034	1		GR(78)
	$d\sigma/d\Omega$	22. — 89.	19		SH(84)
		94.	1		GA(85)*
		94.	1		GA(85)*
		10. — 40.	15		NA(94)
		36. — 89.	14		AL(70)
		40. — 90.	26		KA(71)
		51. — 89.	20	1.1869	WI(72)
		94.	1		GA(85)*
		94.	1		GA(85)*
	P	36.	1		KO(94)‡
		10. — 30.	11		NA(94)
		29. — 89.	15		AL(70)
		27. — 52.	8		PE(87)
		28. — 53.	14		PE(87)

表 V-II(続き)

	36.	1	KO(94)‡
A_{NN}	28. — 52.	13	LE(87)
	43. — 87.	23	BY(85)
A_{LL}	30. — 90.	27	FO(89)
	30. — 50.	11	LE(88)
A_{SL}	30. — 52.	12	PE(88)
	31. — 83.	19	FO(89)
D	41. — 82.	7	LA(89)
	41. — 83.	7	LA(89)
D_{LS}	41. — 82.	7	LA(89)
	41. — 83.	7	LA(89)
K_{NN}	41. — 83.	7	LA(89)
K_{LS}	41. — 83.	7	LA(89)
$SAT2$	47. — 88.	22	BY(85)
$SAT4$	41. — 83.	7	LA(89)
$SAT6$	41. — 78.	6	LA(89)
$SAT3$	41. — 82.	7	LA(89)
$SAT5$	41. — 82.	6	LA(89)
$SAT7$	41. — 74.	6	LA(89)

References

AB(75) Abe, K., *et al*, Phys. Rev.**D12**,1(1975).

AE(76) Aebischer, D., *et al*, Pphs. Rev. **D13**,2478(1976).

AE(77) Aebischer, D., *et al*, Nucl. Phys. **A276** (1977).

AL(70) Albrow, M. G., *et al*, Nucl. Phys. **B23**, 445(1970).

AP(83) Aprile, E., *et al.*, Phys. Rev. **D27**, 2600(1983).

AP(83)2 Aprile, E., *et al*, Phys. Rev. **D28**, 21(1983).

AP(86) Aprile, E., Phys. Rev. **D34**, 2566(1986).

AU(78)1 Auer, I. P., *et al*, ANL-HEP-PR-78-33 ARGONNE,1978.

AU(78)2 Auer, I. P., *et al*, Phys. Rev. Lett. **41**, 1436(1978).

AU(83) Auer, I. P., *et al*, Phys. Rev. Lett. **51**, 1411(1983).

AU(84) Auer, I. P., *et al*, Phys. Rev. **D29**, 2435(1984).

BA(56) Batson, A. P., *et al*, Proc. Roy. Soc. **A237**, 175(1956).

BA(59)1 Batson, A. P.,*et al.*, Proc. Roy. Soc. **A251**, 233(1959).

BA(59)2 Batson, A. P.,*et al.*, Proc. Roy. Soc. **A251**, 218(1959).

BA(62) Baldoni, B., *et al*, Nuovo. Cimento **26**, 1376(1962).

BA(78) Bevington, P. R., *et al*, Phys. Rev. Lett. **41**, 384(1978).

BA(83) Barlett, M. L., *et al*, Phys. Rev. **C27**, 682(1983).

BA(85) Barlett, M. L., Phys. Rev. **C32**, 239(1985).

BA(89) Barlett, M. L., Phys. Rev. **C40**, (1989).

BE(66) Betz, F., *et al*, Phys. Rev. **148**, 1289(1966).

BE(78) Besset, D., *et al*, Phys. Rev. **D21**, 580(1980).

BE(80)1 Besset, D., *et al*, Nucl. Phys. **A345**, 435(1980).

BE(80)2 Bell, D. A., *et al*, Phys. Lett. **94B**, 310(80).

BO(56) Bogachev, N. P, Sov. Phsy. Doklady. **1**, 361(1956).

表V-II(続き)

BO(72)	Boschitz, E.T., *et al*, Phys. Rev. **C6**, 457(1972).
BO(77)	Borisov, N. S., *et al.*, Sov. Phys. JETP. **45**, 212(1977).
BO(80)	Borisov, N. S., *et al.*, Liyaf NO. 581 Leningrad(1980).
BO(81)	Borisov, N. S.,*et al.*, Sov. Phys. JETP. **54**, 841(1981).
BO(86)	Borisov, N. S., *et al.* JETP LETT. **43**, (1986).
BU(64)	Bugg, D. V., *et al.*, Phys. Rev. **133**, B1017(1964).
BU(83)	Burleson, G. R., *et al*, Nucl .Phys. **B213**, 365(1983).
BY(85)1	Bystricky, J.,*et al.*, Nucl. Phys. **B258**, 483(1985).
BY(85)2	Bystricky, J.,*et al.*, Nucl. Phys. **B262**, 715(1985).
BY(85)3	Bystricky, J., *et al*, Nucl. Phys. **B262**, 727(1985).
BY(87)	Bystricky, J. Physique, **4**, (1987).
CA(56)	Causey, C. W., UCRL-3413(1956).
CO(66)	Coignet, G., *et al*, Nuovo Cimento **A43**, 708(1966).
CO(67)	Cozzika, G., *et al*,Phys. Rev. **164**, 1672(1967).
DI(84)	Ditzler, Phys. Rev. **D29**, 2173(1984).
DL(88)	Lesquen, Nucl. Phys, **B304**, 673(1988).
DA(89)	Dalla, T. S.,*et al.*, Nucl. Phys. **A505**, 561(1989).
DO(59)	Dowell, J. D., *et al.*, Proc. Phys. Soc. **74**, 625(1959).
DO(60)	Dowell, J. D., *et al.*, Nuovo Cimento **18**, 818(1960).
DO(64)	Dowell, J. D., *et al.*, Phys. Lett. **12**, 252(1964).
DO(83)	Dobrovolsky, A. V., *et al*, Nucl. Phys. **B214**, 1(1983).
DU(57)	Duke, P. J., *et al.*, Phil. Mag. **2**, 204(1957).
DU(67)	Dutton, L. M. C., *et al.*, Phys. Lett. **25B**, 245(1967).
DU(68)	Dutton, L. M. C., *et al.*, Phys. Lett. **26B**, 679(1968).
DZ(64)	Dzhelepov, V. P., *et al.*, Proc. of XIITH-Hi Energy Physics, Dubna, 1964, VOL.1,P.11
FO(85)	Fontaine, J. M., *et al.*, Nucl. Phys. **B321**, 299(1985).
GA(85)*	Garçon, M., *et al.*, Nucl. Phys. **A445**, 669(1985).
GA(87)	Gazzaly, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58**,1084(1987).
GA(87)†	Garçon, M., *et al.*, Phys. Lett. **B183**, 273(1987).
GA(88)	Gazzaly, Phys. Lett. **211B**, 19(1988).
GR(77)	Grein, W., Nucl. Phys. **B131**, 255(1977).
GR(78)	Grein, W., *et al*, Nucl. Phys. **B137**, 173(1978)
GR(79)	Greenizus, L. G., *et al*,Nucl. Phys. **A322**, 308(1979).
GL(92)	Glass, Phys. Rev. **C45**, 35(1992).
GO(62)	Golovin, B. M., *et al*, Sov. Phys. JETP. **14**, 63(1962).
GO(63)	Golovin, B. M., *et al*, Sov. Phys. JETP. **17**, 98(1963).
GU(65)	Gughavin, V. M., *et al*, Sov. Phys. JETP. **20**, 830(1965).
HO(62)	Homer, R. J., *et al.*, Nuovo Cimento **23**, 690(1962).
HO(84)	Hollas, C. L., *et al.*, Phys. Rev. **C30**, 1251(1984).
HO(88)	Hoffmann, G. W., *et al*, Phys. Rev. **C37**, 397(1988).
IR(82)	Iron, F., *et al*, Phys. Rev. **C25**, 373(1982).
KA(71)	Kammerud, R. C., *et al.*, Phys. Rev.**D4**, 1309(1971).
KU(62)	Kumekin, YU. P.,*et al.*:JETP(USSR) **43**, 1665(1962).
LA(88)	Lac, C. D.,*et al.*, Nucl. Phys. **B297**, 653(1988).
LA(89)1	Lac, C. D.,*et al.*, Nucl. Phys. **B315**, 284(1989).
LA(89)2	Lac, C. D.,*et al.*, Nucl. Phys. **B315**, 269(1989).

表V-II(続き)

LA(89)3	Lac, C. D.,*et al.*, Nucl. Phys. **B321**, 269(1989).
LA(89)4	Lac, C. D.,*et al.*, Nucl. Phys. **B321**, 284(1989).
LE(70)	Leung, Kwok-Chu, Thesis, UCRL-19705, Berkeley, March 23, 1970.
LE(87)	Lehar, F., *et al.*, Nucl. Phys. **B294**, 1013(1987).
LE(88)1	Lehar, F., *et al.*, Nucl. Phys. **B296**, 535(1988).
LE(88)2	Lesquen, NUCL. PHYS. **B304**, 673(1988).
LO(59)	Longo, Phys. Rev. Lett. **3**, (1959).
MC(63)	Mcfarlane, W. K., *et al.*, Nuovo Cimeto **28**, 943(1963).
MC(65)	McManigal, P. G., *et al*, Phys. Rev. **137**, B620(1965).
MC(66)	McManigal, P. G., *et al*, Phys. Rev. **148**, 1280(1966).
MC(81)1	McNaughton, M. W., *et al*, Phys. Rev. **C23**, 1128(1981).
MC(81)2	McNaughton, M. W., *et al*, Phys. Rev. **C25**, 2107(1981).
MC(81)3	McNaughton. M. W., *et al*, Phgs. Rev. **C24**, 1778(1981).
MC(81)4	McNaughton. P. W., *et al*, Phys. Rev. **C23**, 838(1981).
MC(82)1	McNaughton, Phys. Rev. **C25**, 1967(1982).
MC(82)2	McNaughton, M. W.,*et al.*, Phys. Rev. **C26**, 249(1982).
MC(90)	McNaughton, M. W., *et al.*, Phys. Rev. **C41**, 2809(1990).
ME(54)	Meshcheriakov, M. G., *et al*, Dok. Ak. Na. SSSR. **99**, 931(54).
MU(67)	Murray, T. A., *et al.*, Nuovo Cimento **49A**, 261(1967).
NA(89)	Naito, M.,*et al*,Hiroshima Univ. (1989);Interpolated data by means of spline function.
NA(90)	Naito, M.,*et al*,Hiroshima Univ. (1990);Interpolated data by means of spline function.
NA(94)	Naito, M.,*et al*,Hiroshima Univ. (1994);Interpolated data by means of spline function.
NI(55)	Nikitin, S. J., *et al*, Nuovo Cimento. **2**,1269(1955).
PA(67)	Palevsky, H., *et al.*, Report BNL, 11360(1967).
PA(83)	Pauletta, G., *et al*, Phys. Rev. **C27**, 282(1983).
PA(88)	Pauletta, G., *et al*, Phys. Lett. **211B**, 19(1988).
PE(87)	Perrot, F., *et al.*, Nucl. Phys. **B294**, 1001(1987).
PE(88)	Perrot, F., *et al.*, Nucl. Phys. **B296**, 527(1988).
RY(71)	Ryan, B. A.,*et al*, Phys. Rev. **D3**, 1(1971).
SH(84)	Shimizu, *et al.*, Nucl. Phys. **A389**, 445(1984).
SH(90)	Shimizu, H., *et al.*, Phys. Rev. **C42**, R483(1990).
SM(55)	Smith, L. W., *et al.*,Phys. Rev. **97**, 1186(1955).
VE(82)	Velichko, G. N., *et al*, Sov. J. Nucl. Phys. **35**, 852(1982).
VO(72)	Vorobyov, A. A., *et al*, Phys. Lett. **41B**, 639(1972).
VO(79)	Vovchenko, V. G., *et al.*, JETP Lett. **29**, 87(1979);Pisma Zh. Ekap. Tero. Fiz. 29(1979).
VO(81)	Vovchenko, V. G., *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **33**, 835(1981).
WR(80)	Weiekat, A., *et al*, Phys. Lett. **94B**, 33(1980).
WI(72)	Williams, D., T., *et al.*, Nuovo Cimento **8A**, 447(1972).
WI(76)	Willard, H. B., *et al*, Phys. Rev. **C14**, 1545(1976).
ZU(68)	Zul'Karneev, R.Y, *et al*, Sov. J. Nucl. Phys. **6**, 725(1968).
ZU(70)1	Zul'Karneev, R.Y, *et al*, Sov. J. Nucl. Phys. **10**, 559(1970).
ZU(70)2	Zul'Karneev, R.Y, *et al*, Sov. J. Nucl. Pyus. **11**, 98(1970).

*、†、‡：同一の実験の異なるエネルギー点でのデータを示す。ここで、表中により下段に与えたデータがより高いエネルギー点での実験データである。

表 V–III. 位相差分析により得られた解と χ^2 値。

T_L[MeV]	500		530	
	$\chi^2/N_t^{a)}$=970/420		χ^2/N_t=622/327	
Partial waves	δ	η	δ	η
$^1S_0$	-24.22 ± 0.16	1.0	-26.84 ± 0.18	1.0
$^3P_0$	-30.38 ± 0.14	0.9037 ± 0.0089	-31.21 ± 0.12	0.8780 ± 0.0086
$^3P_1$	-40.75 ± 0.11	0.9692 ± 0.0032	-41.57 ± 0.14	0.8992 ± 0.0040
$^3P_2$	17.41 ± 0.03	1.0	17.29 ± 0.05	1.0
ρ_2	-0.0156 ± 0.0020	0.0399 ± 0.0018	0.0075 ± 0.0023	0.0413 ± 0.0015
$^1D_2$	13.76 ± 0.02	0.8695 ± 0.0032	12.12 ± 0.04	0.8250 ± 0.0030
$^3F_2$	-0.94 ± 0.04	1.0	-0.77 ± 0.04	1.0
$^3F_3$	-2.49 ± 0.03	1.0	-1.12 ± 0.05	0.9481 ± 0.0018
$^3F_4$	4.33 ± 0.02	1.0	4.20 ± 0.02	1.0
ρ_4	-0.0670 ± 0.0011	-0.0083 ± 0.0015	-0.0666 ± 0.0013	-0.0061 ± 0.0015
$^1G_4$	2.91 ± 0.01	1.0	3.41 ± 0.02	1.0
$^3H_4$	0.64 ± 0.02	1.0	0.53 ± 0.03	1.0
$^3H_5$	-1.82 ± 0.02	1.0	-1.80 ± 0.03	1.0
$^3H_6$	1.41 ± 0.01	1.0	1.39 ± 0.02	1.0
T_L[MeV]	560		580	
	χ^2/N_t=580/379		χ^2/N_t=677/417	
$^1S_0$	-27.73 ± 0.26	1.0	-31.50 ± 0.21	0.9799 ± 0.0055
$^3P_0$	-33.57 ± 0.26	0.8875 ± 0.0102	-33.70 ± 0.16	0.9166 ± 0.0095
$^3P_1$	-42.02 ± 0.12	0.9518 ± 0.0045	-46.14 ± 0.12	0.8932 ± 0.0039
$^3P_2$	18.78 ± 0.05	0.9669 ± 0.0026	18.55 ± 0.05	0.9357 ± 0.0023
ρ_2	-0.0165 ± 0.0021	-0.0079 ± 0.0025	-0.0008 ± 0.0024	0.0204 ± 0.0019
$^1D_2$	12.98 ± 0.04	0.7726 ± 0.0033	11.37 ± 0.04	0.7624 ± 0.0027
$^3F_2$	-1.11 ± 0.06	1.0	-1.79 ± 0.05	1.0
$^3F_3$	0.35 ± 0.05	0.9104 ± 0.0018	-0.27 ± 0.05	0.8963 ± 0.0016
$^3F_4$	4.71 ± 0.03	1.0	4.72 ± 0.03	1.0
ρ_4	-0.0667 ± 0.0014	-0.0005 ± 0.0018	-0.0631 ± 0.0015	0.0008 ± 0.0017
$^1G_4$	3.30 ± 0.02	1.0	3.46 ± 0.02	1.0
$^3H_4$	0.96 ± 0.03	1.0	0.53 ± 0.03	1.0
$^3H_5$	-1.81 ± 0.03	1.0	-1.80 ± 0.03	1.0
$^3H_6$	1.07 ± 0.02	1.0	1.12 ± 0.02	1.0

N_t：それぞれのエネルギー点で PSA に用いたデータの総数。

表 V-III(続き)

T_L[MeV]	630		735	
	χ^2/N_t=725/449		χ^2/N_t=760/434	
$^1S_0$	−34.06 ±0.49	1.0	−40.17 ±0.21	0.9537±0.0066
$^3P_0$	−34.41 ±0.40	0.9142±0.0086	−42.27 ±0.24	0.8449±0.0053
$^3P_1$	−47.42 ±0.20	0.8440±0.0038	−50.07 ±0.11	0.8824±0.0033
$^3P_2$	17.94 ±0.18	0.8530±0.0033	14.12 ±0.18	0.7433±0.0031
ρ_2	−0.0302±0.0024	0.0566±0.0027	0.0565±0.0021	0.0742±0.0027
$^1D_2$	7.63 ±0.11	0.7545±0.0032	3.46 ±0.15	0.7193±0.0039
$^3F_2$	−1.97 ±0.07	1.0	−4.97 ±0.08	1.0
$^3F_3$	0.08 ±0.10	0.8383±0.0026	−2.39 ±0.16	0.6939±0.0035
$^3F_4$	5.21 ±0.06	0.9851±0.0022	5.64 ±0.08	0.9314±0.0025
ρ_4	−0.0673±0.0016	−0.0291±0.0014	−0.0563±0.0013	−0.0035±0.0015
$^1G_4$	3.96 ±0.04	0.9695±0.0020	4.66 ±0.07	0.9520±0.0026
$^3H_4$	0.48 ±0.05	1.0	0.41 ±0.09	0.9885±0.0024
$^3H_5$	−1.36 ±0.05	1.0	−0.72 ±0.09	0.9537±0.0025
$^3H_6$	1.65 ±0.04	1.0	1.63 ±0.06	1.0

T_L[MeV]	800		830	
	χ^2/N_t=2218/949		χ^2/N_t=591/456	
$^1S_0$	−42.91 ±0.16	1.0	−45.73±0.75	1.0
$^3P_0$	−45.16 ±0.24	0.9150±0.0071	−41.78±0.74	1.0
$^3P_1$	−50.10 ±0.13	0.9318±0.0028	−47.82±1.35	0.8604±0.0157
$^3P_2$	12.29 ±0.05	0.6656±0.0020	15.52±1.26	0.5923±0.0274
ρ_2	0.0585±0.0018	0.1108±0.0015	−0.1353±0.0301	0.1055±0.0116
$^1D_2$	−0.65 ±0.18	0.7549±0.0040	−2.79±0.37	0.7481±0.0047
$^3F_2$	−5.44 ±0.04	1.0	−2.15±1.14	1.0
$^3F_3$	−6.87 ±0.08	0.6620±0.0018	−8.53±0.25	0.6081±0.0128
$^3F_4$	8.01 ±0.04	0.9152±0.0021	8.63±0.43	0.9345±0.0067
ρ_4	−0.0775 ±0.0014	0.0077±0.0006	−0.1279±0.0107	−0.0053±0.0048
$^1G_4$	6.06 ±0.08	0.9103±0.0022	6.13±0.21	0.9014±0.0042
$^3H_4$	2.55 ±0.07	0.9568±0.0010	2.19±0.27	1.0
$^3H_5$	−0.92 ±0.06	0.9692±0.0009	−3.15±0.48	0.9350±0.0113
$^3H_6$	1.79 ±0.02	1.0	2.44±0.17	1.0

表 V-III(続き)

T_L[MeV]	870		930	
	χ^2/N_t=942/675		χ^2/N_t=614/453	
$^1S_0$	−46.40 ±0.70	1.0	-47.86±0.68	1.0
$^3P_0$	−43.62 ±0.70	0.8702±0.0240	-57.47±4.25	0.5751±0.0726
$^3P_1$	−47.43 ±0.72	1.0	-51.27±1.61	0.8581±0.0452
$^3P_2$	12.44 ±0.31	0.5128±0.0169	8.24±0.83	0.6460±0.0161
ρ_2	0.0201±0.0193	0.1378±0.0084	0.0687±0.028	0.1322±0.0203
$^1D_2$	−0.58 ±0.35	0.6797±0.0076	-4.73±0.86	0.6858±0.0127
$^3F_2$	−2.24 ±0.49	1.0	-6.08±0.59	1.0
$^3F_3$	−11.33 ±0.19	0.6808±0.0170	-15.32±0.54	0.5622±0.0201
$^3F_4$	8.99 ±0.27	0.8784±0.0140	8.57±0.45	0.9331±0.0190
ρ_4	−0.1336 ±0.0021	−0.0278±0.0052	−0.1109±0.0121	0.0060±0.0045
$^1G_4$	5.14 ±0.29	0.9170±0.0049	5.27±0.28	0.8822±0.0053
$^3H_4$	2.80 ±0.37	1.0	1.61±0.44	1.0
$^3H_5$	−1.57 ±0.31	0.9354±0.0086	-2.05±0.62	0.8999±0.0108
$^3H_6$	2.27 ±0.15	1.0	2.18±0.18	1.0
ρ_6	−0.0561 ±0.0021	−0.0041±0.0029	−0.0868±0.0073	−0.0011±0.0073
$^1I_6$	2.05 ±0.04	1.0	2.46±0.10	1.0
$^3J_6$	−0.35 ±0.10	1.0	−0.12±0.17	1.0
$^3J_7$	−1.85 ±0.22	1.0	−2.12±0.44	1.0
$^3J_8$	0.59 ±0.05	1.0	0.64±0.08	1.0

T_L[MeV]	990		1090	
	χ^2/N_t=1624/710		χ^2/N_t=564/379	
$^1S_0$	−55.68 ±0.29	1.0	−55.79±0.73	1.0
$^3P_0$	−50.28 ±0.34	0.8019 ±0.0057	−62.08±1.92	0.4692±0.0320
$^3P_1$	−52.33 ±0.10	0.9068 ±0.0026	−52.33±0.79	0.9734±0.0275
$^3P_2$	5.32 ±0.17	0.5361 ±0.0020	8.93±2.06	0.3213±0.0118
ρ_2	−0.0350±0.0018	0.1144 ±0.0025	−0.0428±0.0182	0.1257±0.0078
$^1D_2$	−1.41 ±0.10	0.5710 ±0.0024	2.02±0.63	0.4950±0.0128
$^3F_2$	−5.87 ±0.07	1.0	−1.81±0.63	1.0
$^3F_3$	−11.72 ±0.11	0.5689 ±0.0033	−13.46±0.57	0.5450±0.0183
$^3F_4$	8.24 ±0.05	0.9349 ±0.0018	8.24±0.58	0.9396±0.0123
ρ_4	−0.1091 ±0.0009	−0.0040±0.0012	−0.0726±0.5730	0.0186±0.0050
$^1G_4$	3.20 ±0.03	0.9206 ±0.0016	3.94±0.34	0.9173±0.0050
$^3H_4$	0.73 ±0.05	0.9744 ±0.0019	−0.21±0.46	0.9862±0.0086
$^3H_5$	−1.77 ±0.05	0.8620 ±0.0024	−0.95±0.46	0.8761±0.0098
$^3H_6$	2.28 ±0.04	1.0	2.47±0.27	1.0
ρ_6	−0.0552 ±0.0006	−0.0094±0.0010	−0.0829±0.0042	−0.0182±0.0022
$^1I_6$	2.06 ±0.02	1.0	2.21±0.21	1.0
$^3J_6$	−0.25 ±0.04	1.0	0.55±0.14	1.0
$^3J_7$	−1.92 ±0.03	1.0	−1.05±0.27	1.0
$^3J_8$	0.67 ±0.03	1.0	0.67±0.06	1.0

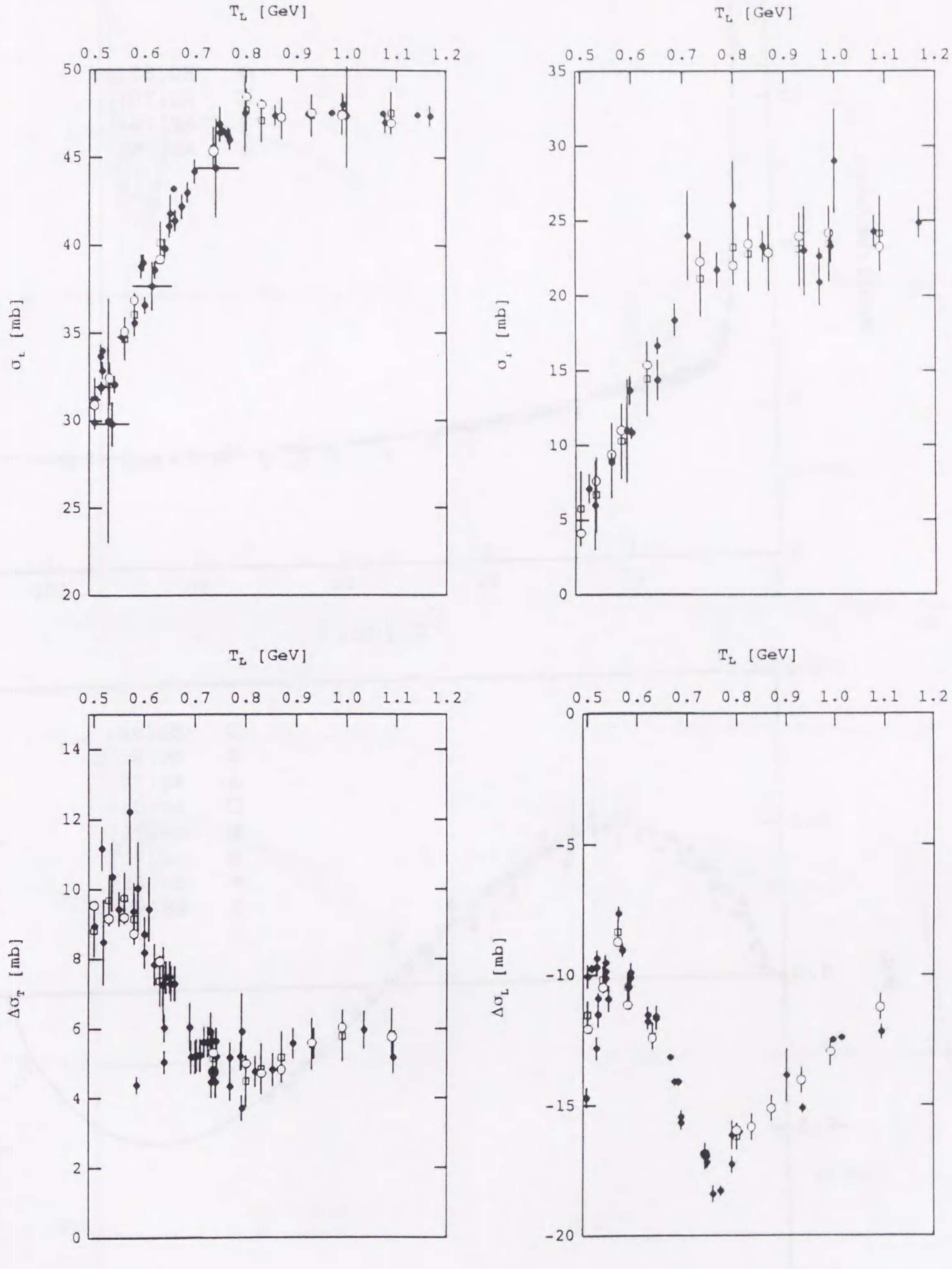
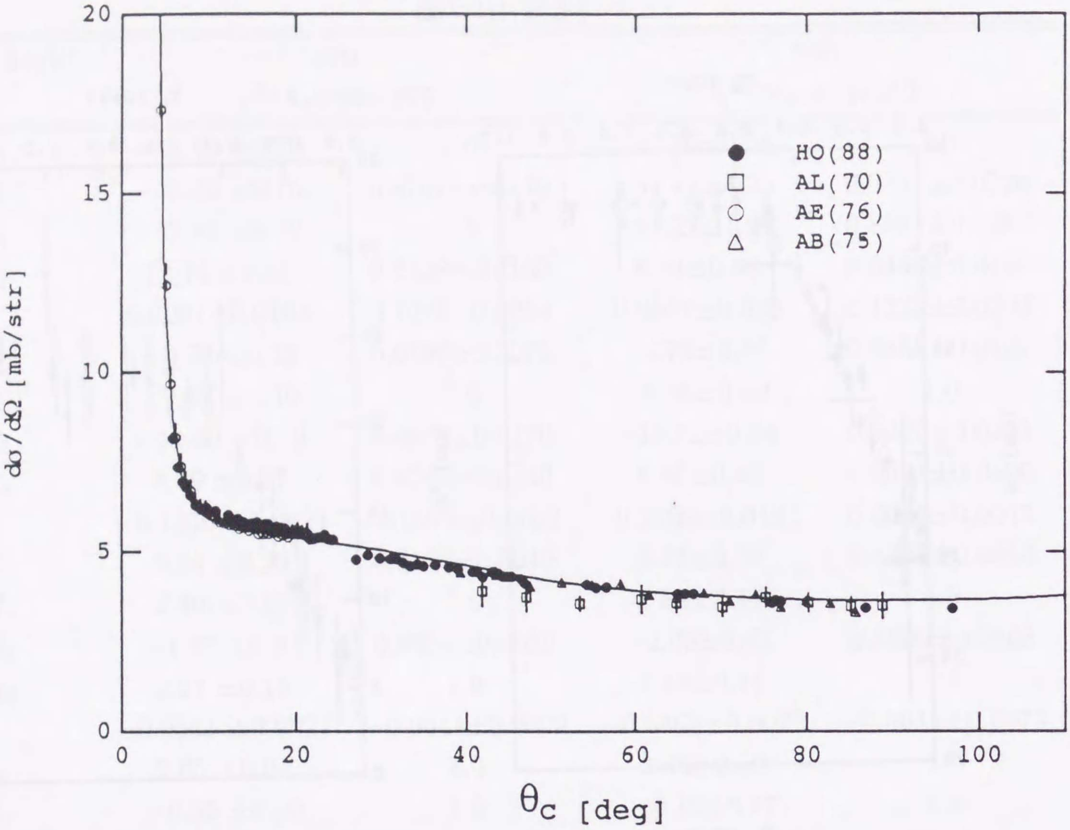
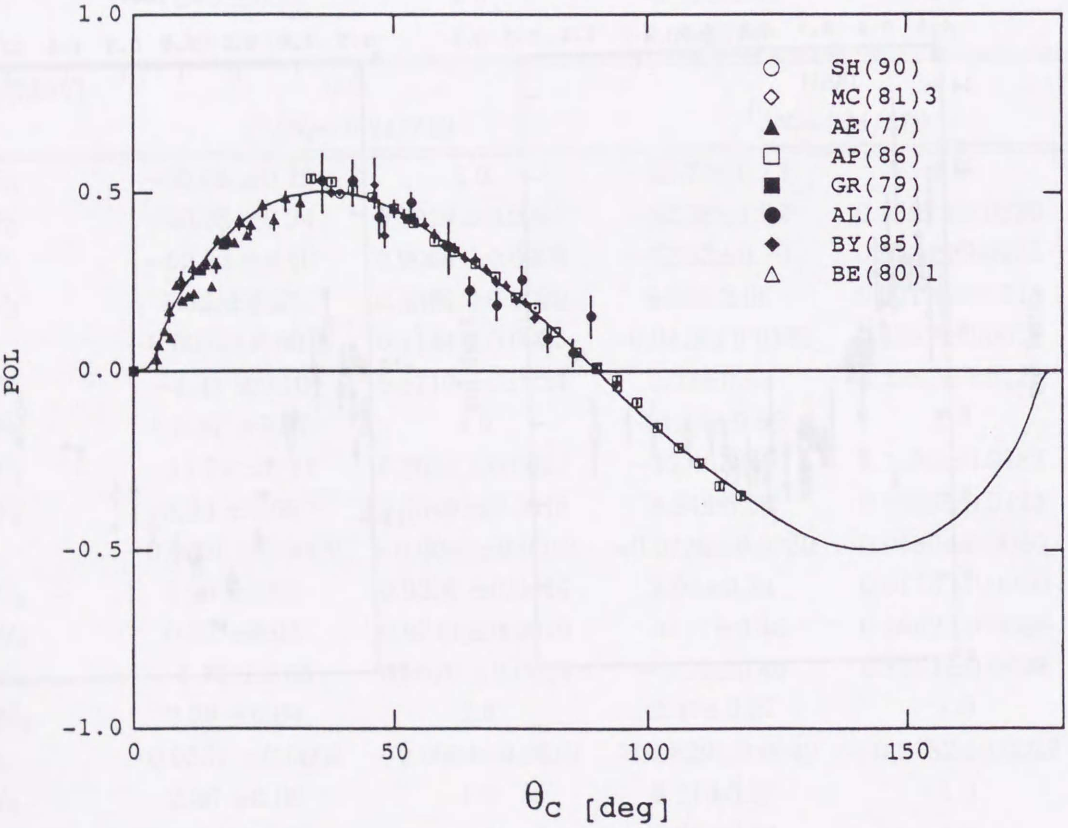
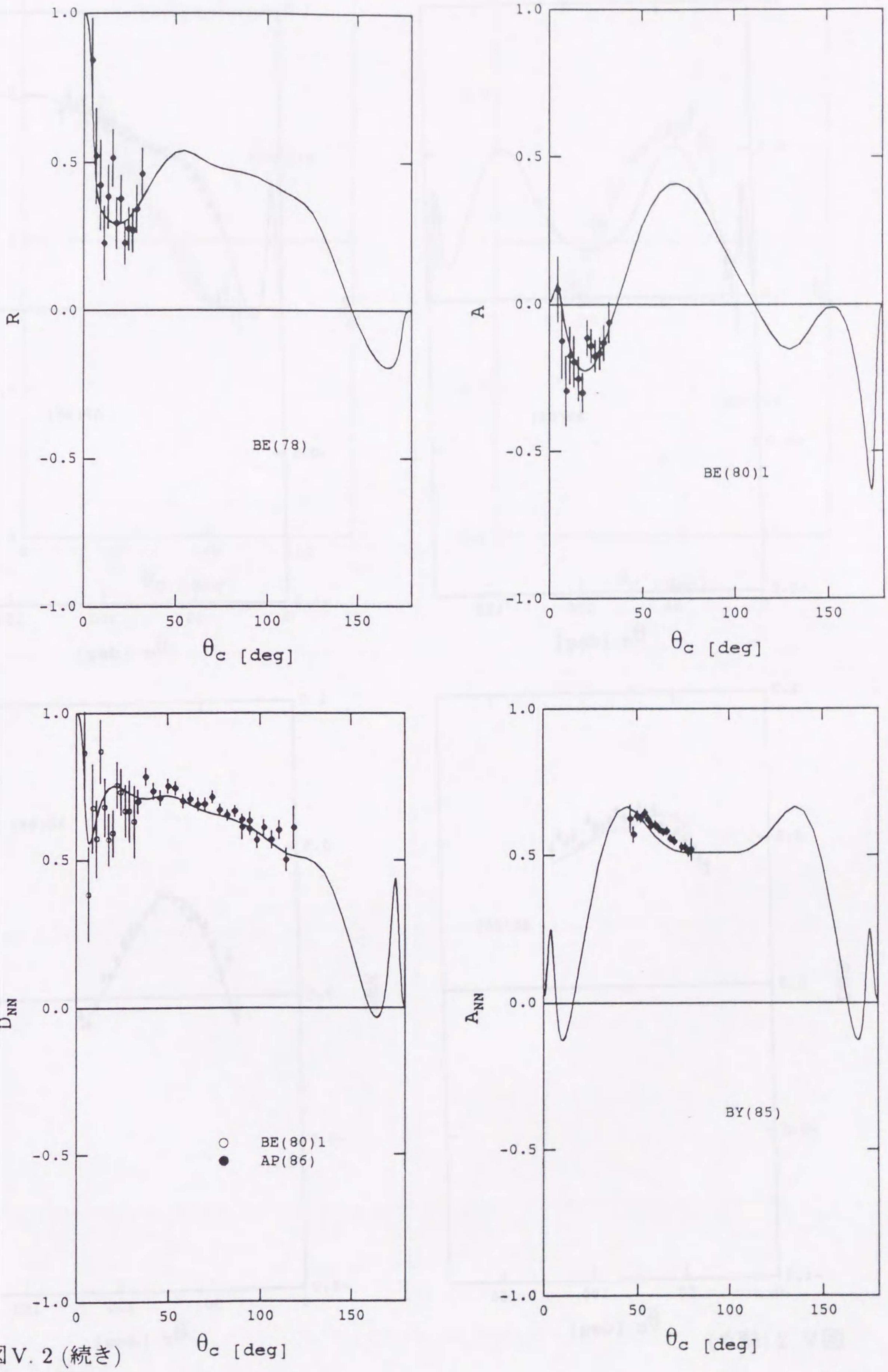


図 V.1 Forwad observables の実験値[•] と位相差分析により得られた解[○] 及び位相差分析に用いた " pseudo data " (スプライン補間法により得た値)[□]。

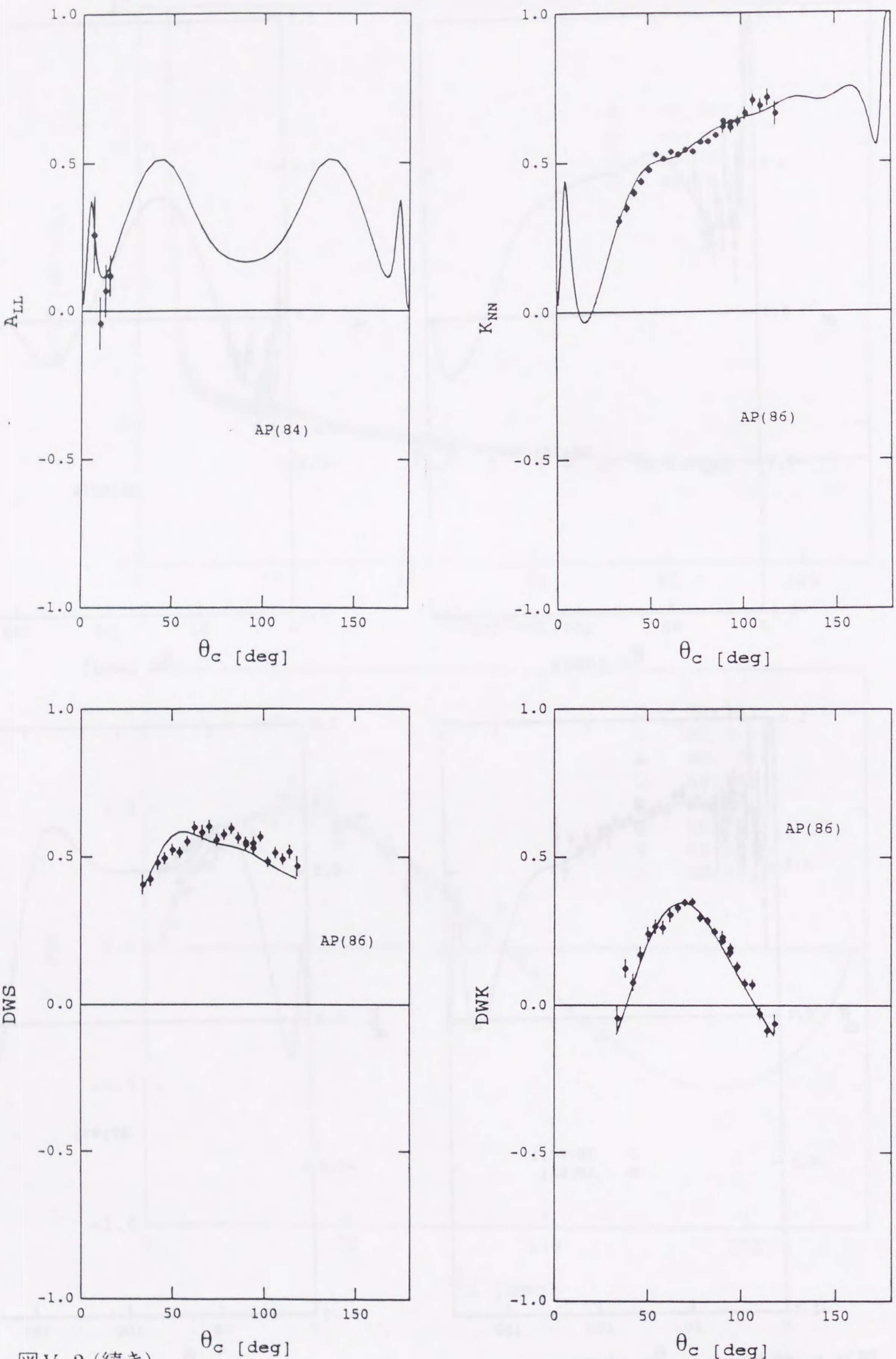




図V. 2 T_L=500MeVにおける様々な観測量の実験値と位相差分析による解(—)との比較。

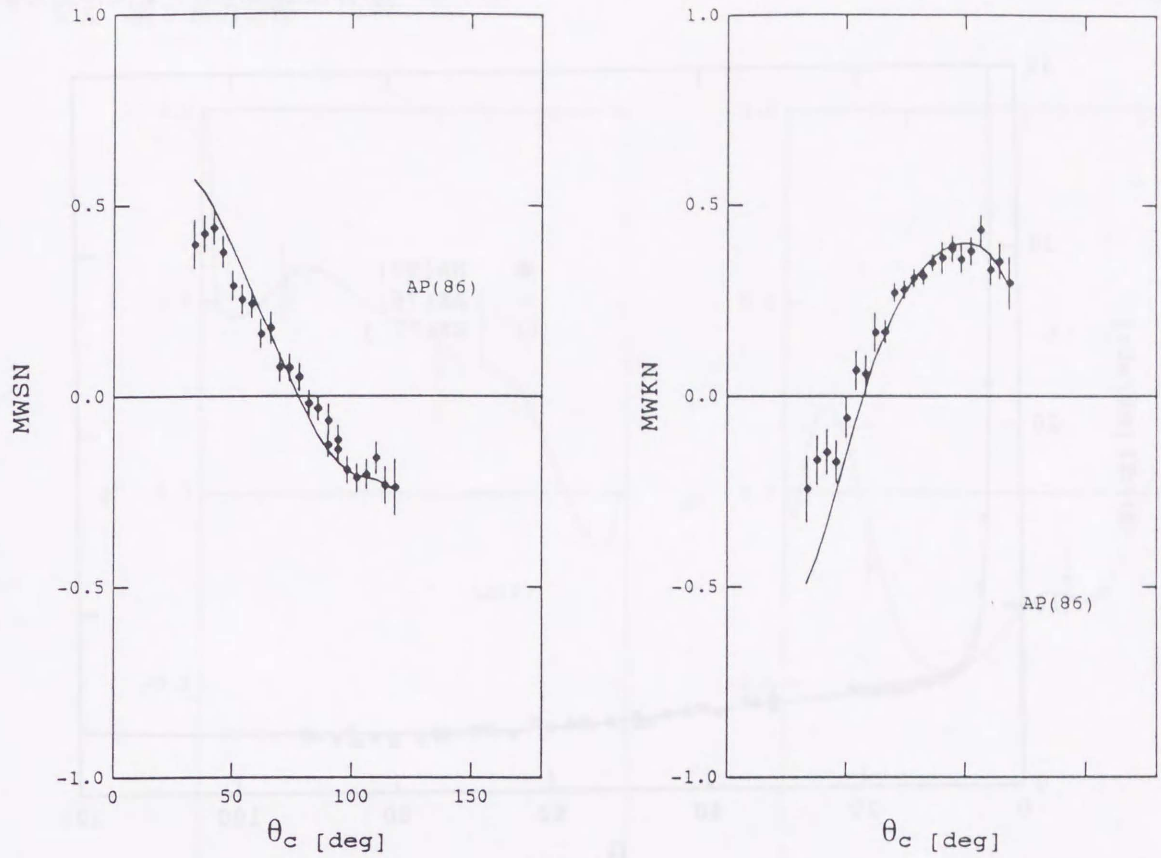

R
BE(78)
θc [deg]
A
BE(80)1
θc [deg]
DNN
BE(80)1
AP(86)
θc [deg]
ANN
BY(85)
θc [deg]

図V. 2 (続き)

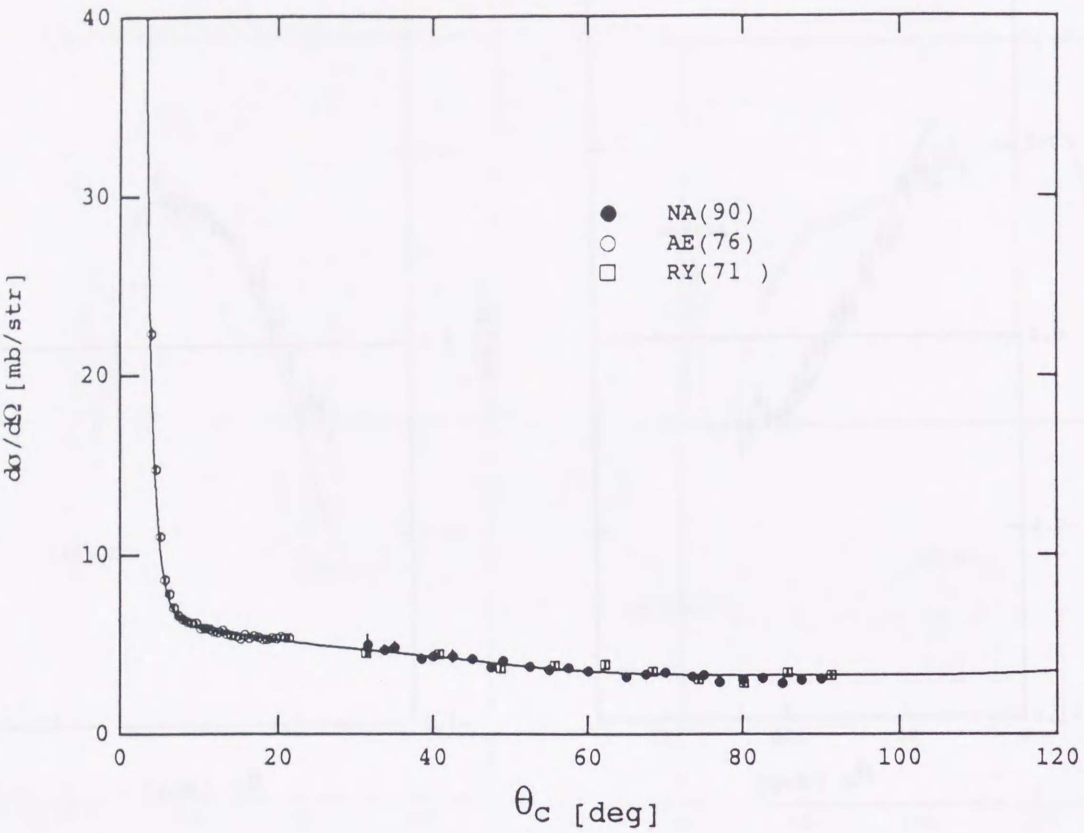


1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
A_{LL}
AP(84)
0
50
100
150
θ_c [deg]
K_{NN}
AP(86)
DWS
AP(86)
DWK
AP(86)

図V. 2 (続き)



図V. 2 (続き)



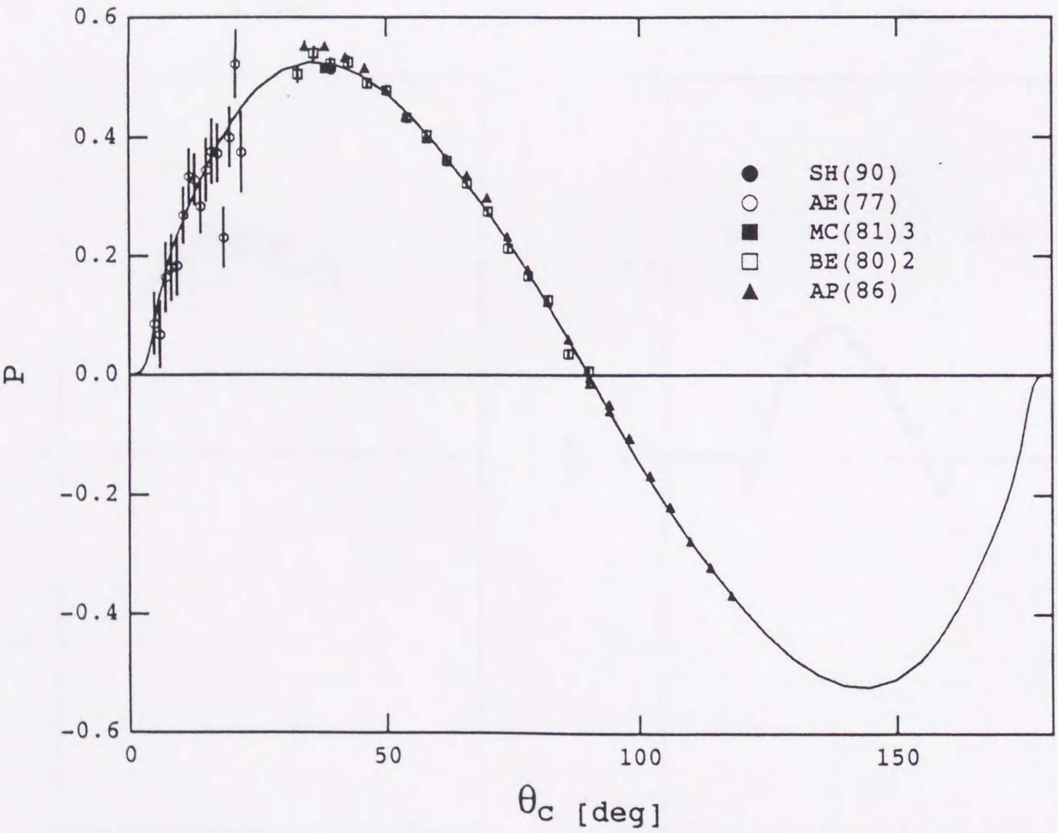
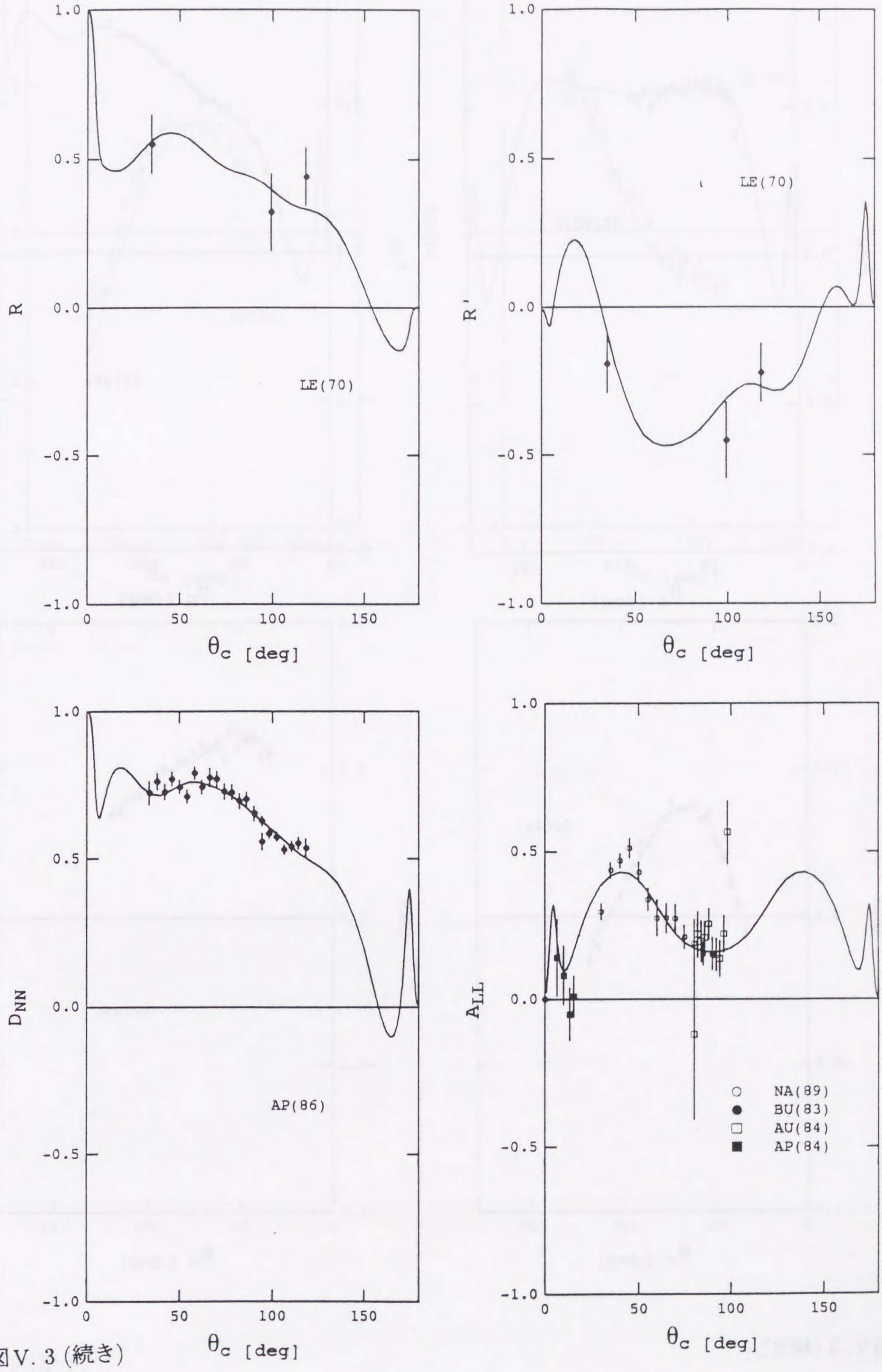
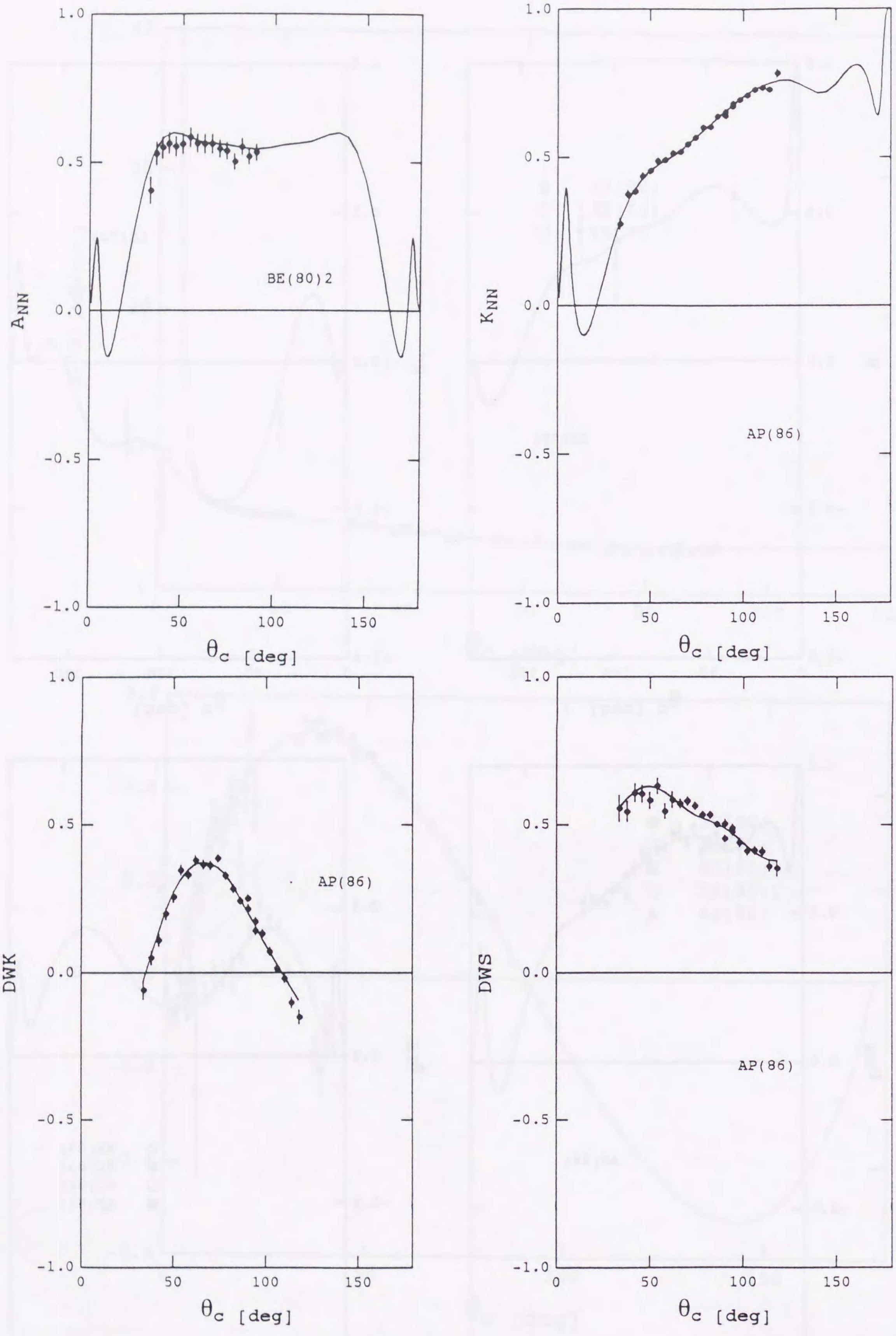


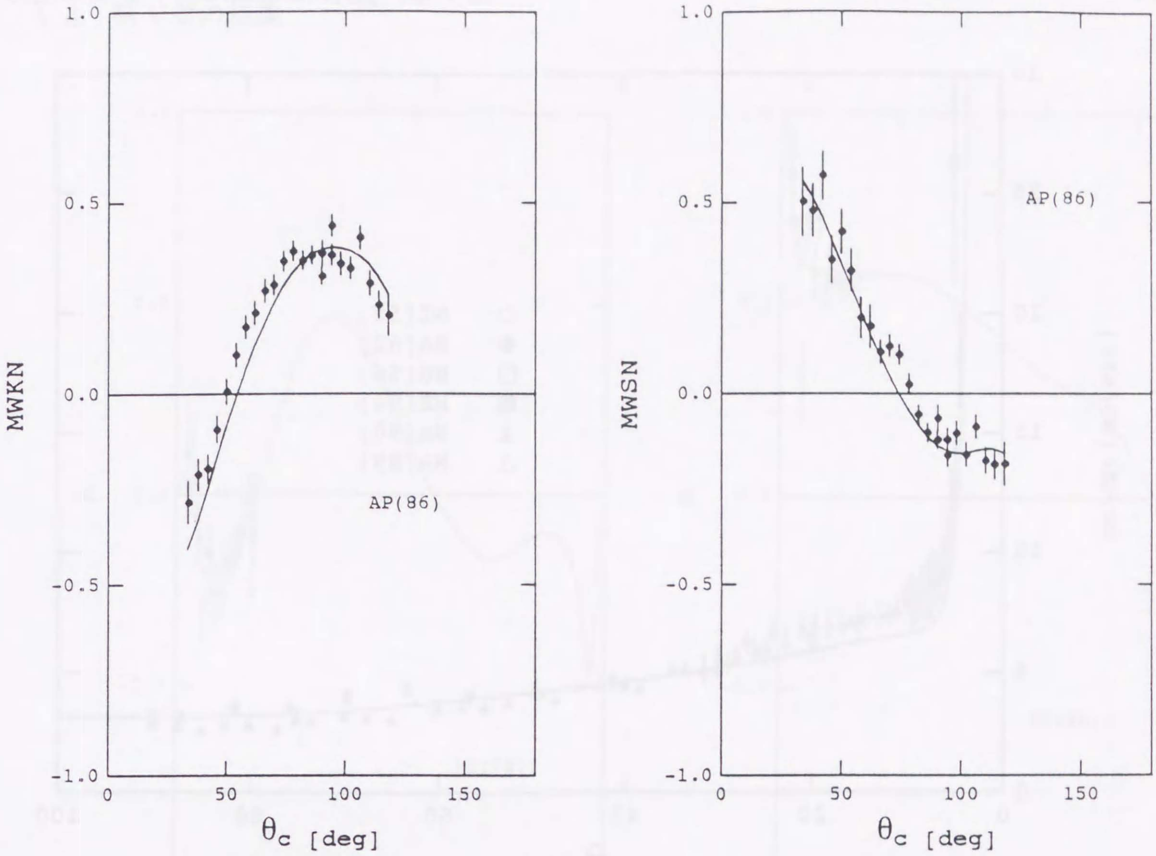
図 V. 3 T_L=530MeV における様々な観測量の実験値と位相差分析による解(—) との比較。



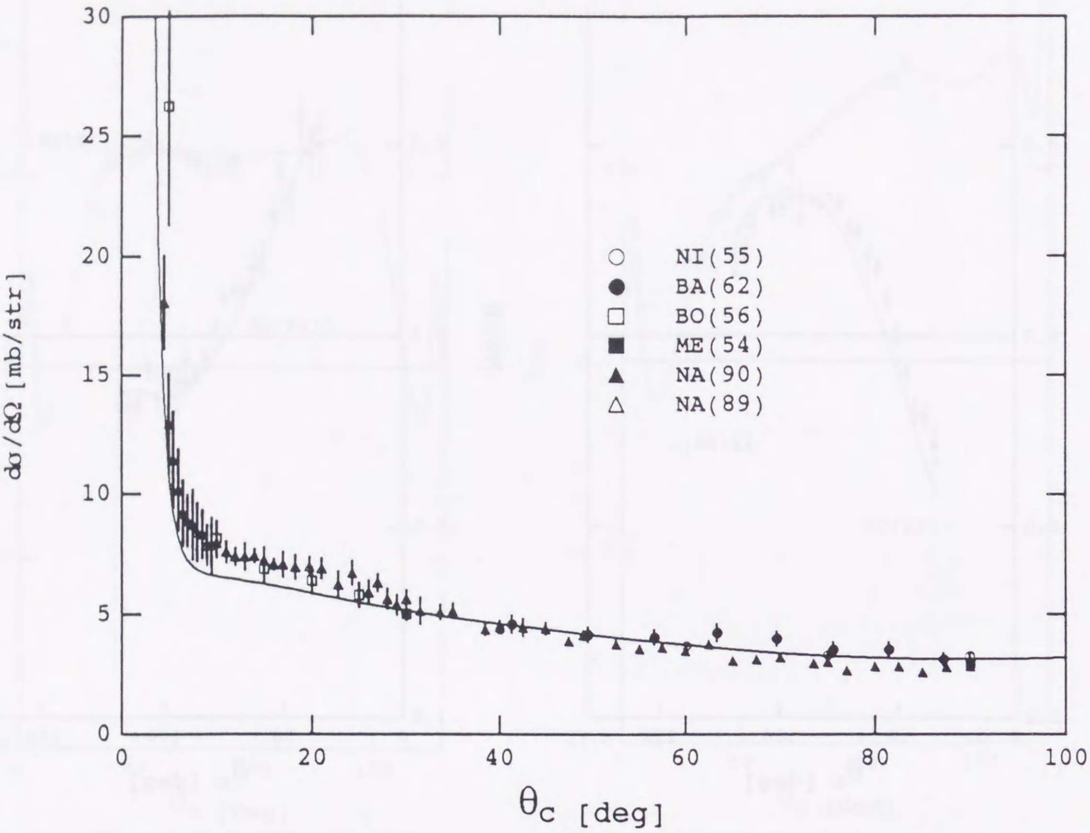
図V. 3 (続き)


1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
0
50
100
150
A_{NN}
BE(80)2
θ_c [deg]
K_{NN}
AP(86)
θ_c [deg]
DWK
AP(86)
θ_c [deg]
DWS
AP(86)
θ_c [deg]

図Ⅴ. 3 (続き)



図V. 3 (続き)



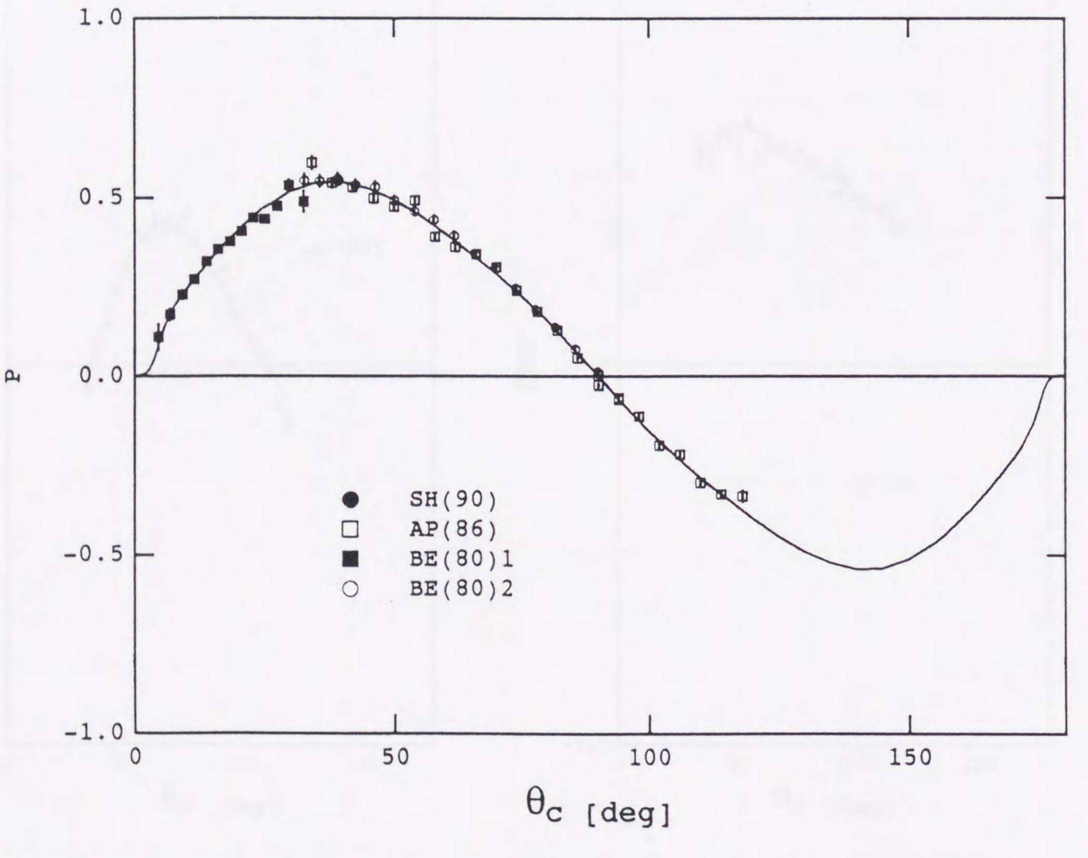
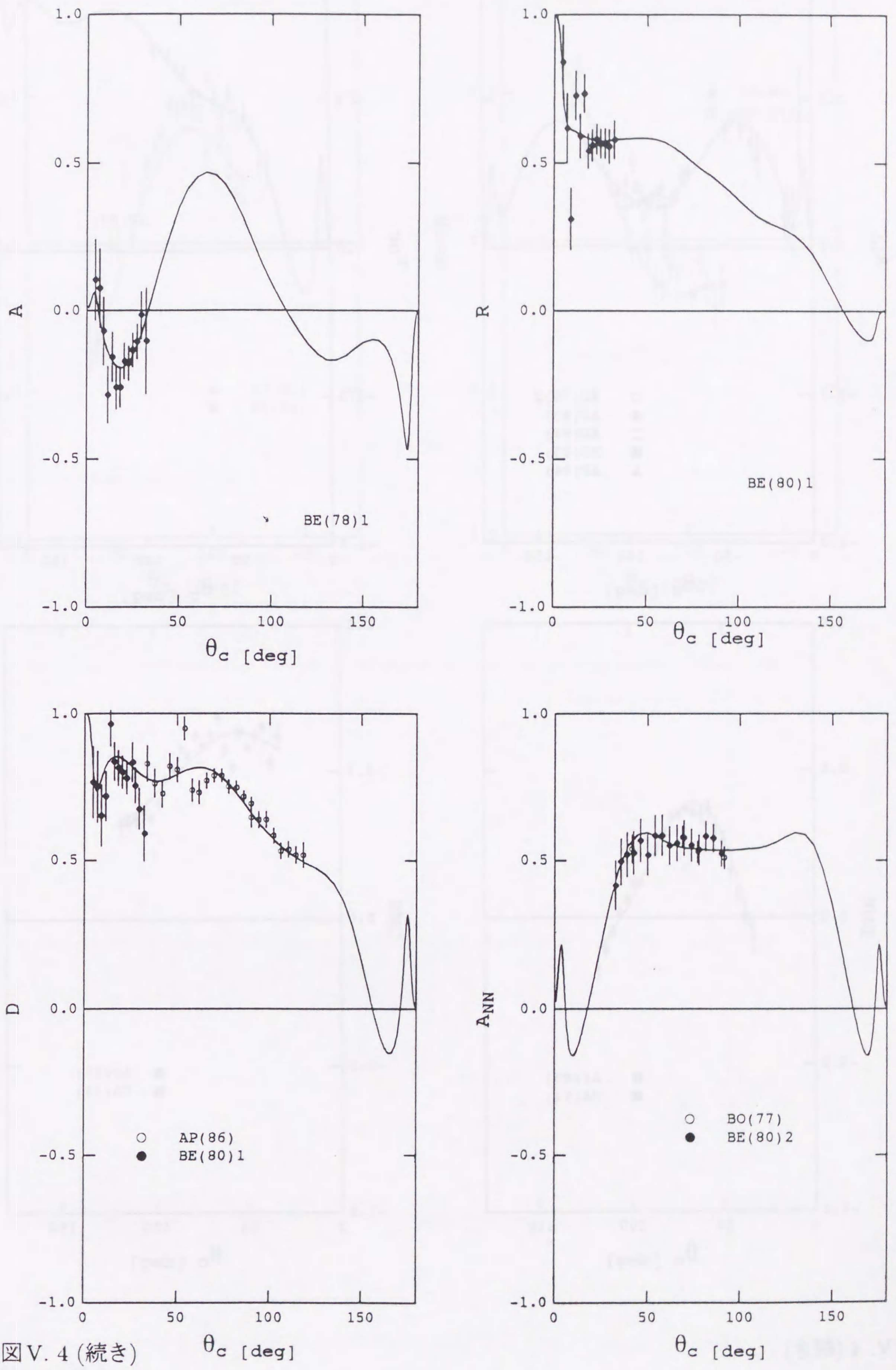
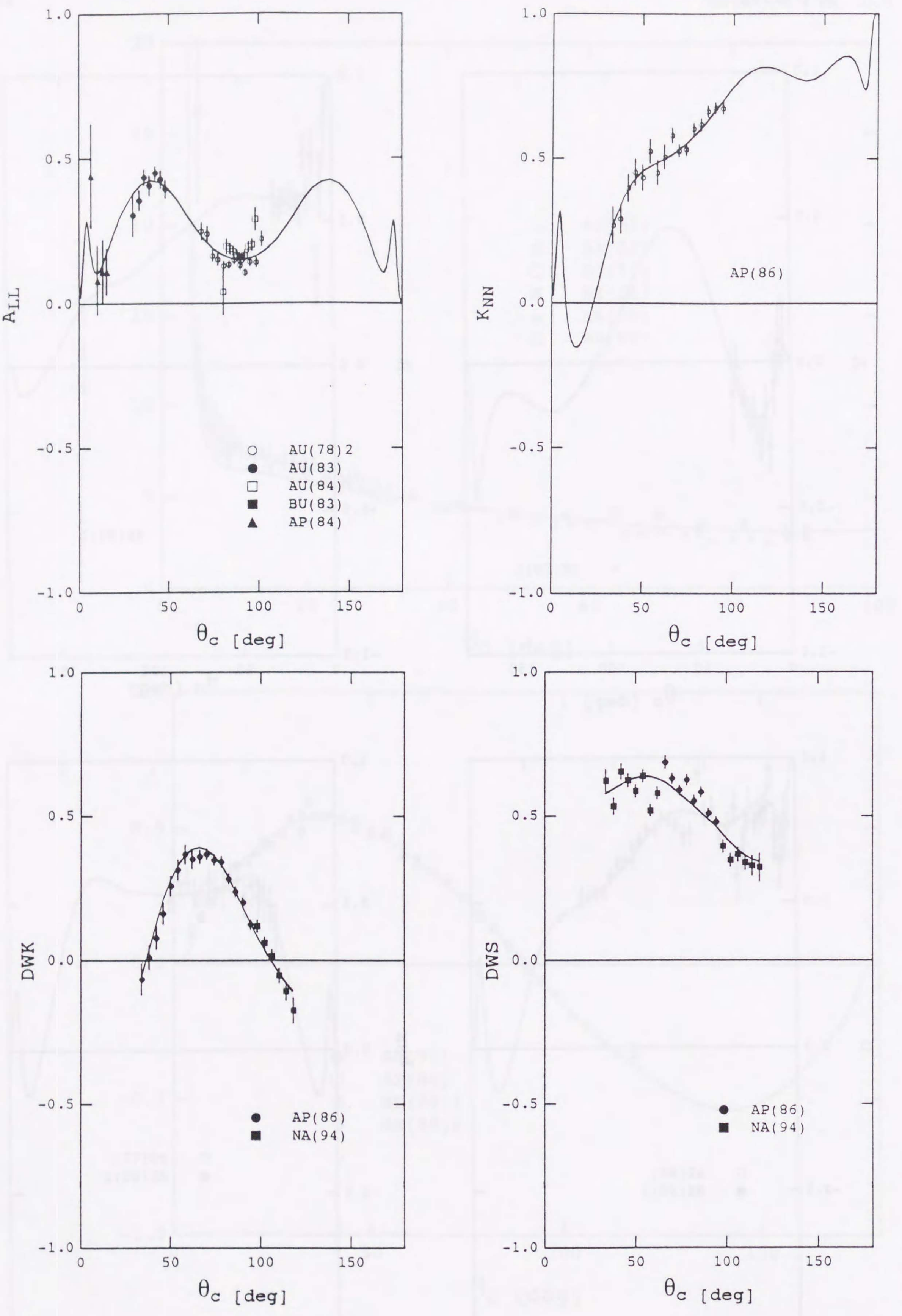


図 V. 4 T_L=560MeV における様々な観測量の実験値と位相差分析による解 (—) との比較。

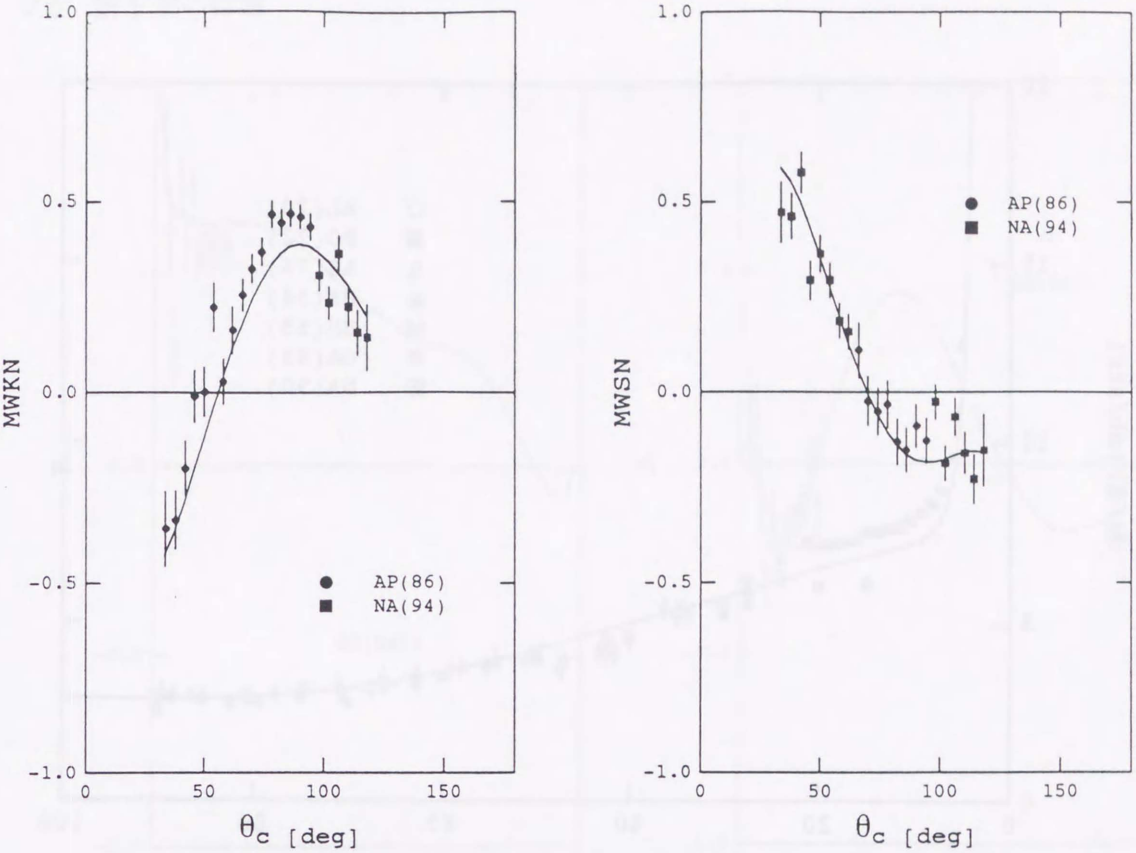


図V. 4 (続き)



1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
0
50
100
150
A_{LL}
θ_c [deg]
AU(78)2
AU(83)
AU(84)
BU(83)
AP(84)
K_{NN}
AP(86)
DWK
AP(86)
NA(94)
DWS
AP(86)
NA(94)

図 V. 4 (続き)



図V. 4 (続き)

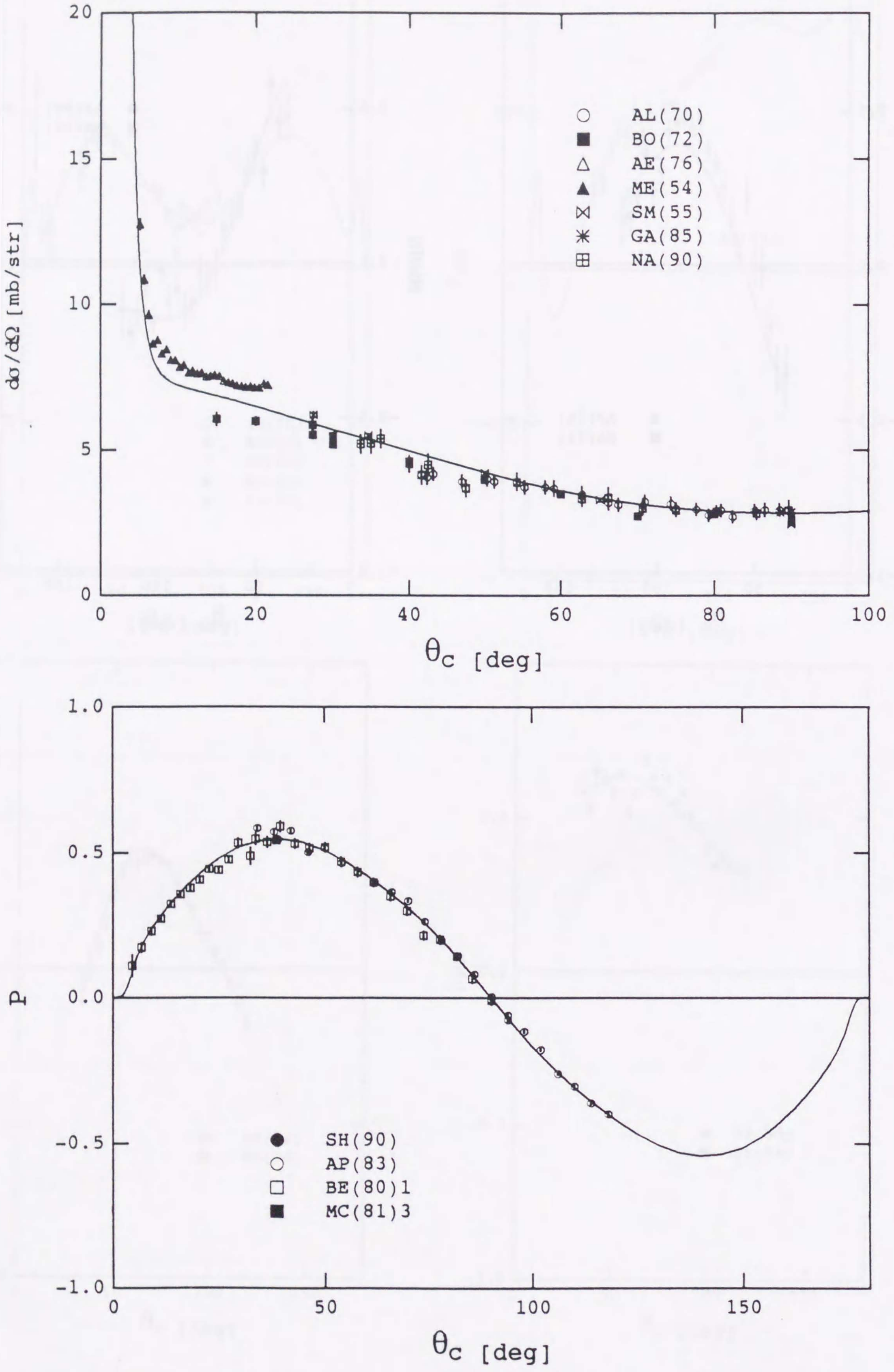
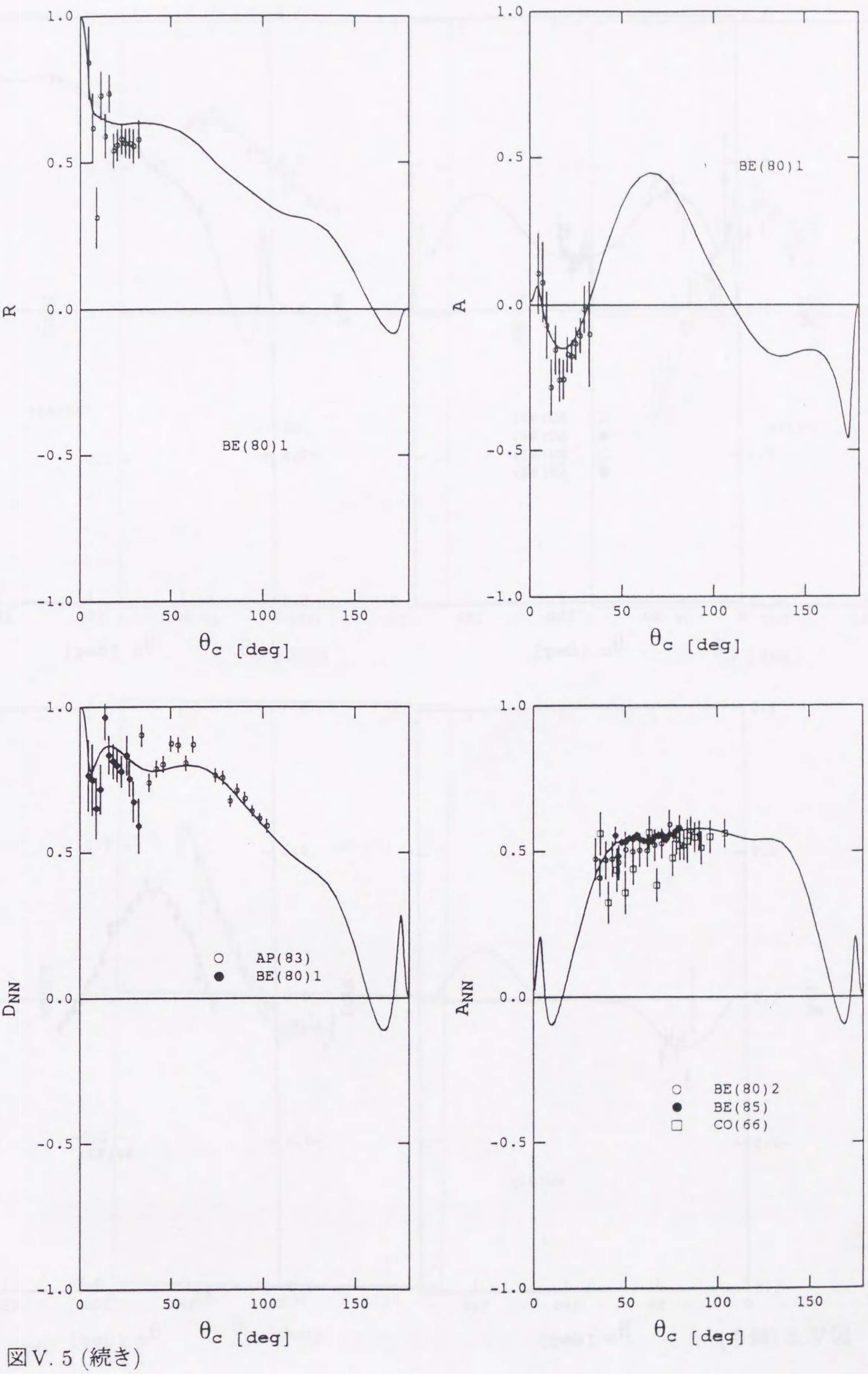


図 V. 5 T_L=580MeV における様々な観測量の実験値と位相差分析による解(—)との比較。


R
BE(80)1
A
BE(80)1
D_{NN}
AP(83)
BE(80)1
A_{NN}
BE(80)2
BE(85)
CO(66)
θ_c [deg]
θ_c [deg]
θ_c [deg]
θ_c [deg]

図V. 5 (続き)

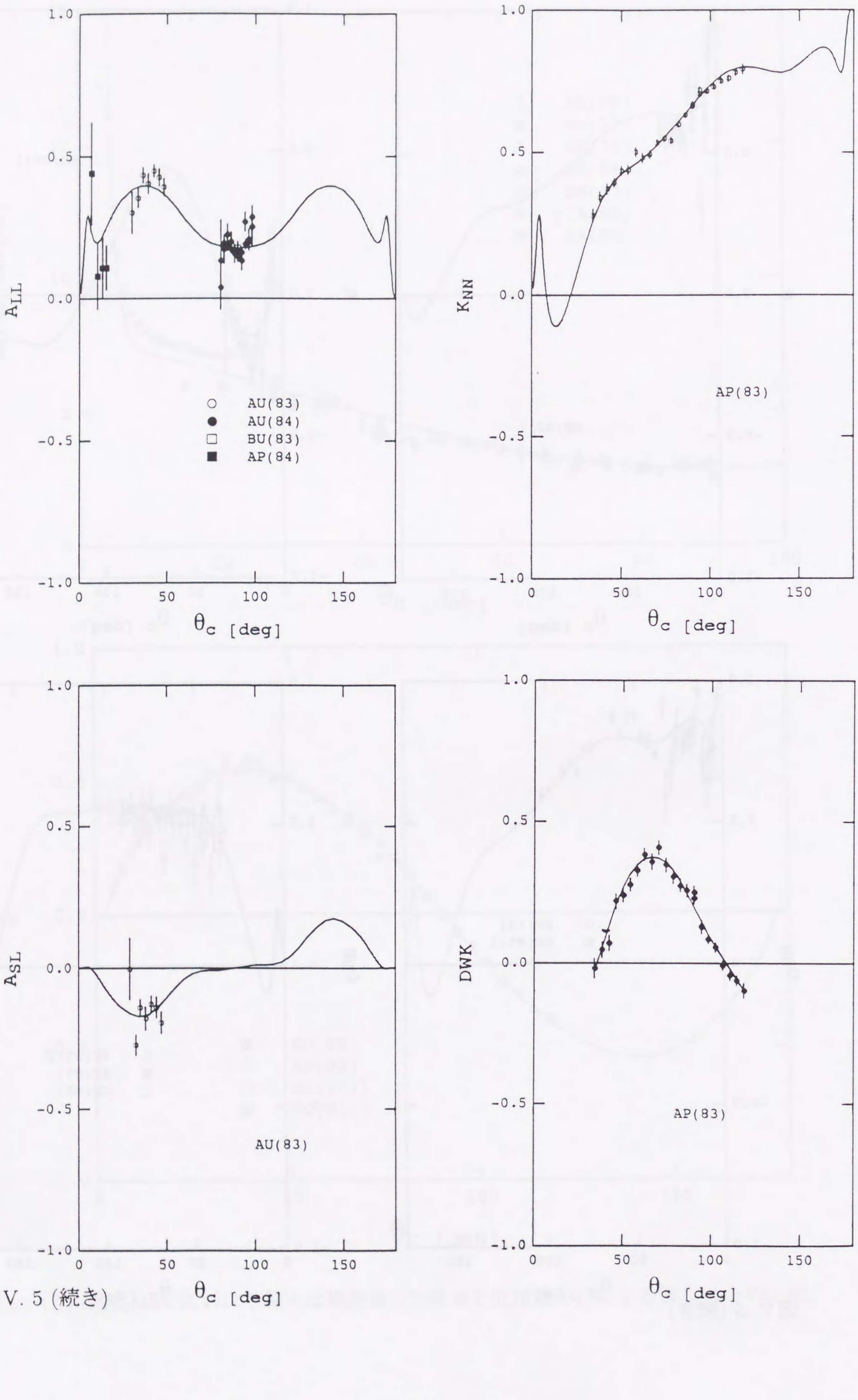
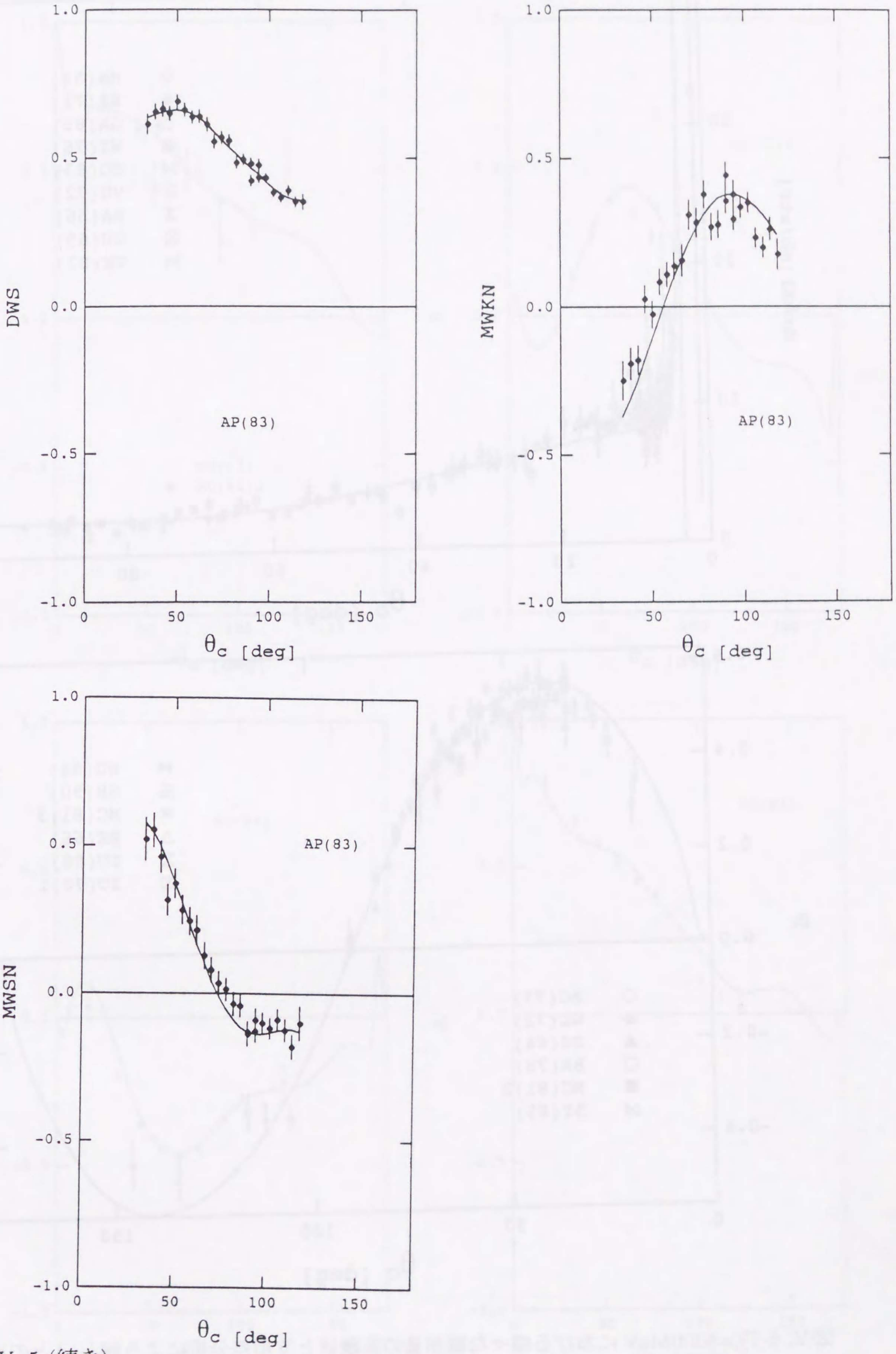
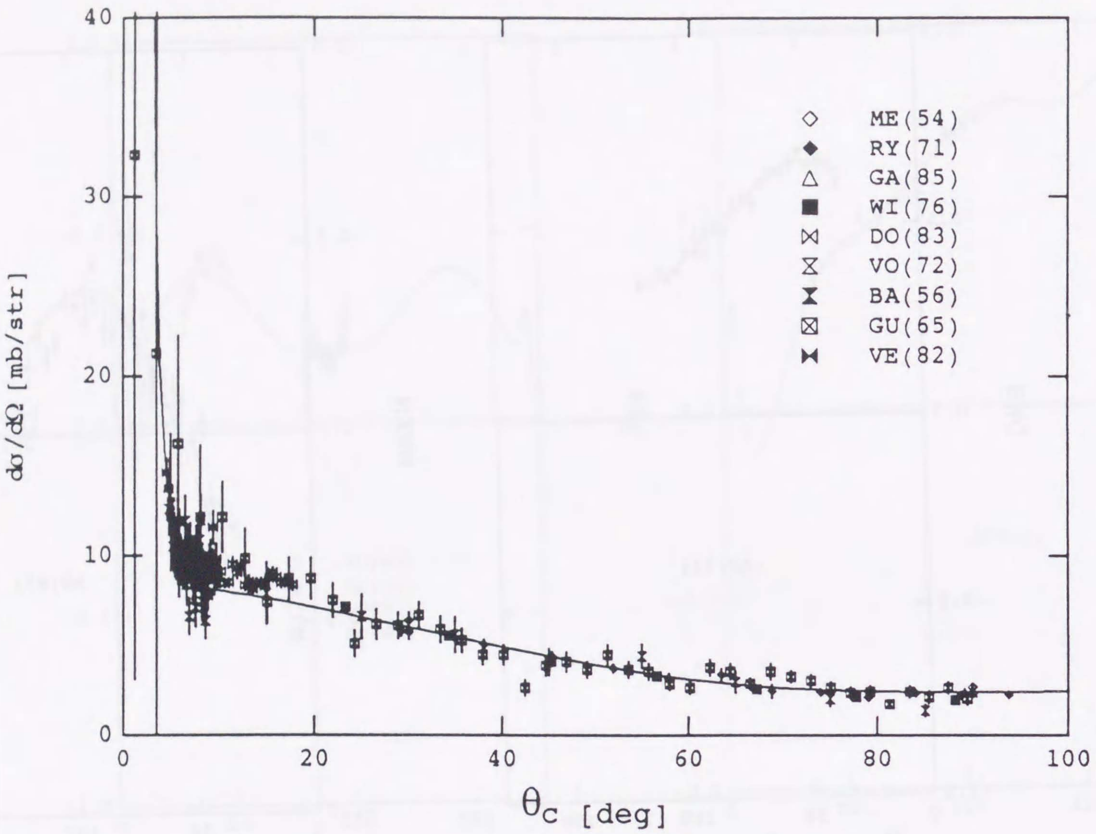

1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
A_{LL}
AU(83)
AU(84)
BU(83)
AP(84)
0
50
100
150
θ_c [deg]
K_{NN}
AP(83)
A_{SL}
AU(83)
DWK
AP(83)

図 V. 5 (続き)



図V. 5 (続き)



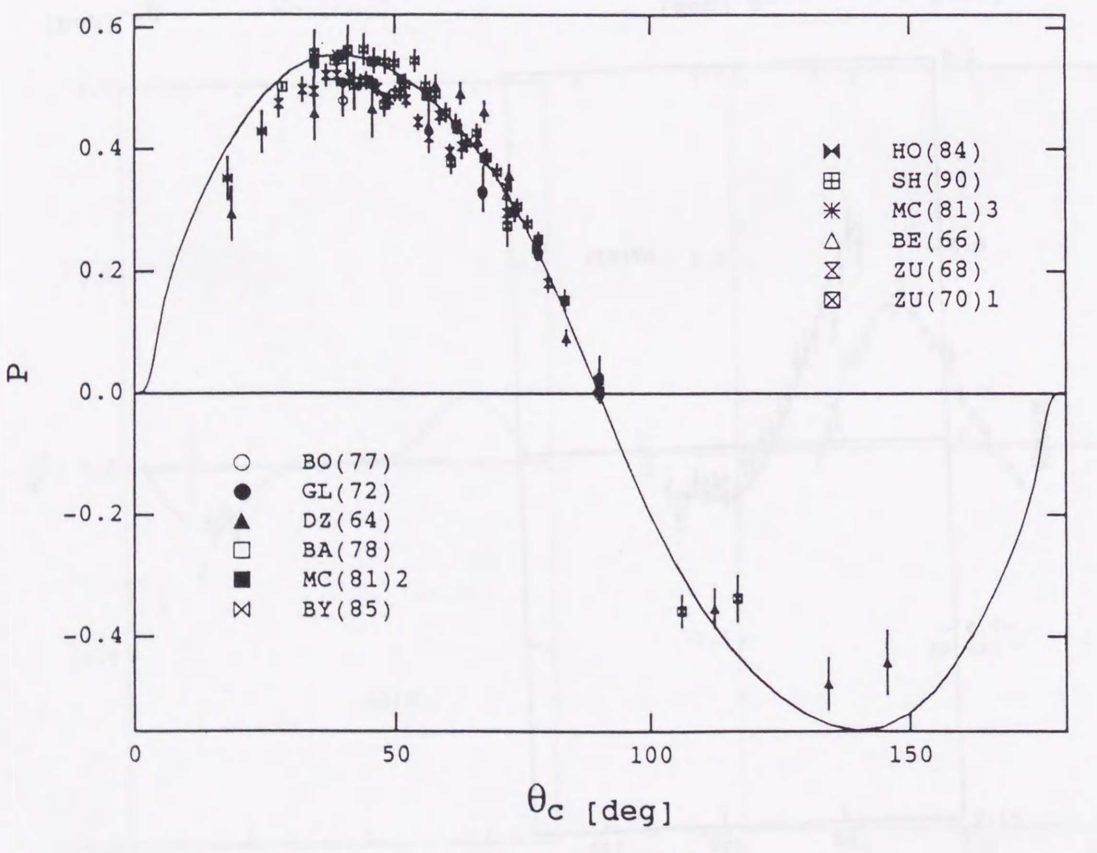
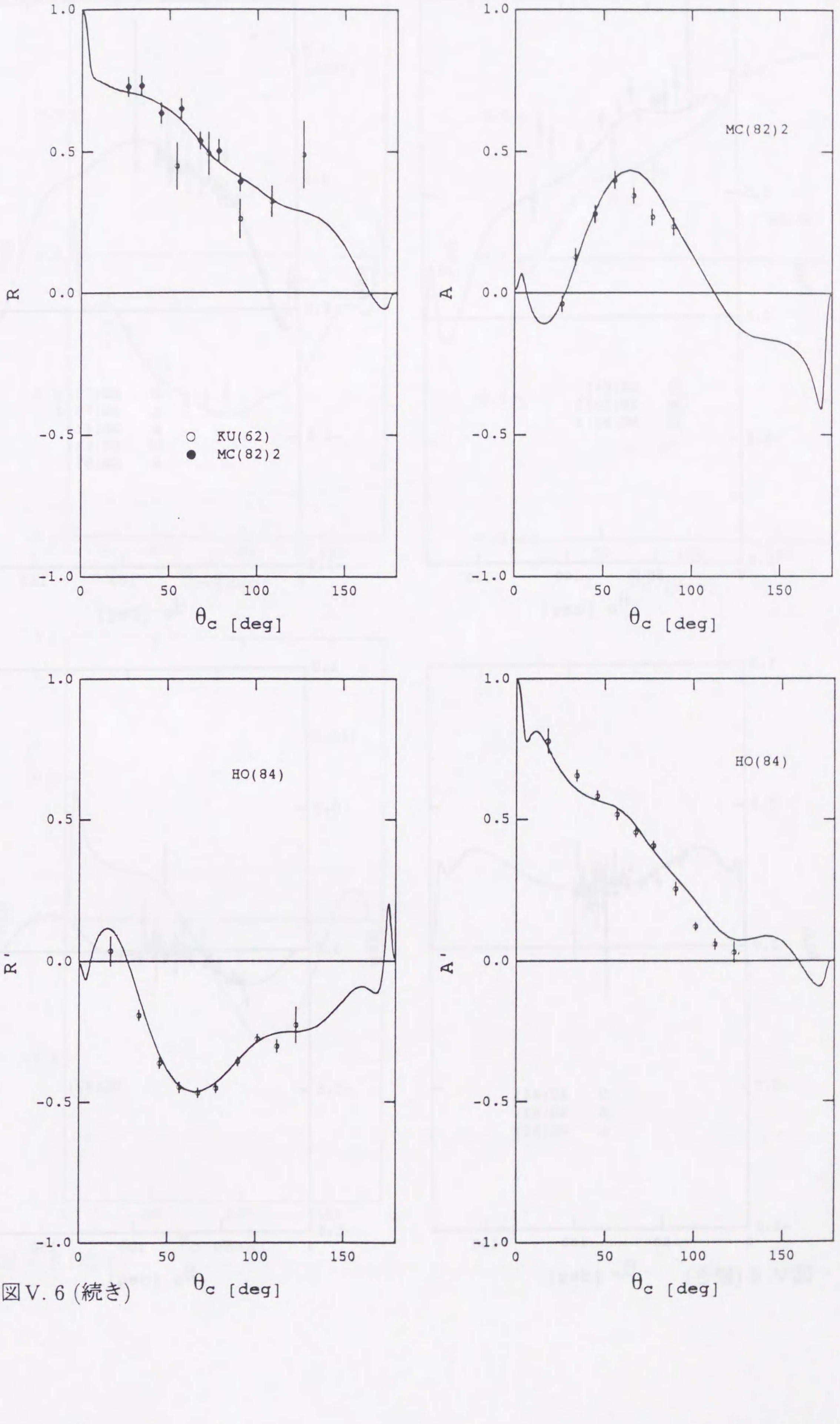


図 V. 6 T_L=6300MeV における様々な観測量の実験値と位相差分析による解(—)との比較。



図V. 6 (続き)

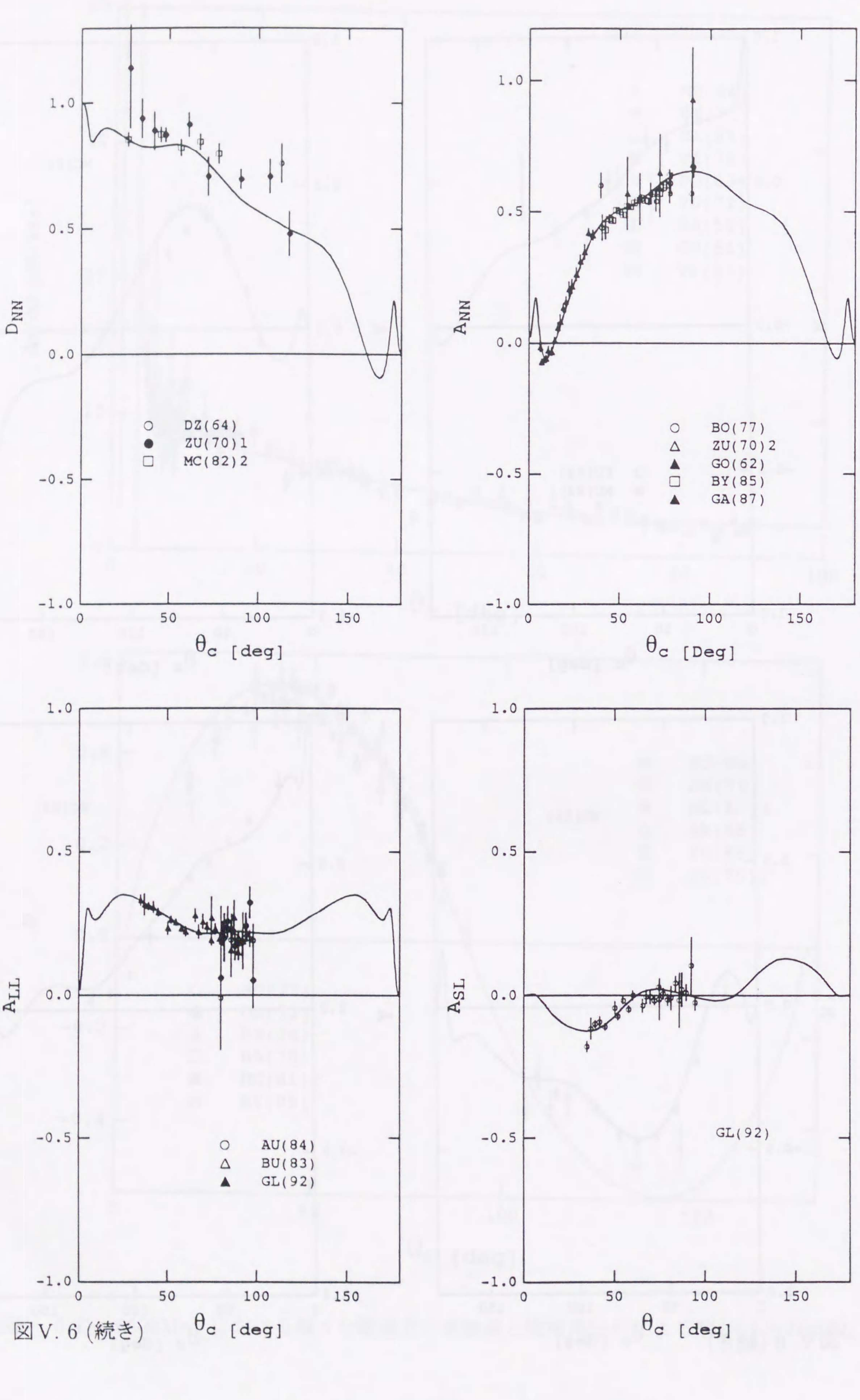
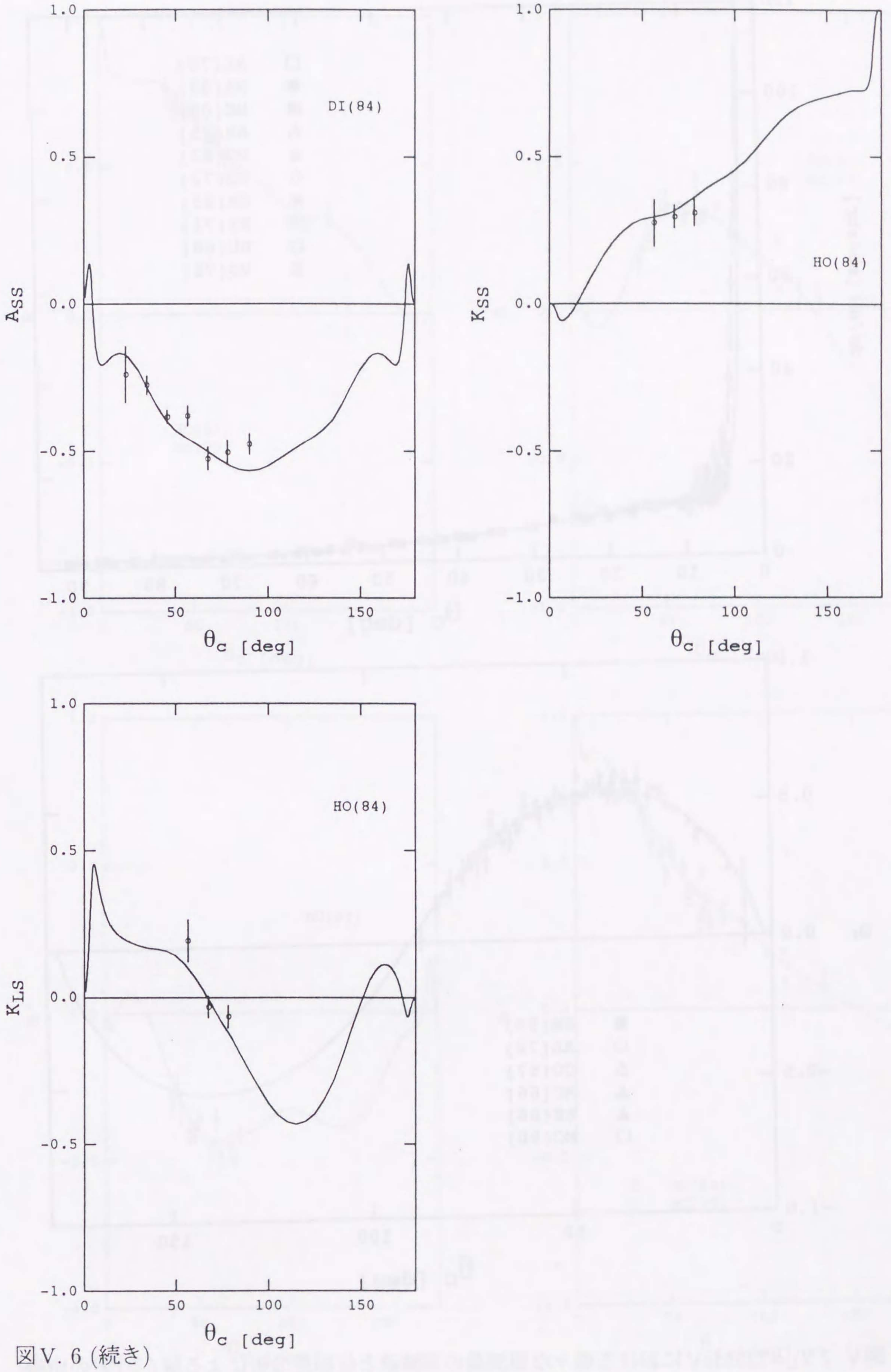

1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
D_{NN}
DZ(64)
ZU(70)1
MC(82)2
0
50
100
150
θ_c [deg]
1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
A_{NN}
BO(77)
ZU(70)2
GO(62)
BY(85)
GA(87)
0
50
100
150
θ_c [Deg]
1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
A_{LL}
AU(84)
BU(83)
GL(92)
0
50
100
150
θ_c [deg]
1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
A_{SL}
GL(92)
0
50
100
150
θ_c [deg]

図 V. 6 (続き)



図V. 6 (続き)

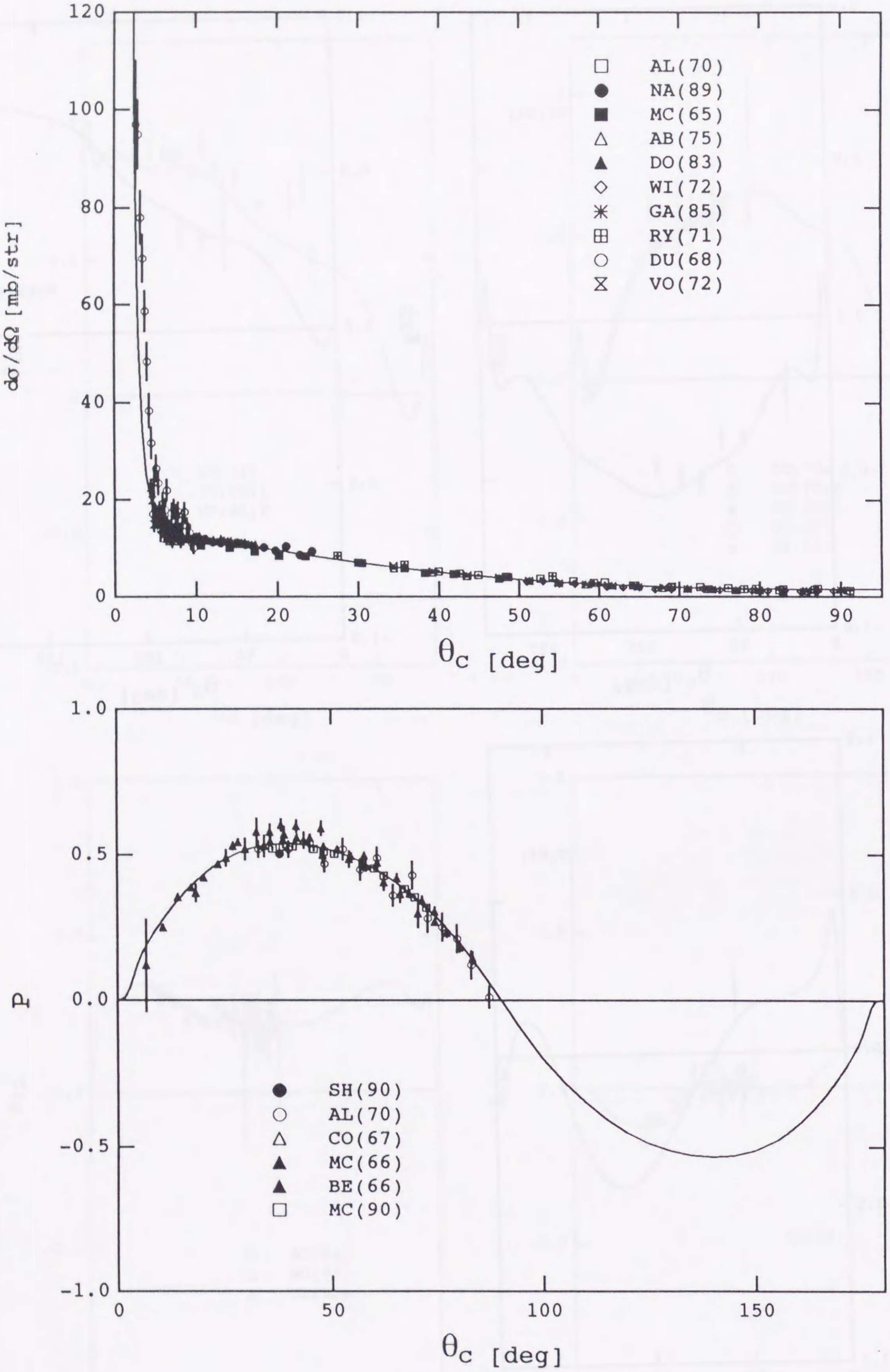
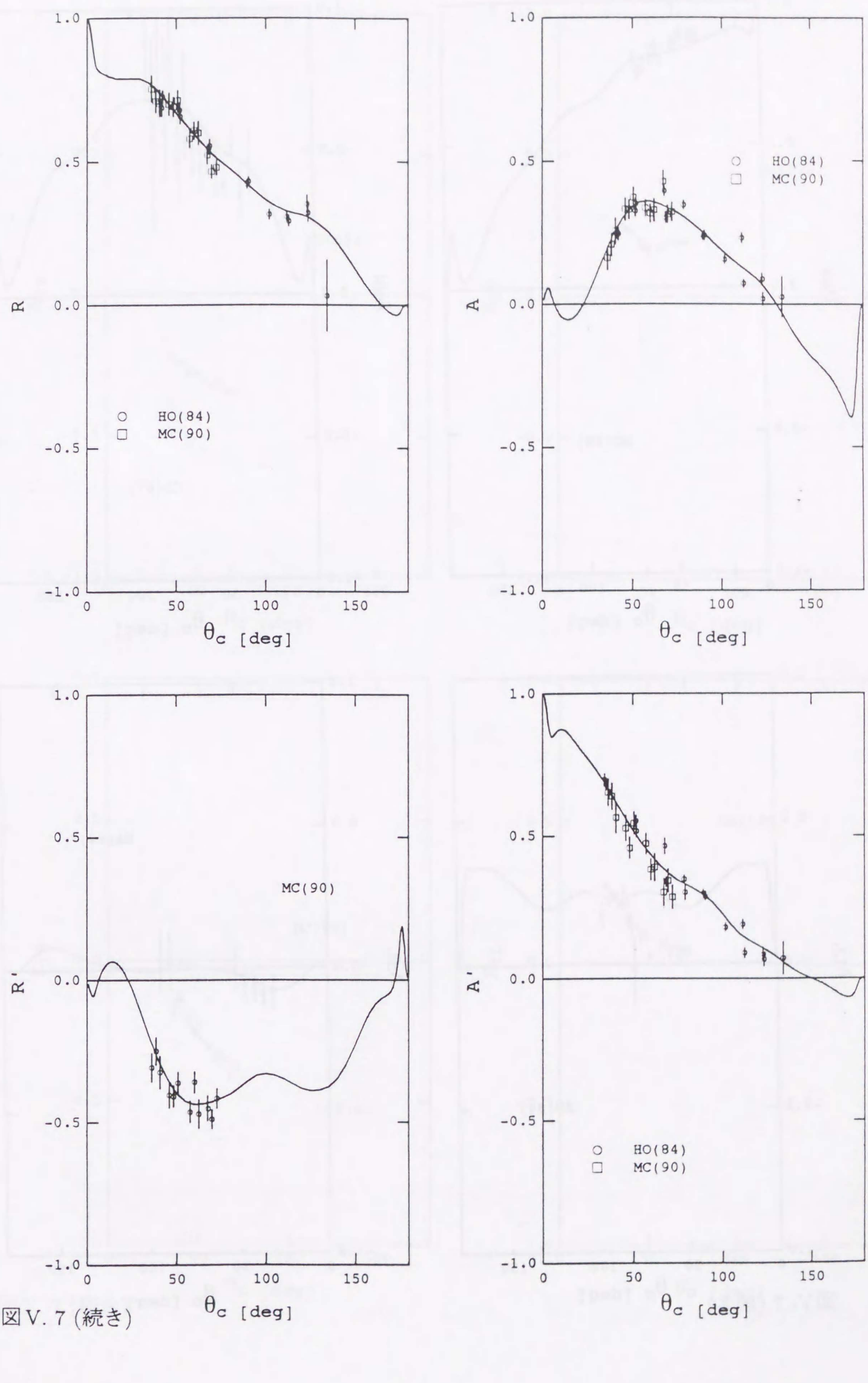
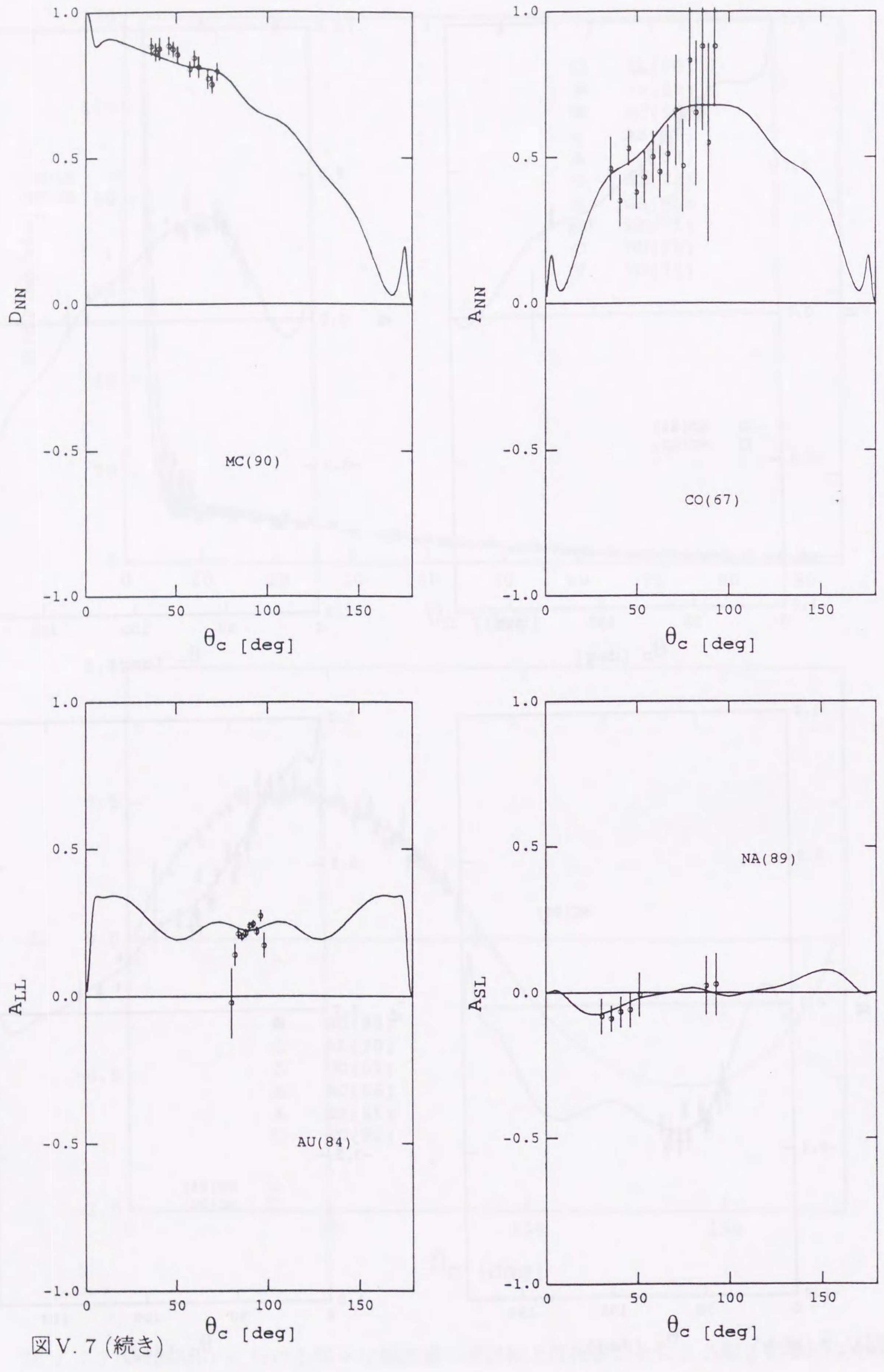


図 V. 7 T_L=735MeV における様々な観測量の実験値と位相差分析による解(—)との比較。

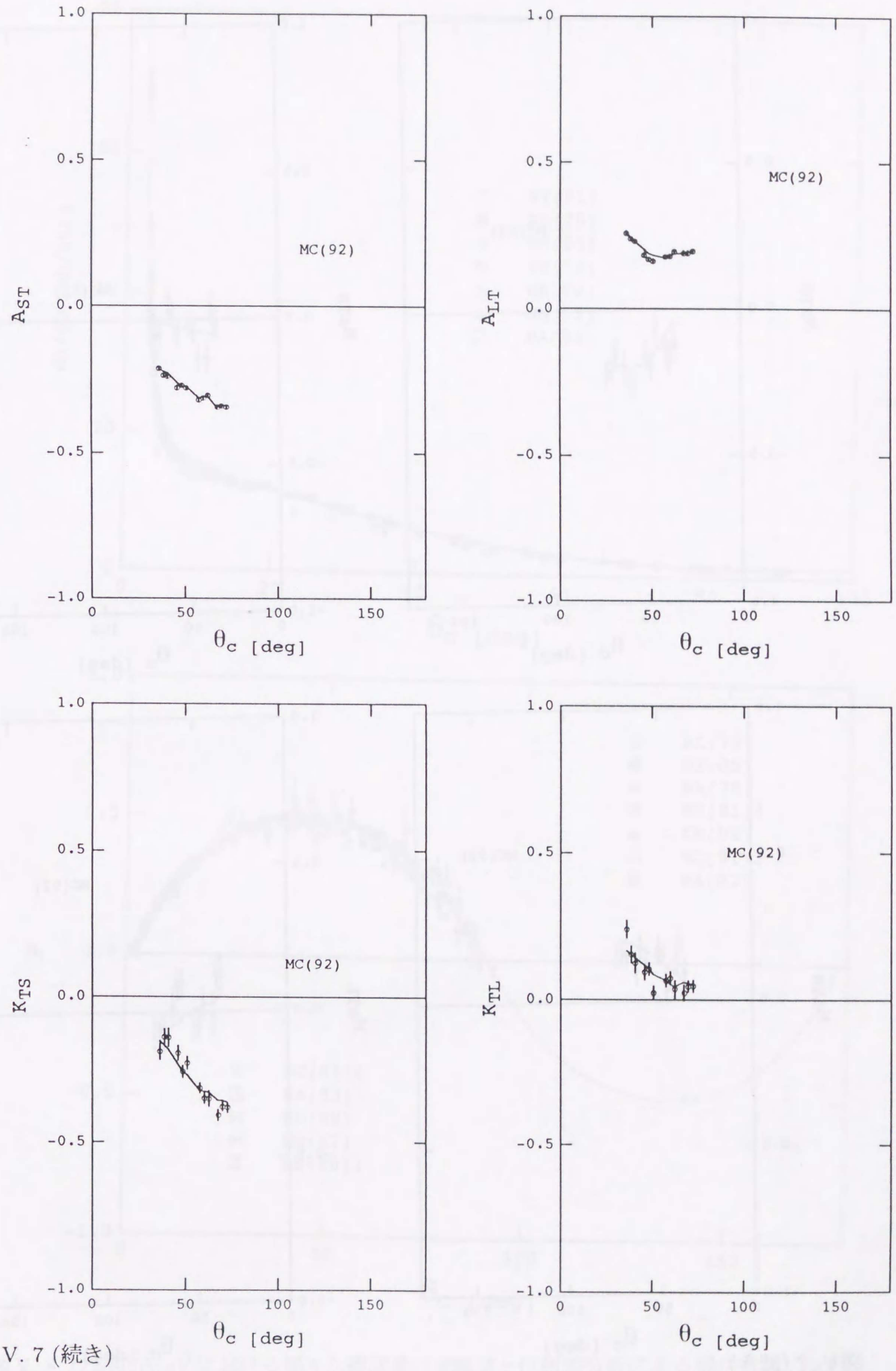


図V. 7 (続き)



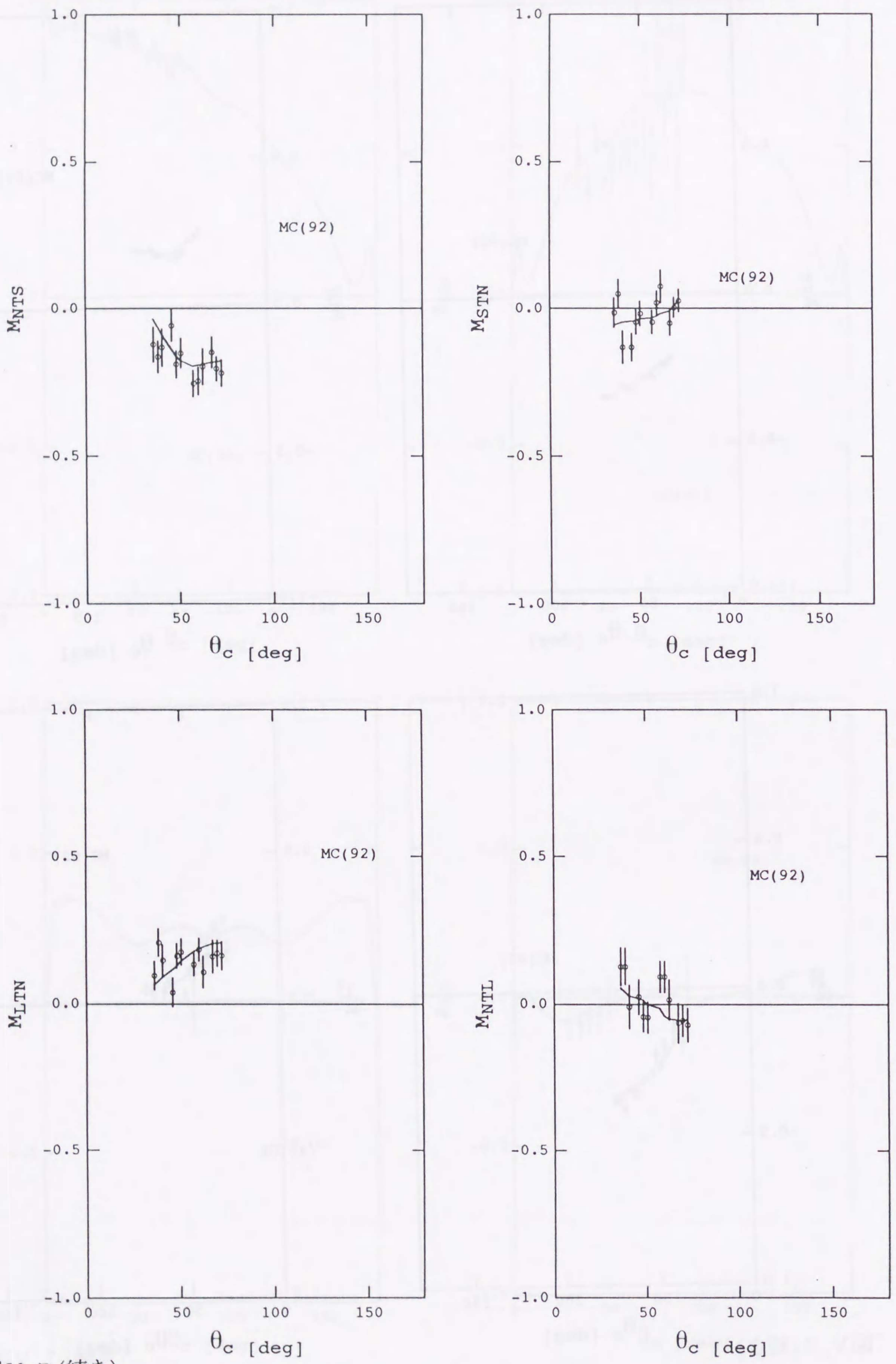
1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
0
50
100
150
D_{NN}
A_{NN}
A_{LL}
A_{SL}
MC(90)
CO(67)
AU(84)
NA(89)
θ_c [deg]

図V. 7 (続き)



1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
0
50
100
150
A_{ST}
MC(92)
θ_c [deg]
A_{LT}
MC(92)
K_{TS}
MC(92)
K_{TL}
MC(92)

図V. 7 (続き)



図V. 7 (続き)

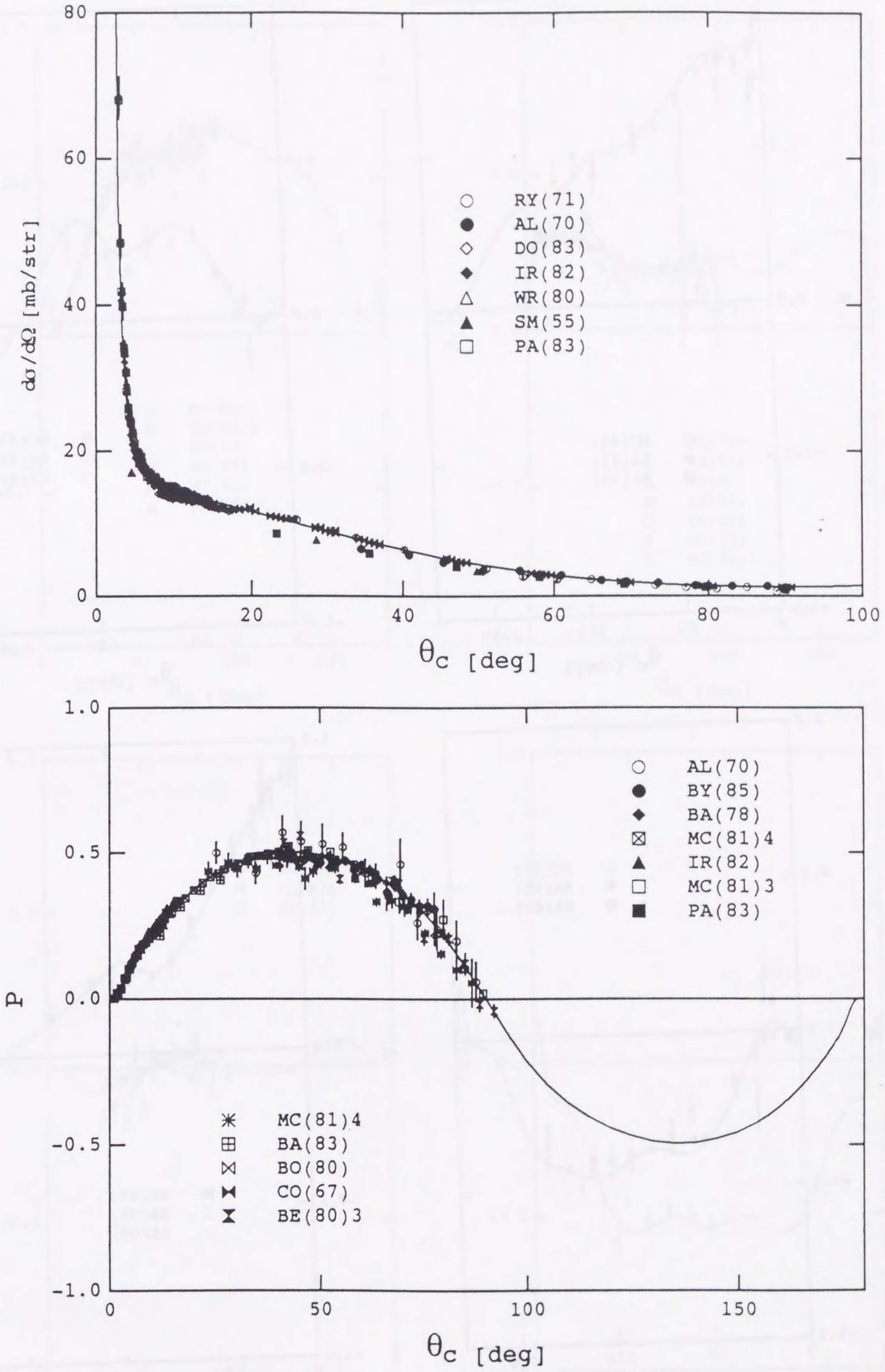
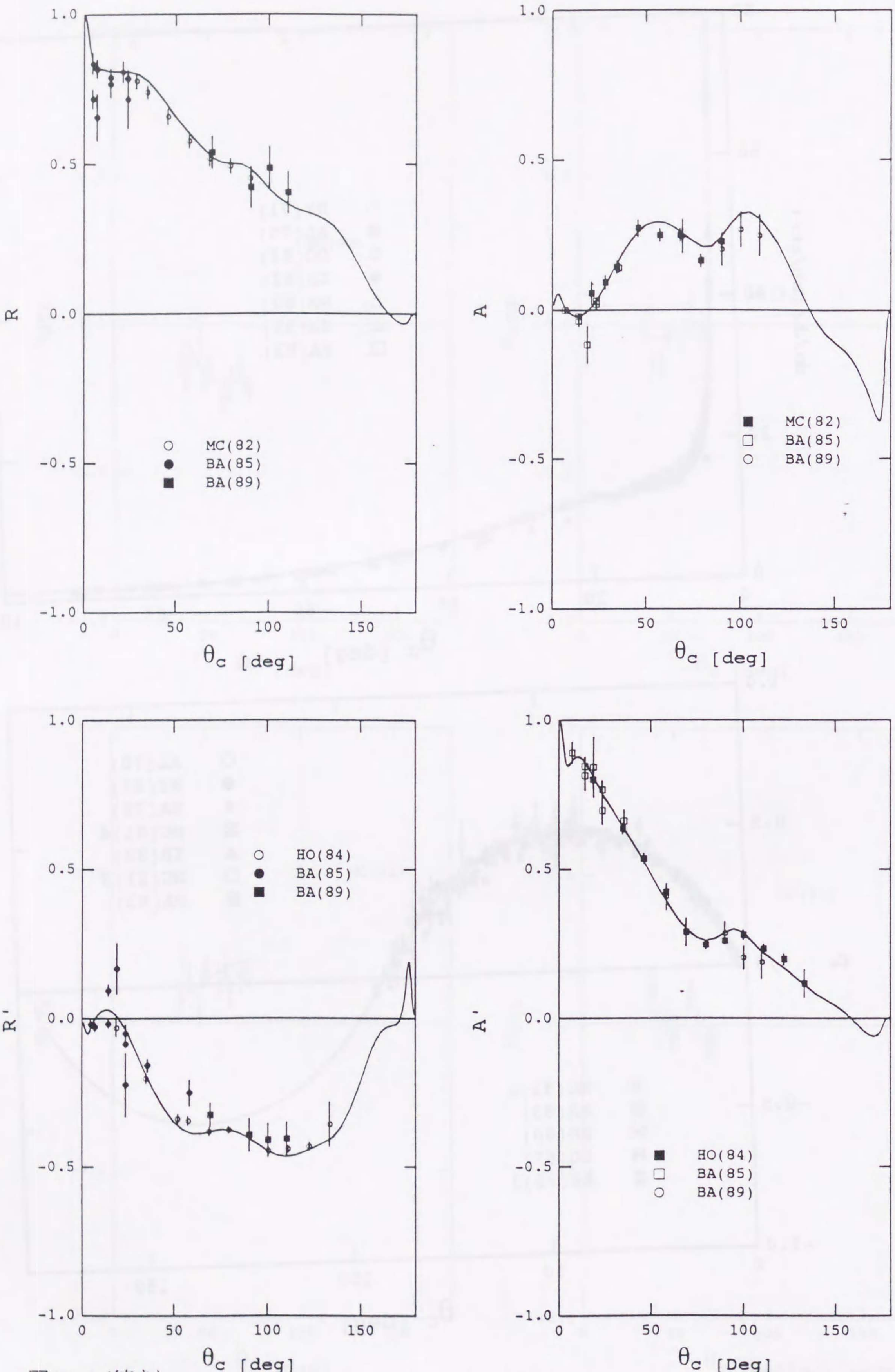
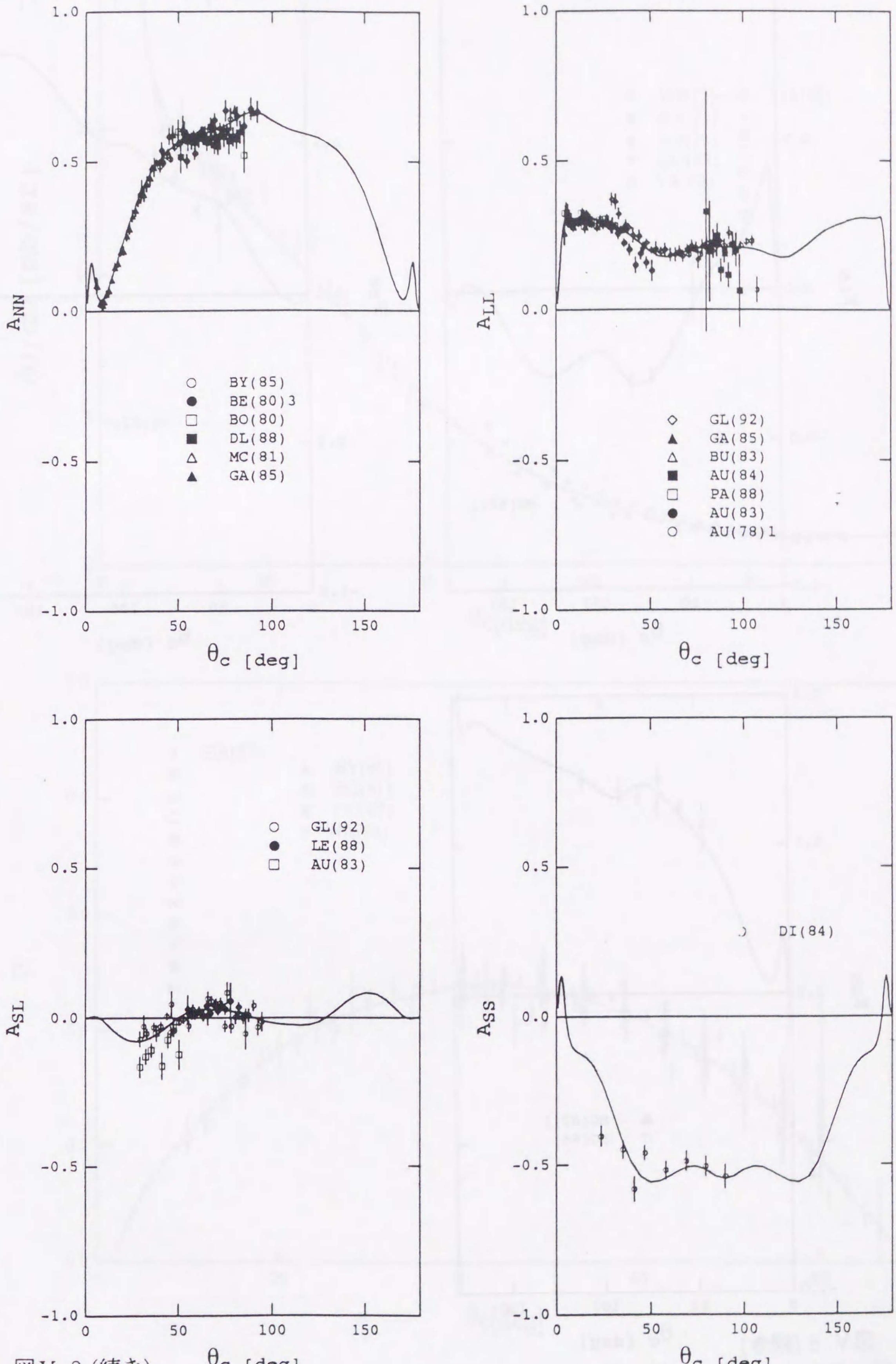


図 V. 8 T_L=800MeV における様々な観測量の実験値と位相差分析による解(—)との比較。



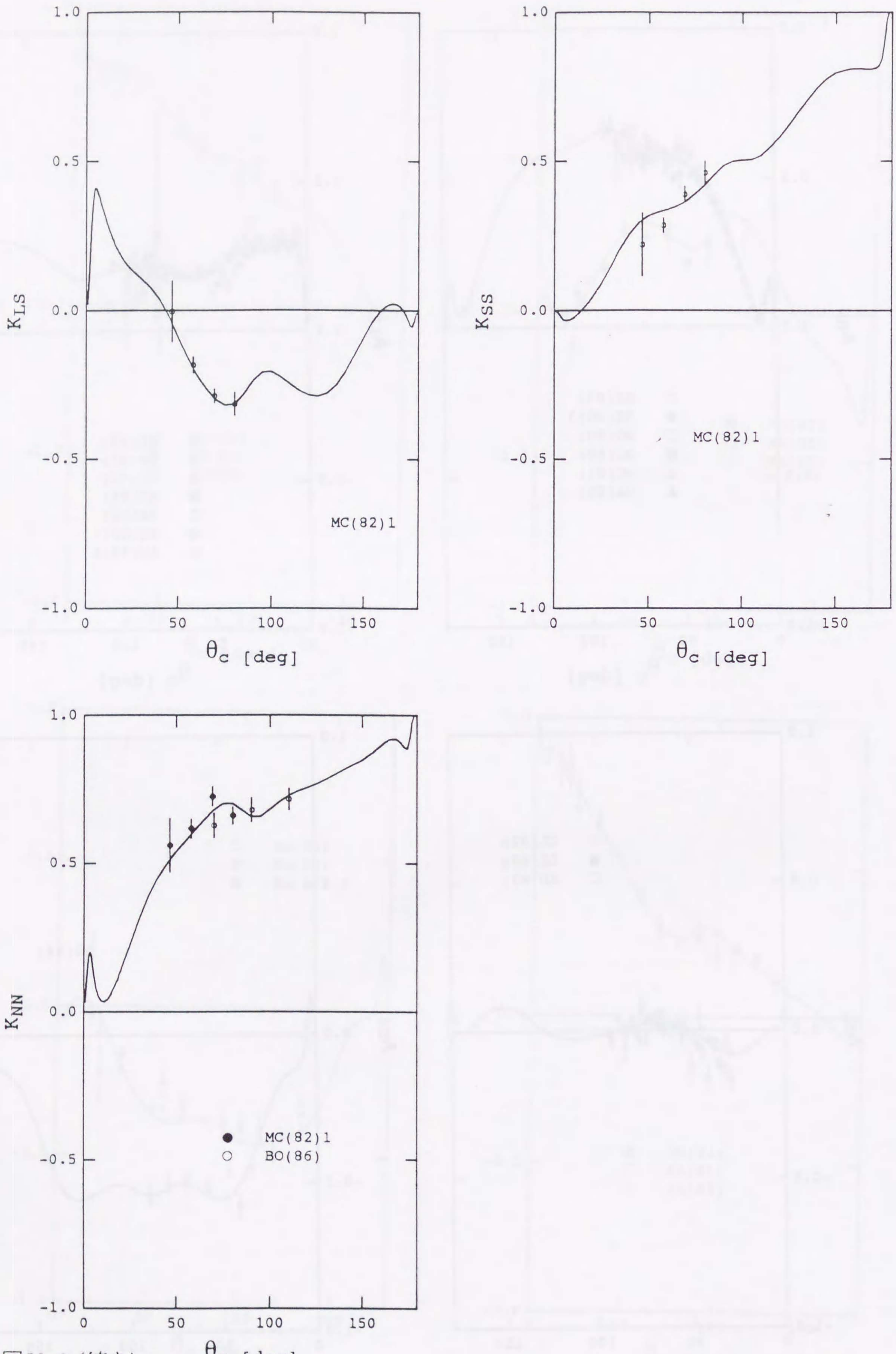
1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
R
MC(82)
BA(85)
BA(89)
0
50
100
150
θc [deg]
A
MC(82)
BA(85)
BA(89)
θc [deg]
R'
HO(84)
BA(85)
BA(89)
θc [deg]
A'
HO(84)
BA(85)
BA(89)
θc [Deg]

図 V. 8 (続き)

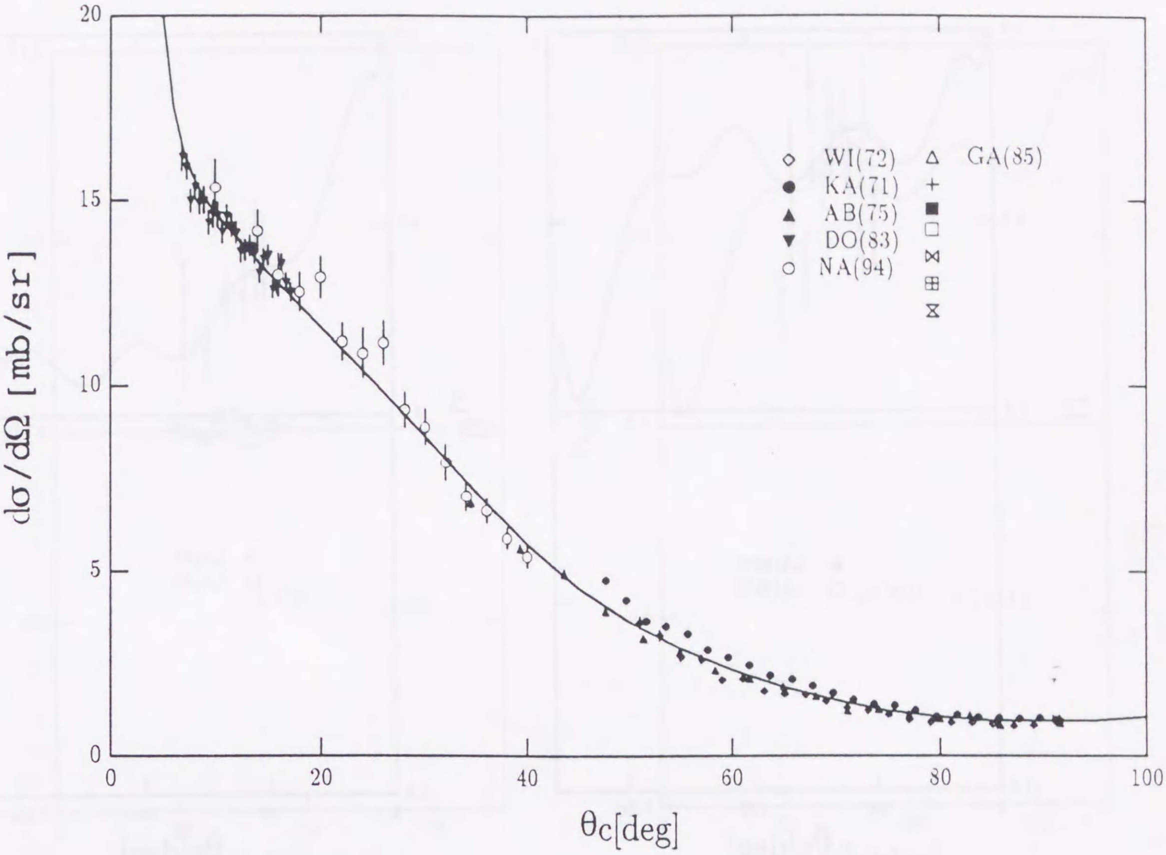


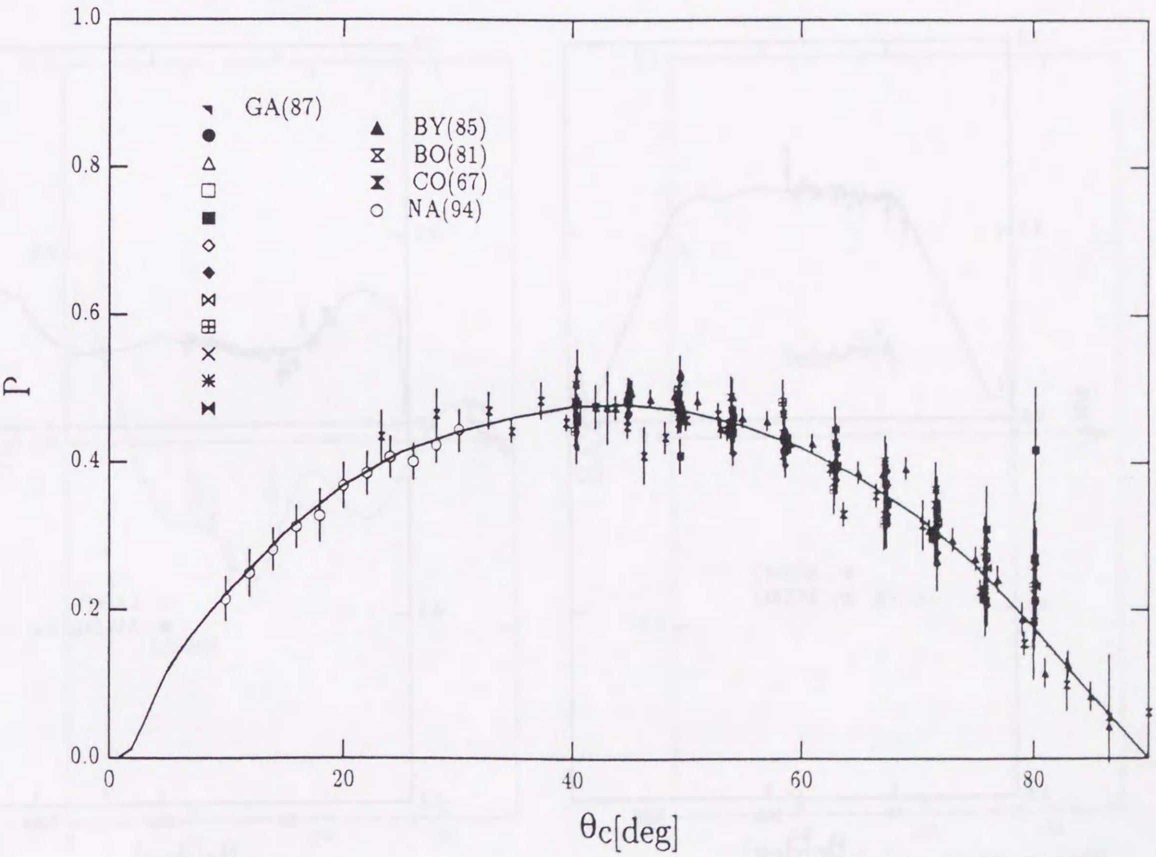
A_{NN}
BY(85)
BE(80)3
BO(80)
DL(88)
MC(81)
GA(85)
A_{LL}
GL(92)
GA(85)
BU(83)
AU(84)
PA(88)
AU(83)
AU(78)1
A_{SL}
GL(92)
LE(88)
AU(83)
A_{SS}
DI(84)
θ_c [deg]

図 V. 8 (続き)


K_LS
MC(82)1
K_SS
MC(82)1
K_NN
MC(82)1
BO(86)
1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
0
50
100
150
θc [deg]

図V. 8 (続き)





図V. 9 T_L=830MeV における様々な観測量の実験値と位相差分析による解(—)との比較。

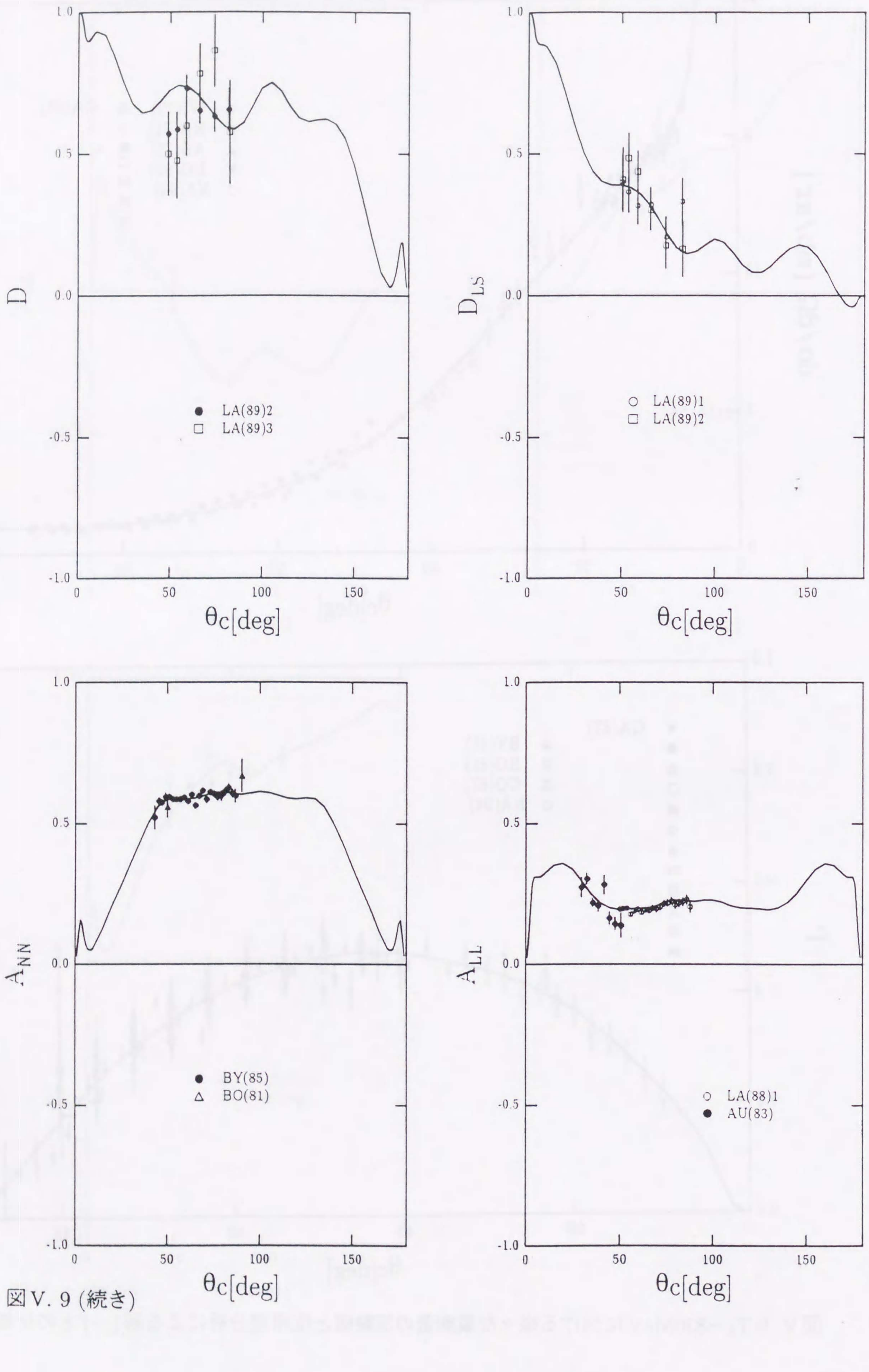
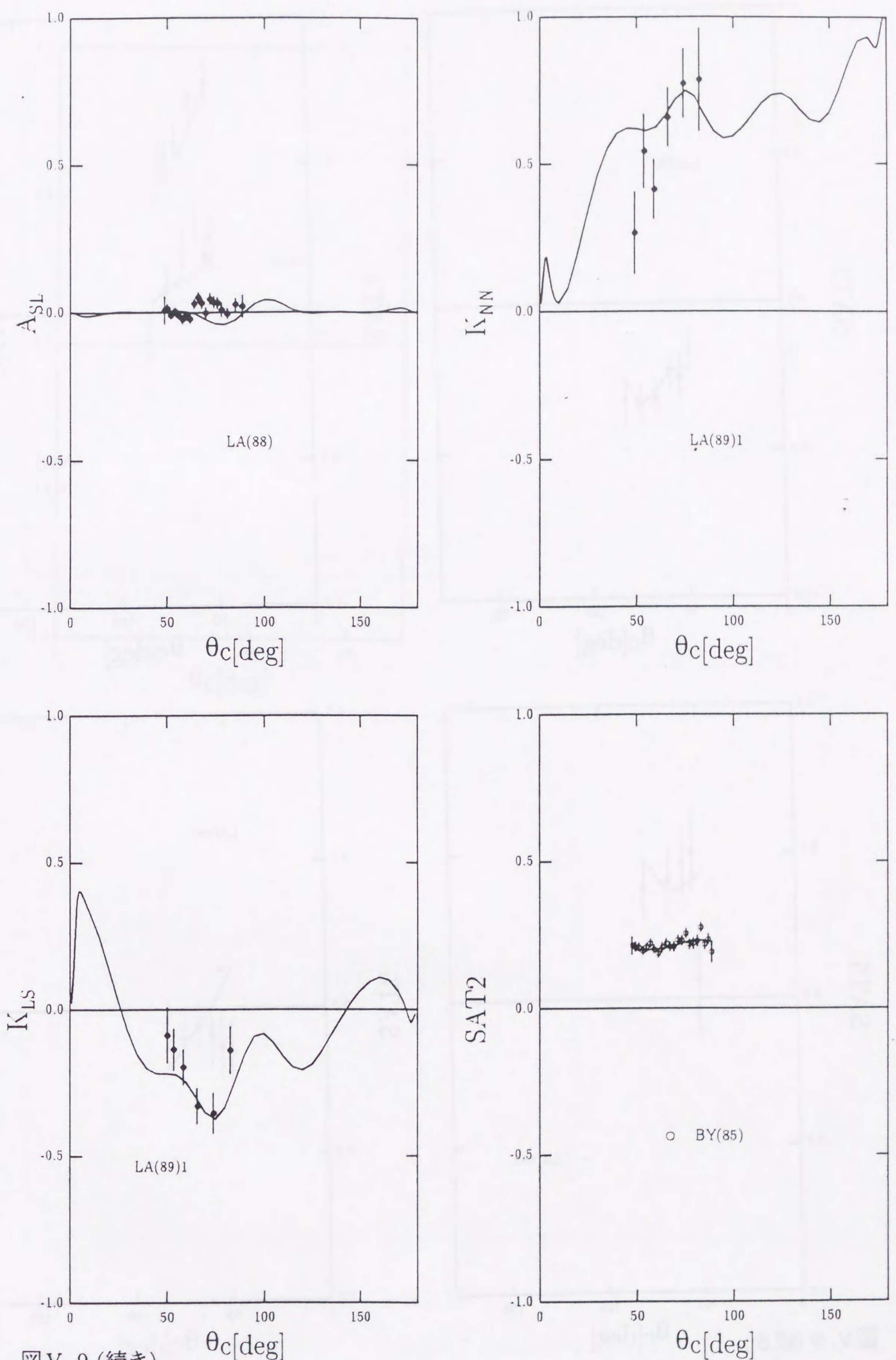
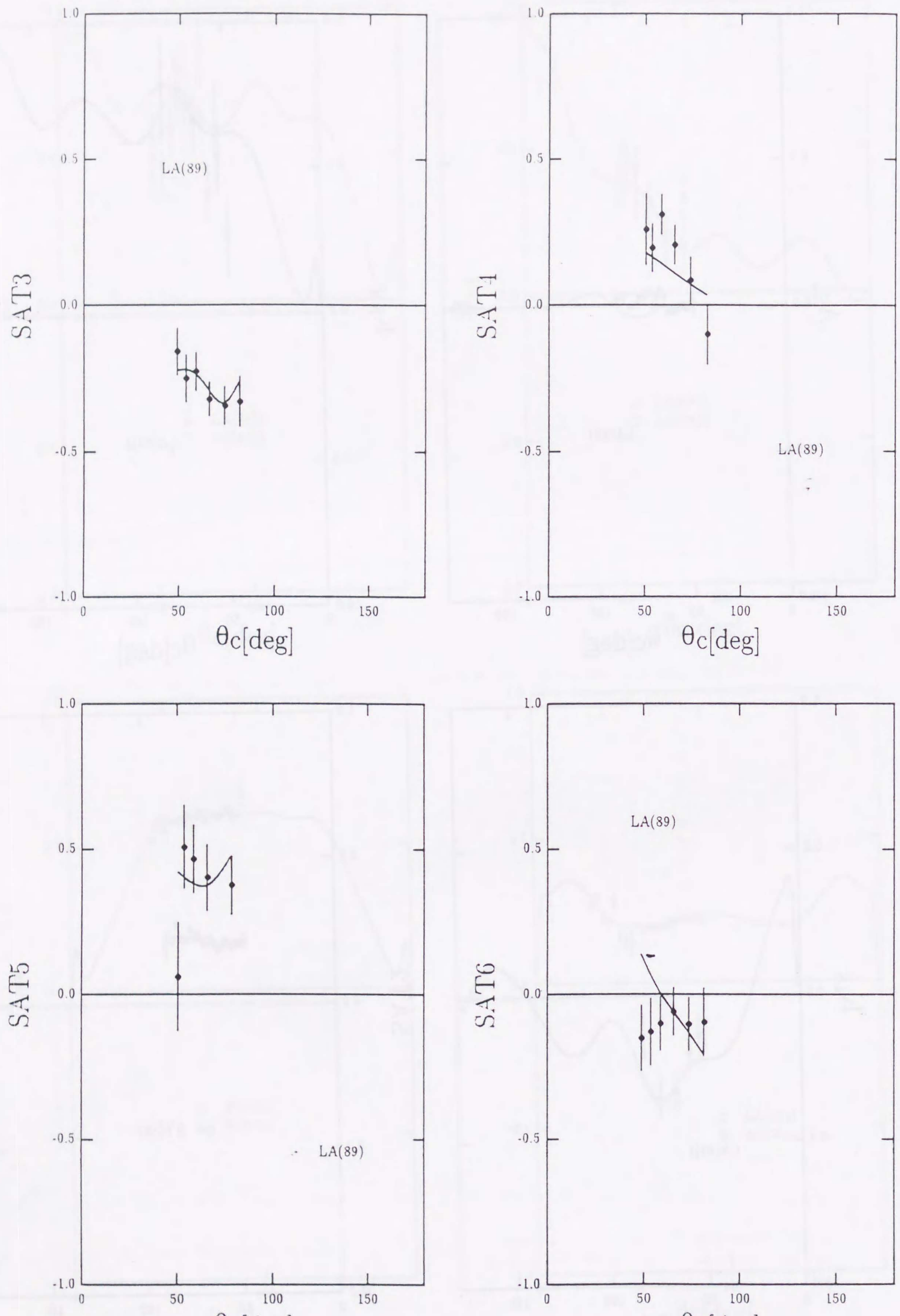

D
D_{LS}
LA(89)2
LA(89)3
LA(89)1
LA(89)2
θ_c[deg]
θ_c[deg]
A_{NN}
A_{LL}
BY(85)
BO(81)
LA(88)1
AU(83)
θ_c[deg]
θ_c[deg]

図 V. 9 (続き)



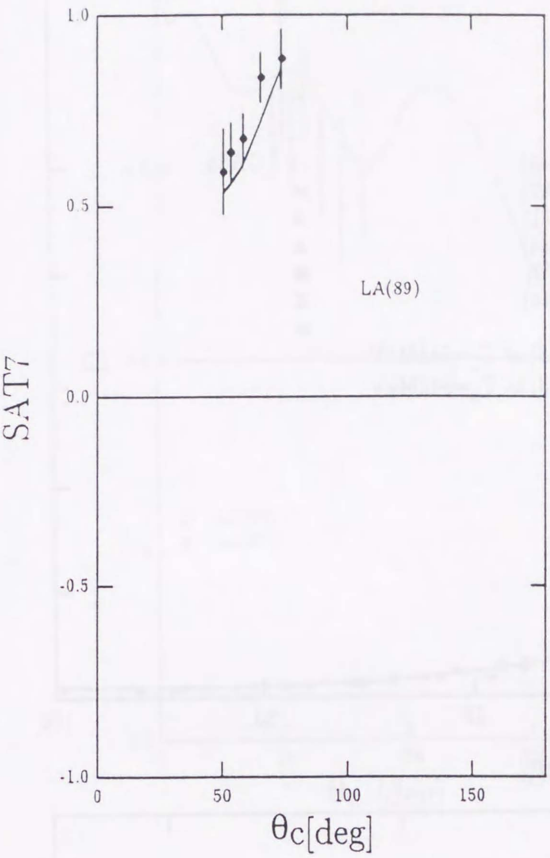
A_SL
LA(88)
K_NN
LA(89)1
K_LS
LA(89)1
SAT2
BY(85)
θc[deg]
θc[deg]
θc[deg]
θc[deg]

図V. 9 (続き)

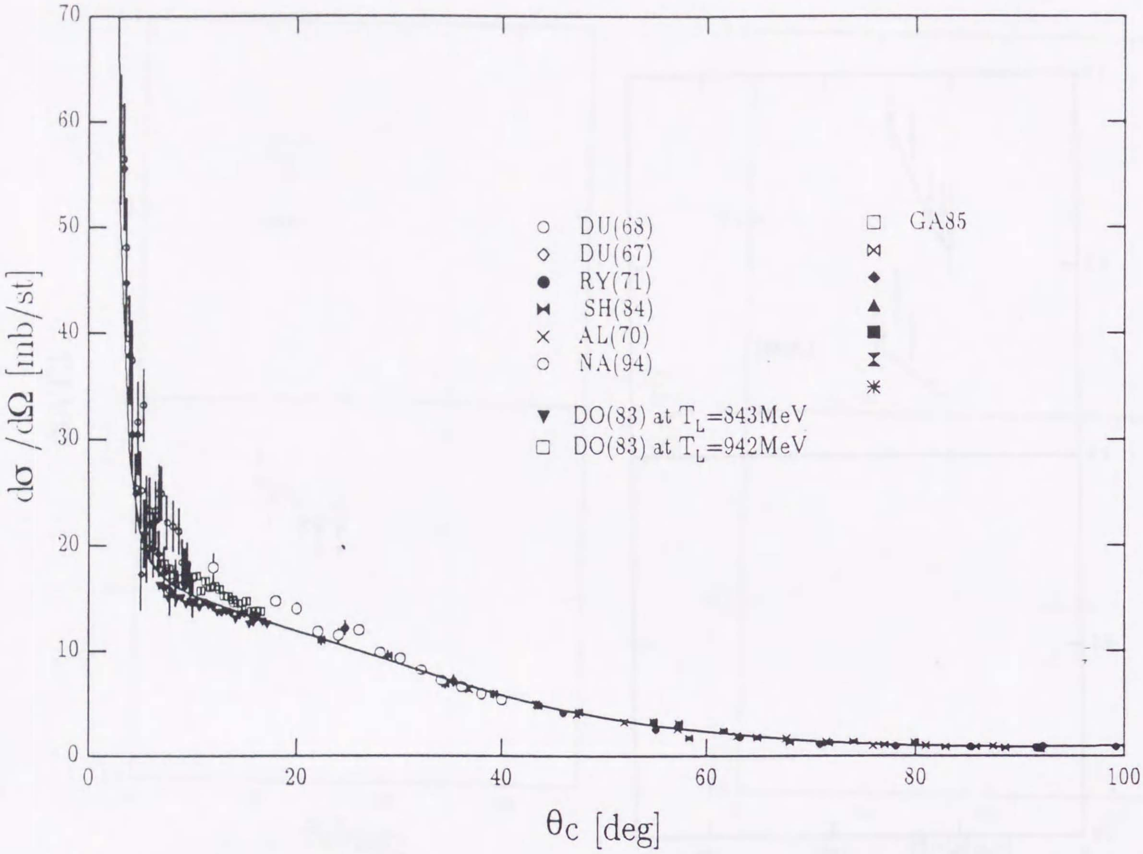


SAT3
LA(89)
SAT4
LA(89)
SAT5
LA(89)
SAT6
LA(89)
1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
0
50
100
150
θc[deg]

図 V. 9 (続き)



図V. 9 (続き)



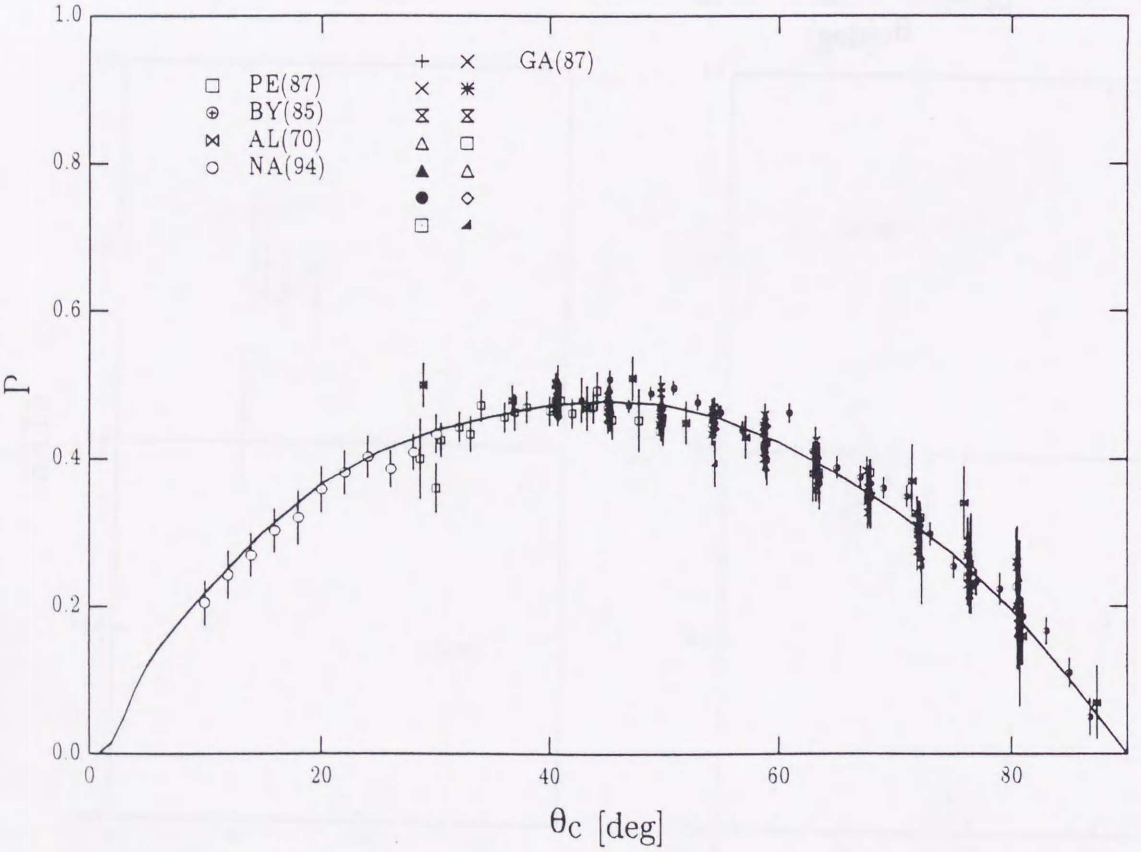


図 V. 10 T_L=870MeV における様々な観測量の実験値と位相差分析による解(—)との比較。

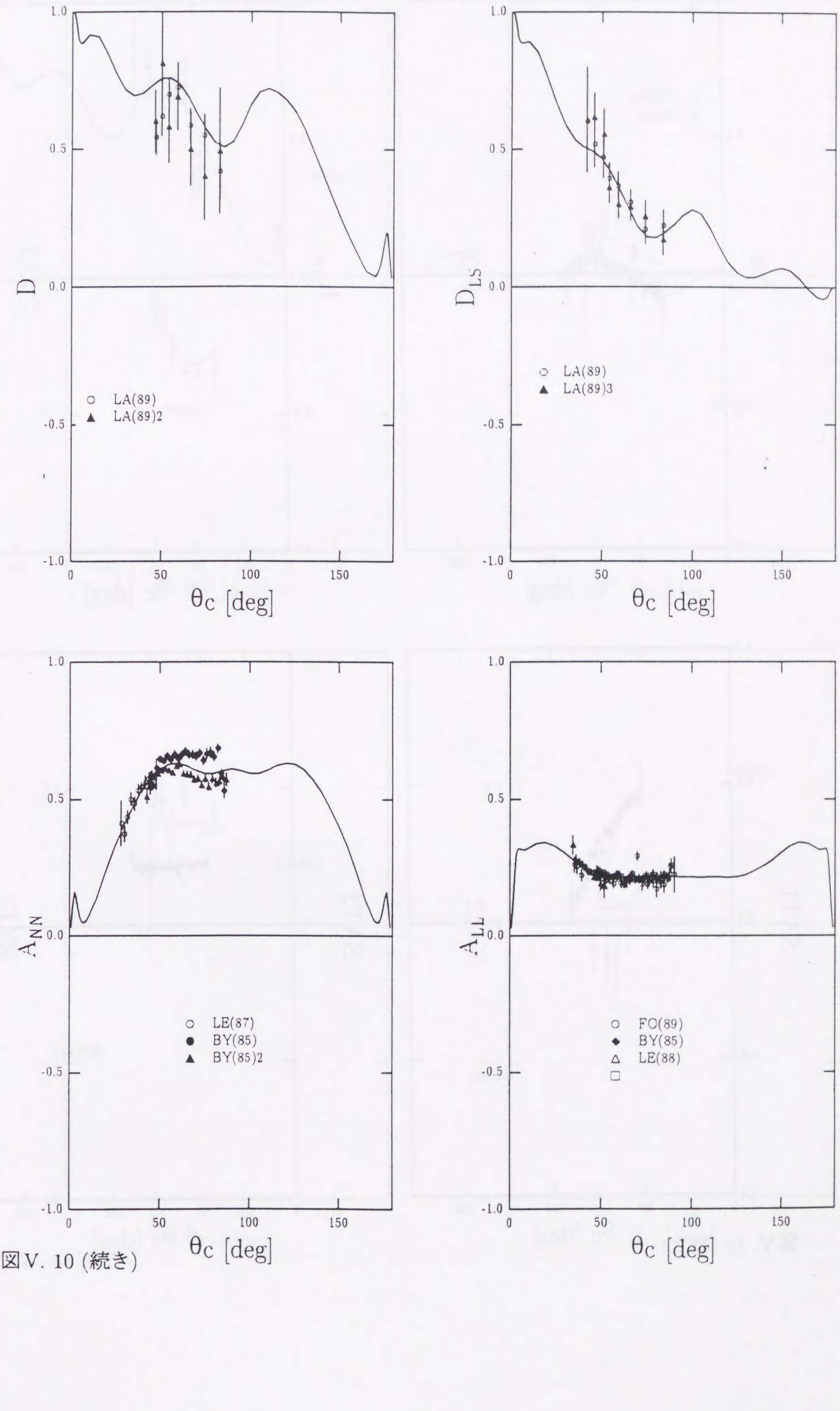
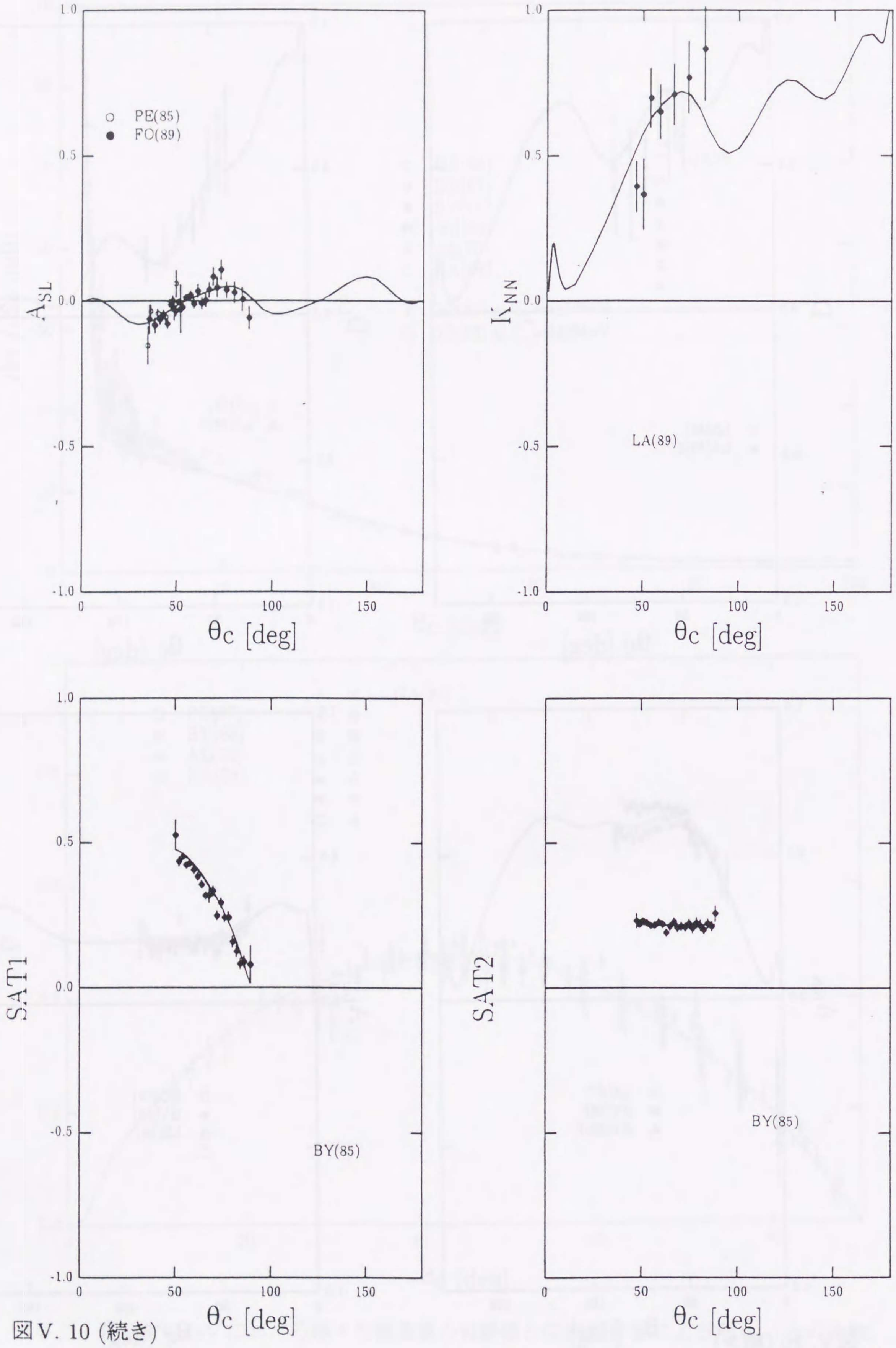
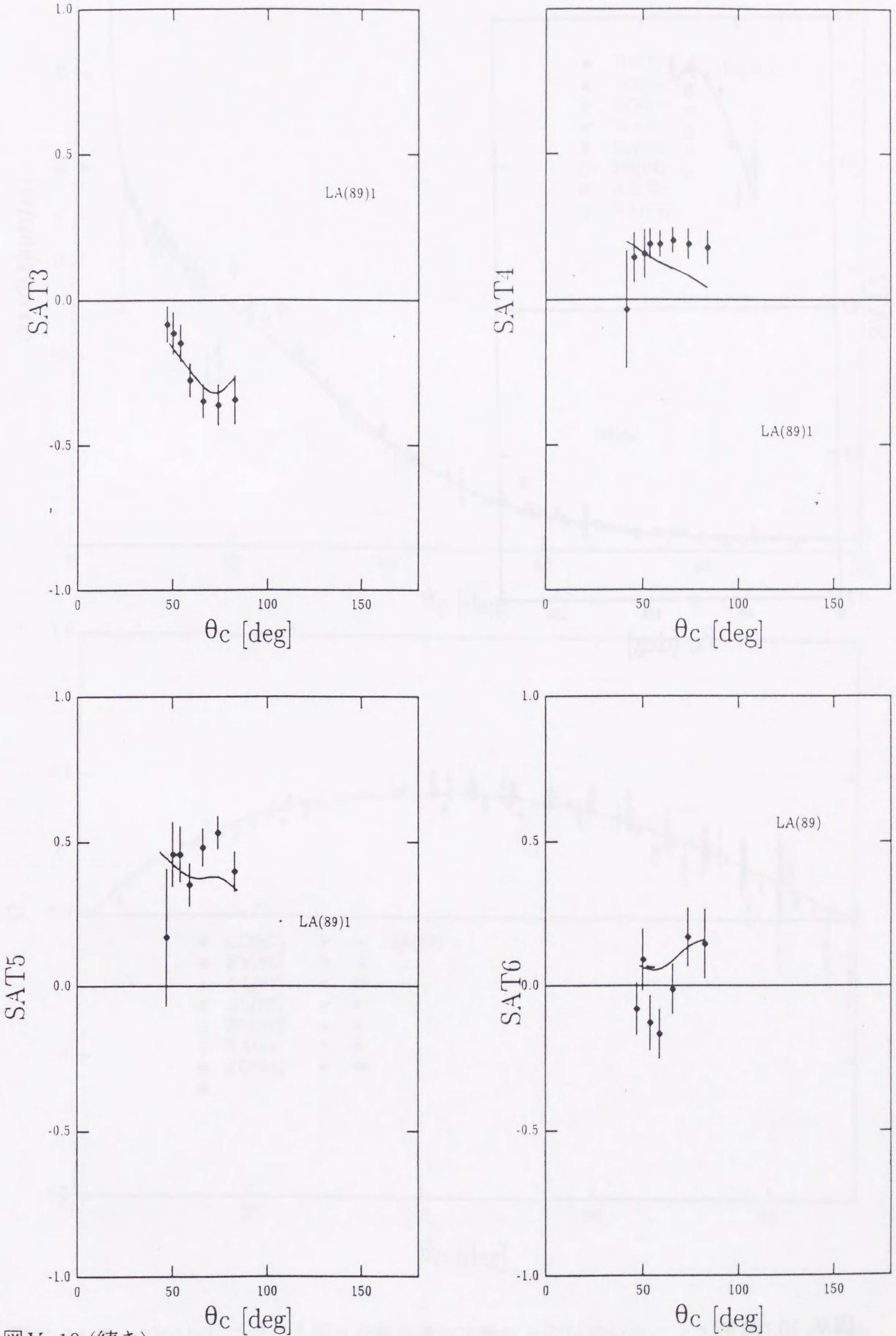

D
LA(89)
LA(89)2
θc [deg]
D_{LS}
LA(89)
LA(89)3
θc [deg]
A_{NN}
LE(87)
BY(85)
BY(85)2
θc [deg]
A_{LL}
FO(89)
BY(85)
LE(88)
θc [deg]

図 V. 10 (続き)



PE(85)
FO(89)
A_{SL}
K_{NN}
LA(89)
SAT1
SAT2
BY(85)
BY(85)
θc [deg]
θc [deg]
θc [deg]
θc [deg]

図V. 10 (続き)



図V. 10 (続き)

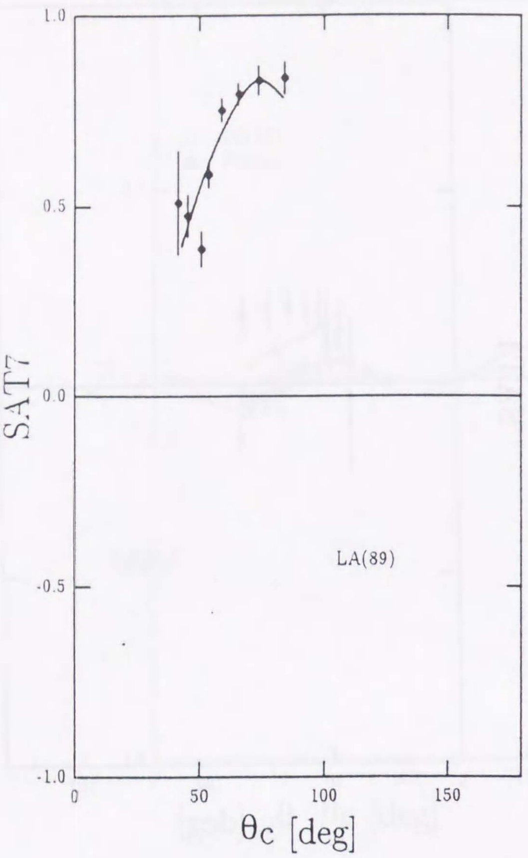
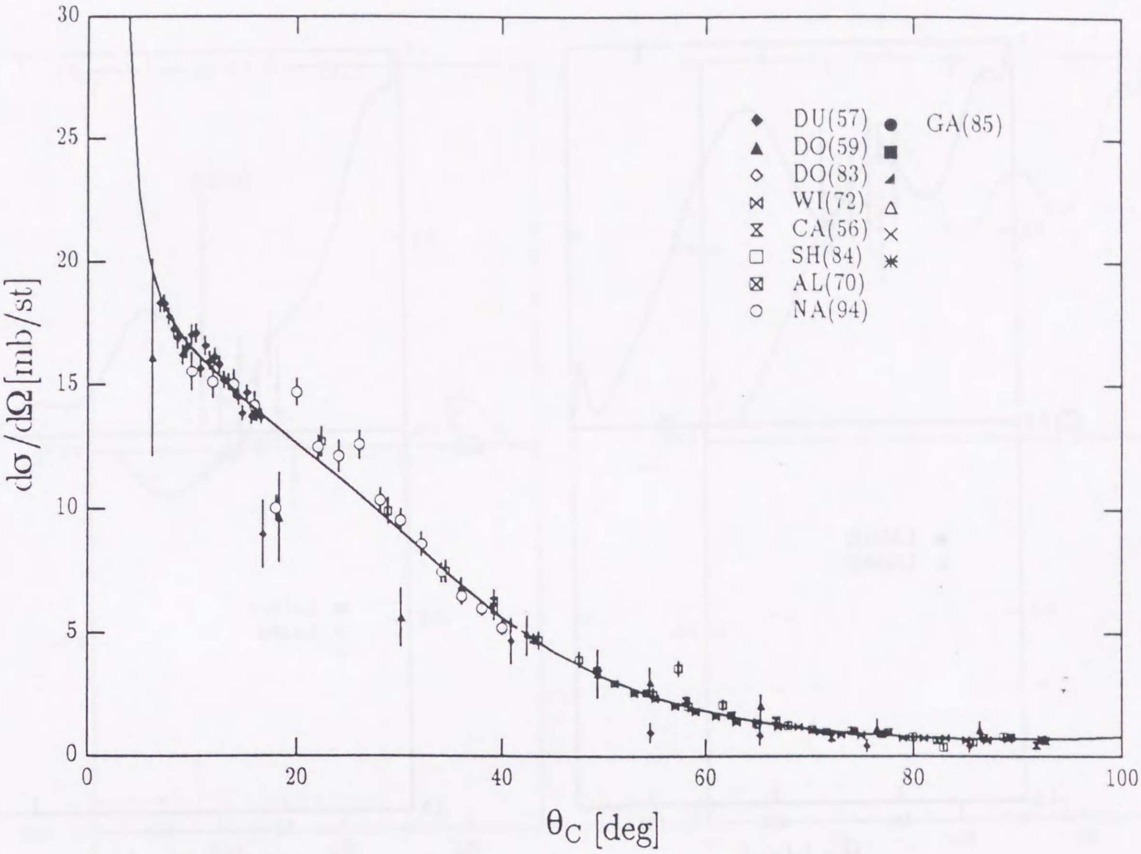


図 V. 10 (続き)



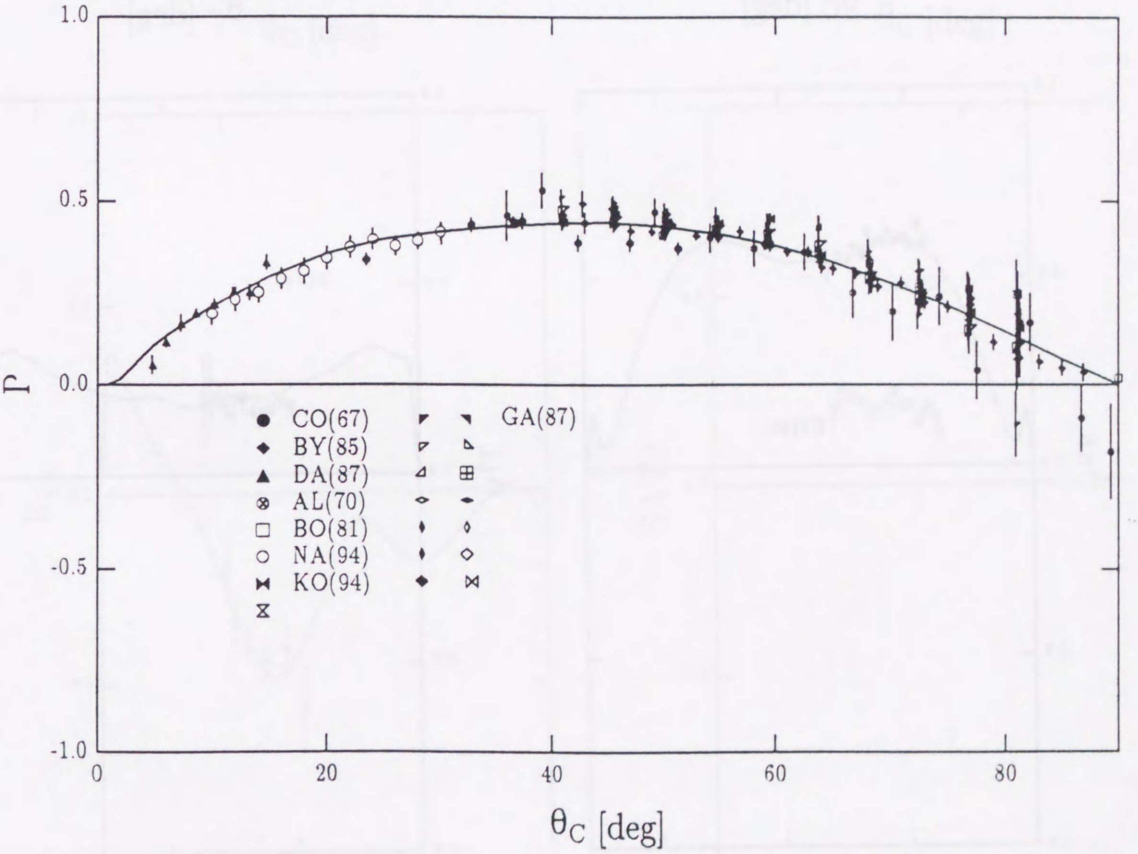


図 V. 11 T_L=930MeV における様々な観測量の実験値と位相差分析による解(—)との比較。

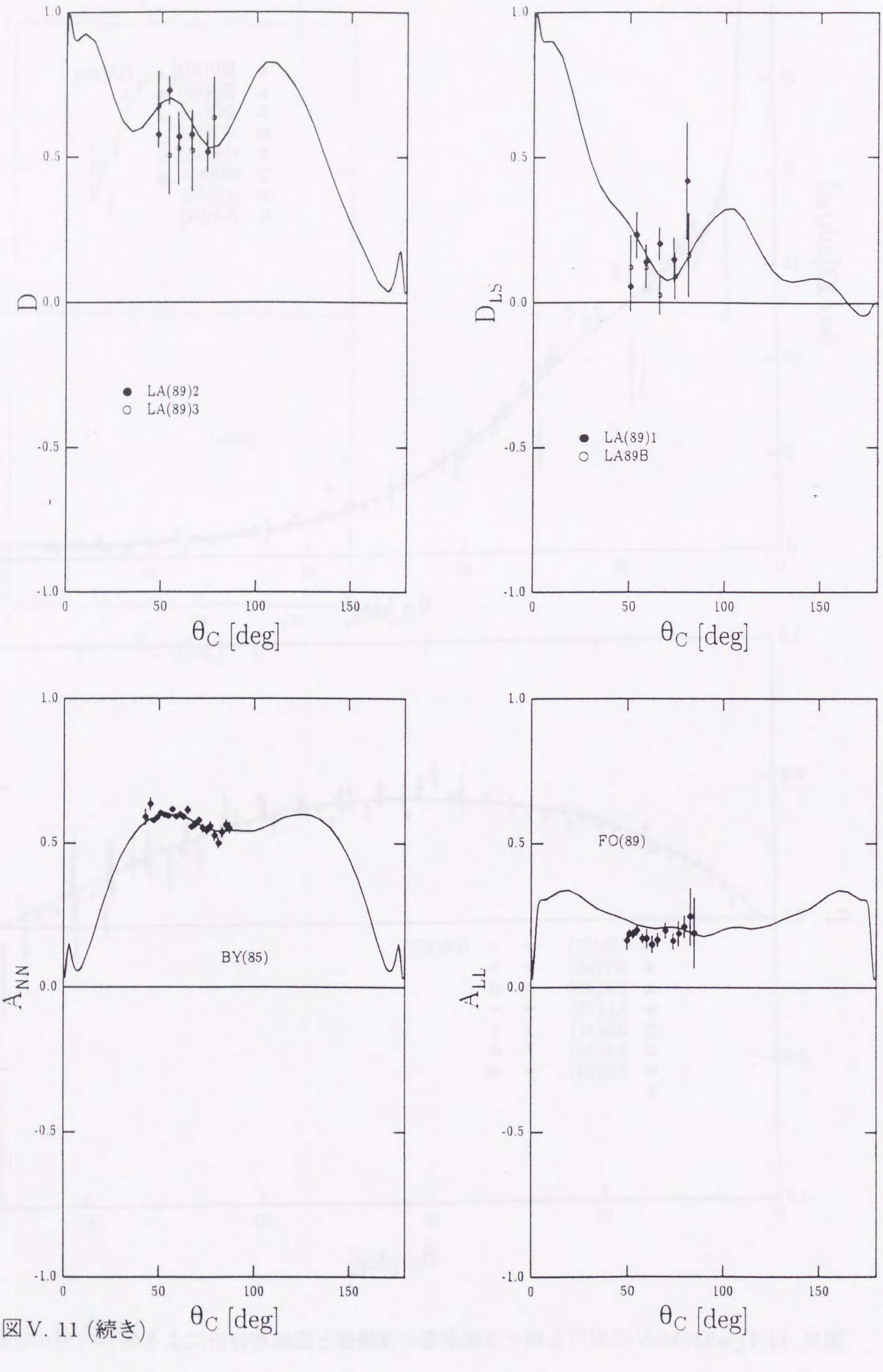
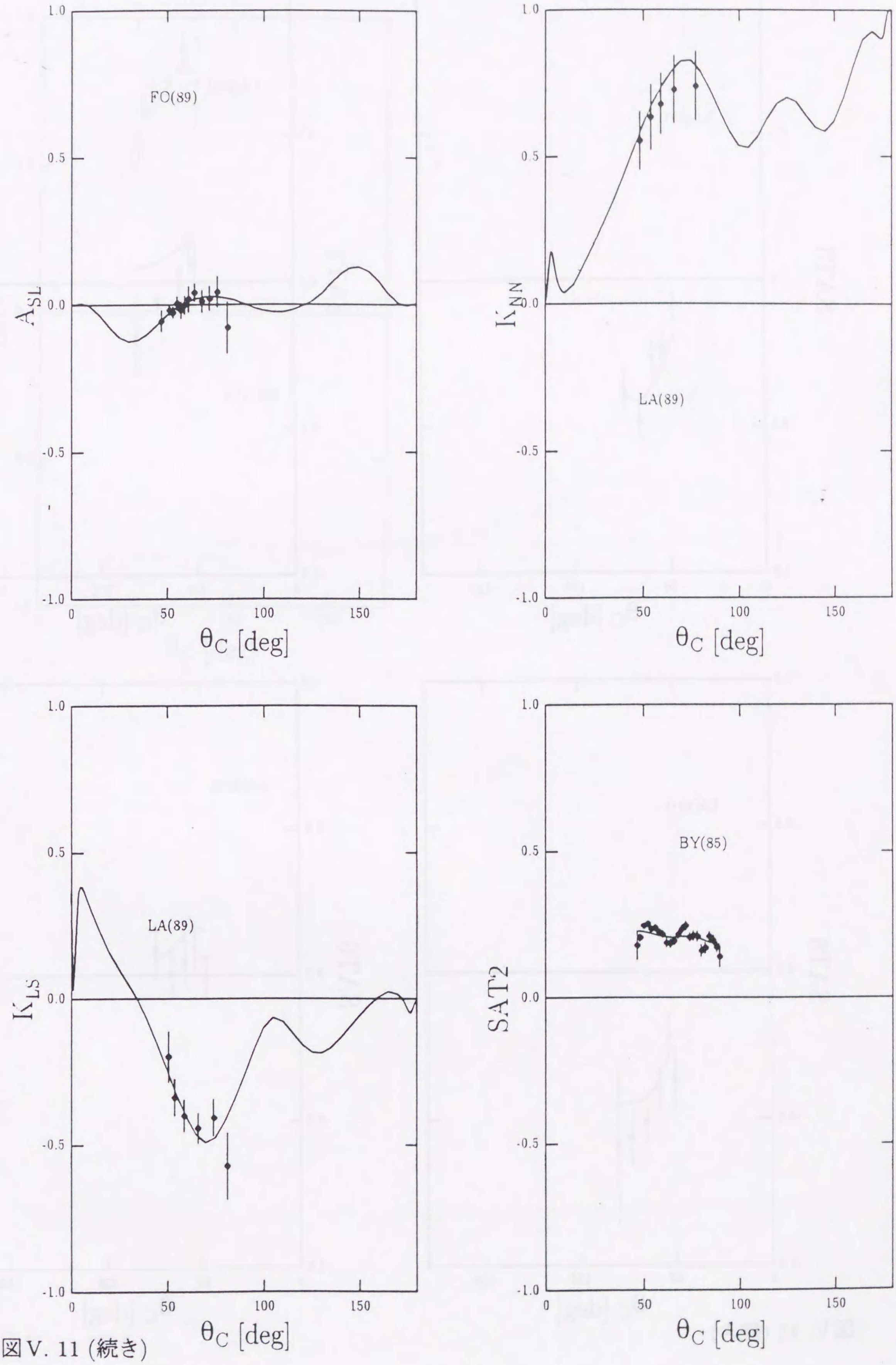
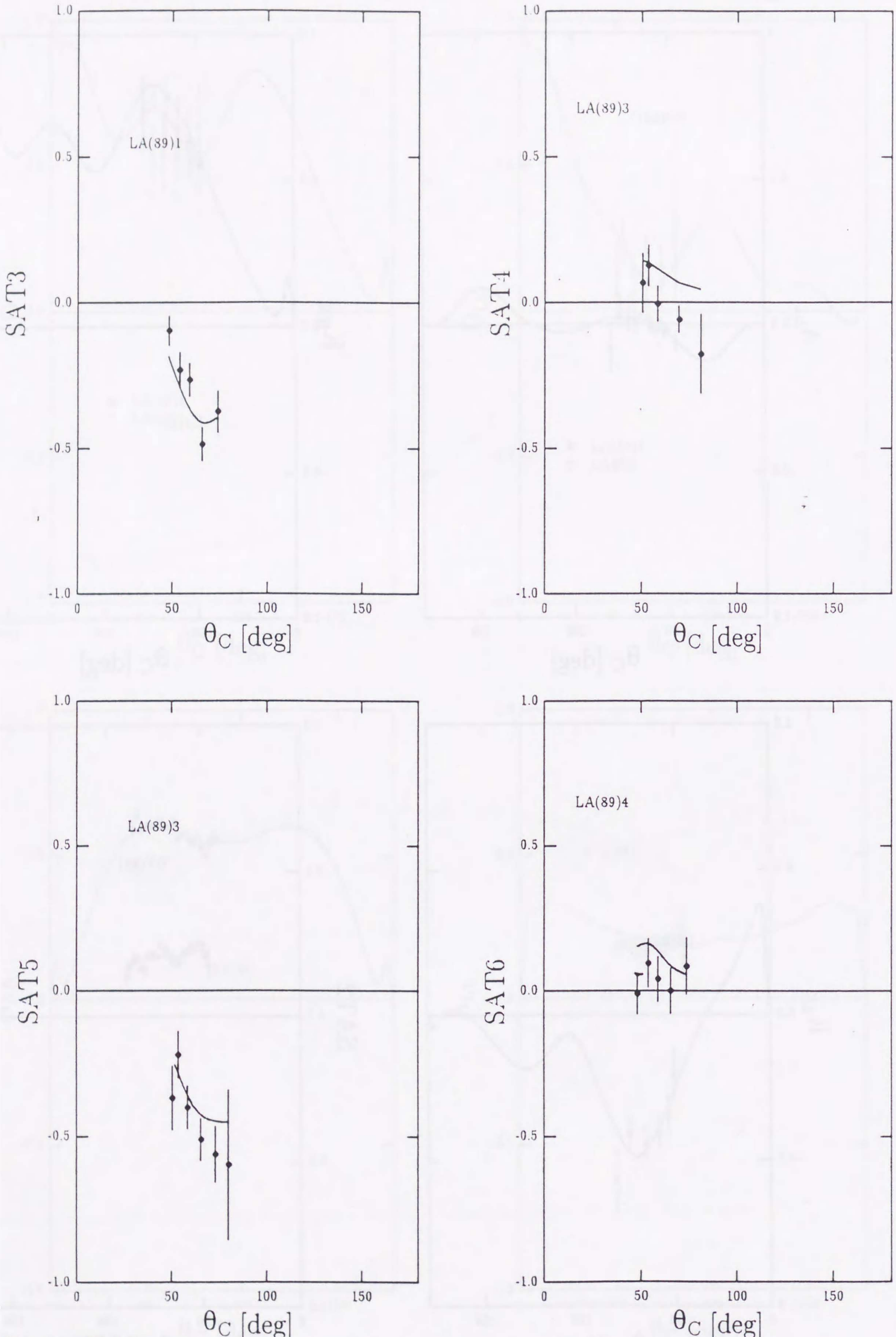


図 V. 11 (続き)



図V. 11 (続き)



図V. 11 (続き)

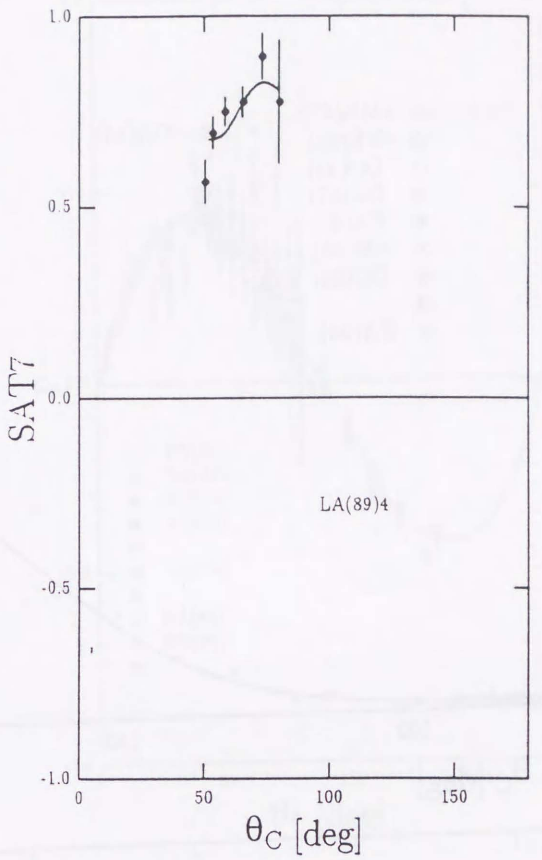
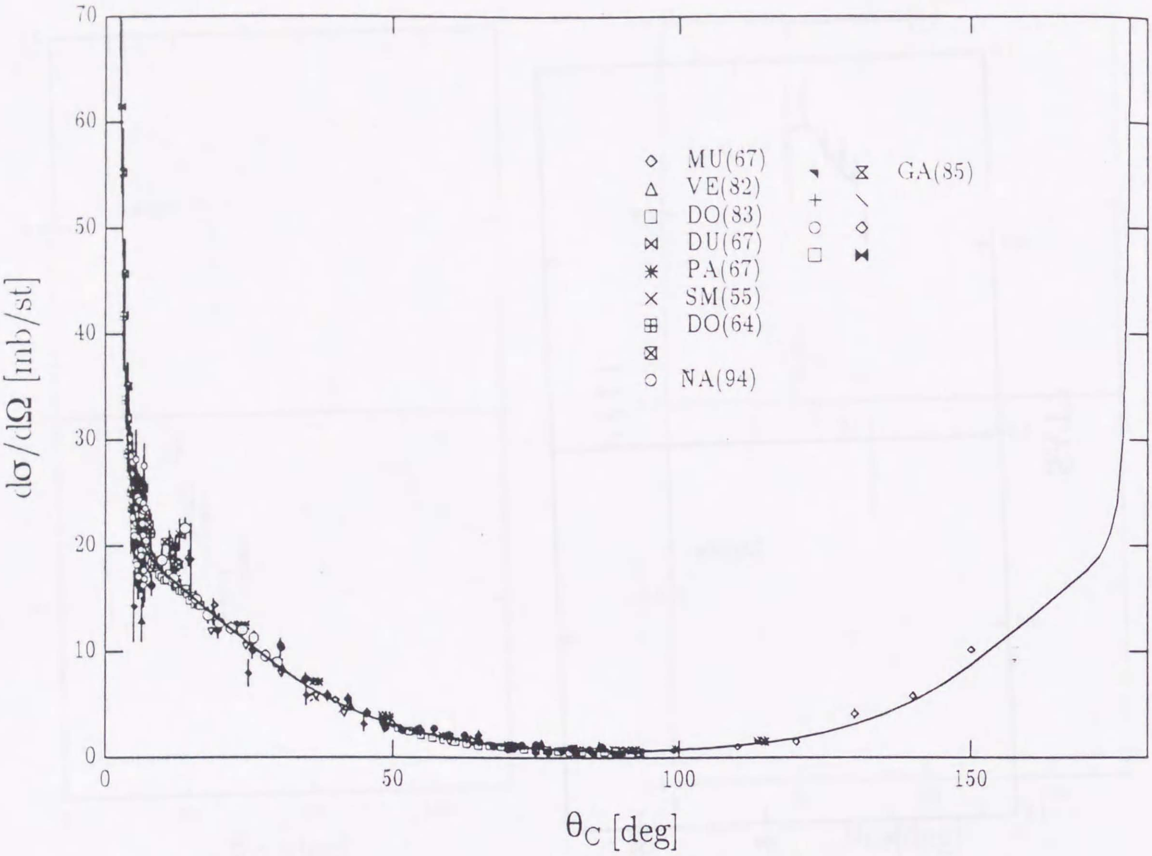
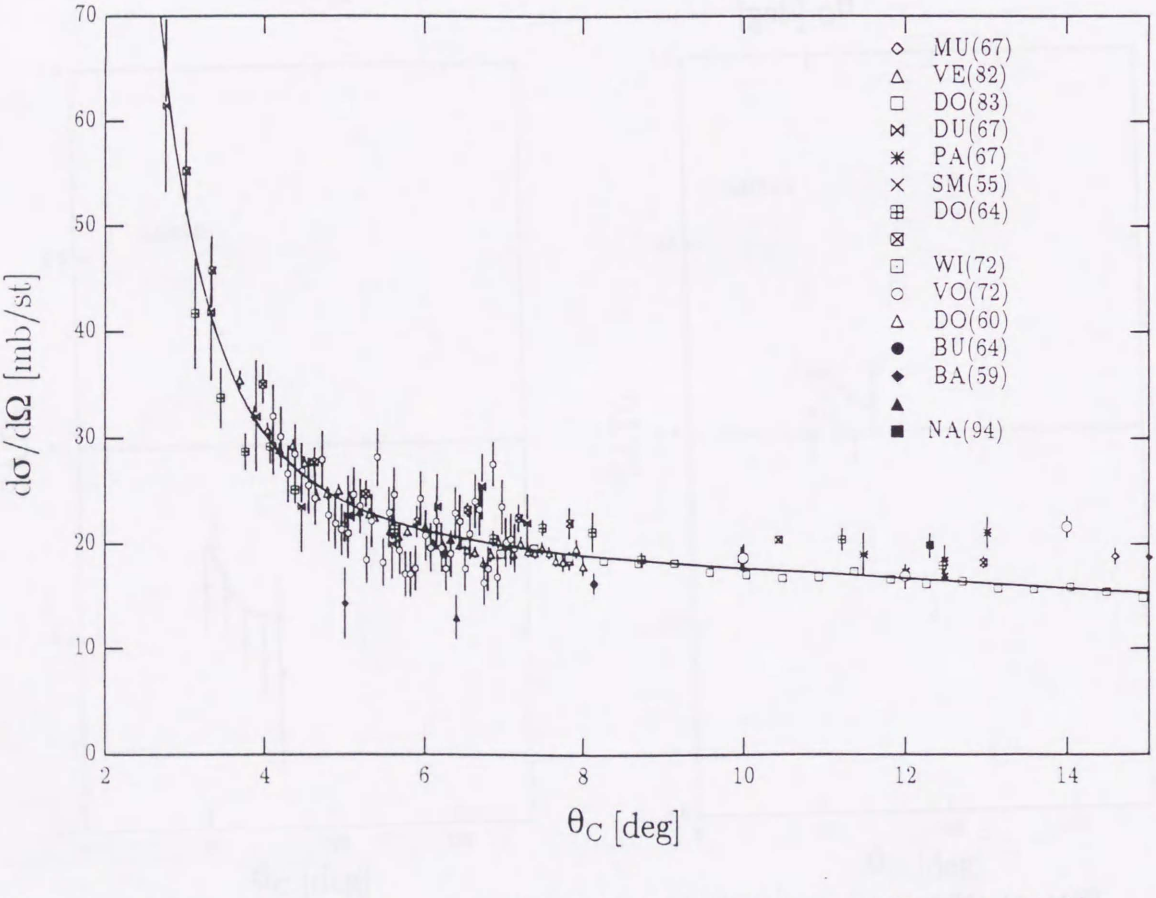
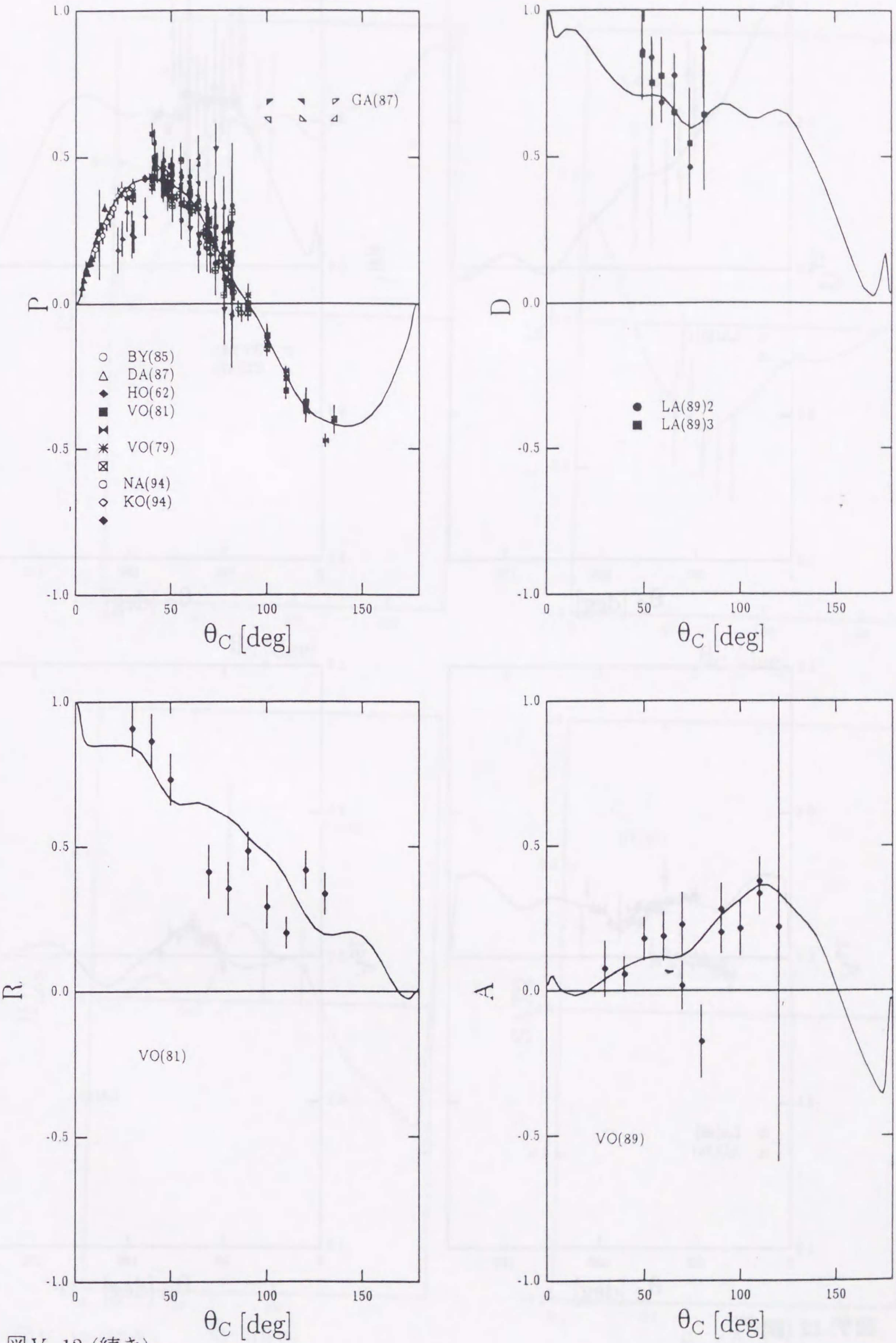


図 V. 11 (続き)





図Ⅴ. 12 T_L=990MeVにおける様々な観測量の実験値と位相差分析による解(—)との比較。



GA(87)
BY(85)
DA(87)
HO(62)
VO(81)
VO(79)
NA(94)
KO(94)
P
θ_C [deg]
LA(89)2
LA(89)3
D
θ_C [deg]
R
VO(81)
θ_C [deg]
A
VO(89)
θ_C [deg]

図V. 12 (続き)

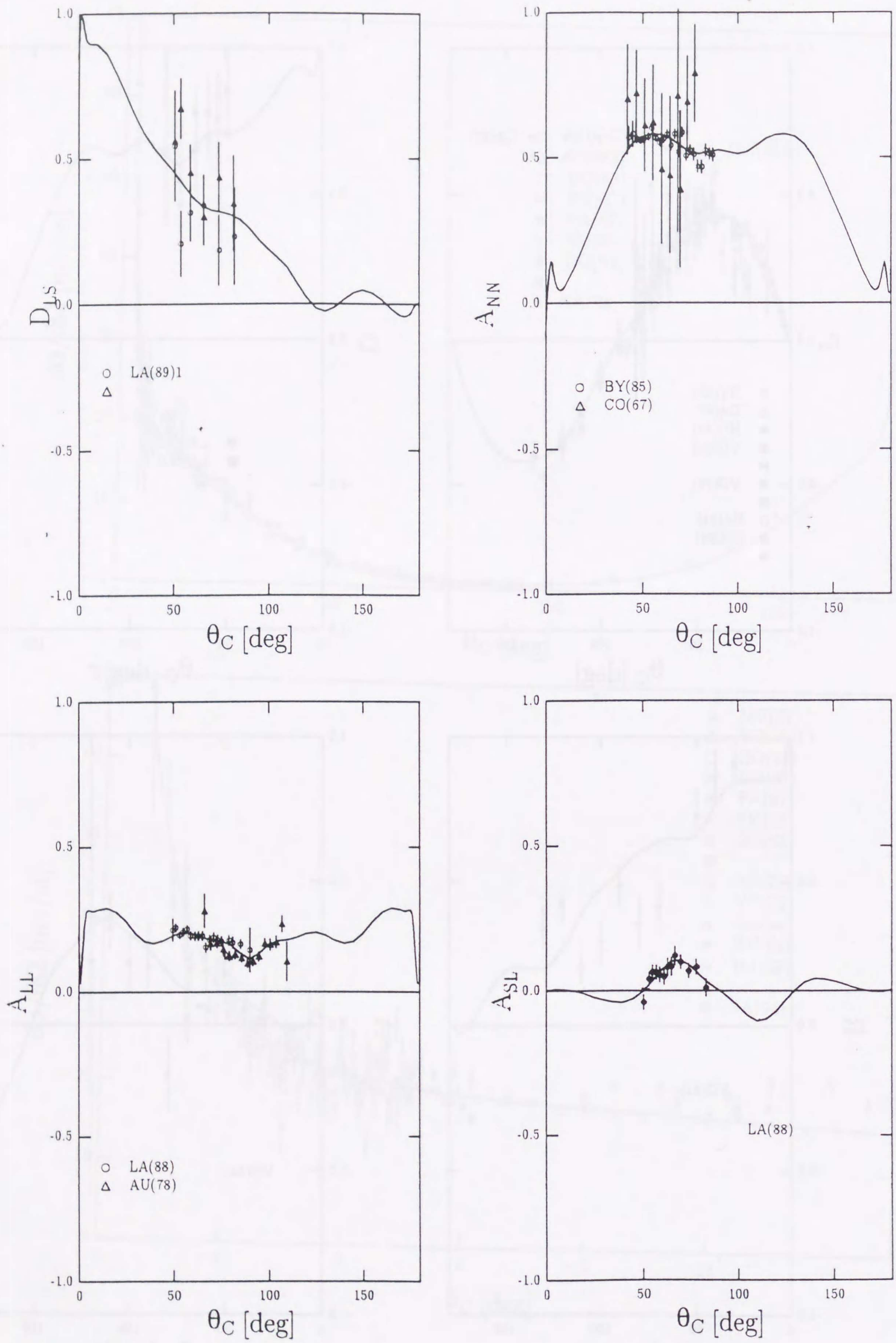
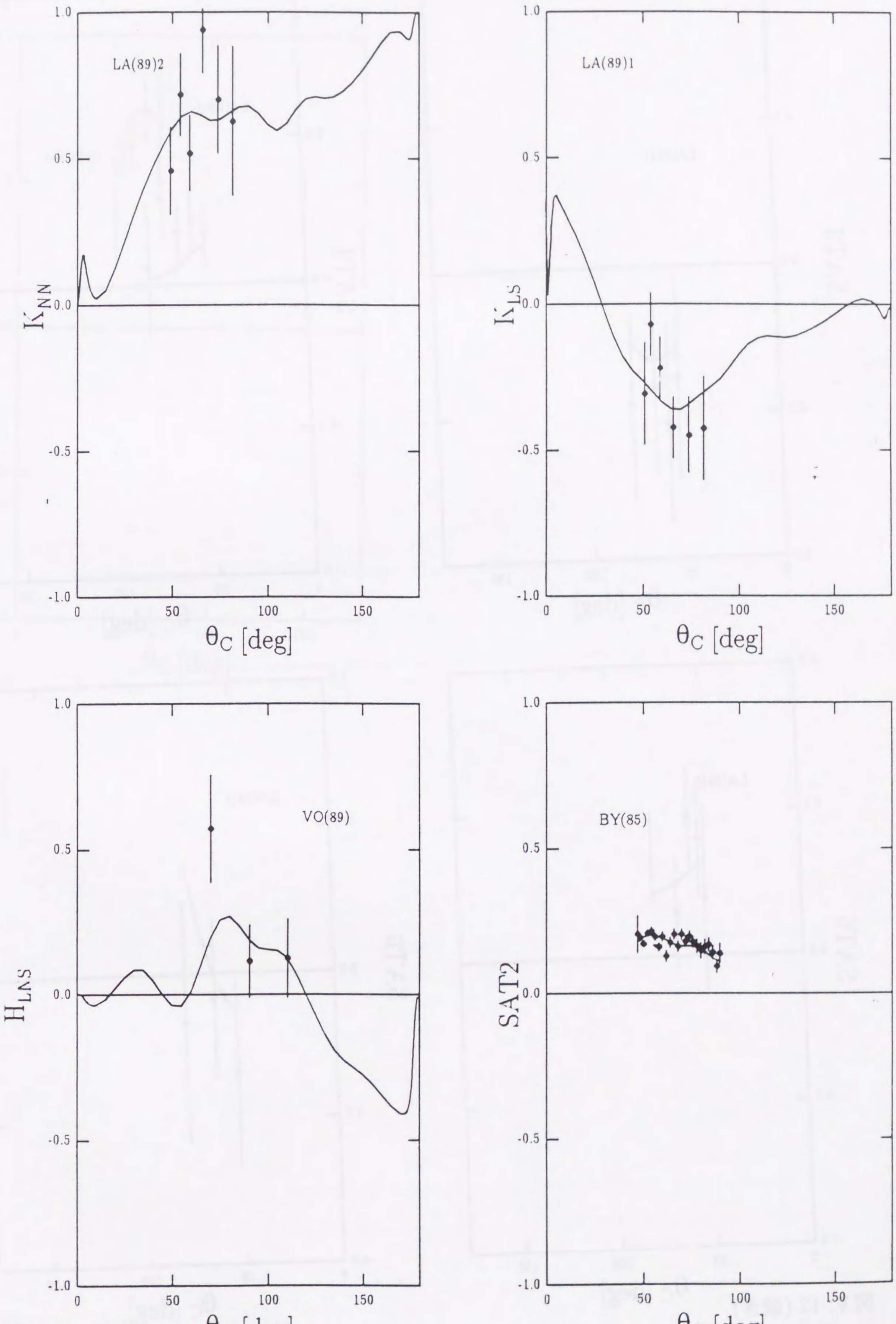


図 V. 12 (続き)


LA(89)2
K_{NN}
LA(89)1
K_{LS}
VO(89)
H_{LNS}
BY(85)
SAT2
1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
0
50
100
150
θ_C [deg]

図V. 12 (続き)

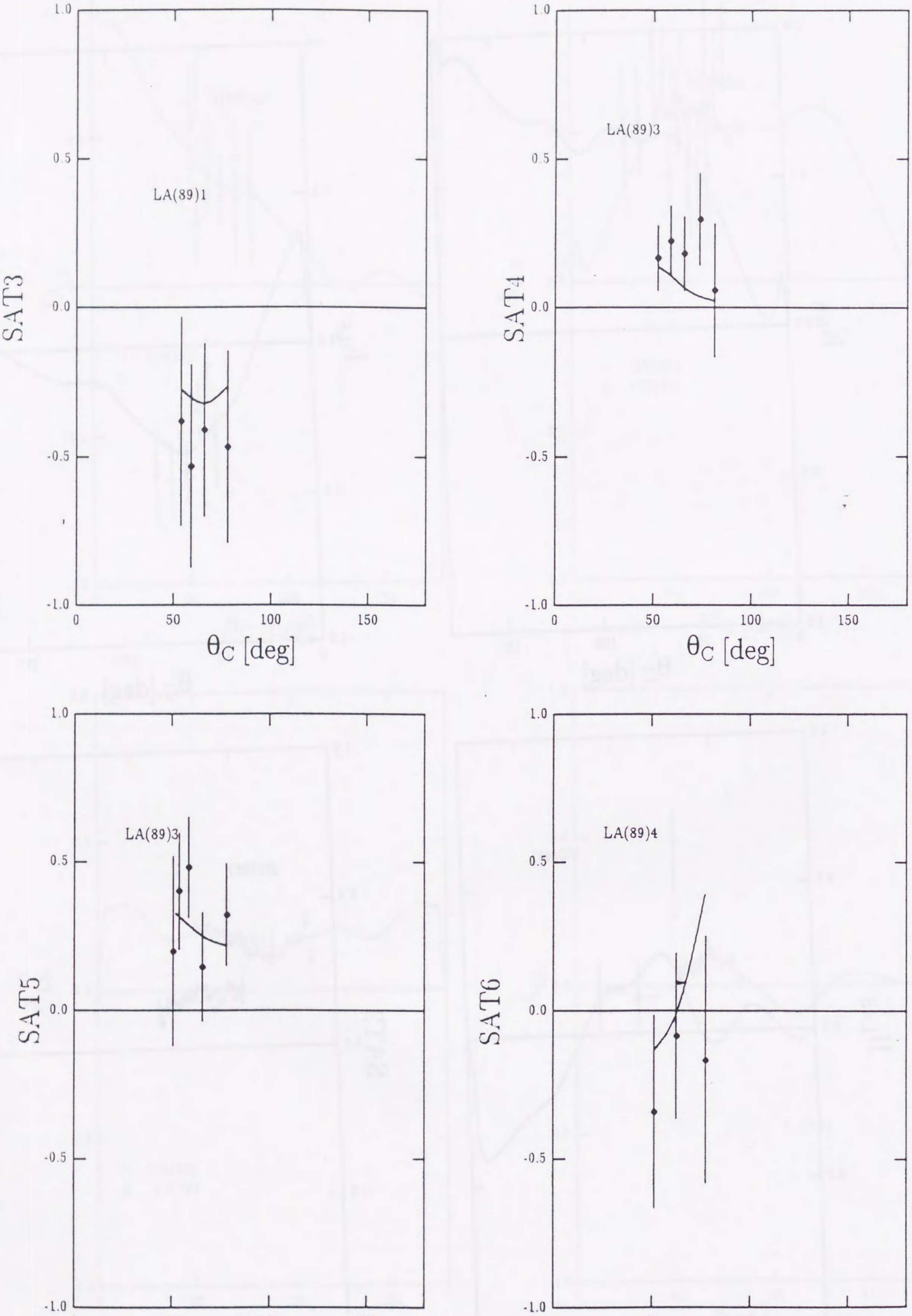
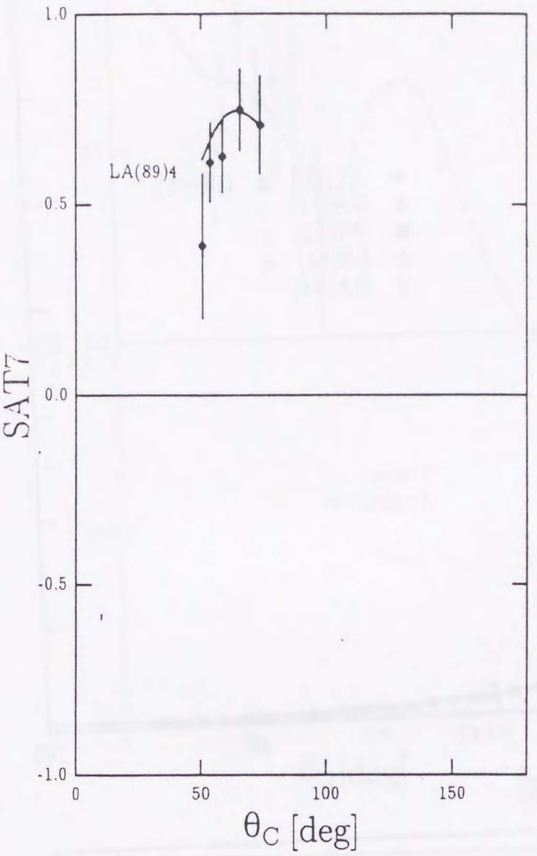

SAT3
LA(89)1
SAT4
LA(89)3
SAT5
LA(89)3
SAT6
LA(89)4
θ_C [deg]
θ_C [deg]
θ_C [deg]
θ_C [deg]

図 V. 12 (続き)



図V. 12 (続き)

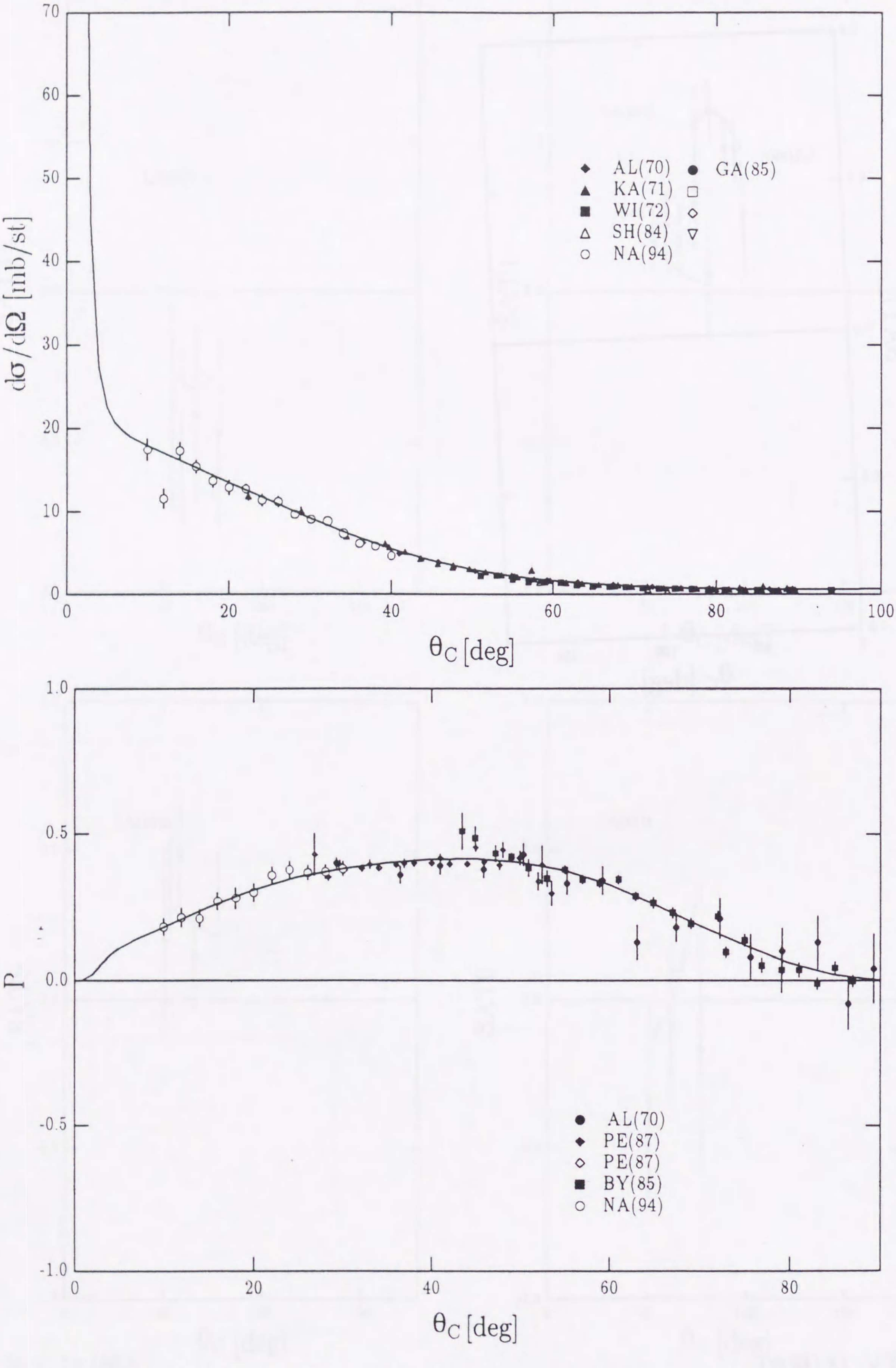


図 V. 13 T_L=1090MeV における様々な観測量の実験値と位相差分析による解 (—) との比較。

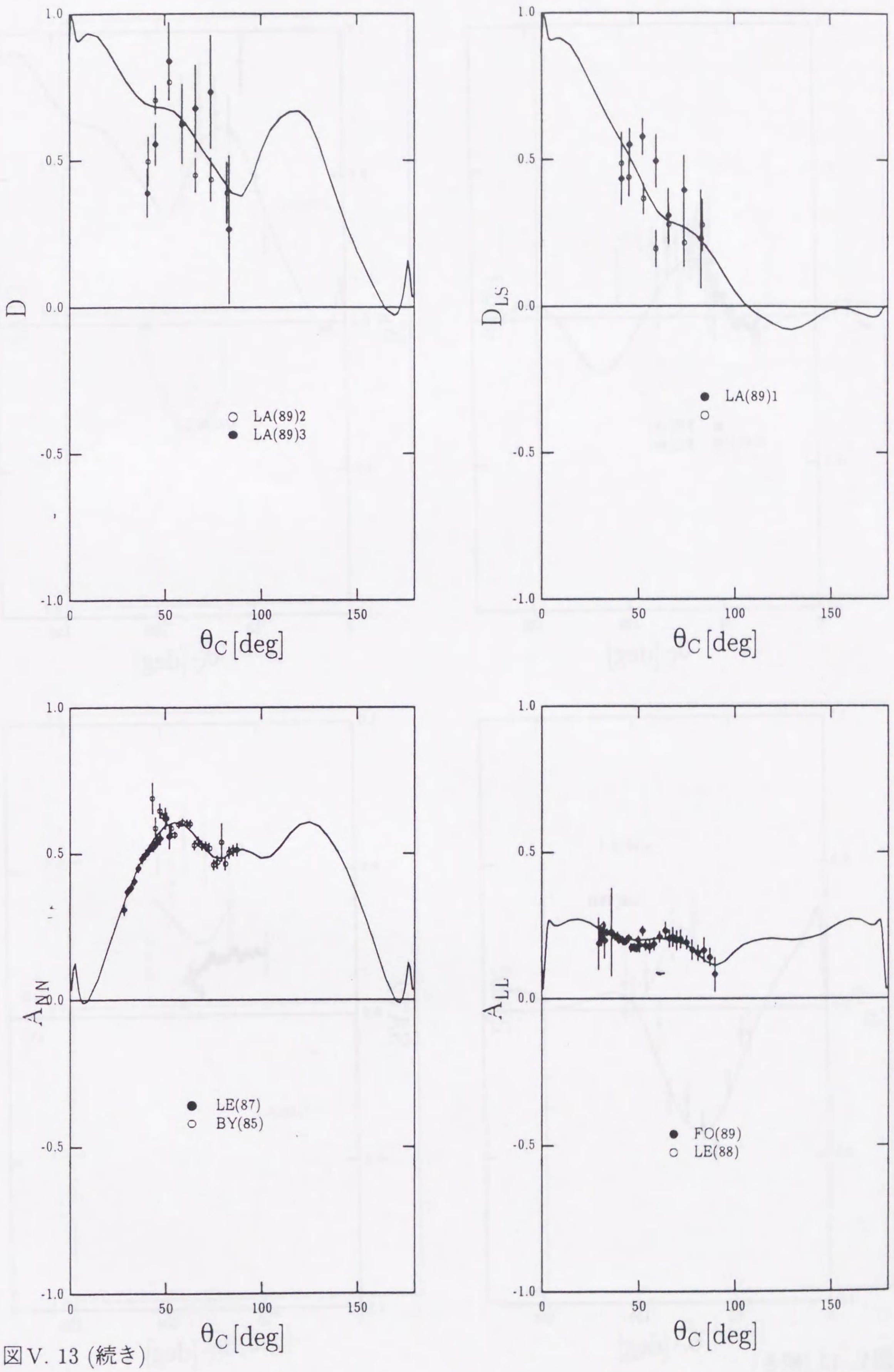
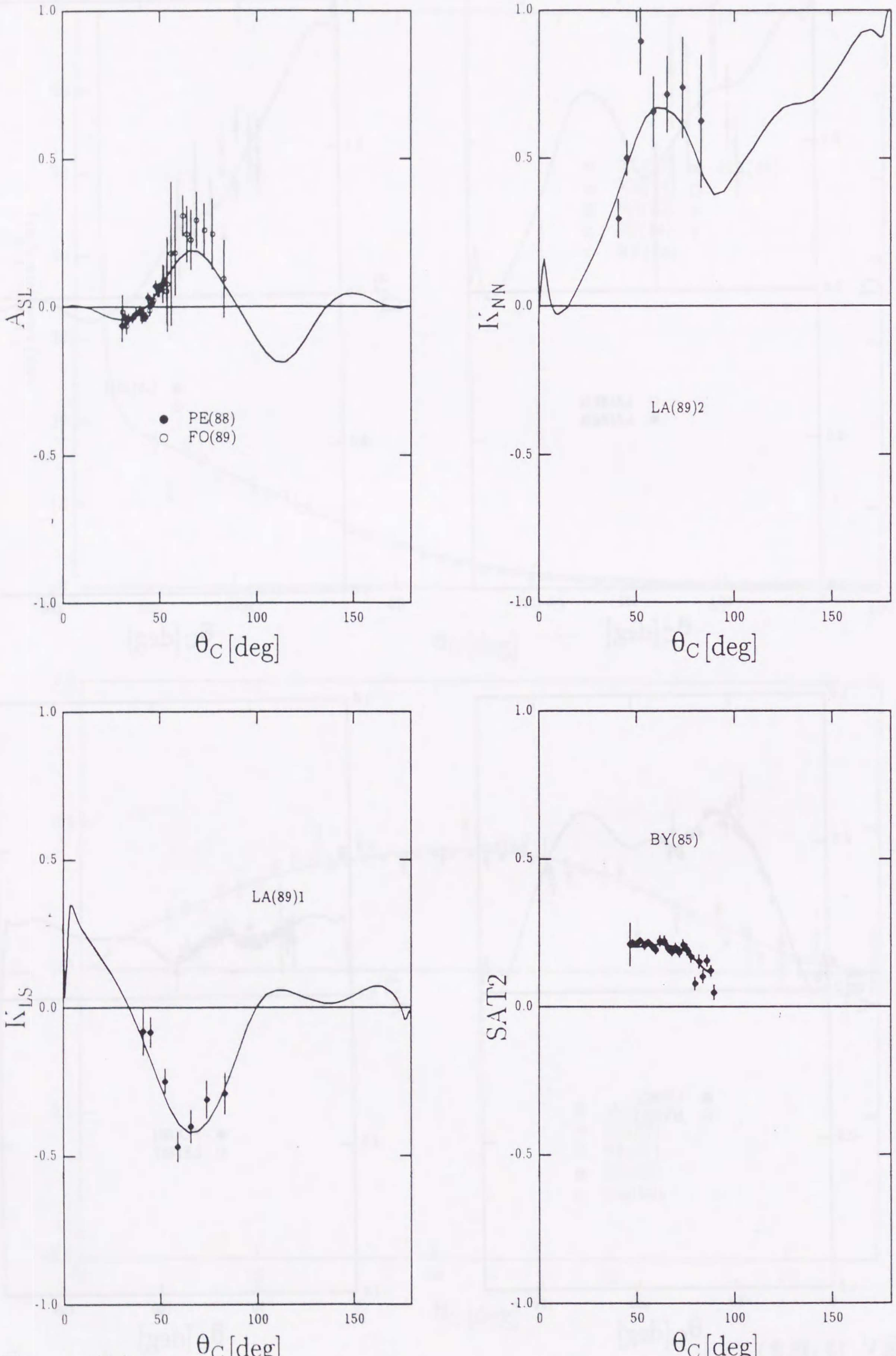
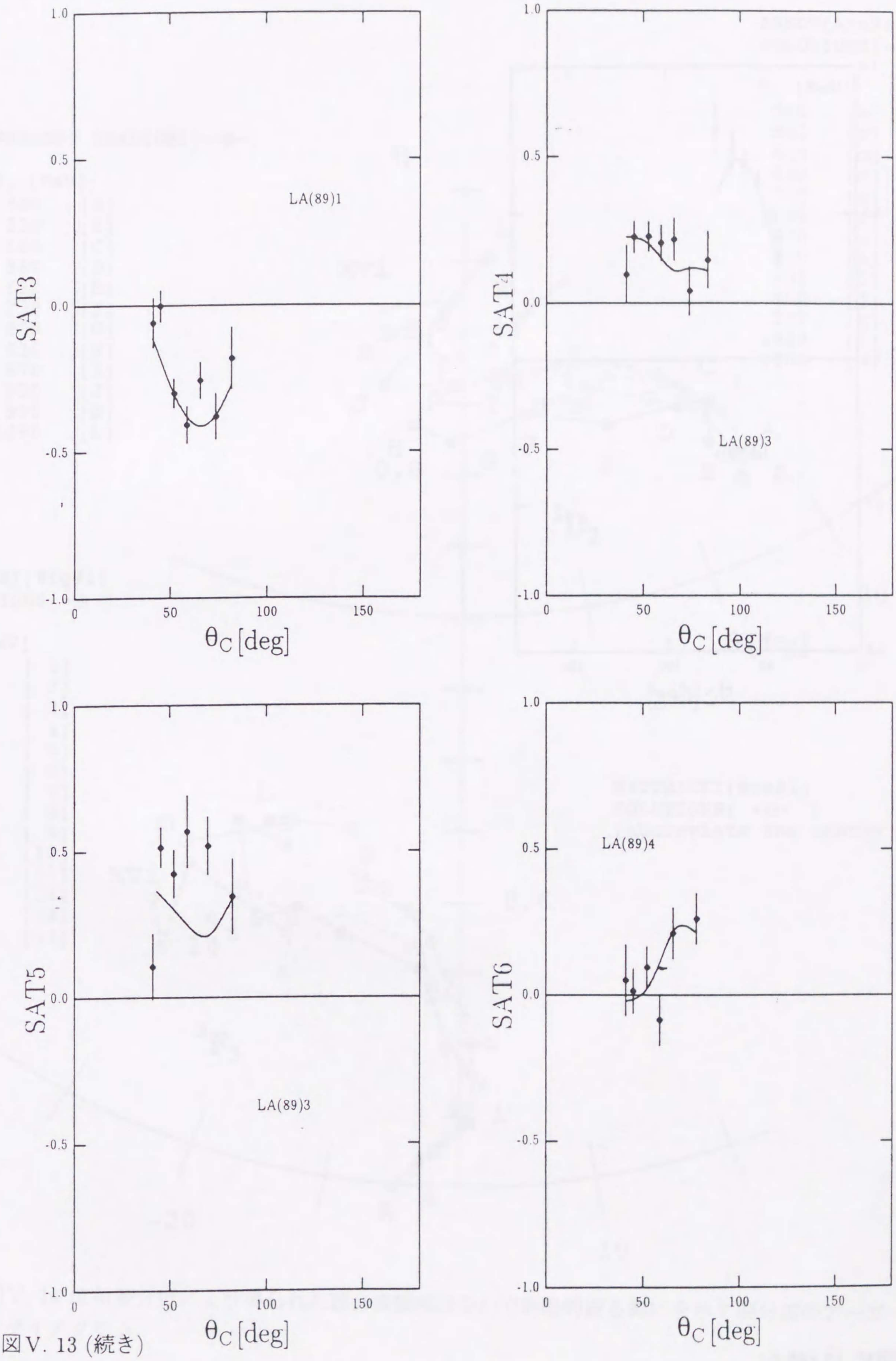


図 V. 13 (続き)


1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
0 50 100 150
A_{SL}
PE(88)
FO(89)
θ_C [deg]
K_{NN}
LA(89)2
θ_C [deg]
K_{LS}
LA(89)1
θ_C [deg]
SAT2
BY(85)
θ_C [deg]

図V. 13 (続き)


SAT3
LA(89)1
SAT4
LA(89)3
SAT5
LA(89)3
SAT6
LA(89)4
θC [deg]
1.0
0.5
0.0
-0.5
-1.0
0
50
100
150

図V. 13 (続き)

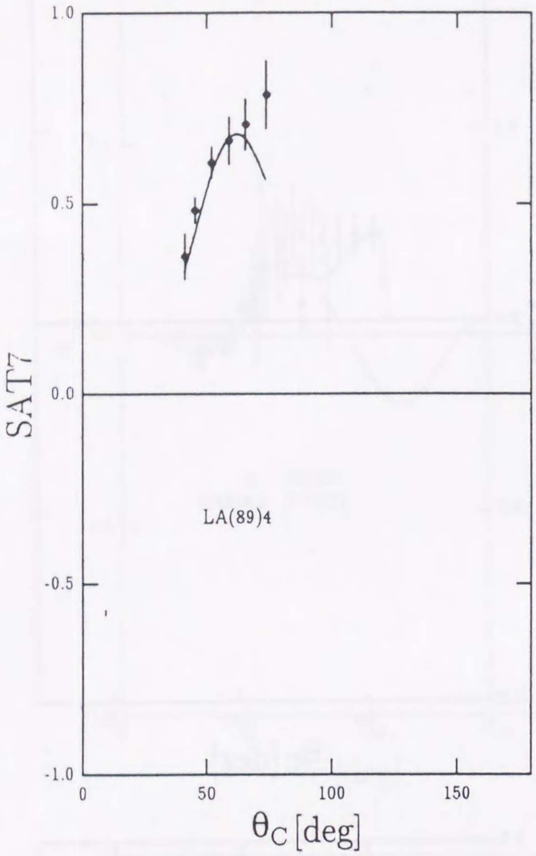
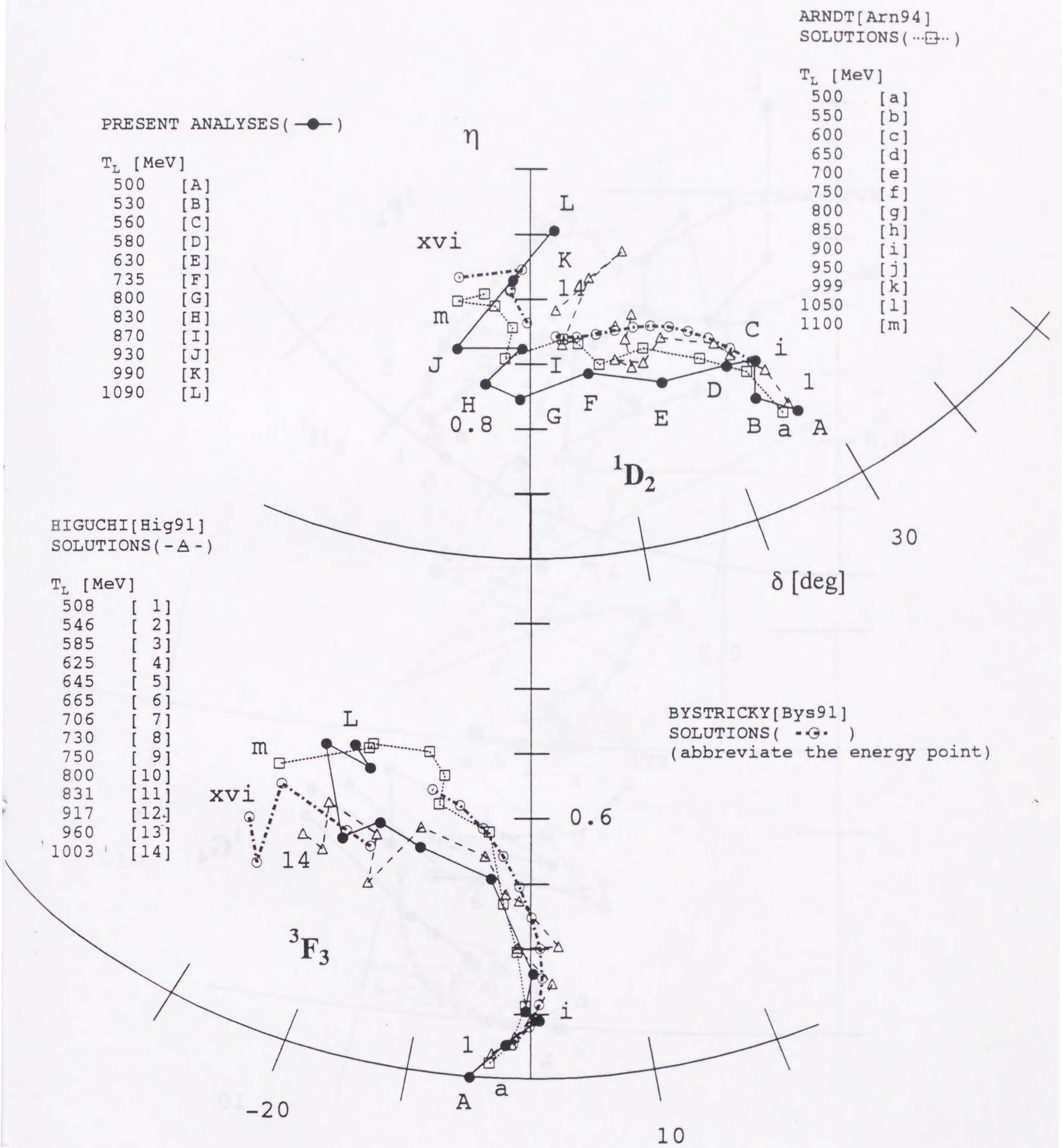
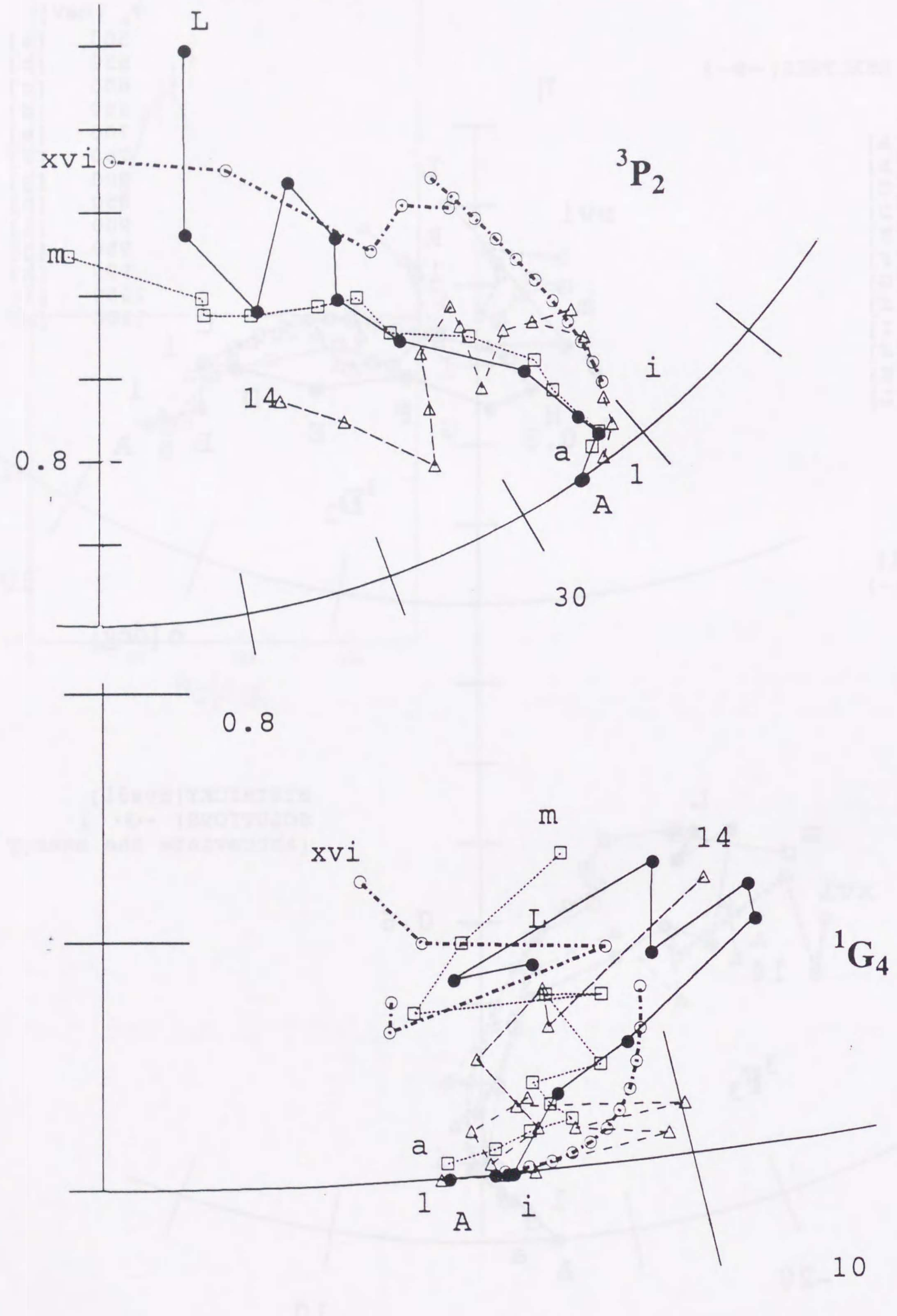


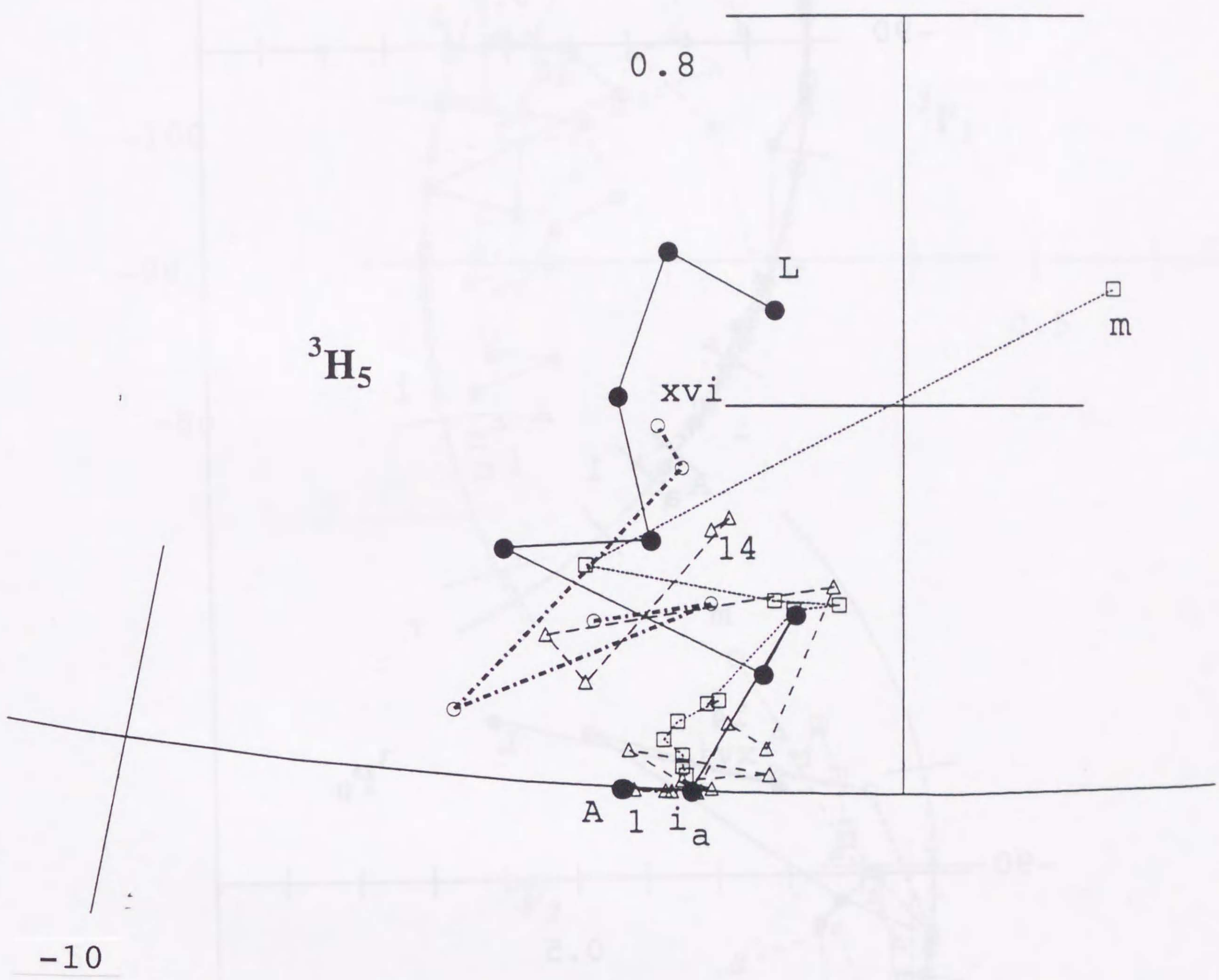
図 V. 13 (続き)



図V. 14 位相差分析により得られた部分波振幅のなかで共鳴的振る舞いを示す部分波のアーガンドダイアグラム。



図V. 14 (続き)



図V. 14 (続き)

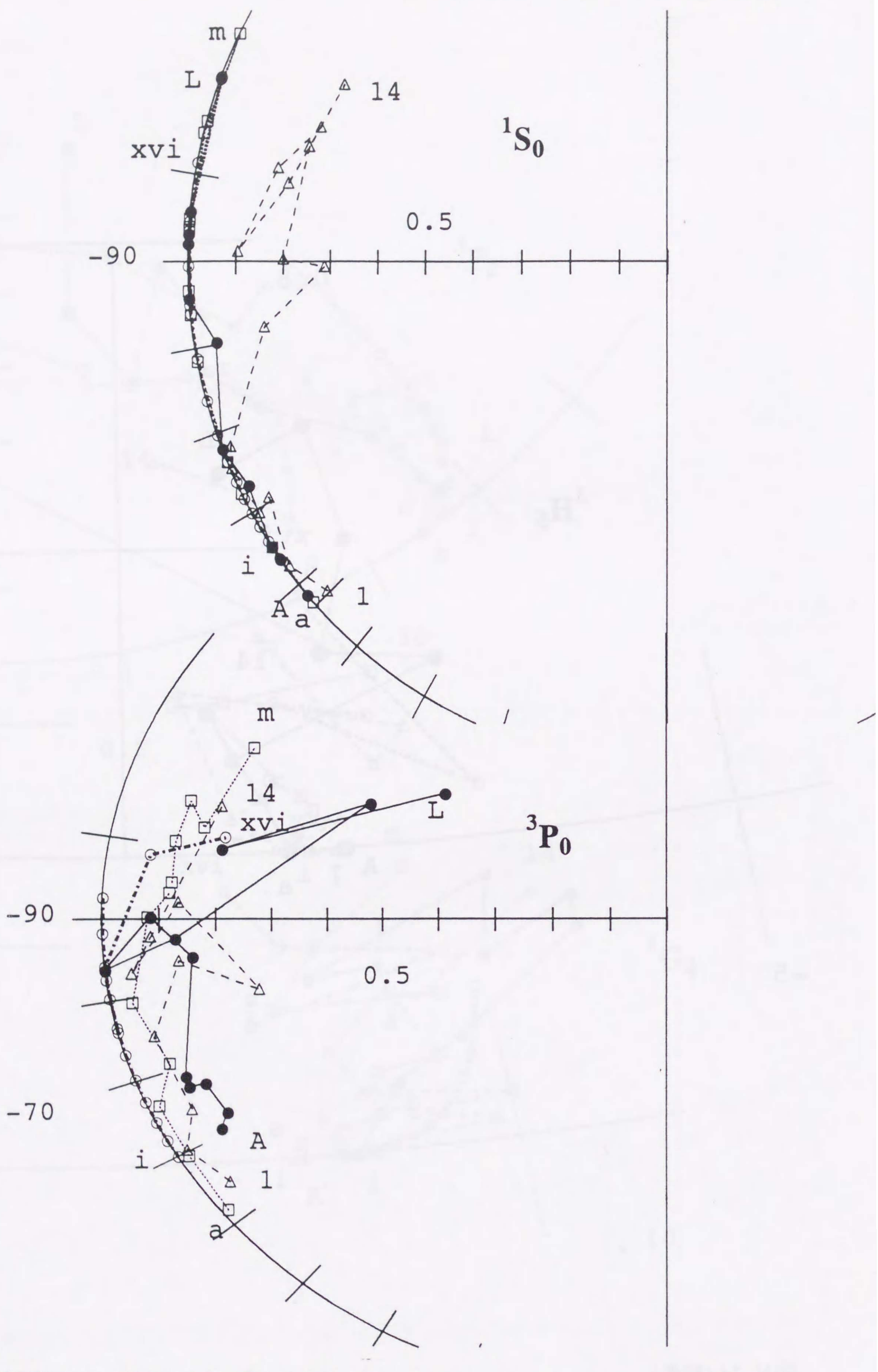
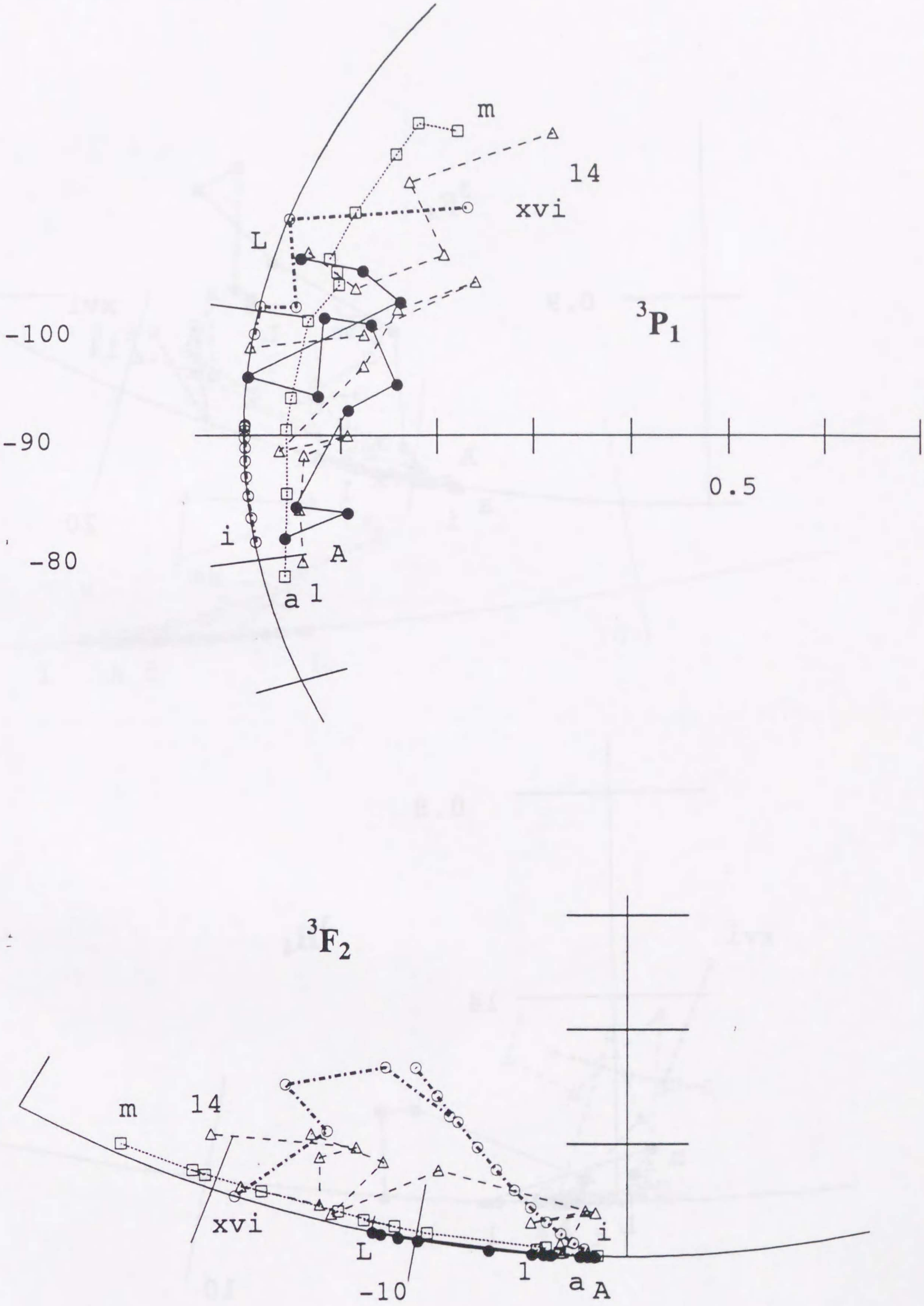
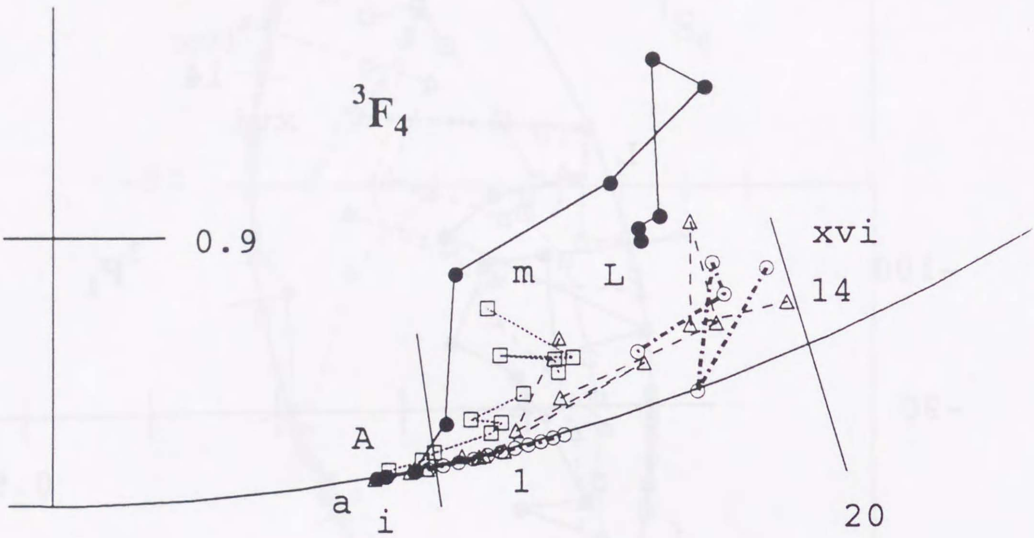
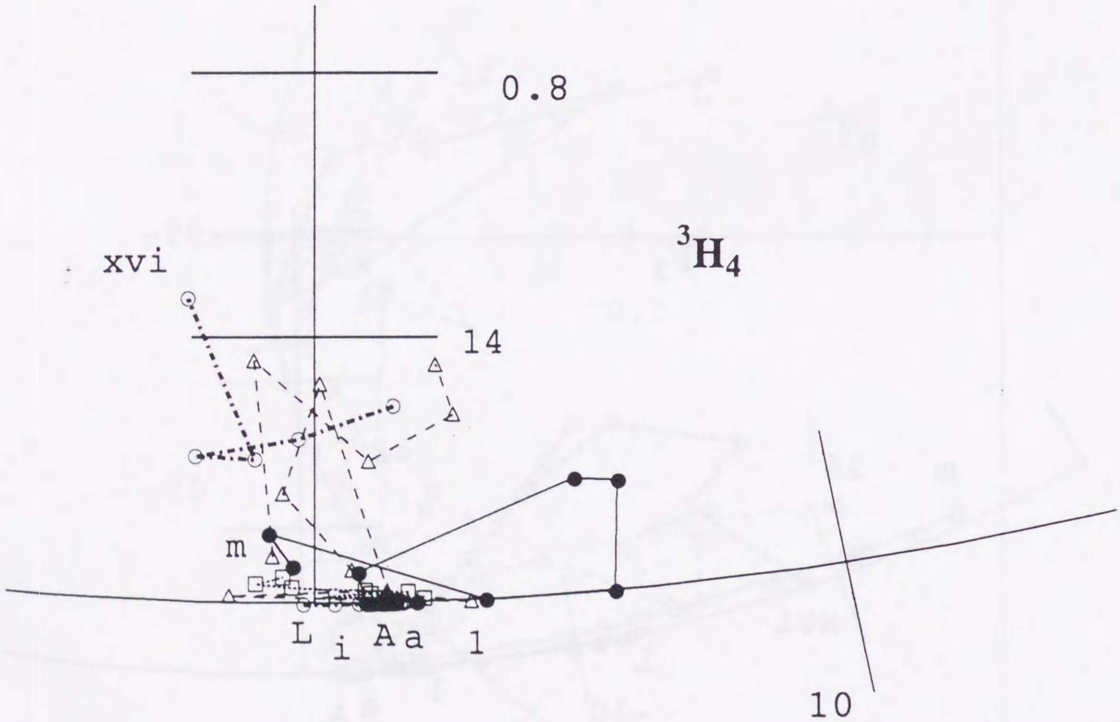


図 V. 15 位相差分析により得られた $^1S_0, ^3P_0, ^3P_1, ^3F_2, ^3F_4, ^3H_4, ^3H_6$ のアーガンドダイアグラム。

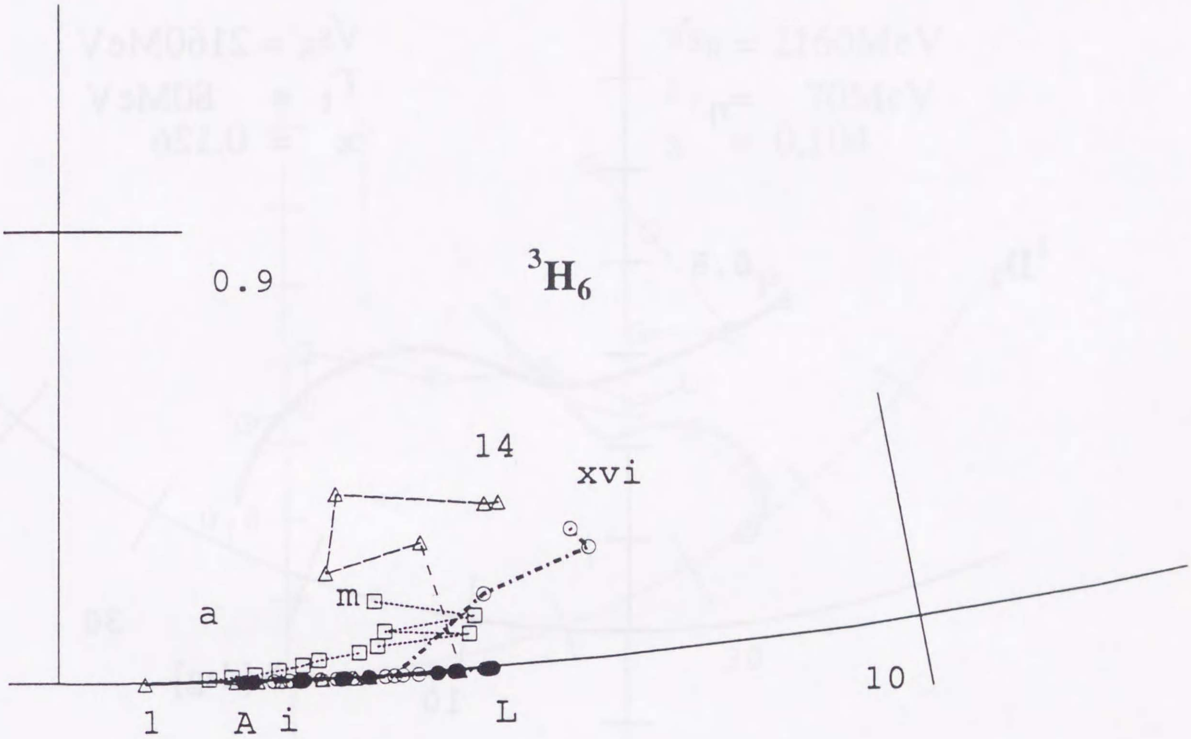


図V. 15 (続き)





図V. 15 (続き)



図V. 15 (続き)

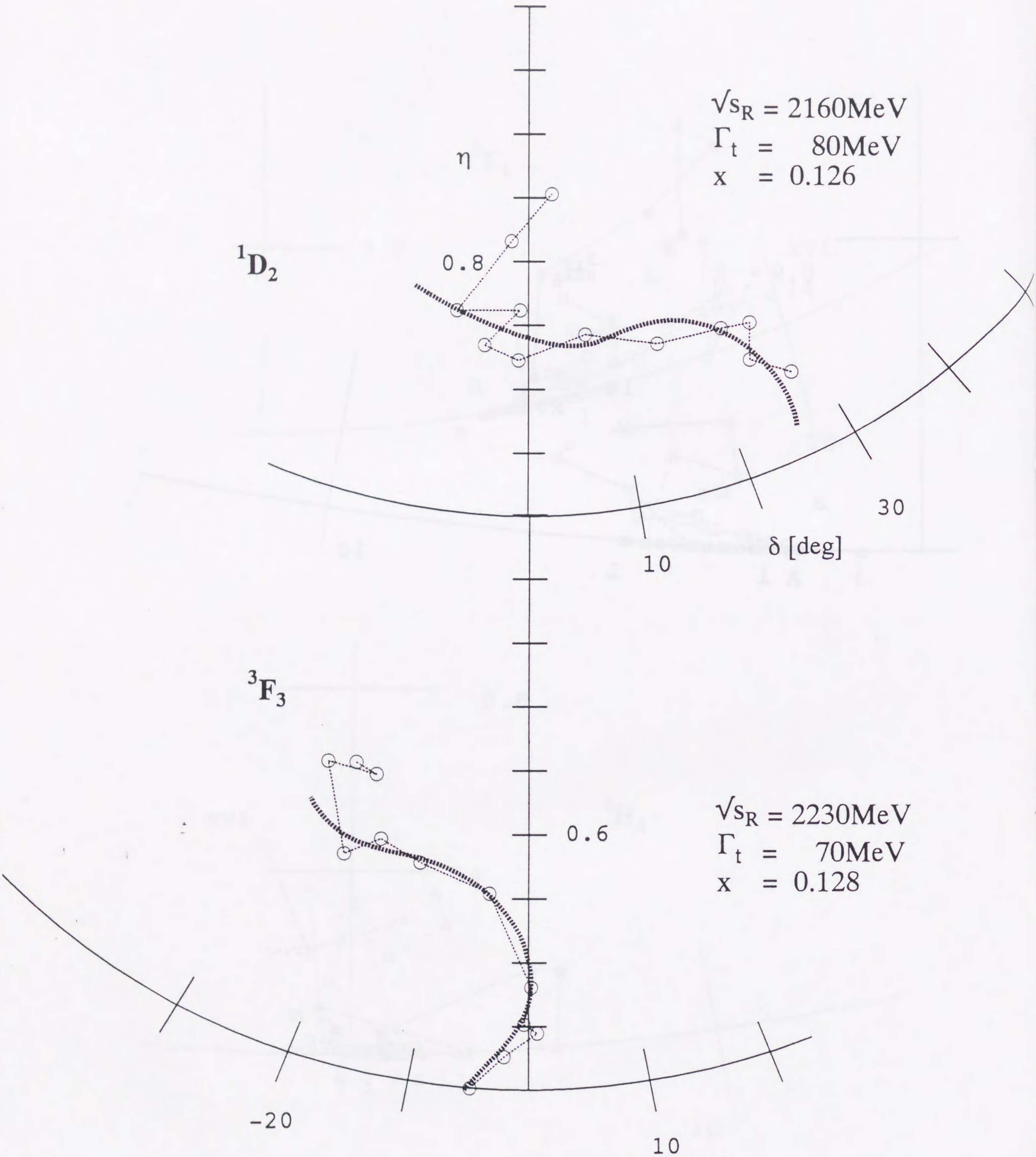
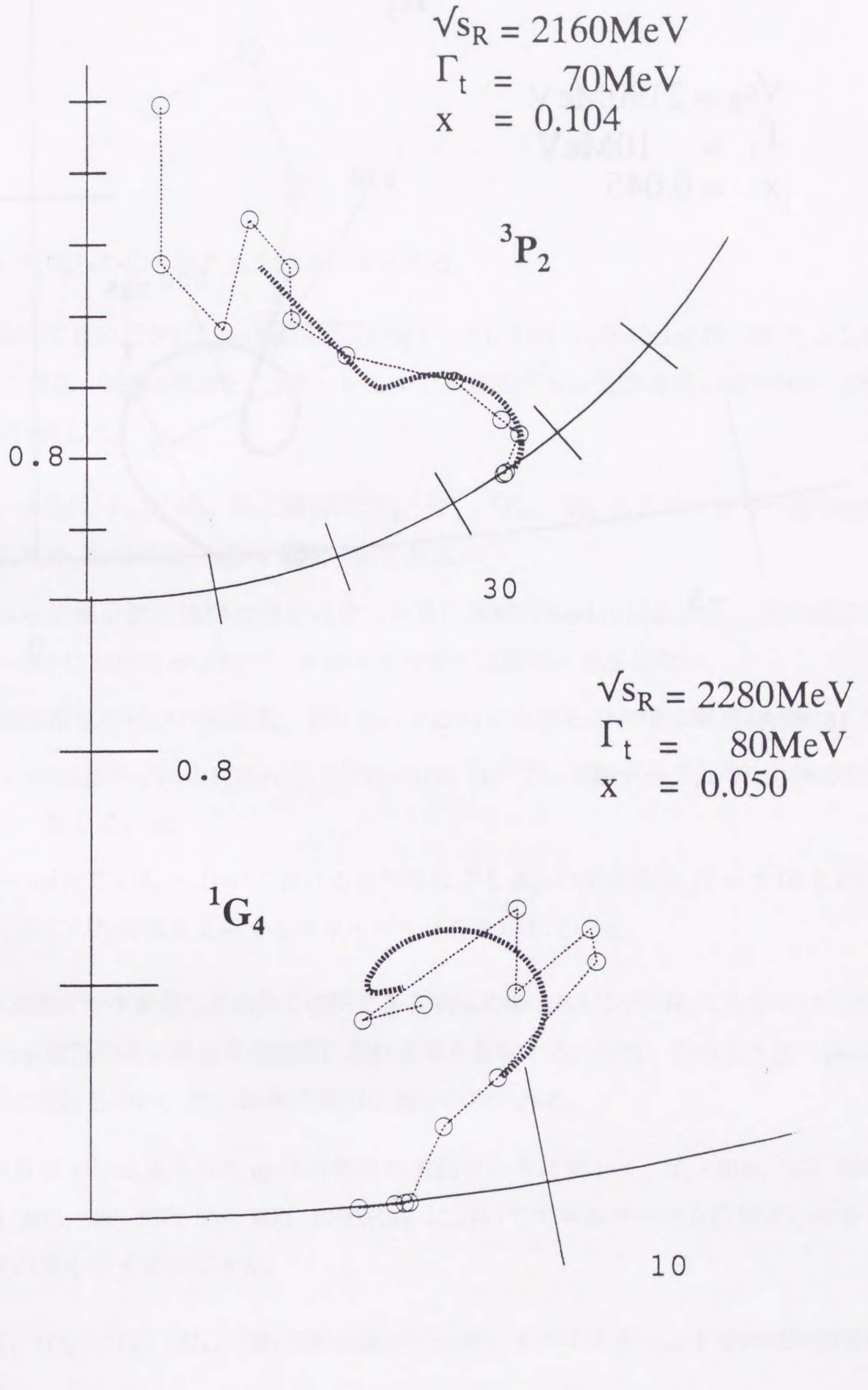


図 V. 16 Breit-Wigner 共鳴式によりフィッティングを行った結果。白丸が位相差分析の解で太い点線が共鳴を仮定した計算値を示す。



√s_R = 2160MeV
Γ_t = 70MeV
x = 0.104
³P₂
0.8
30
√s_R = 2280MeV
Γ_t = 80MeV
x = 0.050
0.8
¹G₄
10

図 V. 16 (続き)

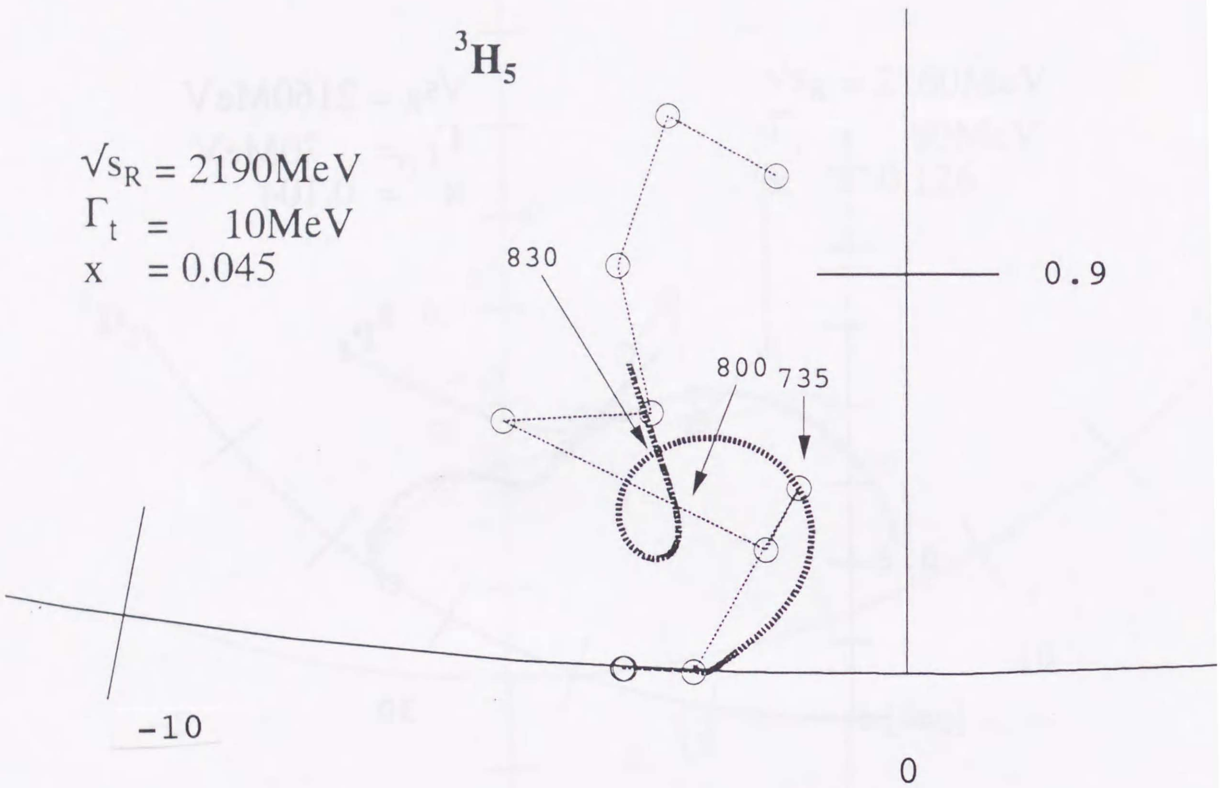


図 V. 16 (続き)

第VI章

結語

本研究において明らかにされた点を以下にまとめる。

(i) KEKにおいて見いだされたpp弾性散乱のA_yデータにおける$\sqrt{s}$=2.16(第一構造)と2.19GeV辺り(第二構造)の狭幅構造を、3チャンネルで歪曲波ボルン近似を用い同時解析した結果、次の事が判明した。

(a) 第一構造は$^3F_3$と$^3H_5$、第二構造は$^1G_4$、$^3P_1$、$^3F_4$、$^3H_5$ のスピンを持つ幅の狭い二核子系共鳴(狭幅共鳴)として解釈可能である。

(b) これらの部分波に狭幅共鳴を仮定した散乱振幅はSaclayにおいて精密に測定された$\theta_c = 90°$における$d\sigma/d\Omega$データのエネルギー従属性と矛盾しない。

(c) pp弾性散乱の前方の観測量、特に$\Delta\sigma_L$と$\Delta\sigma_T$にこれらの共鳴は構造を示す。

(d) $pp-\pi d$反応の$\sqrt{s}$=2.16GeV辺りのθ_c=104, 117°での実験データは$^3H_5$共鳴の計算値と良く一致している。

(e) $pp-\pi d$反応の$\theta_c = 104°$における吉田等によるA_{y0}の測定値は$\sqrt{s} = 2.16, 2.19$GeV辺りで共に$^3H_5$共鳴を支持するエネルギー分布を示している。

現在ある実験データを最も矛盾無く説明できる狭幅共鳴のスピンが$^3H_5$であるという点は、狭幅共鳴がpp散乱の高い軌道角運動量に現れる事を意味する。何故、そのような ”peripheral ” な領域に現れるのか、その物理的要因に興味が持たれる。

(ii) 1994年8月までに公表されたpp弾性散乱の実験データに対して、T_L=500, 530, 560, 580, 630, 735, 800, 830, 870, 930, 990, 1090MeV においてエネルギー独立位相差分析を行った結果、次の事を示す事ができた。

(a) $^3P_2$、$^1D_2$、$^3F_3$、$^1G_4$、$^3H_5$の部分波がアーガンドダイアグラム上で共鳴的振る舞いを示す。

(b) $^1D_2$と$^3F_3$状態については、共鳴質量と共鳴幅を決定した。

(c) T_L=600–800MeV の領域において spin-correlation parameter の実験データの充実が $^3P_2$、$^1D_2$、$^3F_3$、$^3H_5$ の共鳴の質量、幅、弾性率を決定するのに重要である。

(d) (i) で述べられた $\sqrt{s}$=2.19GeV 辺りの $^3H_5$ 共鳴の振る舞いがエネルギー独立位相差分析の結果においても見い出された。

$^1D_2$ と $^3F_3$ の振る舞いは他グループと良い一致を示しており、その一意性はかなり確かなものである。一方、$^3P_2$、$^1G_4$、$^3H_5$ の振る舞いは T_L=600–800MeV での今後の実験データの充実により、明らかにされていくと考えられる。$^1G_4$ については、T_L=800–1000MeV の実験データの充実が必要である。

ダイバリオン共鳴は2つのカテゴリーに分類されるようにみえる。一つは幅が100MeV 程度のものであり、もう一つは10MeV 程度の狭い幅のものである。本研究はバリオン数 B=2 のストレンジネス $S=0$、アイソスピン $I=1$ の系において、これら2つのカテゴリーに属する共鳴を初めて同一の手法(位相差分析:PSA) により示す事ができた。

狭幅共鳴に関しては、$p(He,d)X$ 反応のミッシングマス·スペクトル [Tat87] や A_y[San88]、pp 弾性散乱の A_y [Shi90, Kob94] 、$np\to pp\pi^-$ のミッシングマス·スペクトルの測定 [Tro85] 実験においてはその存在が指摘され、$pp\to pp\pi^0$ のミッシングマス·スペクトル [And94] 、pp 弾性散乱の $d\sigma/d\Omega(\theta_c=90°)$[GA(85)]、$pp\to\pi^+d$ 反応の A_{y0}[Yos92] の実験では狭幅共鳴の存在を示す結果が得られなかったとしている。一方、最近の $d+^{12}C\to p(0^0)+X$ における T_{20} の実験データ [Aon94] に対する6体のクォーク状態を考慮した計算値は、実験結果と良い一致を示している。また MIT bag model によるダイバリオン共鳴の質量の予測値よりも高いエネルギーでの狭幅構造も最近観測され [Bal94a]、より高いエネルギーでの狭幅共鳴に関する理論的研究も行われている [Won82, LaF86, Gon87, Kal87, Lom90]。このように狭幅共鳴については未だ確定的な状態ではなく、本研究における位相差分析による $^3H_5$ の共鳴的な振る舞いも T_L=700–800MeV におけるより小さなエネルギー間隔での完全実験が行われ、これに対する位相差分析によってより明確になるであろう。

今回、pp 散乱の位相差分析を行ったエネルギー領域 T_L=500–1090MeV において、近年、np 散乱の実験データの充実がめざましく進んでいる [Gar89, Dit92, McN92a, McN92b, McN93, Bal94a, Bal94b]。特に、LAMPF における np 散乱の spin–correlation data の提供は重要である [Gar89, Dit92, McN92a, McN92b, McN93]。このエネルギー領域で、$I=0$ チャンネルのダイバリオンの研究の遂行の条件が整いつつある。今回の解析で得た I=1 散乱振幅を用いて np 散乱の位相差分析を行い、I=0 散乱振幅がどの程度の精度で決定されるか、またその一意的な決定に有効な実験は何かについて検討を進めたい。

謝辞

本論文は、私が広島大学総合科学部、大学院生物圏科学研究科博士課程前後期在籍中に、総合科学部松田研究室において行った研究を総括したものです。研究を通じ終始懇切な指導、多くの有意義な議論及び適切な助言を頂いた松田正典教授に衷心より感謝致します。また、貴重な助言、指導を頂いた渡部三雄教授、論文作成にあたり適切な助言、指導を頂いた永井克彦教授、星野公三教授に心よりお礼申し上げます。また、研究を共同で支えて頂き、多くの適切な指摘、助言を頂いた上田保愛媛大学教授、広重昇阪南大学教授に深く感謝致します。さらに、貴重な議論並びに助言をして頂いた星崎憲夫京都大学教授、実験データの提供とコメントをして頂いた清水肇山形大学助教授、吉田浩司さん、さらにDr. M. Garçon、Prof. R. A. Arndt、Dr. I. I. Strakovskyに心より感謝致します。桧原忠幹元広島大学総合科学部教授には公私にわたりご指導頂きました。深く感謝致します。それから、内藤勝さん、平井宏治さん、酒井保さん、若林亨君、吉野浩生君、中坊晃君、小林弘和君の松田研究室の皆さんと坂口佳文君には、多くの励ましと協力を頂きました。心から感致します。

補遺A

One pion exchange 振幅

核子の場をψ、π中間子の場をφとし、相互作用ラグランジアンを

$$L_{int} = g\overline{\psi} i\gamma_5 \psi\varphi + \frac{f}{m}\overline{\psi} i\gamma_5\gamma_\mu\psi\partial_\mu\varphi \tag{A.1}$$

とする。ここでm：核子の質量、g：non-derivative coupling constant、f：derivative coupling constant である。

核子が real な状態であるから、ディラック方程式を用いて式(A.1)の第二項は

$$\begin{aligned} & -i\frac{f}{m}\partial_\mu[\overline{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi]\varphi \\ = & -i\frac{f}{m}[\partial_\mu\overline{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi + \overline{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\partial_\mu\psi]\varphi \\ = & +2f\overline{\psi} i\gamma_5\psi\varphi \end{aligned} \tag{A.2}$$

と変形され、結局相互作用ラグランジアンは

$$\begin{aligned} L_{int} &= g\overline{\psi} i\gamma_5\psi\varphi + \frac{f}{m}\overline{\psi} i\gamma_5\gamma_\mu\psi\partial_\mu\varphi \\ &= i(g+2f)\overline{\psi}\gamma_5\psi\varphi \\ &= G\overline{\psi} i\gamma_5\psi\varphi, \qquad G = g+2f \end{aligned} \tag{A.3}$$

となる。すると、一つのπ中間子交換(one pion exchange)の diagram に対するM-matrix のそれぞれの要素は、式(A.3)のGを用いて

$$\begin{aligned} M_{ss} &= 2\sqrt{s}G^2K\epsilon[(x_0-1)F^s - Y_0^0], \\ M_{11} &= \sqrt{\pi}G^2K\epsilon[(1-x_0)^2F^0 - \frac{1}{3}Y_1^0], \\ M_{00} &= 2\sqrt{\pi}G^2K\epsilon[-(x_0-1)x_0F^0 + \frac{1}{\sqrt{3}}Y_1^0], \\ M_{01} &= \sqrt{2\pi}G^2K\epsilon[(x_0-1)F^1 + \sqrt{\frac{2}{3}}Y_1^1, \\ M_{10} &= -\sqrt{2\pi}G^2K\epsilon[(x_0-1)F^{-1} + \sqrt{\frac{2}{3}}Y_1^{-1}], \\ M_{1-1} &= \sqrt{\pi}G^2K\epsilon F^{-2}, \end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
F^0 &= \sum_{\ell=1,odd}^{\infty} \sqrt{2\ell+1} Q_\ell Y_\ell^0(\theta,\phi), \\
F^{\pm1} &= \sqrt{x_0^2-1} \sum_{\ell=1,odd}^{\infty} \sqrt{\frac{2\ell+1}{\ell(\ell+1)}} Q_\ell^1(x_0) Y_\ell^{\pm1}(\theta,\phi), \\
F^{-2} &= (x_0^2-1) \sum_{\ell=3,odd}^{\infty} \sqrt{\frac{2\ell+1}{(\ell-1)\ell(\ell+1)(\ell+2)}} Q_\ell^2(x_0) Y_\ell^{\pm2}(\theta,\phi), \\
F^s &= \sum_{\ell=0,even}^{\infty} \sqrt{2\ell+1} Q_\ell(x_0) Y_\ell^0(\theta,\phi), \\
& K = \sqrt{\frac{(E+m)^2}{2p^2E}} \\
& \epsilon = \frac{E-m}{E+m}
\end{aligned}
\tag{A.4}
$$

で与えられる[Saw62]。ここでE：系のエネルギー、θ：散乱角、ϕ：方位角である。これらの式から第二種associate Legendre 関数Y_ℓ^mの直交性をもちいて、軌道角運動量ℓ、全角運動量Jの部分波振幅が得られる。

以下にここで用いた量に関する定義を示す。

＊メトリック

$$g_{00} = -1, \ g_{11} = g_{22} = g_{33} = +1 \tag{A.5}$$

＊ディラック方程式

$$(\gamma_\mu \partial^\mu + m)\psi = 0 \tag{A.6}$$

＊ガンマ行列

$$\gamma = i\begin{pmatrix} 0 & -\sigma \\ \sigma & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_4 = i\gamma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \tag{A.7}$$

$\boldsymbol{\sigma}$: パウリ行列

補遺B

クーロン散乱振幅

pp間の電磁相互作用を1光子交換振幅により評価すると、その散乱振幅M^γは

$$M^\gamma = \frac{\alpha}{2\sqrt{s}}(M_1 - M_2),$$

$$\alpha = \frac{\theta}{2} - \theta_L,$$

$$M_1 = \frac{1}{t}\{\overline{u}(p_1')[F_1\gamma^\mu + iF_2\sigma^{\mu\beta}q_\beta]u(p_1)\}\{\overline{u}(p_2')[F_1\gamma_\mu + iF_2\sigma^{\mu\alpha}q_\alpha]u(p_2)\},$$

$$F_1 = \frac{1}{1+\tau}(G_E + \tau G_M),\ F_2 = \frac{1}{2m_p(1+\tau)}(G_E - \tau G_M),$$

$$\tau = -\frac{q^2}{4m_p},\ q^2 = t$$

$$G_E = \frac{1}{(1-q^2m_D^2)^2},\ m_D^2 = 0.710(GeV/c)^2,\ G_E = \frac{G_M(q^2)}{\mu_p} \tag{B.1}$$

で与えられる。ここで、$\sigma^{\mu\nu} = (\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu)/2i$であり、$F_1$、$F_2$は$ep$散乱、$ed$散乱により得られる形状因子であり[Bud68, Kir73]、θ：重心系の散乱角, θ_L：実験室系の散乱角、$u(p_i)$：入射運動量p_iの陽子のディラックスピノール、$u(p_i')$：散乱後の運動量p_i'の陽子のディラックスピノール、m_p：陽子の質量、μ_p：陽子の磁気能率である。結局、M行列は核力との相互作用の部分M^Nとからφを相対位相として、

$$M = M^N + M^\gamma \exp(i\varphi) \tag{B.2}$$

で与えられる[Lec80]。

補遺C

非弾性散乱領域での他のグループによるS行列表現

星崎(京都)は非弾性散乱が生じるエネルギー領域での表現を、
スピン一重$\ell = J$及びスピン三重$\ell = J$の状態に対しては本研究と同一の式(III.38)、(III.39)で与え、スピン三重 $\ell = J \pm 1$の状態に対して

$$S_J = \begin{pmatrix} \sqrt{1-(r_+/r_-)\rho^2}r_- \exp(2i\delta_-) & i\rho\sqrt{r_-r_+}\exp[i(\delta_- + \delta_+)] \\ i\rho\sqrt{r_-r_+}\exp[i(\delta_- + \delta_+)] & \sqrt{1-(r_-/r_+)\rho^2}r_+ \exp(2i\delta_+) \end{pmatrix} , \tag{C.1}$$

で与えた[Hos68]。

また、R. A. Arndt等(VPI:Virginia Polytechnic Institute and State University)は、式(III.78)のK_ℓを

スピン一重状態では

$$K_\ell = \tan\delta_\ell + i\tan\rho_\ell \tag{C.2}$$

スピン三重$\ell = J$状態では

$$K_{\ell J} = \tan\delta_{\ell J} + i\tan\rho_{\ell J} \tag{C.3}$$

スピン三重$\ell = J \pm 1$状態では

$$K_J = \begin{pmatrix} K_- & K_0 \\ K_0 & K_+ \end{pmatrix} \tag{C.4}$$

$$\begin{aligned} K_\mp &= [\tan\delta_\mp + \tan\delta_\pm + \cos 2\epsilon(\tan\delta_\mp - \tan\delta_\pm)]/D_J + i\tan^2\rho_\mp \\ K_0 &= \frac{\sin 2\epsilon}{\cos\delta_- \cos\delta_+ D_J} + i\tan\rho_- \tan\rho_+ \cos\mu \\ D_J &= 1 - \tan\delta_- \tan\delta_+ + \cos 2\epsilon(1 + \tan\delta_- \tan\delta_+) \end{aligned} \tag{C.5}$$

で与えている[Arn82]。ここで、それぞれのグループにおいて用いているパラメータの対応は表C.1のようになる。

表 C.1: 広島、京都、VPI のそれぞれのグループにおけるパラメータの対応。

	広島	京都	VPI
nuclear bar phase shift	δ_-、δ_+	δ_-、δ_+	δ_-、δ_+
mixing parameter	ρ	ρ	ϵ
reflection parameter	η_-、η_+	r_-、r_+	ρ_-、ρ_+

補遺D

πd 弾性散乱及び $pp \to \pi d$ 反応におけるヘリシティ振幅

πd 弾性散乱及び $pp \to \pi d$ 反応におけるヘリシティ振幅を以下に与える。

(i) πd弾性散乱

微分断面積はヘリシティ振幅 H_iにより

$$d\sigma/d\Omega = \frac{4}{3k_\pi^2}[2|H_1|^2 + 4|H_2|^2 + 2|H_3|^2 + |H_4|^2] \tag{D.1}$$

で与えられる。ここで、

$$\begin{aligned}
H_1 = F_{11} &= \frac{1}{4}\sum_{J=1}[(2J+1)T^J_{JJ} + JT^J_{J+1,J+1} + (J+1)T^J_{J-1,J-1} + 2\sqrt{J(J+1)}T^J_{J-1,J+1}]d^J_{-1,-1}(\theta) \\
H_2 = F_{10} &= \frac{\sqrt{2}}{4}\sum_{J=1}[-\sqrt{J(J+1)}T^J_{J+1,J+1} + \sqrt{J(J+1)}T^J_{J-1,J-1}1 - T^J_{J-1,J+1}]d^J_{-10}(\theta) \\
H_3 = F_{1,-1} &= \frac{1}{4}\sum_{J=1}[-(2J+1)T^J_{JJ} + JT^J_{J+1,J+1} + (J+1)T^J_{J-1,J-1} + 2\sqrt{J(J+1)}T^J_{J-1,J+1}]d^J_{-1,1}(\theta) \\
H_2 = F_{00} &= \frac{\sqrt{2}}{4}\sum_{J=0}[(J+1)T^J_{J+1,J+1} + J(J+1)T^J_{J-1,J-1} - 2\sqrt{J(J+1)}T^J_{J-1,J+1}]d^J_{00}(\theta)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
T^J_{\ell',\ell} &\equiv \ < JM;\ell' 1|T^J|JM;\ell 1 > \\
&\ell : \text{始状態の相対軌道角運動量} \\
&\ell' : \text{終状態の相対軌道角運動量}
\end{aligned} \tag{D.2}$$

であり、$F_{\lambda,\mu}$: λは入射重陽子のヘリシティ、μは散乱重陽子のヘリシティである。残りのヘリシティ振幅はパリティ保存、時間反転での不変性から式(D.2)を用いて求められる。

(ii) $pp \to \pi d$ 反応

ヘリシティ振幅

$$F_{\mu_1\mu_2:\lambda} = \frac{1}{4\pi}\sum_J (2J+1) F^J_{\mu_1\mu_2:\lambda} d^\lambda_{\mu,-\lambda}(\theta), \;\; \mu = \mu_1 - \mu_2 \tag{D.3}$$

μ_1, μ_2 : 陽子のヘリシティ

は、$(J = 2S+1, \ell)$ 状態($S = 0$:スピン一重状態,$S = 1$:スピン三重状態) のppから(J, ℓ')状態のπdへの遷移を与える部分波振幅$T^J_{\ell,s:\ell'}$により以下のように与えられる。

J : even

$$\begin{aligned}
F^J_{1/2,1/2:\pm1} &= \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}}T^J_{J,0:J-1} + \sqrt{\frac{J}{2J+1}}T^J_{J,0:J+1} \pm \Big(\sqrt{\frac{J}{2J+1}}T^J_{J-1,1:J} - \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}}T^J_{J+1,1:J}\Big) \\
F_{1/2,1/2:0} &= \sqrt{\frac{2J}{2J+1}}T^J_{J,0:J-1} - \sqrt{\frac{2J+2}{2J+1}}T^J_{J,0:J+1}, \\
F_{1/2,-1/2:\pm1} &= \pm\Big[\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}}T^J_{J-1,1:J} + \sqrt{\frac{J}{2J+1}}T^J_{J+1,1:J}\Big] \\
F_{1/2,-1/2:0} &= 0.
\end{aligned}$$

J : odd

$$\begin{aligned}
F_{1/2,1/2:\pm1} &= 0, \\
F_{1/2,1/2:0} &= 0, \\
F_{1/2,-1/2:\pm1} &= -\Big[\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}}T^J_{J,1:J-1} + \sqrt{\frac{J}{2J+1}}T^J_{J,1:J+1}\Big] \\
F_{1/2,-1/2:0} &= -\sqrt{\frac{2J}{2J+1}}T^J_{J,1:J-1} + \sqrt{\frac{2J+2}{2J+1}}T_{J,1:J+1}.
\end{aligned} \tag{D.4}$$

ここで、θ: 散乱角である。残りのヘリシティ振幅はパリティ保存から求められる。

参考文献

[Ake82] M. Akemoto, M. Matsuda, H. Suemitsu and M. Yonezawa, Prog. Theor. Phys. **67**, 554 (1982).

[And94] V. P. Andreev, A. V. Kravtsov, M. M. Makarov, V. I. Medvedev, V. I. Poromov, V. V. Sarantsev, S. G. Sherman, G. L. Sokolov, and A. B. Sokornov, Phys. Rev. **C50**, 15(1994).

[Aon94] T. Aono, E. V. Chernykh, T. Dzikowski, T. Hasegawa, N. Horikawa, T. Iwata, A. A. Izotov, A. A. Nomofilov, A. Ogawa, V. V. Perelygin, T. Sasaki, V. I. Sharov, D. A. Smolin, V. N. Sotnikov, L. N. Strunov, S. Toyoda, T. Yamada, S. A. Zaporozhets, A. V. Zarubin, V. E. Zhiltsov, and L. S. Zolin, DPNU-94-36(Nagoya University), September, 1994.

[Apr83] E. Aprile, R. Hausammann, E. Heer, R. Hess, C. Lechanoine - Leluc, W. R. Leo, S. Morenzoni, Y. Onel, D. Rapin and S. Mango, Phys. Rev. **D27**, 2600 (1983).

[Apr83b] E. Aprile, R. Hausammann, E. Heer, R. Hess, C. Lechanoine-Leluc, W. R. Leo, Y. Onel, D. Rapin, and S. Mango, Phys. Rev. **D28**, 21(1983).

[Apr86] E. Aprile, R. Hausammann, E. Heer, R. Hess, C. Lechanoine - Leluc, W. R. Leo, S. Morenzoni, Y. Onel, D. Rapin, P. Y. Rascher, S. Jaccard, J. A. Konter and S. Mango, Phys. Rev. **D34**, 2566 (1986).

[Arn66] R. A. Arndt and M. H. MacGregor, in *Methods in Computational Physics*, edited by B. Alder, S. Fernbach, and M. Rotenberg (Academic Press, New York, 1966), Vol. 6, p. 253.

[Arn82] R. A. Arndt and L. D. Roper, Phys. Rev. **D25**, 2011(1982).

[Arn87] R. A. Arndt, J. S. Hyslop III and L. D. Roper, Phys. Rev. **D35**, 128 (1987).

[Arn91a] R. A. Arndt, Zhujun Li, L. D. Roper, R. L. Workman, Phys. Rev. D44, 289(1991).

[Arn91b] R. A. Arndt and R. L. Workman, Phys. Rev. C43, 2436(1991).

[Arn93a] R. A. Arndt, I. I. Strakovsky, and R. L. Workman, Phys. Rev. C48, 474(1993).

[Arn93b] R. A. Arndt, I. I. Strakovsky, R. L. Workman and D. V. Bugg, Phys. Rev. **C48**, 1926 (1993).

[Arn94a] R. A. Arndt, the Solution C500, C550, C600, C650, C700, C750, C800 (March 1, 1994) taken from the Scattering Analysis Interactive Dial - in (SAID) program.

[Arn94b] R. A. Arndt, R. L. Workman, and M. M. Pavan, Phys. Rev. C49, 2729(1994).

[Aue77] I. P. Auer, E. Colton, D. Hill, K. Nield, B. Sandler, H. Spinka, Y. Watanabe, A. Yokosawa, A. Beretvas, Phys. Lett. **67B**, 113 (1977).

[Bal88] Ya. Balgansuren *et al.*, JINR report No. P2-88-1132, Dubna, 1988(unpublished).

[Bal94a] J. Ball, Ph. Chesny, M. Combet, J. M. Fontaine, R. Kunne, M. C. Lemaire, J. L. Sans, J. Bystricky, C. D. Lac, F. Lehar, A. de Lesquen, M. de Mali, F. Perrot-Kunne, L. van Rossum, D. Bach, Ph. Demierre, G. Gaillard, R. Hess, D. Rapin, Ph. Sormani, J. P. Gourdour, R. Binz, A. Klett, R. Peshina-Klett, E. Rössle, H. Schmitt, L. S. Barabash, Z. Janout, B. A. Khachaturov, Yu. A. Usov, D. Lopiano, and H. Spinka, Z. Phys. **C61**, 579(1994).

[Bal94b] J. Ball, Ph. Chesny, M. Combet, J. M. Fontaine, C. D. Lac, J. L. Sans, J. Bystricky, F. Lehar, A. de Lesquen, M. de Mali, F. Perrot-Kunne, L. van Rossum, P. Bach, Ph. Demierre, G. Gaillard, R. Hess, R. Kunne, D. Rapin, Ph. Sormani, J. P. Goudour, R. Binz, A. Klett, R. Peschina-Klett, E. Rössle, and H. Schmitt, Nucl. Phys. **A574** 697(1994).

[Ber87] J. R. Bergervoet, P.C. van Campen, T. A. Rijken, and J. J. de Swart, Phys. Rev. Lett.**59**, 2255(1987).

[Ber90] J. R. Bergervoet, P. C. van Campen, R. A. M. Klomp, J.-L. de Kok, T. A. Rijken, V. G. J. Stoks, and J. J. de Swart, Phys. Rev. **C41** 1435(1990).

[Bes78] D. Besset, B. Favier, L. G. Greeniaus, R. Hess, D.Rapin, D. W. Werren, and C. Weddigen, Nucl. Instrum. Methods **148** 129(1978).

[Bla52a] J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, in *Theoretical Nuclear physics*, John Wiley & Sons, 1952.

[Bla52b] J. M. Blatt and L. C. Biedenharn, Phys. Rev. **86**, 399(1952);Revs. Modern Phys. **24**, 258(1952).

[Bud68] R. J. Budnitz, J. Appel, L. Carroll, J. Chen, J. R. Dunning Jr., M. Goitein, K. Hanson, D. Imrie, C. Mistretta, J. K. Walker and R. Wilson, Phys. Rev. **173**, 1357(1968).

[Bug88] D. V. Bugg, A. Hasan and R. L. Shypit, Nucl. Phys. **A477**, 546 (1988).

[Bug93] D. V. Bugg, πN Newsletter, No. 8, 1(1993).

[Bys85] J. Bystricky, P. Chaumette, J. Derégel, J. Fabre, F. Lehar, A. De Lesquen, L. van Rossum, J. M. Fontaine, F. Perrot, J. Ball, T. Hasegawa, C. R. Newsom, A. Penzo, Y. Onel, H. Azaiez and A. Michalowicz, Nucl. Phys. **B258**,483(1985).

[Bys87] J. Bysricky, C. Lechanoine - Leluc and F. Lehar, J. Phys. **48**, 199 (1987).

[Bys90] J. Bystricky, C. Lechanoine-Leluc and F. Lehar, J. Phys. **51**, 2747(1990).

[Can87] G. Cantale, P. Bach, S. Degli - Agosti, Ph. Pemierre, E. Heer, R. Hess, C. Lechanoine - Leluc, W. R. Leo, Y. Onel, Ph. Sormani, D. Rapin and P. Y. Rascher, Helv. Phys. Acta. **60**, 398 (1987).

[Dee79] N. W. Deen, in *Introduction to the Strong Interactions*, Gordon and Breach Science Publishers, 1978.

[Dol90] M. G. Dolidze and G. I. Lykasov, Z. Phys. **A335**, 95(1990); Z. Phys. **A336**, 339(1990).

[Dit92] W. R. Ditzler, D. Hill, J. Hoftiezer, K. F. Johnson, D.Lopiano, T. Shima, H. Shimizu, H. Spinka, R. Stanek, D. Underwood, R. G. Wagner, A. Yokosawa, G. R. Burleson, J. A. Faucett, C. A. Fontenla, R. W. Garnett, C. Luchini, M. W. Rawool-Sullivan, T. S. Bhatia, G. Glass, J. C. Hiebert, R. A. Kenefick, S. Nath, L. C. Northcliffe, R. Damjaovich, J. J. Jarmer, J. Vaninetti, R. H. Jeppesen, and G. E. Tripard, Phys. Rev. **D46**, 2792(1992).

[Edw80] B. J. Edwards and G. H. Thomas, Phys. Rev. **D22**, 2772 (1980).

[Edw81] B. J. Edwards, Phys. Rev. **D23**, 1978 (1981).

[Gel64] M. Gell–Man, Phys. Lett. **8**, 214(1964).

[Gar85] M. Garçon, D. Legrand, R. M. Lombard, B. Mayer, M. Rouger, Y. Terrien, and A. Nakach, Nucl. Phys. **A445**, 669(1985).

[Gar89] R. Garnett, M. Rawool, V.Carlso, D. Hill, K. F. Johnson, D. Lopiano, Y. Ohashi, T. Shima, H. Spinka, M. Beddo, G. Burleson, J. A. Faucett, G. Kyle, H. Shimizu, G. Glass, S. Nath, L. C. Northcliffe, J. J. Jarmer, R. H. Jeppesen, and G. E. Tripard, Phys. Rev. **D40**, R1708(1989).

[Gon87] P. Gonzales, P. LaFrance and E. L. Lomon, Phys. Rev. **D35**, 2142(1987).

[Has80] K. Hashimoto, Y. Higuchi and N. Hoshizaki, Prog. Theor. Phys. **64**, 1678 (1980).

[Hau82] R. Hausammann, Ph. D. thesis, No. 2038, University of Geneva, 1982(unpublished).

[Hau89] R. Hausammann, E. Heer, R. Hess, C. Lechanoine - Leluc, W. R. Leo, Y. Onel and D. Rapin, Phys. Rev. **D40**, 22 (1989).

[Hig91] Y. Higuchi, N. Hoshizaki, H. Masuda and H. Nakao, Prog. Theor. Phys. **86**, 17 (1991).

[Hir84] N. Hiroshige, W. Watari and M. Yonezawa, Prog. Theor. Phys. **72**, 1146 (1984).

[Hir90] N. Hiroshige, W. Watari, and M. Yonezawa, Prog. Theor. Phys. **84**, 941(1990).

[Hir91] N. Hiroshige, M. Kawasaki, K. Takabayashi, W. Watari and M. Yonezawa, Prog. Theor. Phys. **85**, 945 (1991).

[Hos68] N. Hoshizaki, Prog. Theor. Phys. Suppl. **42**, 107(1968).

[Hos78] N. Hoshizaki, Prog. Theor. Phys. **60**, 1796 (1978).

[Hos91a] N. Hoshizaki and T. Watanabe, Prog. Theor. Phys. **86**, 321(1991).

[Hos91b] N. Hoshizaki and T. Watanabe, Prog. Theor. Phys. **86**, 327 (1991).

[Hos92a] N. Hoshizaki, Phys. Rev. **C45**, R1424(1992).

[Hos92b] N. Hoshizaki and K. Tanaguchi, Prog. Theor. Phys. **88**, 449(1992)

[Hos93a] N. Hoshizaki, Prog. Theor. Phys. **89**, 569 (1993).

[Hos93b] N. Hoshizaki, Prog. Theor. Phys. **89**, 563 (1993).

[Hos93c] N. Hoshizaki, Prog. Theor. Phys. **89**, 251 (1993).

[Ign87] M. A. Ignatenko and G. I. Lykasov, Jad. Fiz. **46**, 1080(1987).

[Kal87] Yu. S. Kalashnikova, I. M. Narodeckii and Yu. A. Simonov, Yad. Fiz. **46**, 1181(1987)[Sov. J. Nucl. Phys. **46**, 689(1987)].

[Kam79] H. Kamo and W. Watari, Prog. Theor. Phys. **62**, 1035(1979).

[Kir73] P. N. Kirk, M. Breidenbach, J. I. Friedman, G. C. Hartmann, H. W. Kendall, G. Buschhorn, D. H. Coward, H. DeStaebler, R. A. Early, J. Litt, A. Minten, L. W. Mo, W. K. H. Panofsky, R. E. Taylor, B. C. Barish, S. C. Loken, J. Mar and J. Pine, Phys. Rev. **D8**, 63(1973).

[Klo93] R. A. M. M. Klomp, Ph. D thesis, Katholieke Universiteit Nijmegen, Nijmegen, 1993.

[Kob94] Y. Kobayashi, K. Kobayashi, T. Nakagawa, H. Shimizu, H. Y. Yoshida, H. Ohnuma, J. A. Holt, G. Glass, J. C. Hiebert, R. A. Kenefick, S. Nath, L. C. Northcliffe, A. J. Simon, S. Hiramatsu, Y. Mori, H. Sato, A. Takagi, T. Toyama, A. Ueno and K. Imai, Nucl. Phys. **A569**, 791(1994).

[Lac89a] C. D. Lac, J. Ball, J. Bystricky, F. Lehar, A. de Lesquen, L. van Rossum, F. Perrot, J. M. Fontaine, P. Chaumette, J. Derégel, J. Fabre, V. Ghazikhanian, A. Michalowicz and Y. Onel and A. Penzo, Nucl. Phys. **B315**, 269(1989).

[Lac89b] C. D. Lac, J. Ball, J. Bystricky, F. Lehar, A. de Lesquen, L. van Rossum, F. Perrot, J. M. Fontaine, P. Chaumette, J. Derégel, J. Fabre, V. Ghazikhanian, A. Michalowicz and Y. Onel and A. Penzo, Nucl. Phys. **B315**, 284(1989).

[Lac89c] C. D. Lac, J. Ball, J. Bystricky, F. Lehar, A. de Lesquen, L. van Rossum, F. Perrot, J. M. Fontaine, P. Chaumette, J. Derégel, J. Fabre, V. Ghazikhanian and A. Michalowicz, Nucl. Phys. **B321**, 269(1989).

[Lac89d] C. D. Lac, J. Ball, J. Bystricky, F. Lehar, A. de Lesquen, L. van Rossum, F. Perrot, J. M. Fontaine, P. Chaumette, J. Derégel, J. Fabre, V. Ghazikhanian and A. Michalowicz, Nucl. Phys. **B321**, 284(1989).

[LaF86] P. LaFrance and E. L. Lomon, Phys. Rev. **D34**, 1341(1986).

[Lam87] G. H. Lamot, J. L. Perrot, C. Fayard, and T. Mizutani, Phys. Rev. **C35**, 239(1987) and references therein.

[Lec80] C. Lechanoine, F. Lehar, F. Perrot and P. Winternitz, Nuovo Cim. **A56**, 201(1980).

[Lom90] E. L. Lomon, Colloq. Phys.(France) **51**, C6-363(1990).

[Lyk93] G. I. Lykasov, Phys. Part. Nucl. **24**, 59(1993).

[Mac91] R. Machleidt and F. Sammarruca, Phys. Rev. Lett. **66**, 564(1991)

[Mac93] R. Machleidt and G. Q. Li, πN Newsletter, No. 9, 37(1993)

[Mat79] M. Matsuda, H. Suemitsu and M. Yonezawa, Prog. Theor. Phys. **62**, 1436(1979).

[Mat80] M. Matsuda, H. Suemitsu and M. Yonezawa, Prog. Theor. Phys. **62**, 1436(1979).

[Mat84] M. Matsuda, A Guide for operating the Program HIHI – Phase-Shift Analysis of *pp* Scattering at High Energy – , report in VPI & State Univ., June 15, 1984.

[Mat86] M. Matsuda, H. Suemitsu and M. Yonezawa, Phys. Rev. **D33**, 2563(1986).

[Mat87] M. Matsuda, H. Suemitsu and M. Yonezawa, Prog. Theor. Phys. **77**, 497(1987).

[McN90] M. W. McNaughton, S. Penttilä, K. H. McNaughton, P. J. Riley, D. L. Adams, J. Bystricky, E. Gülmez and A. G. Ling, Phys. Rev. **C41**, 2809 (1990).

[McN92a] M. W. McNaughton, K. Koch, I. Supek, N. Tanaka, K. H. McNaughton, P. J. Riley, D. A. Ambrose, J. D. Johnson, A. Smith, G. Glass, J. C. Hiebert, L. C. Northcliffe, A. J. Simon, D. L. Adams, R. D. Ransome, Clayton, D.B.H. M. Spinka, R. H. Jeppeson, and G. E. Tripard, Phys. Rev. **C44**, 2267(1991).

[McN92b] K. H. McNaughton, D. A. Ambrose, P. Coffey, K. Johnston, P. J. Riley, M. W. McNaughton, K. Koch, I. Supek, T. Tanaka, G. Glass, J. C. Hiebert, L. C. Northcliffe, A. J. Simon, D. J. Mercer, D. L. Adams, H. Spinka, R. H. Jeppesen, G. E.Tripard, and H. Woolverton, Phys. Rev. **C46**, 47(1992).

[McN93] M. W. McNaughton, K. Johnston, D. R. Sweson, D. Tupa, R. L. York, D. A. Ambrose, P. Coffey, K. H. McNaughton, P. J. Riley, G. Glass, J. C. Hiebert, R. H. Jeppesen, H. Spinka, Ivan Supek, G. E. Tripard, and H. Woolverton, Phys. Rev. **C48**, 256(1993).

[Nai89] M. Naito, A guide for the operating the *Smooth Drawer*, Version 2, March 1989, Report in Hiroshima University.

[Nag92a] J. Nagata, M. Matsuda, N. Hiroshige and T. Ueda, Phys. Rev. **C45**, 1432(1992).

[Nag92b] J. Nagata, H. Yoshino, M. Matsuda, N. Hiroshige and T. Ueda, Mod. Phys. Lett. **A7**, 3575(1992).

[Puz57] L. Puzikov, R. Ryndin and J. Smorodinsky, Nucl. Phys. **3**, 436 (1957).

[Rya71] B. A. Ryan, A. Kanofsky, T. J. Devlin, R. E. Mischke, and P. F. Shepard, Phys. Rev. **D3**, 1(1971).

[Saw62] S. Sawada, T. Ueda, W. Watari, and M. Yonezawa, Prog. Theor. Phys. **28**, 991(1962).

[San88] L. Santi, M. Barlett, D. Ciskowski, R. Garfagnini, M. M. Gazzaly, G. W. Hoffmann, K. W. Jones, M. A. Nasser, G. Pauletta, C. Smith, N. Tanaka and R. Whitney, Phys. Rev. **C38**, R2466 (1988).

[Shi90] H. Shimizu, H. Y. Yoshida, H. Ohnuma, Y. Kobayashi, K. Kobayashi, T. Nakagawa, J. A. Holt, G. Glass, J. C. Hiebert, R. A. Kenefick, S. Nath, L. C. Northcliffe, A. Simon, S. Hiramatsu, Y. Mori, H. Sato, A. Takagi, T. Toyama, A. Ueno and K. Imai, Phys. Rev. **C42**, R483 (1990).

[Sta57] H. P. Stapp and T. J. Ypsilantis, and N. Metropolis, Phys. Rev. **105**, 302(1957).

[Ste87] N. R. Stevenson and Y. M. Shin, Phys. Rev. **C36**, 1221(1987).

[Sto94] V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, C. P. F. Terheggen, and J. J. de Swart, Phys. Rev. **C49**, 2950(1994).

[Str84] I. I. Strakovsky, A. V. Kravtsov and M. G. Ryskin, Yad. Fiz. **40**, 429 (1984)[Sov. J. Nucl. Phys. **40** 273 (1984).

[Str91] I. I. Strakovsky, Fiz. Elem. Chastits At. Yadra. **22**, 615 (1991)[Sov. J. Part. Nucl. **22** (3), May - June (1991).]

[Tat87] B. Tatischeff, P. Berthet, M. P. Combes - Comets, J. P. Didelez, R. Frascaria, Y. Le Bornec, A. Boudard, J. M. Durand, M. Garçon, J. C. Lugol, Y. Terriea, R. Beurtey and L. Farvacque, Phys. Rev. **C36**, 1995 (1987).

[Tro85] Y. A. Troyan *et al.*, JINR Short Reports No. 13, Dubna, 1985(unpublised).

[Ued78] T. Ueda, Phys. Lett. **79B**, 487 (1978); Nucl. Phys. **A463** 69c (1987).

[Ued87] T. Ueda, Prog. Theor. Phys. **78**, 521(1987).

[Wol52] L. Wolfenstein and J. Ashkin, Phys. Rev. **85**, 947(1952).

[Won82] C. W. Wong, Prog. Part. Nucl. Phys. **8**, 223(1987).

[Yos92] H. Y. Yoshida, H. Shimizu, H. Ohnuma, Y. Kobayashi, K. Kobayashi, T. Nakagawa, J. A. Holt, G. Glass, J. C. Hiebert, R. A. Kenefick, S. Nath, L. C. Northcliffe, A. Simon, S. Hiramatsu, Y. Mori, H. Sato, A. Takagi, T. Toyama, A. Ueno, and K. Imai, Nucl. Phys. **A541**, 443(1992).