

JAERI-Tech
99-065



JP9950607



高エネルギー核反応コードJAMによる
150MeV~24GeV陽子入射反応の解析

1999年9月

仁井田浩二*・奈良 寧・高田 弘
中島 宏・千葉 敏・池田裕二郎

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の間合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越しください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1999

編集兼発行 日本原子力研究所

高エネルギー核反応コード JAM による 150 MeV ~ 24 GeV 陽子入射反応の解析

日本原子力研究所東海研究所中性子科学研究センター

仁井田浩二*・奈良 寧⁺・高田 弘

中島 宏・千葉 敏⁺・池田裕二郎

(1999年7月26日受理)

核子・中間子輸送コード NMTC/JAERI の上限エネルギー (核子で 3.5 GeV、中間子で 2.5 GeV) を引き上げるために、高エネルギー原子核-原子核反応計算モンテカルロコード JAM を導入し、数 100 GeV まで計算できるように改良し、NMTC/JAM を作成した。

JAM を NMTC/JAERI に導入するために、核子-中間子入射用に反応後の残留核の核種、励起エネルギーが評価できるように改良を施し、JAM のエネルギー下限を 150 MeV まで引き下げた。

本報告では、NMTC/JAM に組み込まれる核反応モデル JAM の説明と、150 MeV から数 10 GeV の陽子入射薄膜核反応における JAM の計算結果と実験との比較、また、LAHET2.7 の計算結果との比較を行い、JAM の妥当性を検討した。

JAM の結果は、放出中性子、パイ中間子のスペクトルについて輸送コードの核反応部として採用するのに十分な良い精度で実験値を再現した。一方、LAHET2.7 の結果は、4 GeV 以上の入射エネルギーで放出する核子、中間子の角度分布が異常に前・後方に片寄ることが分かった。

東海研究所：〒 319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4

+ 先端基礎研究センター

* (財) 高度情報科学技術研究機構

Analysis of the Proton-Induced Reactions at 150 MeV ~ 24 GeV
by High Energy Nuclear Reaction Code JAM

Koji NIITA*, Yasushi NARA⁺, Hiroshi TAKADA,
Hiroshi NAKASHIMA, Satoshi CHIBA⁺ and Yujiro IKEDA

Center for Neutron Science
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received July 26, 1999)

We are developing a nucleon-meson transport code NMTC/JAM, which is an upgraded version of NMTC/JAERI. NMTC/JAM implements the high energy nuclear reaction code JAM for the intra-nuclear cascade part. By using JAM, the upper limits of the incident energies in NMTC/JAERI, 3.5 GeV for nucleons and 2.5 GeV for mesons, are increased drastically up to several hundreds GeV.

We have modified the original JAM code in order to estimate the residual nucleus and its excitation energy for nucleon or pion induced reactions by assuming a simple model for target nucleus. As a result, we have succeeded in lowering the applicable energies of JAM down to about 150 MeV.

In this report, we describe the main components of JAM code, which should be implemented in NMTC/JAM, and compare the results calculated by JAM code with the experimental data and with those by LAHET2.7 code for proton induced reactions from 150 MeV to several 10 GeV.

It has been found that the results of JAM can reproduce quite well the experimental double differential cross sections of neutrons and pions emitted from the proton induced reactions from 150 MeV to several 10 GeV. On the other hand, the results of LAHET2.7 show the strange behavior of the angular distribution of nucleons and pions from the reactions above 4 GeV.

Keywords: JAM, NMTC/JAERI, LAHET2.7, Intranuclear Cascade, Monte Carlo,
Resonance Production, String Model, Multiple Minijet Production, pQCD

⁺ Advanced Science Research Center

^{*} Research Organization for Information Science & Technology

目 次

1. はじめに	1
2. JAMモデル	1
2.1 JAMモデルの概要	1
2.2 BB (バリオン-バリオン) 衝突	3
2.2.1 共鳴状態生成	3
2.2.2 共鳴状態吸収	5
2.3 MB (中間子-バリオン)、MM (中間子-中間子) 衝突	6
2.4 スtringの生成と崩壊	7
2.5 残留核	9
2.6 SDM (Statistical Decay Model) モデル	10
3. 実験との比較	11
3.1 AGS実験との比較	11
3.2 3 GeV以下の実験との比較	11
4. LAHET2.7との比較	12
5. まとめ	13
参考文献	15

Contents

1. Introduction	1
2. JAM Model	1
2.1 Main Components of JAM	1
2.2 Baryon-Baryon Collisions	3
2.2.1 Production of Resonances	3
2.2.2 Absorption of Resonances	5
2.3 Meson-Baryon, Meson-Meson Collisions	6
2.4 Production and Decay of Strings	7
2.5 Residual Nucleus	9
2.6 Statistical Decay Model	10
3. Comparison to Experimental Data	11
3.1 Comparison to AGS Data	11
3.2 Comparison to Data below 3 GeV	11
4. Comparison to LAHET2.7	12
5. Summary	13
References	15

1. はじめに

現在、日本原子力研究所(原研)中性子科学研究センターでは、文部省のJHF計画との統合計画を視野に入れた施設検討を行っている。統合計画では、最大50 GeVの入射陽子のエネルギーに対応した施設設計が必要となる可能性がある。また、統合計画の中心施設である中性子散乱実験用核破砕中性子源の入射陽子の最大エネルギーとして6 GeVまで検討の対象となっている。その場合、エネルギーの増加に伴い、原研計画の中心施設となる中性子散乱用ターゲットの核特性の再評価計算が必要となる。一方、ターゲット開発の一環として進めている米国BNLのAGS加速器を用いた国際共同核破砕ターゲット実験では、1.5, 7.0 及び 24 GeVの陽子を直径20cm、長さ130cmの厚い水銀ターゲットに入射させて様々なデータを取得している。その実験の解析を、精度よく実施できる計算コードの作成整備が必要である。

原研では、高エネルギー核反応で生成される粒子とその輸送計算のため、NMTC系コードに改良を加えたNMTC/JAERI¹⁾を作成し、原研中性子科学研究計画の様々な核設計計算に用いてきた。しかしながら、NMTC/JAERIコードには、まだ幾つかの改良すべき点が残されている。そのひとつは、適用上限のエネルギーが、核子で3.5 GeV、中間子で2.5 GeVまでに限られていることである。

ここでは、高エネルギー入射反応にも適用できるように、NMTC/JAERIの核反応部分に、高エネルギー原子核-原子核反応を記述するモデルとして提案されたカスケードモデルJAM (Jet AA Microscopic Transport Model)²⁾を導入し、エネルギー上限が数100 GeVの輸送コードNMTC/JAMを作成する。また、本報告では、NMTC/JAMに組み込まれる核反応モデルJAMの説明と、150 MeVから数10 GeVの陽子入射薄膜核反応におけるJAMの計算結果と実験との比較、さらに、3.5 GeV以上の入射エネルギーに対応した公開コードLAHET2.7³⁾を用い、その計算結果との比較を行い、JAMの妥当性を検討する。

2. JAMモデル

2.1. JAMモデルの概要

JAM (Jet AA Microscopic Transport Model)²⁾は、核子当たり GeV 領域から重心系で数10TeVまでの原子核-原子核反応を記述できる様に設計されたカスケードタイプのモンテカルロコードである。オリジナルバージョンのJAMコードに含まれるモデルの概要をまとめると、以下のようになる。

- (1) 原子核衝突を独立な二体のハドロン-ハドロン (hh) 衝突の重ね合わせとして記述する。それぞれの hh 衝突は、最近接近法(最も接近した時空点で衝突させる方法)で引き起こさせる。このバージョンでは、平均場の効果が入っていないので、ハドロンは二体衝突や崩壊、吸収の間は直線運動をすると仮定される。
- (2) 核子の初期分布は、現実的なパラメーターを用いた Woods-Saxon 型の分布により決定される。また、その運動量は、局所的な Thomas-Fermi 近似を用いサンプリングされる。

- (3) 全ての確立されている共鳴状態を含むハドロンの状態は、そのアイソスピンの状態とその反粒子も含めて、陽に取り扱われる。それらの粒子は、時空間を実際に伝播する。
- (4) 非弾性 hh 衝突は、低いエネルギーでは共鳴状態を作り、高いエネルギー (バリオン-バリオン (BB) 衝突では約 4 GeV 以上、中間子-バリオン (MB) 衝突では約 3 GeV 以上、そして、中間子-中間子 (MM) 衝突では約 2 GeV 以上) では、カラーリングが形成される。カラーリングは、Lund のリングモデル⁴⁾にしたがって、ハドロンの崩壊する。ハロン生成の時空点は、yo-yo 生成点⁵⁾で与えられると仮定する。この仮定の許で、リングテンションが $\kappa = 1 \text{ GeV/fm}$ のとき、生成時間は約 1 fm/c である。
- (5) 重心系で 50 GeV 以上のエネルギーでは、Multiple Minijet Production が HIJING モデル⁶⁾と同じように取り入れられている。jet の断面積と jet の数は、perturbative QCD (pQCD) に対するアイコナル近似で計算される。また、hard parton 散乱と、そこから生じるラディエーションは、PYTHIA⁴⁾を用いる。
- (6) 生成されたハロンで、オリジナル構成クォークを持つものは、生成時間内であっても、additive quark モデルの断面積を使って、他のハロンと衝突させる。このクォーク-ハロン有効相互作用は、CERN/SPS エネルギー領域でのバリオンの阻止能に重要であることが、フランクフルトのグループにより報告^{7,8)}されている。
- (7) 二体衝突後の核子の終状態について、パウリ排他律を考慮する。
- (8) いわゆる媒質効果、例えば、リングのロープへの融合^{7,9)}、素過程の断面積、質量の媒質効果による補正などは考慮しない。自由空間での断面積、質量を入力として用いる。

以上のように特徴づけられる JAM コード (ver.1.005) であるが、JAM コードを NMTC/JAERI の核反応部分に導入するためには、次のような点について改良が必要である。NMTC/JAERI では、入射粒子は、核子、中間子に限られているが、核反応後の出力として求められるものとして、直接反応から放出される粒子の情報のほかに、残留核の情報、すなわち、残留核種とその励起エネルギーの情報が必要である。これは、そのような輸送コードが、入射エネルギーの高さにかかわらず、放出される粒子、特に中性子の蒸発過程からの数 MeV に至る低いエネルギーのスペクトルを扱わなくてはならないからである。しかしながら、オリジナルの JAM コード (ver.1.005) では、原子核内の核子が束縛されているという情報は何も入っていない。したがって、核内核子はフェルミ運動量を持っているので、入射核子や入射原子核との相互作用がなくても、時間とともにばらばらになってしまう。これを回避するため、また、終状態で残留核の情報を評価するために、簡単なモデルを導入した。

以下では、JAM モデルの詳細、特にカスケード計算の重要な要素となる素過程の詳細、また、オリジナルの JAM コード (ver.1.005) には含まれていない残留核の評価に関する点を説明する。

2.2. BB(バリオン-バリオン)衝突

2.2.1. 共鳴状態生成

ここでは、BB衝突の共鳴状態生成の詳細を説明する。重心系のエネルギー $\sqrt{s} < 4$ GeV では、BB衝突は主に共鳴状態を生成すると仮定する。また、それ以上のエネルギーでは、RQMD¹⁰⁾ や UrQMD⁸⁾ モデルと同様に、ストリング生成とハドロンへの崩壊という簡単な描像を仮定する。

核子-核子、即ち pp と pn の全断面積、弾性散乱断面積は実験的に良く知られているので、それをフィットして用いる。図1に particle data group¹¹⁾ から取った実験値と、JAMコードの中で用いる実験をフィットした値を示す。高エネルギー側 ($\sqrt{s} \geq 10$ GeV) は、CERN-HERA and COMPAS group のフィットのパラメーター¹¹⁾ を用いた。非弾性断面積は、 $\sqrt{s} = 3-4$ GeV までは共鳴状態生成で担われ、それ以上では残りの非弾性断面積がストリング生成に割り当てられる。

JAMモデルには、以下のような共鳴状態のチャンネルが含まれる。

- (1) $NN \rightarrow N\Delta(1232)$, (2) $NN \rightarrow NN^*$, (3) $NN \rightarrow \Delta(1232)\Delta(1232)$,
 (4) $NN \rightarrow N\Delta^*$, (5) $NN \rightarrow N^*\Delta(1232)$, (6) $NN \rightarrow \Delta(1232)\Delta^*$,
 (7) $NN \rightarrow N^*N^*$, (8) $NN \rightarrow N^*\Delta^*$, (9) $NN \rightarrow \Delta^*\Delta^*$.

ここで、 N^* と Δ^* は、 $2 \text{ GeV}/c^2$ 以下の高いバリオン状態である。 pp と pn の断面積は、それぞれのアイソスピン成分 $\sigma(I)$ から次のように計算される。

$$\sigma(h_1 h_2 \rightarrow h_3 h_4) = \sum_I |C(h_1 h_2, I)|^2 |C(h_3 h_4, I)|^2 \sigma(I). \quad (1)$$

ここで、 $C(h_i h_j, I)$ は、アイソスピンの Clebsch-Gordon 係数である。 N^* と Δ^* の生成については、幾つかの共鳴状態の和 (N^* については、 $N(1440) \sim N(1990)$ また、 Δ^* については、 $\Delta(1600) \sim \Delta(1950)$) の生成断面積をパラメトライズして、どの共鳴状態になるかは後から決定する。それぞれの $\sigma(I)$ の分岐比は、パイ中間子の生成断面積¹²⁾ をフィットするように決定した。アイソスピン $I=1$ の成分は、 pp 反応から求めることができ、アイソスピン $I=0$ の成分は、 pn 反応から決定できると仮定する。したがって、それぞれのアイソスピンチャンネルの断面積は、以下のように書ける。

$$\sigma(pp \rightarrow p\Delta^+) = \frac{1}{4}\sigma(I=1), \quad \sigma(pn \rightarrow n\Delta^+) = \frac{1}{4}\sigma(I=1), \quad (2)$$

$$\sigma(pp \rightarrow n\Delta^{++}) = \frac{3}{4}\sigma(I=1), \quad \sigma(pn \rightarrow p\Delta^0) = \frac{1}{4}\sigma(I=1), \quad (3)$$

$$\sigma(pp \rightarrow pp^*) = \sigma(I=1), \quad \sigma(pn \rightarrow np^*) = \frac{1}{4}\sigma(I=1) + \frac{1}{4}\sigma(I=0), \quad (4)$$

$$\sigma(pp \rightarrow \Delta^+\Delta^+) = \frac{2}{5}\sigma(I=1), \quad \sigma(pn \rightarrow \Delta^0\Delta^+) = \frac{1}{20}\sigma(I=1) + \frac{1}{4}\sigma(I=0), \quad (5)$$

$$\sigma(pp \rightarrow \Delta^0\Delta^{++}) = \frac{3}{5}\sigma(I=1), \quad \sigma(pn \rightarrow \Delta^-\Delta^{++}) = \frac{9}{20}\sigma(I=1) + \frac{1}{4}\sigma(I=0). \quad (6)$$

共鳴状態の生成断面積の関数形を次のように仮定する。

$$\sigma(\sqrt{s}) = \frac{a(\sqrt{s}/\sqrt{s_{th}} - 1)^{bd}}{(\sqrt{s}/c - 1)^2 + d^2}. \quad (7)$$

この式で、シングルの Δ 生成断面積 $\sigma(NN \rightarrow N\Delta(1232))$ を除く全ての断面積のパラメータを、アイソスピンチャンネル毎に表 1. と表 2. に示す。これらの表で、断面積は mb 単位であり、 \sqrt{s}_{th} はしきい値を示す。シングルの Δ 生成断面積 $\sigma(NN \rightarrow N\Delta(1232))$ は、しきい値近傍での振る舞いを正しく記述するために特別に次のような関数形で表す。

$$\sigma_1(NN \rightarrow N\Delta(1232)) = \frac{0.0052840\sqrt{\sqrt{s}/2.0139999 - 1}}{(\sqrt{s} - 2.11477)^2 + 0.0171405^2} + \frac{28.0401(\sqrt{s}/2.124 - 1)^{0.480085}}{((\sqrt{s}/2.06672) - 1)^2 + 0.576422^2}. \quad (8)$$

Pionic fusion 断面積 ($pp \rightarrow d\pi^+$) には、次のような関数形を用いる。

$$\sigma(pp \rightarrow d\pi^+) = \frac{0.14648(\sqrt{s}/2.024 - 1)^{0.20807}}{((\sqrt{s}/2.13072) - 1)^2 + 0.042475^2} + \frac{0.12892(\sqrt{s}/2.054 - 1)^{0.08448}}{((\sqrt{s}/2.18138) - 1)^2 + 0.059207^2}. \quad (9)$$

実際の計算では、簡単のため、この $NN \rightarrow \pi d$ 断面積を実効的に Δ 生成断面積に含ませる。同様に、s-wave パイ中間子生成チャンネル $NN \rightarrow NN\pi_s$ も $N(1440)$ 生成断面積に含ませる。

図 2 に、重心系のエネルギーの関数として、それぞれのチャンネルの共鳴状態生成断面積の寄与を示した。図 2 の上段には、total one-resonance : $NN \rightarrow NR$ (実線)、double-resonance : $NN \rightarrow RR$ (点線)、total resonance ($NR + RR$) (長破線)、total inelastic (破線)、及び string formation cross section (一点鎖線) が示してある。左が pp 、右が pn である。中段と下段には、それぞれのチャンネルの one-resonance 生成と double-resonance 生成の断面積がプロットしてある。約 $E_{cm} = 4$ GeV までは、全非弾性散乱断面積のほとんどを共鳴状態生成断面積で担うが、CERN/SPS エネルギー領域 (~ 200 GeV, $\sqrt{s} \sim 20$ GeV) ではストリングがそのほとんどを占めることが分かる。また、このパラメトリゼーションでは、AGS エネルギー領域、即ち、invariant mass が $\sqrt{s} \sim 5$ GeV の領域で、共鳴状態生成断面積とストリング生成断面積が、少なくとも最初の核子-核子衝突では、同等であることが分かる。

共鳴状態生成断面積は次のように書くことができる。

$$\frac{d\sigma_{12 \rightarrow 34}}{d\Omega} = \frac{(2S_3 + 1)(2S_4 + 1)}{64\pi^2 s p_{12}} \int \int p_{34} |\mathcal{M}|^2 A(m_3^2) A(m_4^2) dm_3^2 dm_4^2. \quad (10)$$

ここで、 $S_i, i = 3, 4$ は、終状態の粒子のスピンの、 p_{ij} は、 i, j 粒子の相対運動量の絶対値、 \mathcal{M} は、このチャンネルの遷移行列である。質量分布関数 $A(m_i)$ は、核子については δ -関数であり、共鳴状態については次のような相対論的 Breit-Wigner 関数である。

$$A(m^2) = \frac{1}{\mathcal{N}} \frac{m_R \Gamma(m)}{(m^2 - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma(m)^2}. \quad (11)$$

ここで \mathcal{N} は、規格化定数である。我々は、簡単のため $\mathcal{N} = \pi$ を用いる。この値は、巾が定数の場合の値である。全巾 $\Gamma(m)$ は、共鳴状態 R が中間子 M とバリオン B に崩壊する部分巾 $\Gamma_R(MB)$ の和で表され、崩壊する粒子の運動量に依存する^{8, 10)}。即ち、

$$\Gamma_R(MB) = \Gamma_R^0(MB) \frac{m_R}{m} \left(\frac{p_{cms}(m)}{p_{cms}(m_R)} \right)^{2\ell+1} \frac{1.2}{1 + 0.2 \left(\frac{p_{cms}(m)}{p_{cms}(m_R)} \right)^{2\ell+1}}. \quad (12)$$

上式で ℓ と $p_{cms}(m)$ は、それらの静止系での出口チャンネルの相対角運動量と相対運動量を表す。

実際の計算では、共鳴状態を決定するモンテカルロ手続きは次のようなものである。まず、式 (7)、式 (8) により決定される断面積により、共鳴状態のタイプ、即ち、 $\Delta(1232)$ か N^* か Δ^* かを決定する。次に、式 (10) にしたがって、どの共鳴状態に行くかを決定する。このためには、全ての共鳴状態のチャンネルに対して遷移行列 $|\mathcal{M}|^2$ を知る必要がある。しかしながら、このモデルでは簡単な仮定をする。つまり、それぞれの共鳴状態は次の確率にしたがって選ばれるとする。

$$P(R_i, R_j) \sim (2S_i + 1)(2S_j + 1) \int \int p_{ij} A_i(m_i^2) A_j(m_j^2) dm_i^2 dm_j^2. \quad (13)$$

即ち、生成断面積は、それぞれの共鳴状態の遷移行列に依らず、終状態のスピンと質量の積分量だけに依存すると仮定する。ひとたび、共鳴状態のタイプが決定されれば、式 (10) で遷移行列依存性を無視して、質量分布だけにしたがって共鳴状態の種類と質量を決定する。つまり、 $1+2 \rightarrow 3+4$ という反応で、

$$P(m_3, m_4) dm_3 dm_4 \sim 4m_3 m_4 p_{34} A(m_3^2) A(m_4^2) dm_3 dm_4, \quad (14)$$

とする。ここで、終状態の粒子が安定粒子であれば、質量分布 $A(m_i)$ は δ -関数になる。

入射チャンネルに共鳴状態を含む衝突では、その弾性散乱断面積、また、共鳴状態生成断面積も重心系での運動量が等しい核子-核子の断面積と同じであると仮定する。

図 3 に JAM モデルでの pp と pn からの、それぞれのチャンネル毎のパイ中間子生成断面積をエネルギーの関数として示し、実験値¹²⁾ と比較した。式 (13) で行列要素を単純化したにもかかわらず、全体的にファクター 2 以内で実験値との良い一致が見られる。 $E_{cm} = 3 \sim 4$ GeV 付近での共鳴状態からストリングへの移行についても、非常にスムーズに接続していることが示されている。これは、エネルギー依存性に特異点が存在しないことによる。更に良いフィットを得るためには、異なる共鳴状態のチャンネル毎に異なる値の行列要素を導入する必要がある。例えば、文献¹³⁾ では、質量には依存しないが、共鳴状態の種類に依存する行列要素を、 2π 生成までのパイ中間子生成断面積と η 生成断面積を再現するようにフィットしている。

2.2.2. 共鳴状態吸収

共鳴状態の吸収の過程については、共鳴状態の有限の巾を考慮して一般化された詳細釣合の式^{14, 15, 16)} を使う。詳細釣合の式は、行列要素の時間反転普遍性により保証されるものである。衝突する粒子が全て安定粒子であるなら、共鳴状態の生成断面積と吸収断面積との関係は、次の式で与えられる。

$$\frac{d\sigma_{34 \rightarrow 12}}{d\Omega} = \frac{(2S_1 + 1)(2S_2 + 1) p_{12}^2}{(2S_3 + 1)(2S_4 + 1) p_{34}^2} \frac{d\sigma_{12 \rightarrow 34}}{d\Omega}. \quad (15)$$

ここで、 S_i は、粒子 i のスピン、 p_{ij} は、 i, j 粒子の相対運動量の絶対値である。

安定粒子についての $(1, 2) \rightarrow (3, 4)$ という反応の微分断面積は次のように書ける。

$$\frac{d\sigma_{12 \rightarrow 34}}{d\Omega} = \frac{|\mathcal{M}_{12 \rightarrow 34}|^2}{64\pi^2 s} \frac{1}{(2S_1 + 1)(2S_2 + 1) p_{12}} \int \int p_{34} \delta(p_3^2 - m_3^2) d(m_3^2) \delta(p_4^2 - m_4^2) d(m_4^2). \quad (16)$$

ここで、 $|\mathcal{M}_{12 \rightarrow 34}|^2$ は、スピン状態で平均した行列要素である。もし、粒子が有限の巾を持つなら、上の δ -関数は、規格化された質量分布関数 $A(m)$ で置き換えられなければならない。 $|\mathcal{M}_{12 \rightarrow 34}| =$

$|\mathcal{M}_{34 \rightarrow 12}|$ という関係を使えば、

$$\frac{d\sigma_{34 \rightarrow 12}}{d\Omega} = \frac{(2S_1 + 1)(2S_2 + 1) p_{12}^2}{(2S_3 + 1)(2S_4 + 1) p_{34}} \frac{d\sigma_{12 \rightarrow 34}}{d\Omega} \frac{1}{\int \int p_{34} A(m_3^2) A(m_4^2) dm_3^2 dm_4^2}, \quad (17)$$

を得る。ここで、相対論的 Breit-Wigner 関数、式 (11) を質量分布関数 $A(m^2)$ として使った。通常の詳細釣合の式に比較して余分にある因子が吸収断面積を増加させる。このことが $\pi N \Delta$ のダイナミクスを理解する上で重要な働きをすることが既に示されている^{14, 15, 16)}。

単独の $\Delta(1232)$ 吸収断面積については、次のような式を用いる。

$$\sigma_{N\Delta \rightarrow NN'} = \frac{1}{2} \frac{1}{1 + \delta_{NN'}} \frac{p_N^2}{p_\Delta} \sigma_{NN' \rightarrow N\Delta} \left(\int_{(m_N + m_\pi)^2}^{(\sqrt{s} - m_N)^2} p_{\Delta(1232)} A(m^2) dm^2 \right)^{-1}. \quad (18)$$

p_N と p_Δ は、終状態の核子-核子の重心系の運動量と初期状態の重心系の運動量である。式 (18) の $1/(1 + \delta_{NN'})$ は終状態の同一粒子の性格から、 $1/2$ はスピンからきている。

拡張された詳細釣合の式には、幾つかの異なる表現が存在する。例えば、Danielewicz と Bertch¹⁴⁾ は、次のような式を用いている。

$$\frac{d\sigma_{34 \rightarrow 12}}{d\Omega} = \frac{(2S_1 + 1)(2S_2 + 1) p_{12}^2}{(2S_3 + 1)(2S_4 + 1) p_{34}} \frac{m_3}{m_3^R} \frac{m_4}{m_4^R} \frac{d\sigma_{12 \rightarrow 34}}{d\Omega} \frac{1}{\int \int p_{34} A(m_3'^2) A(m_4'^2) dm_3'^2 dm_4'^2}. \quad (19)$$

ここで、 m_i^R は、共鳴状態 i の中心質量である。一方、Wolf, Cassing and Mosel¹⁶⁾ は、次のような式を用いている。

$$\frac{d\sigma_{34 \rightarrow 12}}{d\Omega} = \frac{(2S_1 + 1)(2S_2 + 1) p_{12}^2}{(2S_3 + 1)(2S_4 + 1) p_{34}^2} \frac{d\sigma_{12 \rightarrow 34}}{d\Omega} \frac{1}{\int \int A(m_3^2) A(m_4^2) dm_3^2 dm_4^2}. \quad (20)$$

我々は、これらの式が、我々の結果と近い結果を与えることを確かめている。実際、図 4 に、 $\Delta^{++} n \rightarrow pp$ の反応について、これらの式が与える断面積をプロットした。

2.3. MB(中間子-バリオン)、MM(中間子-中間子) 衝突

MB、MM 衝突に関しても、BB 衝突同様、共鳴状態生成、ストリング生成の描像を用いる。 πN の全断面積について次のようなチャンネル分けを行う。

$$\sigma_{tot}(s)^{\pi N} = \sigma_{BW}(s) + \sigma_{el}(s) + \sigma_{s-S}(s) + \sigma_{t-S}(s). \quad (21)$$

ここで、 $\sigma_{el}(s)$ 、 $\sigma_{BW}(s)$ 、 $\sigma_{s-S}(s)$ 、と $\sigma_{t-S}(s)$ は、それぞれ、 t -チャンネル弾性散乱断面積、Breit-Wigner 型の s -チャンネル共鳴状態生成断面積、 s -チャンネルと t -チャンネルストリング生成断面積である。 t -チャンネルの共鳴状態生成断面積は、 $\sqrt{s} \sim 2$ GeV 以下のエネルギー領域で無視する。 t -チャンネル弾性散乱断面積 $\sigma_{el}(s)$ は、 s -チャンネル Breit-Wigner 断面積 $\sigma_{BW}(s)$ の弾性散乱の成分と、 t -チャンネル弾性散乱断面積 $\sigma_{el}(s)$ の和が、 πN 弾性散乱断面積の実験値を再現するように決められる。 $\Delta(1232)$ 以上の領域では、 t -チャンネル弾性散乱断面積がゼロでなくなる (図 5, 図 6)。ストリング生成断面積 ($\sigma_{s-S}(s)$ と $\sigma_{t-S}(s)$) は、実験の全断面積と $\sigma_{BW}(s) + \sigma_{el}(s)$ の差を

埋めるように決定される。Breit-Wigner 型の式^{7, 17)}を用いて、共鳴状態生成断面積 $\sigma_{BW}(s)$ を計算する。

$$\sigma(MB \rightarrow R) = \frac{\pi(\hbar c)^2}{p_{cm}^2} \sum_R |C(MB, R)|^2 \frac{(2S_R + 1)}{(2S_M + 1)(2S_B + 1)} \frac{\Gamma_R(MB)\Gamma_R(tot)}{(\sqrt{s} - m_R)^2 + \Gamma_R(tot)^2/4} . \quad (22)$$

式 (22) の崩壊中の計算にも、式 (12) の運動量依存の崩壊巾を用いる。 S_R 、 S_B 、 S_M は、共鳴状態、崩壊するバリオン、中間子のそれぞれのスピンである。上式の和は、 $R = N(1440) \sim N(1990)$ と $\Delta(1232) \sim \Delta(1950)$ の共鳴状態を示す。これらのパラメーターの値は、Particle Data Group¹¹⁾ より取り、実験の誤差の範囲で MB の断面積が良く再現されるように調整した。フィットの結果を図 5 と図 6 に示す。共鳴状態を正しく取り扱うことが、AGS や SPS エネルギー領域でのストレンジネス生成⁷⁾、また、 (K^-, K^+) 反応¹⁸⁾ に対して重要な働きをすることが示されている。実際、ストレンジネス生成断面積の計算では、 πN チャンネルよりも、 $R-N$ チャンネルの方が大きい値を与える結果となった。この事は、重イオン反応で見つかっているストレンジネスの増大を説明するのに有効であろう。

2.4. スtringの生成と崩壊

エネルギーが $\sqrt{s} > 4-5$ GeV を超えると、個々の共鳴状態による記述が適用できなくなる。それは、共鳴状態の巾が広くなり、不連続なレベルの概念が成り立たなくなるからである。エネルギー領域が $4-5 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 10-100$ GeV で、ハドロンの相互作用は横方向の運動量移行が小さい、いわゆる、ソフトプロセスと呼ばれる現象で特徴づけられる。この領域では、現象論的なストリングモデルが、ソフトプロセスを良く記述することが知られている。ストリングモデルでは、ハドロン-ハドロン衝突により、縦方向に伸びたストリング (ひも) 状の励起状態を作り出す。JAM の中では、このソフトプロセスの記述に、以下に示す HIJING モデル⁶⁾ の方法を採用している。

衝突する二つのハドロンの重心系で、次のような光円錐運動量 (light-cone momentum) p^+ 、 p^- を次のように定義する。

$$p^+ = E + p_z, \quad p^- = E - p_z . \quad (23)$$

ハドロン 1 が z -軸正方向へ、ハドロン 2 が z -軸負方向へ動いていると仮定すると、二つのハドロンの運動量の初期値は、

$$p_1 = (p_1^+, p_1^-, 0_T), \quad p_2 = (p_2^+, p_2^-, 0_T) . \quad (24)$$

運動量移行が (q^+, q^-, \mathbf{p}_T) とすると、二つのハドロンの運動量は次のように変化する。

$$p_1' = ((1-x^+)P^+, x^-P^-, \mathbf{p}_T), \quad p_2' = (x^+P^+, (1-x^-)P^-, -\mathbf{p}_T) . \quad (25)$$

ここで、 $P^+ = p_1^+ + p_2^+ = P^- = p_1^- + p_2^- = \sqrt{s}$ (重心系)。ストリングの質量は、

$$M_1^2 = x^-(1-x^+)s - p_T^2, \quad M_2^2 = x^+(1-x^-)s - p_T^2, \quad (26)$$

と表される。最小の運動量は、 $x_{min}^+ = p_2^+/P^+$ また $x_{min}^- = p_1^-/P^-$ である。回折的でないイベント (non-diffractive event) の光円錐運動量の移行については、DPM¹⁹⁾ と HIJING⁶⁾ で使われているのと同じ以下のような分布を用いる。即ち、バリオンに対しては、

$$P(x^\pm) = \frac{(1.0 - x^\pm)^{1.5}}{(x^{\pm 2} + c^2/s)^{1/4}} \quad (27)$$

中間子に対しては、

$$P(x^\pm) = \frac{1}{(x^{\pm 2} + c^2/s)^{1/4}((1 - x^\pm)^2 + c^2/s)^{1/4}} \quad (28)$$

ここで、 $c = 0.1\text{GeV}$ は、カットオフエネルギーである。シングルの回折的イベント (single-diffractive event) に対しては、実験的に知られている質量分布 dM^2/M^2 を再現するように次のような分布を用いる。

$$P(x^\pm) = \frac{1}{(x^{\pm 2} + c^2/s)^{1/2}} \quad (29)$$

ストリングは、クォーク-反クォーク、または、ダイクォーク-反ダイクォーク生成を通してハドロンになる。この過程は、Lund のストリングフラグメンテーションモデル PYTHIA6.1⁴⁾ を用いて記述する。ストリングフラグメンテーションでは、ハドロンの作られる時空点は生成されたクォークと反クォークが最初に出会う点で定義される yo-yo 生成点⁵⁾ で与えられると仮定する。yo-yo 生成時間は、ストリングテンションを $\kappa = 1\text{ GeV/fm}$ と仮定すると、AGS エネルギー領域で約 $1\text{fm}/c$ である。

$E_{lab} = 10 \sim 20\text{ GeV}$ のエネルギー領域での反応で、放出粒子の高い運動量成分を再現するために、低い横方向運動量 p_T 領域 ($p_T < p_0$) での、横方向運動量 p_T 移行に対して、HIJING モデル⁶⁾ と同様に、次のような関数形を用いる。

$$f(p_T) = \left\{ (p_T^2 + c_1^2)(p_T^2 + p_0^2)(1 + e^{(p_T - p_0)/c_2}) \right\}^{-1} \quad (30)$$

ここで、 $c_1 = 0.1\text{GeV}/c$ 、 $p_0 = 1.4\text{GeV}/c$ また、 $c_2 = 0.4\text{GeV}/c$ である。

図 7 に、 pp 衝突からの陽子 (丸)、 π^+ (三角)、 π^- (四角) のラピディティ分布を示す。上部が $12\text{ GeV}/c$ 、下部が $24\text{ GeV}/c$ である。ヒストグラムが JAM の結果を表し、実験データは文献²⁰⁾ より取った。陽子のエネルギー損失の振る舞い、及びパイ中間子生成のラピディティ分布が、JAM により良く再現されている。このエネルギー領域では、速い (ラピディティの大きい) 陽子は共鳴状態の崩壊を通して、また、中心のラピディティ領域の陽子はストリングフラグメンテーションを通して現れることが、JAM モデルを用いた解析から分かる。共鳴状態の崩壊の角度分布の非等方性は、平均値が $0.35\text{ GeV}/c^2$ の p_T のガウス分布¹⁰⁾ を仮定して考慮されている。

HIJING⁶⁾ によって報告されているように、 $p_{lab} \sim 20\text{ GeV}/c^2$ 領域で陽子とパイ中間子の横方向運動量 p_T の高い成分を説明するには、構成クォークへの非常に小さい p_T 移行が重要である。この点についても、図 8 が示すように JAM モデルは、 $12\text{ GeV}/c$ (左)、 $24\text{ GeV}/c$ (右) の pp 衝突からの陽子 (丸)、 π^+ (三角)、 π^- (四角) の横方向運動量分布を良く再現している。

図 9 に、 pp 衝突からの π^+ 、 π^- 、 π^0 、 K^0 、 K^+ 、 Λ 、 Σ^- 、 Σ^0 の生成断面積のエネルギー依存性を示す。横軸のエネルギーは pp の重心系のエネルギーである。実線が JAM の結果であり、実

験値は文献¹²⁾より取った。これらの結果は、 pp 衝突からの粒子生成のエネルギー依存性についても、JAMの結果が実験値を良く再現していることを示している。

ここまでの図が示すように、JAMモデルの共鳴状態の崩壊とストリング崩壊による素過程での粒子生成は、数100 MeVから数10 GeVまでの広いエネルギー領域で実験の生成全断面積とチャンネル毎の断面積ともに良く記述する。このように素過程が正しく記述されていることが、カスケード計算の重要な要素である。

2.5. 残留核

概要のところでも述べたように、JAMコード(ver.1.005)をNMTC/JAERIの核反応部分に導入するためには、次のような点において改良が必要である。NMTC/JAERIのような輸送コードでは、入射粒子は、核子、中間子に限られているが、核反応の結果、出力として求められるものとして、放出される粒子の情報のほかに、残留核の情報、残留核種とその励起エネルギーの情報を必要とする。これは、輸送コードが、入射エネルギーがいかに高くても、放出される粒子、特に中性子の数MeVに至るまでのスペクトルを扱うためである。

オリジナルのJAMコード(ver.1.005)では、原子核内の核子が束縛されているという情報は何も入っていない。したがって、核内核子はフェルミ運動量を持っているので、入射核子や入射原子核との相互作用がなくても、時間とともにばらばらになってしまう。これを回避するため、また、終状態で残留核の情報を評価するために、次のような簡単なモデルを導入した。

まず、入射粒子は核子とパイ中間子だけに限定されるので、標的核のポテンシャルだけを仮想的に考える。ポテンシャルの深さを核種によらず50 MeVとし、入射粒子は核内に入るときにこのエネルギーだけ加速される。その時、運動量は方向を変えないと仮定する。核内核子は有限の運動量を持つにもかかわらず入射粒子、または、入射粒子と衝突を経験した核子と衝突するまでは位置を変化させない。その他は通常のカスケード計算を行い、カスケードの最後で全粒子のエネルギーを計算し、運動エネルギーが50 MeV(ただし、陽子に関しては、50 MeV+Coulomb Barrier)以上の粒子に関しては、核外に出たものとする。このときの運動エネルギーから50 MeVを差し引いたものを放出粒子の運動エネルギーとする。ここで、入射時と同様に運動量方向は変えない。二体衝突、もしくは崩壊の際、核子の終状態のエネルギーが42 MeV以下の場合はパウリ排他律で阻止されるものとする。放出粒子以外の核子が残留核を形成するものとして、残留核の核種(陽子数、中性子数)を決定する。残留核の励起エネルギーは、NMTC/JAERIコードと同様に、次のように決定する。すなわち、入射エネルギーから、放出粒子のエネルギー、入射、放出核子の束縛エネルギー、標的核と残留核の Q 値、残留核の反跳エネルギー、を差し引いたものを残留核の励起エネルギーとする。入射核子、放出核子ともに束縛エネルギーとして、陽子7.29 MeV、中性子8.07 MeVを仮定する。このような簡単なモデルで評価した残留核の励起エネルギーは、3章の結果が示すように、そこからの蒸発粒子のスペクトルを見る限り良い近似といえる。

2.6. SDM(Statistical Decay Model) モデル

NMTC/JAERI コードのような輸送コードでは、数 MeV に至るまでの中性子のスペクトルを扱う必要がある。そのような低いエネルギーの核子は、主に励起した残留核の統計崩壊からの蒸発粒子として現れる。統計崩壊コード自体は、NMTC/JAERI コードにも含まれているし、優れた既存のコードが存在するが、この報告では、簡単のため文献²¹⁾の SDM モデルを使用する。このモデルは、 p, n, d, t, α の軽粒子蒸発と中原が提案した高エネルギー核分裂モデル²²⁾からなる非常に簡単なものである。以下にその概要を示す。

フェルミガスモデルで、粒子 x の放出確率 P_x は、

$$P_x = (2J_x + 1) m_x \epsilon \sigma_x(\epsilon) \rho(E) d\epsilon, \quad (31)$$

と書ける。ここで、 J_x, m_x, ϵ は、粒子 x のスピン、質量、運動エネルギーである。また、 $\sigma_x(\epsilon)$ 、 $\rho(E)$ は、逆過程の断面積、残留核の準位密度である。 $\rho(E)$ は、

$$\rho(E) = w_0 \exp(2\sqrt{aE}). \quad (32)$$

ここで、 $a = A/8 \text{ MeV}^{-1}$ また、 w_0 は定数である。逆過程の断面積は、

$$\sigma_x(\epsilon) = \begin{cases} (1 - U_x/\epsilon) \pi R^2 & : \epsilon > U_x \\ 0 & : \epsilon \leq U_x \end{cases} \quad (33)$$

ここで、 R は、吸収半径、 U_x は、粒子 x に対するクーロン障壁。式 (32) の励起エネルギー E は、

$$E = E_0 - \epsilon - Q. \quad (34)$$

ここで、 E_0 は、親核の励起エネルギー、 Q は、質量公式から計算される Q 値である。粒子 x の全放出確率 R_x は、式 (31) をエネルギーで積分して得られる。

$$R_x = (2J_x + 1) m_x \times \int_{U_x}^{E_0 - Q_x} \epsilon \sigma_x(\epsilon) \rho(E_0 - Q_x - \epsilon) d\epsilon. \quad (35)$$

この積分は解析的にできて、放出される粒子のスペクトルは、

$$N(\epsilon_x) d\epsilon_x = \frac{\epsilon_x - U_x}{T_x^2} \exp\left\{-\frac{\epsilon_x - U_x}{T_x}\right\} d\epsilon_x. \quad (36)$$

ここで、

$$aT_x^2 = E_0 - U_x - Q_x. \quad (37)$$

このモデルでは、 γ 崩壊、角運動量は考慮していない。また、核分裂に関しては、中原の高エネルギー核分裂モデル²²⁾を用いる。

3. 実験との比較

3.1. AGS 実験との比較

まず、数 10 GeV の入射エネルギーの反応への適用性を調べるために、AGS 実験 E802 のデータと JAM の結果を比較する。この解析のためには、JAM コード (ver.1.005) のオリジナルの部分だけが必要で、実験との比較により、オリジナルの JAM コードに含まれる衝突項の詳細、特に、共鳴状態の記述からストリングへ至る非弾性散乱の取り扱いの詳細がチェックできる。ここで示すのは、13.7 GeV 入射の陽子入射、重イオン入射の実験であるが、実験値、計算値とも、その傾向は 10 GeV から数 10 GeV の領域ではほとんど変化しない。

図 10 に、13.7 GeV 入射エネルギーの、上段左から p+Al、p+Au、下段左から Si+Al ($b \leq 1.79\text{fm}$)、Si+Au ($b \leq 2.9\text{fm}$)、の反応からの陽子の invariant transverse mass スペクトルを示す。ヒストグラムは JAM の結果を表し、実験値は E802 データ、文献^{23, 24)}から取った。陽子入射反応(上段)については、ラピディティ領域が下から $y = 0.9$ から $y = 2.1$ まで、Si+Al (下段)では、下から $y = 0.6$ から $y = 1.8$ まで、Si+Au については、下から、 $y = 0.7$ から $y = 1.9$ まで、全ての場合でラピディティ巾は $\delta y = 0.2$ である。スペクトルは、下から順に 100 倍ずつシフトさせてプロットしてある。全ての場合で、JAM の結果は実験値を良く再現する。

図 11 に、13.7 GeV 入射エネルギーの、上段左から p+Al、p+Au、下段左から Si+Al ($b \leq 1.79\text{fm}$)、Si+Au ($b \leq 2.9\text{fm}$)、の反応からの π^+ の invariant transverse mass スペクトルを示した。ヒストグラムは JAM の結果を表し、実験値は E802 データ、文献^{23, 24)}から取った。陽子入射反応(上段)については、ラピディティ領域が下から $y = 0.7$ から $y = 2.5$ まで、Si+Al(下段)では、 $y = 0.8$ から $y = 2.6$ まで、Si+Au では、 $y = 0.7$ から $y = 2.5$ まで、全ての場合でラピディティ巾は $\delta y = 0.2$ である。スペクトルは、下から順に 100 倍ずつシフトさせてプロットしてある。

図 12 に、13.7 GeV 入射エネルギーの、上段左から p+Al、p+Au、下段左から Si+Al ($b \leq 1.79\text{fm}$)、Si+Au ($b \leq 2.9\text{fm}$)、の反応からの π^- の invariant transverse mass スペクトルを示した。ヒストグラムは JAM の結果を表し、実験値は E802 データ、文献^{23, 24)}から取った。上段、p+Al では、ラピディティ領域が下から $y = 0.9$ から $y = 2.7$ まで、p+Al では、 $y = 0.7$ から $y = 2.5$ まで、下段、Si+Al では、下から $y = 0.8$ から $y = 2.6$ まで、Si+Au については、下から、 $y = 0.7$ から $y = 2.5$ まで、全ての場合でラピディティ巾は $\delta y = 0.2$ である。スペクトルは、下から順に 100 倍ずつシフトしている。

全ての入射粒子、標的核で、JAM の結果は実験のスペクトルの傾き、絶対値を良く再現している。

3.2. 3 GeV 以下の実験との比較

次に、エネルギーが 3 GeV 以下の実験と JAM の結果を比較する。

図 13 に、 $p(3170\text{MeV}) + {}^{208}\text{Pb}$ 反応からの陽子(左)、 π^- (右)の微分断面積を示す。実験値は文献²⁵⁾から取った。角度は実験室系である。上段が JAM の結果、下段が LAHET2.7³⁾の結果である。LAHET2.7 の結果については、次章で論ずる。JAM の結果は、大きい角度での陽子の高い

運動量成分を多少過小評価するが、全体として陽子、 π^- に関して実験を良く再現する。

図 14 は、 $p(3000\text{MeV})+^{208}\text{Pb}$ 反応からの中性子の微分断面積である。左がエネルギー横軸が対数、右が横軸が線形のプロット、実験値は文献²⁶⁾から取った。角度は実験室系である。上段が JAM の結果、下段が LAHET2.7 の結果である。20 MeV 以下の中性子は、残留核からの蒸発成分である。前章で述べたように、非常に簡単な残留核の評価、また、簡単な統計崩壊モデルにもかかわらず、低いエネルギー領域における中性子のスペクトルも JAM によって良く再現されていることが分かる。図 15 は、 $p(1500\text{MeV})+^{208}\text{Pb}$ 反応からの中性子の微分断面積である。これについても、JAM の結果は、1 MeV から入射エネルギーまでの中性子スペクトルを非常に良く再現する。

1 GeV 以下のエネルギーの例として、図 16 に、 $p(800\text{MeV})+^{208}\text{Pb}$ 反応からの中性子の微分断面積を示す。左がエネルギー横軸が対数表示、右が横軸が線形表示のプロットである。実験値は文献²⁷⁾から取った。角度は実験室系である。上段が JAM の結果、下段が LAHET2.7 の結果である。同様に、図 17 は $p(597\text{MeV})+^{208}\text{Pb}$ 反応、図 18 は $p(256\text{MeV})+^{208}\text{Pb}$ 反応、また、図 19 は $p(160\text{MeV})+^{208}\text{Pb}$ 反応に対する結果である。低い入射エネルギーの場合の quasi-elastic のピーク、また、低い入射エネルギーの場合での後方角度の断面積を多少過小評価するものの、JAM の結果は、160 MeV 以上の入射エネルギーで、中性子スペクトルの実験結果を良く再現している。

4. LAHET2.7 との比較

NMTC/JAERI コードの適用上限エネルギー、核子で 3.5 GeV、パイ中間子で 2.5 GeV、は、NMTC/JAERI コードの核反応計算に用いる Bertini²⁸⁾ モデルに含まれる核子-核子の非弾性散乱のチャンネルの制限によるものである。Bertini モデルでは、 2π チャンネルまでしか取り扱わないため、上記の適用エネルギー上限が設定されている。まず、JAM の結果を基にこの上限エネルギーの妥当性を見てみよう。図 20 は、陽子陽子の非弾性散乱断面積を生成パイ中間子の個数で分解したものである。この図から、3.5 GeV のエネルギーで、既に 3π 以上のチャンネルが 20% 近く含まれていることが分かる。したがって、Bertini モデルの 2π チャンネルまでの適用上限エネルギーが 3.5 GeV というのは、ぎりぎりの上限である。

NMTC/JAERI と同様に、Bertini モデルを核内カスケード部分の基本モデルとして採用している HETC 系輸送コードに、LAHET2.7³⁾ がある。この LAHET2.7 は公開されており、また、エネルギー上限がスケーリング則を用いて拡張されているため、3.5 GeV 以上の粒子輸送計算に用いられている。以下では、この LAHET2.7 コードの核内カスケード計算と JAM 結果を比較する。

既に図 16 から図 19 で示したように、エネルギーが 160 MeV から 800 MeV の陽子入射反応からの中性子スペクトルについては、JAM の結果も LAHET2.7 の結果も実験を良く再現するため、2つのモデルはほぼ同等の精度をもつといえる。しかしながら、1 GeV を超えるエネルギーになると、図 14 と図 15 が示すように、JAM は実験のスペクトルを良く再現しているが、LAHET2.7 の結果は 20 MeV 前後の中性子の断面積を過大評価し始める。また、図 13 が示すように、100 MeV から 200 MeV のパイ中間子の断面積に、実験値には見られない不自然な谷が見え始める。160 MeV の入射からの中性子のスペクトルでは (図 19)、JAM の結果は前方、後方で実験との一致があまり良くないが、LAHET2.7 の結果も同様に、前方、後方のスペクトルの再現があまり良くない。い

ずれの場合も、カスケードモデルの低エネルギー側での限界を示しているのであろう。

高エネルギーでの LAHET2.7 と JAM の結果を比較するために、図 21 から図 27 に、陽子のエネルギーを、0.8 GeV、1.5 GeV、3.17 GeV、4 GeV、6 GeV、12 GeV、24 GeV と変化させた場合、標的核が ^{208}Pb からの中性子と π^+ のスペクトル (上段) と角度分布 (下段) を示した。図中の黒四角が JAM の結果、ヒストグラムが LAHET2.7 の結果である。

これらの図で、3 GeV 以下の入射エネルギー領域を見ると、まず、パイ中間子の角度分布の図で、LAHET2.7 の結果が JAM に比べて小さい値を示している。これは、角度分布を取っているパイ中間子のエネルギーが、LAHET2.7 でちょうどスペクトルの窪みに相当するところを選んでいからである。この LAHET2.7 の窪みは、図 13 の実験との比較が示すように、不自然なものである。次に、中性子に関しては、二つのモデルの結果はほぼ同等である。ただし、図 14 と図 15 が示すように、JAM は実験のスペクトルを良く再現しているが、LAHET2.7 の結果は 20 MeV 前後の中性子の断面積を過大評価し始める。

ところが、4 GeV を超えるエネルギー領域になると、LAHET2.7 の結果は、異常な振る舞いを見せ始める。LAHET2.7 の結果は、中性子、パイ中間子とも、横方向 (90 度方向) の成分がエネルギーとともに欠落しはじめ、10 GeV を超えると、放出される中性子、パイ中間子は、超前方もしくは超後方に限られてしまう。また、中性子の前方のスペクトルも 100 MeV から 1 GeV にかけての領域で、不自然な盛り上がりを示している。一方、JAM の結果は、図 10、図 11、図 12 が示すように、数 10 GeV 領域の反応でも実験を良く再現する。この LAHET2.7 の異常な振る舞いは、LAHET2.7 の高エネルギー側の拡張のために用いているスケーリング則が原因であろう。LAHET2.7 のマニュアル³⁾には、10 GeV 以上での計算には、このスケーリング則の適応は保証できないとの記述があるが、ここで示した結果は、4 GeV で既に不都合が出ていることを示している。スケーリング則は、高いエネルギーの核子-核子非弾性散乱を強引に 2π チャンネルに押し込めているので、図 20 が示すように、4 GeV 以上で不都合が出るのは、当然であろう。

5. まとめ

NMTC/JAERI コードの高エネルギー側への拡張として、NMTC/JAERI の核反応部分に、高エネルギー原子核-原子核反応を記述するモデルとして提案されたカスケードモデル JAM (Jet AA Microscopic Transport Model) を導入し、エネルギー上限が数 100 GeV の輸送コード NMTC/JAM を作成した。本報告では、NMTC/JAM に組み込まれる核反応モデル JAM の説明と、薄膜の核反応での JAM の結果と実験との比較、また、LAHET2.7 の結果との比較を行い、JAM コードの妥当性を示した。

JAM コードは、カスケードタイプのモンテカルロコードであり、高エネルギーで重要な核子-核子の非弾性散乱断面積を記述するモデルとして、低いエネルギーでは、共鳴状態生成と崩壊、エネルギーの増加と共にストリングの生成と崩壊、更に高いエネルギーでは、Multiple Minijet Production が perturbative QCD (pQCD) を用いて取り入れられている。

オリジナルの JAM コードを NMTC/JAERI コードに組み込むためには、直接反応後の残留核の核種、励起エネルギーの評価が必要であるが、そのために、簡単なモデルを仮定した。また、

オリジナルの JAM コードを NMTC/JAERI コードに組み込むためには、直接反応後の残留核の核種、励起エネルギーの評価が必要であるが、そのために、簡単なモデルを仮定した。また、励起残留核からの蒸発成分を計算するために、単純な SDM(Statistical Decay Model) モデルを用いた。

本報告では、160 MeV から数 10 GeV までの陽子入射反応について、生成される、中性子、パイ中間子の断面積を、実験と比較した。JAM の結果は、このエネルギー領域の中性子、パイ中間子のスペクトルについて直接反応の成分から蒸発過程の成分まで、輸送コードの核反応部として採用するのに十分に良い精度で再現することが分かった。また、3 GeV 以下では、既存の公開コード LAHET2.7 の核反応計算の結果と比較しても、遜色の無い、細部によってはより良い精度で実験値を再現することが示された。

更に、3 GeV 以上の入射エネルギーの結果を、LAHET2.7 コードの結果と詳細に比較した。LAHET2.7 は、NMTC/JAERI コードと同様に、核反応部が Bertini モデルを基に作られているが、スケーリング則を用いてその適応エネルギーを拡張してある。JAM との比較の結果、LAHET2.7 の結果は、4 GeV を超えるとスペクトルが前後方に片寄りをはじめ、10 GeV を超えると、残留核からの蒸発成分を除くスペクトルが、全て超前方と後方に片寄る異常な振る舞いを示すことが確認された。JAM の結果は、13 GeV の実験の陽子、パイ中間子のスペクトルを良く再現しているので、この振る舞いはスケーリング則の破綻による非現実的なものであろう。したがって、LAHET2.7、もしくは、そのコード体系である LCS コードを 4 GeV 以上に適用するのは甚だ疑問である。

JAM の核反応の計算結果は、NMTC/JAERI コードの核反応部として採用するモデルとして、150 MeV 前後から数 10 GeV の領域で十分な精度を持つことを示している。本研究により、NMTC/JAERI コードの適用エネルギー範囲を 3.5 GeV 以上に拡張する基礎を確立した。次段階として、バルク、水銀ターゲット、鉄ターゲット等の積分実験の解析による NMTC/JAM の妥当性の検証を行う。JAM を組み込んだ NMTC/JAM コードを中性子源ターゲットシステム設計、加速器遮蔽、等の巨視的体系の計算に適用し、施設全体の設計の信頼性の向上を図る。

参考文献

- 1) Takada H., Yoshizawa N., Kosako K. and Ishibasi K.: "An Upgrade Version of The Nucleon Meson Transport Code: NMTC/JAERI97", JAERI-Data/Code 98-005, Japan Atomic Energy Research Institute (1998).
- 2) Nara Y., Otuka N., Ohnishi A., Niita K. and Chiba S.: submitted to Phys. Rev. C, and Comp. Phys. Comm.. (1999).
- 3) Prael R. E. and Lichtenstein H., "User Guide to LCS: The LAHET Code System", LA-UR-89-3014, Los Alamos National Laboratory (1989).
- 4) Sjöstrand T.: Comp. Phys. Comm. **82**, 74 (1994). PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual. <http://thep.lu.se/tf2/staff/torbjorn/Welcome.html>.
- 5) Bialas A. and Gyulassy M.: Nucl. Phys. **B291**, 793 (1987).
- 6) Wang X. N. and Gyulassy M.: Phys. Rev. D **44**, 3501 (1991); Wang, X. N.: Phys. Rep. **280**, 287 (1997); Wang X. N. and Gyulassy M.: Comp. Phys. Comm. **83**, 307 (1994); <http://www-nsdth.lbl.gov/~xnwang/hijing/>.
- 7) Sorge H., Mattiello R., Jahns A., Stöcker H. and Greiner W.: Phys. Lett. B **271**, 37 (1991); Sorge H., Winkelmann L., Stöcker H. and Greiner W.: Z. Phys. C **59**, 85 (1993).
- 8) Winkelmann L.A., Bass S.A., Bleicher M., Brandstetter M., Dumitru A., Ernst C., Gerland L., Konopka J., Soff S., Spieles C., Weber H., Hartnack C., Aichelin J., Amelin N., Stöcker H. and Greiner W.: Nucl. Phys. **A610**, 116c (1996); Bass S.A., Belkacem M., Bleicher M., Brandstetter M., Bravina L., Ernst C., Gerland L., Hofmann M., Hofmann S., Konopka J., Mao G., Neise L., Soff S., Spieles C., Weber H., Winkelmann L.A., Stöcker H., Greiner W., Hartnack C., Aichelin J. and Amelin N.: Prog. Part. Nucl. Phys. **41**, 225 (1998).
- 9) Werner K.: Z. Phys. C **42**, 85 (1989); Phys. Rep. **232**, 87 (1993).
- 10) Sorge H.: Phys. Rev. C **52**, 3291 (1995).
- 11) Particle-Data-Group: Phys. Rev. D **54**, (1996).
- 12) Baldni A., Flaminio V., Moorhead W.G. and Morrison D.R.O.: "Total Cross-Sections for Reactions of High Energy Particles", vol. 12a and vol. 12b, Springer-Verlag Berlin 1988.
- 13) Teis S., Cassing W., Effenberger M., Hombach A., Mosel U. and Wolf Gy.: Z. Phys. A **356**, 421 (1997); Effenberger M., Hombach A., Teis S. and Mosel U.: Nucl. Phys. **A613**, 353 (1997).

- 14) Danielewicz P. and Bertch G.F.: Nucl. Phys. **A533**, 712 (1991).
- 15) Bao-An Li: Nucl. Phys. **A552**, 605 (1993).
- 16) Wolf Gy., Cassing W. and Mosel U.: Nucl. Phys. **A552**, 549 (1993).
- 17) Brown G.E., Ko C.M., Wu Z.G. and Xia L.H.: Phys. Rev. C **43**, 1881 (1991).
- 18) Nara Y., Ohnishi A., Harada T. and Engel A.: Nucl. Phys. **A614**, 433 (1997).
- 19) Capella A., Sukhatme U., Tan C.-I. and Tran Thanh Van J.: Phys. Rep. **236**, 225 (1994).
- 20) Bonn-Hamburg-München Collaboration, Blobel V., *et al.*: Nucl. Phys. **B69**, 454 (1974).
- 21) Niita K., Chiba S., Maruyama Tosh., Maruyama Tomo., Takada H., Fukahori T., Nakahara Y., and Iwamoto A.: Phys. Rev. C **52**, 2620 (1995).
- 22) Nakahara Y.: J. Nucl. Sci. Technol. **20**, 511 (1983).
- 23) E802 Collaboration, Abbott T., *et al.*: Phys. Rev. D **45**, 3906 (1992); Compilation of Relativistic Heavy-Ion Data, http://www.nndc.bnl.gov/~hi_data/rhid.html.
- 24) E802 Collaboration, Abbott T., *et al.*, Phys. Rev. D **50**, 1024 (1994); Compilation of Relativistic Heavy-Ion Data, http://www.nndc.bnl.gov/~hi_data/rhid.html.
- 25) En'yo H., *et al.*: Phys. Lett. B **159**, 1 (1985).
- 26) Ishibashi K., *et al.*, J. Nucl. Sci. Technol. **32**, 827 (1995) and private communication.
- 27) Amian W. B., Byrd B.C., Goulding C.A., Meier M.M., Morgan G.L., Moss C.E., and Clark D.A.: Nucl. Sci. and Eng. **112**, 78 (1992); and private communication.
- 28) Bertini H.W.: "Monte Carlo Calculation on Intranuclear Cascade", ORNL-3383 Oak Ridge National Laboratory (1963).

表 1. $I=1$ の共鳴状態生成断面積パラメーター。 π_s は、s-wave パイ中間子生成断面積を示す。

Channel	a	b	c	d	$\sqrt{s_{th}}$
$\sigma_1(NN \rightarrow NN^*)$	24.94700	2.48150	2.63330	0.425358	2.162
$\sigma_1(NN \rightarrow \Delta(1232)\Delta(1232))$	7.63181	1.41140	2.67784	0.311722	2.252
$\sigma_1(NN \rightarrow N\Delta^*)$	8.01615	2.74161	3.34503	0.259703	2.340
$\sigma_1(NN \rightarrow N^*\Delta(1232))$	13.14580	2.06775	2.75682	0.247810	2.300
$\sigma_1(NN \rightarrow \Delta(1232)\Delta^*)$	19.63220	2.01946	2.80619	0.297073	2.528
$\sigma_1(NN \rightarrow N^*N^*)$	11.67320	2.31682	2.96359	0.259223	2.438
$\sigma_1(NN \rightarrow N^*\Delta^*)$	2.99086	2.29380	3.54392	0.090438	2.666
$\sigma_1(NN \rightarrow \Delta^*\Delta^*)$	35.13780	2.25498	3.14299	0.215611	2.804
$\sigma_1(NN \rightarrow NN\pi_s)$	15.644100	1.675220	2.07706	0.658047	2.014

表 2. $I=0$ の共鳴状態生成断面積パラメーター。 π_s は、s-wave パイ中間子生成断面積を示す。

Channel	a	b	c	d	$\sqrt{s_{th}}$
$\sigma_0(NN \rightarrow NN^*)$	166.60600	2.10128	2.34635	0.284955	2.162
$\sigma_0(NN \rightarrow \Delta(1232)\Delta(1232))$	39.99770	1.83576	2.40348	0.288931	2.252
$\sigma_0(NN \rightarrow \Delta(1232)\Delta^*)$	56.32490	2.00679	2.71312	0.362132	2.528
$\sigma_0(NN \rightarrow N^*N^*)$	2.14575	0.21662	3.40108	0.252889	2.438
$\sigma_0(NN \rightarrow \Delta^*\Delta^*)$	4.14197	1.67026	3.75133	0.476595	2.804
$\sigma_0(NN \rightarrow NN\pi_s)$	78.868103	0.746742	1.25223	0.404072	2.014

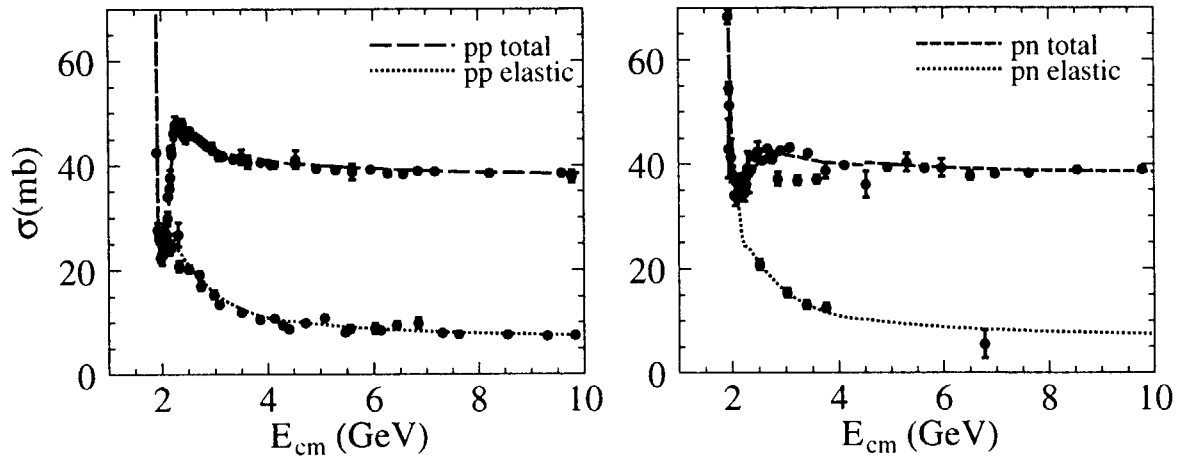


図 1. pp と pn の全断面積、弾性散乱断面積。実験値は、particle data group ¹¹⁾ から取った。破線、点線は、JAM コードの中で用いる実験をフィットした値を示す。高エネルギー側は、CERN-HERA and COMPAS group のパラメーター ¹¹⁾ を用いた。

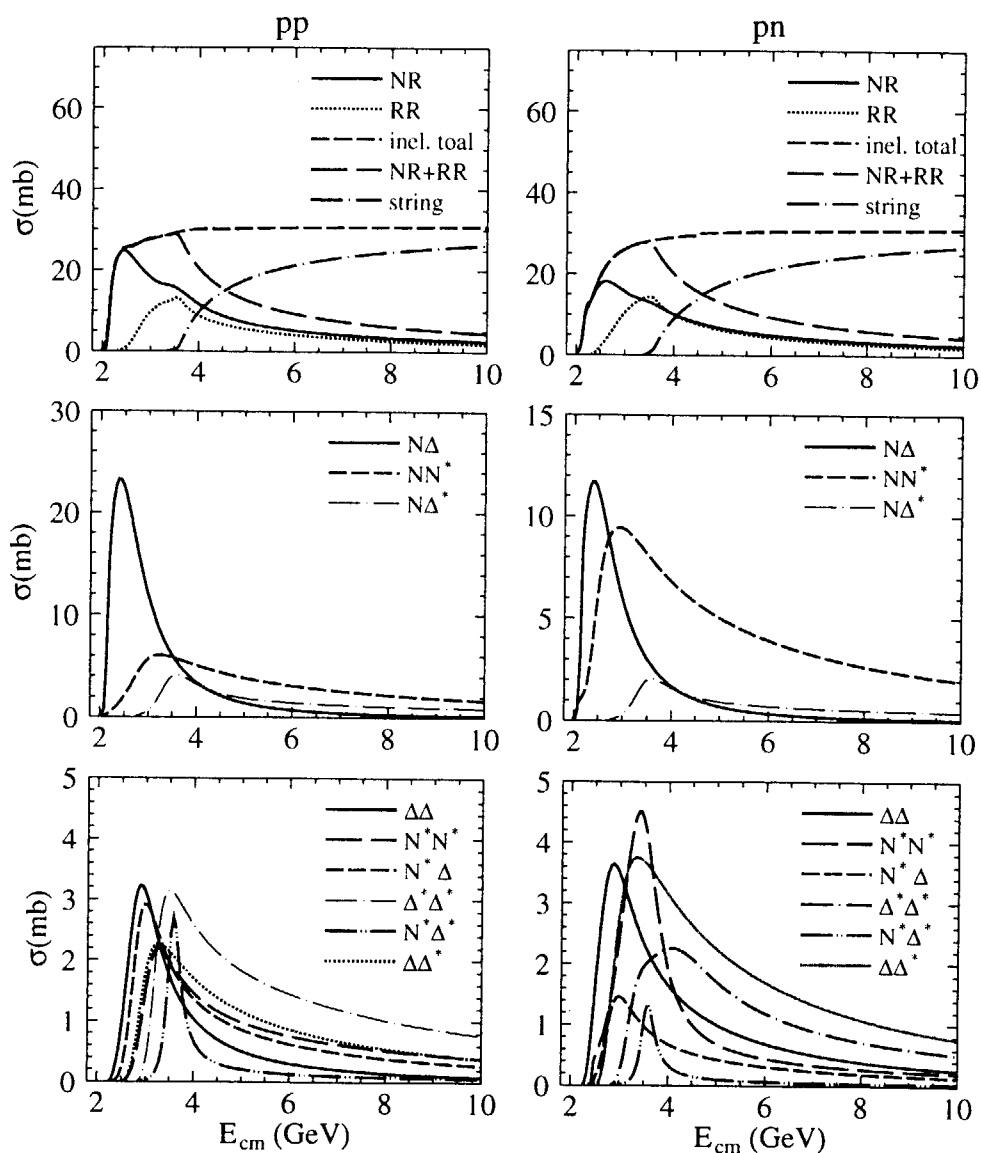


図 2. 重心系エネルギーの関数としての共鳴状態生成断面積。左が pp 、右が pn である。上段には、total one-resonance (NR), double-resonance (RR), total resonance (NR+RR), total inelastic cross section それと string formation cross sections が示してある。中段と下段には、それぞれの one-resonance 生成と double-resonance 生成の断面積がプロットしてある。

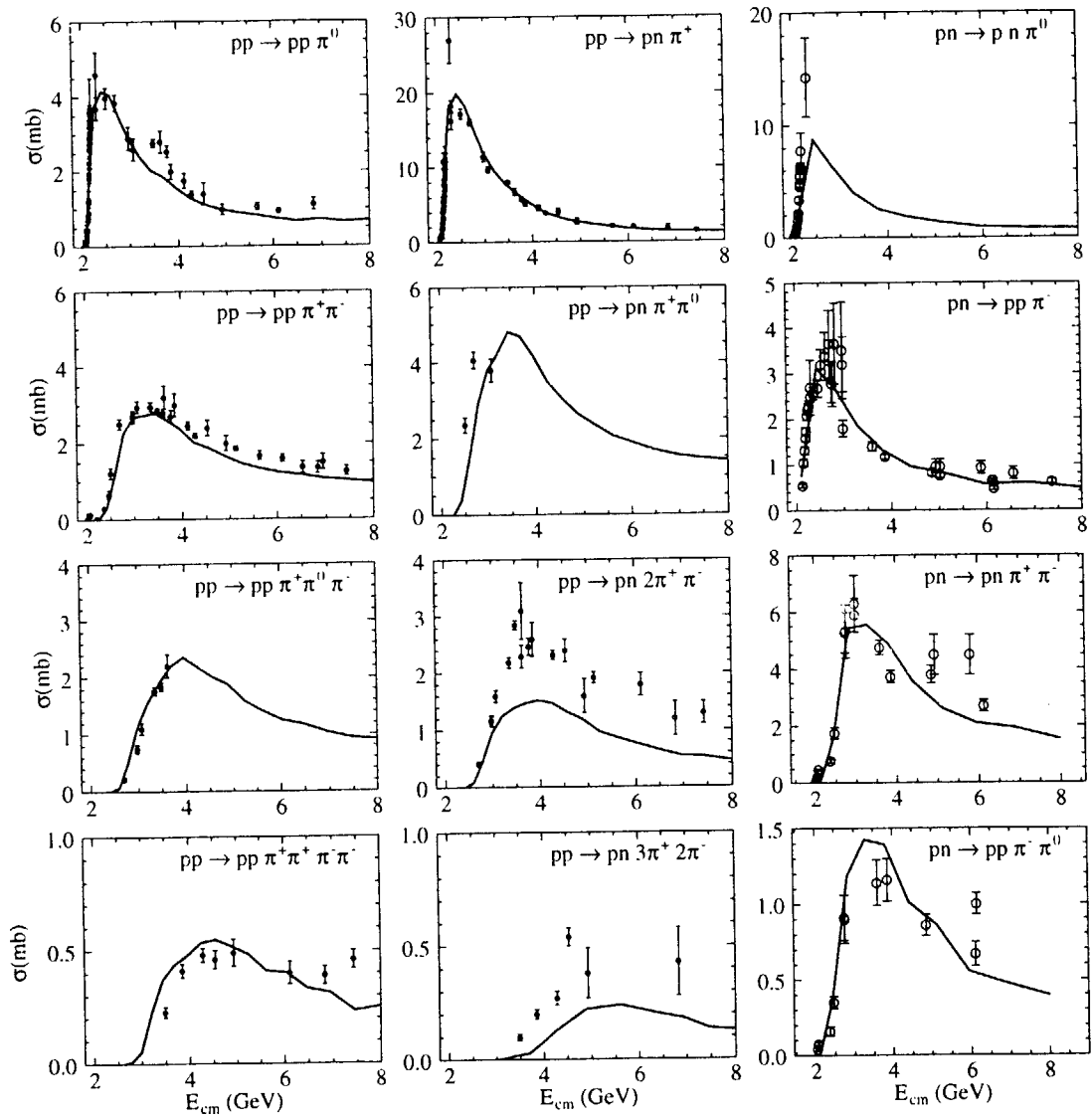


図 3. JAM モデルにおける pp と pn からのチャンネル毎のパイオン生成断面積。実験値は、文献¹²⁾から取った。

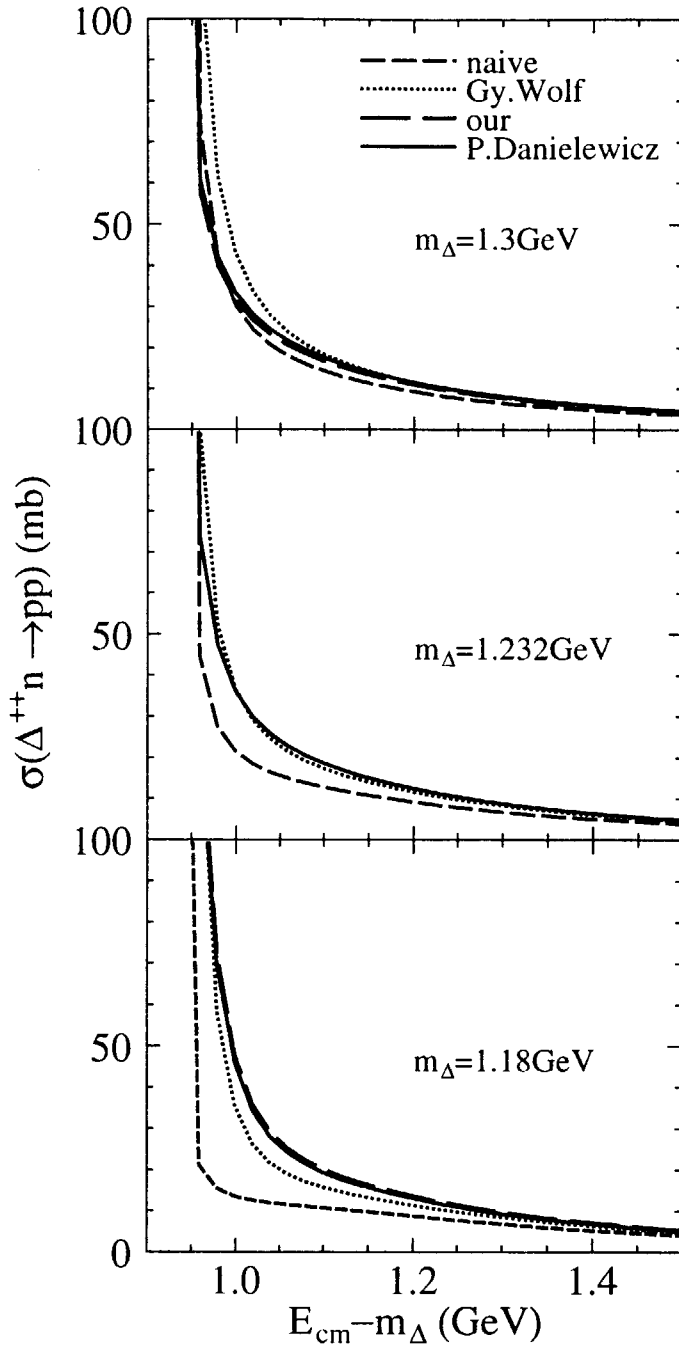


図4. $\Delta^{++}n \rightarrow pp$ 反応の断面積。横軸は $\sqrt{s} - M_{\Delta}$ である。 M_{Δ} は、入射 Δ の質量。破線は、 Δ の巾を考慮しない詳細釣合の式の結果である。文献¹⁶⁾の結果は、点線、文献¹⁴⁾の結果は、実線で示してある。長破線は、我々の式(18)の結果である。

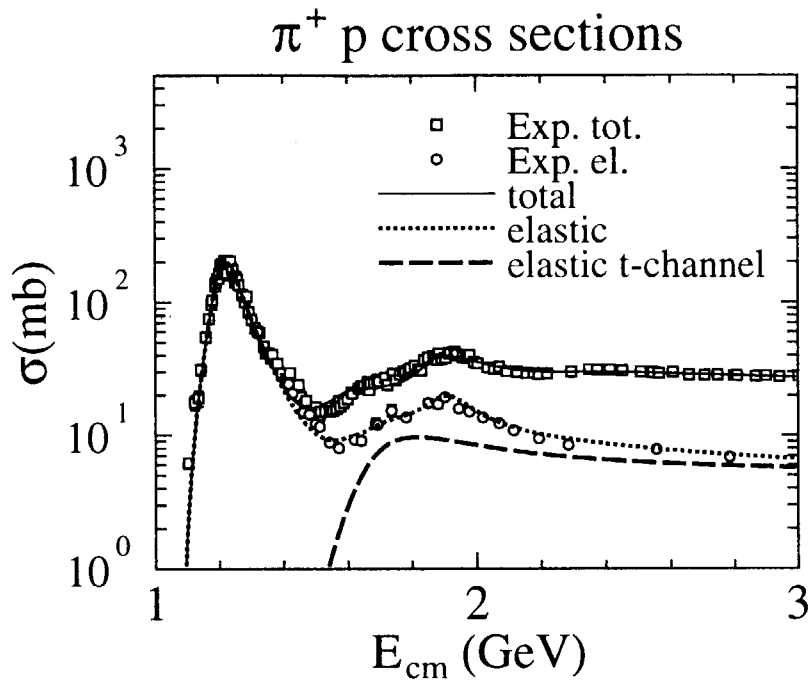


図 5. $\pi^+ p$ の全断面積と弾性散乱断面積。データは、文献¹¹⁾より取った。全断面積、弾性散乱断面積は、 s -チャンネルと t -チャンネルの共鳴状態生成、ストリング生成過程の和として与えられる。

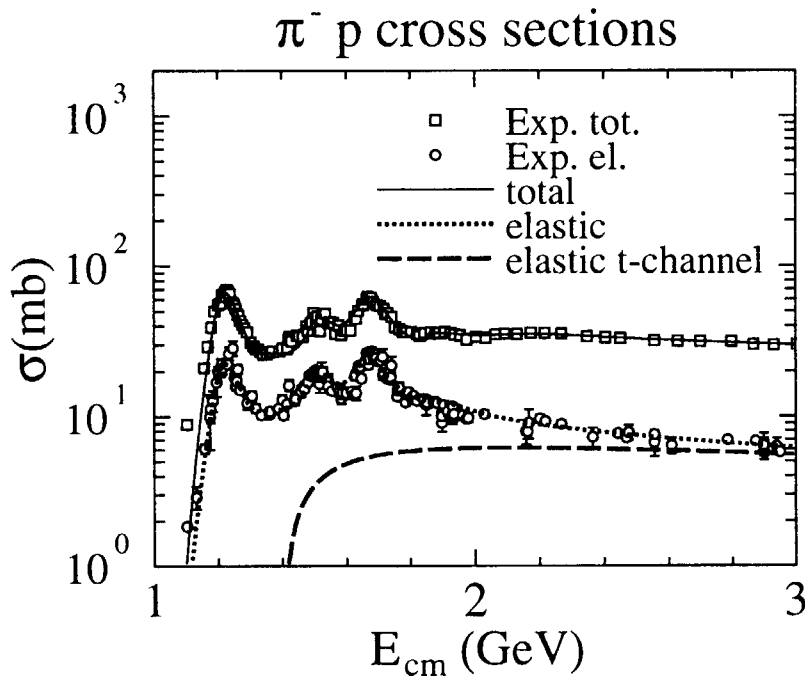


図 6. $\pi^- p$ の全断面積と弾性散乱断面積。データは、文献¹¹⁾より取った。

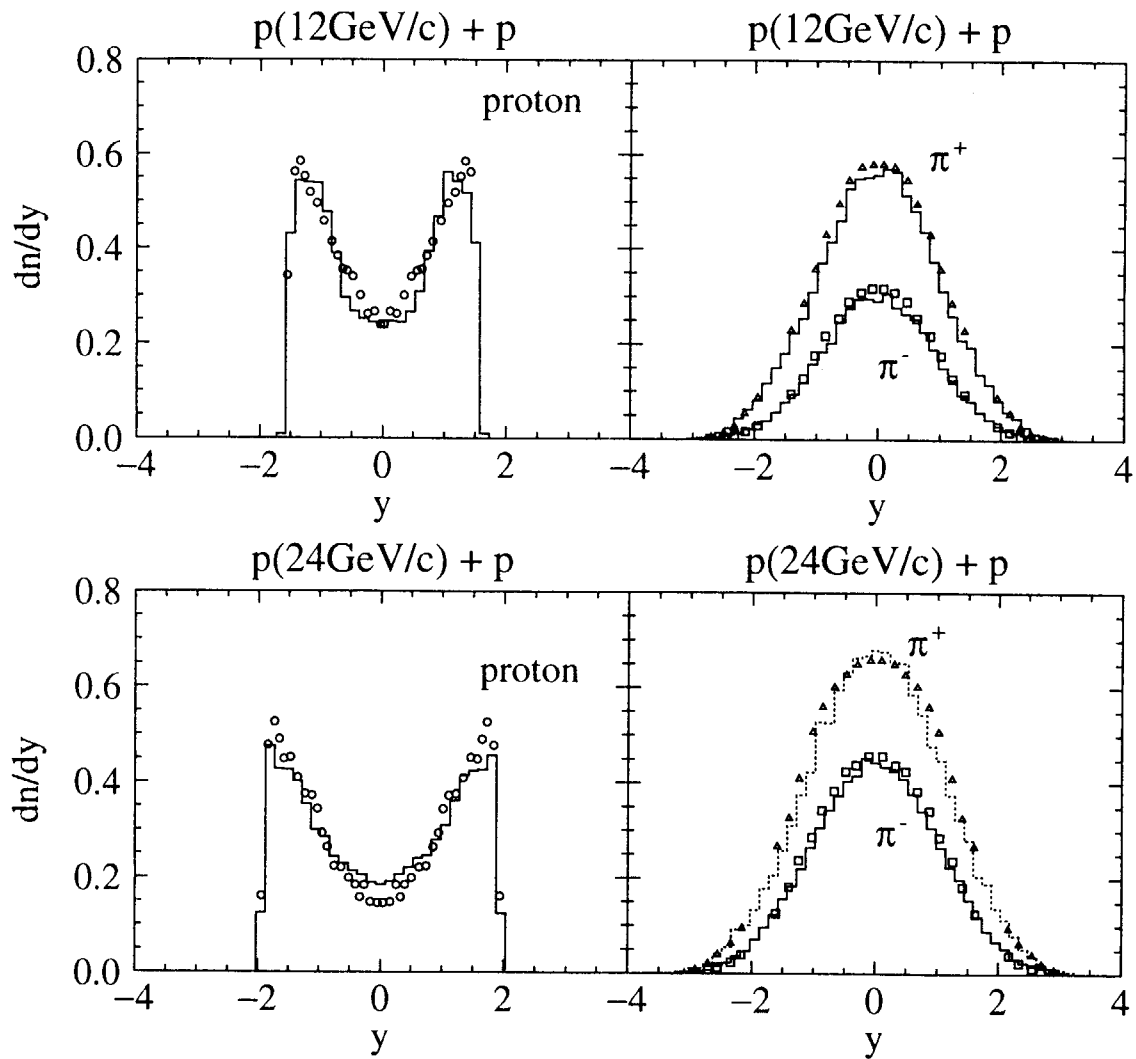


図 7. pp 衝突からの陽子 (丸)、 π^+ (三角)、 π^- (四角) のラピディティ分布。上部が $12\text{GeV}/c$ 、下部が $24\text{GeV}/c$ である。ヒストグラムが JAM の結果、実験データは文献²⁰⁾より取った。

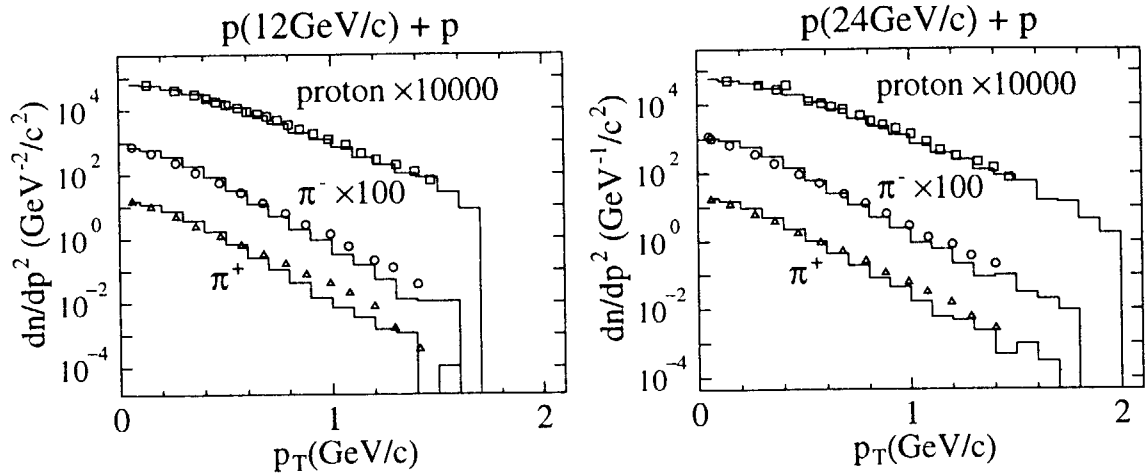


図 8. pp 衝突からの陽子 (丸)、 π^+ (三角)、 π^- (四角) の横方向運動量分布。左が 12GeV/c、右が 24GeV/c である。ヒストグラムが JAM の結果、実験データは文献²⁰⁾より取った。

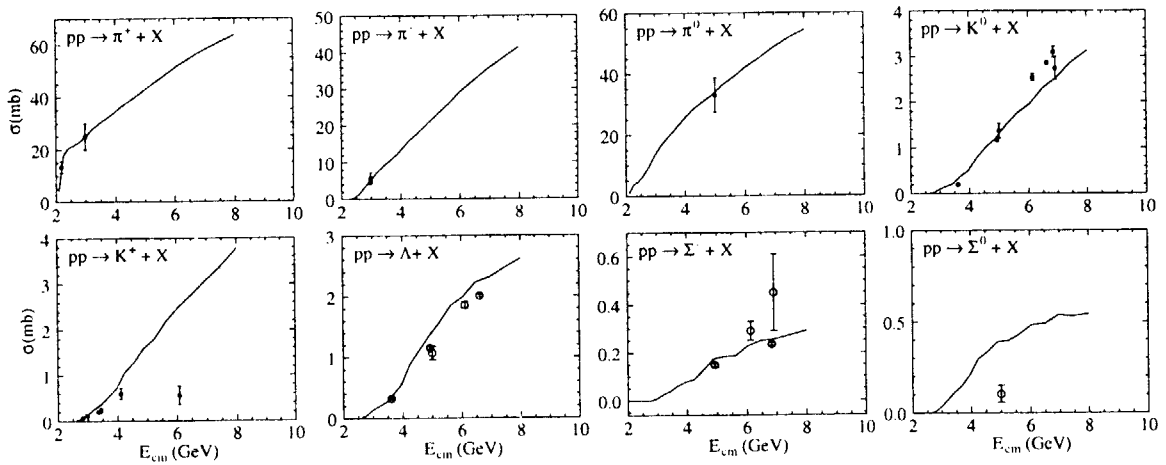


図 9. pp 衝突からのパイオン、ハイペロン、K-中間子の生成断面積のエネルギー依存性。横軸のエネルギーは、 pp の重心系のエネルギーである。実線が JAM の結果、実験値は、文献¹²⁾より取った。

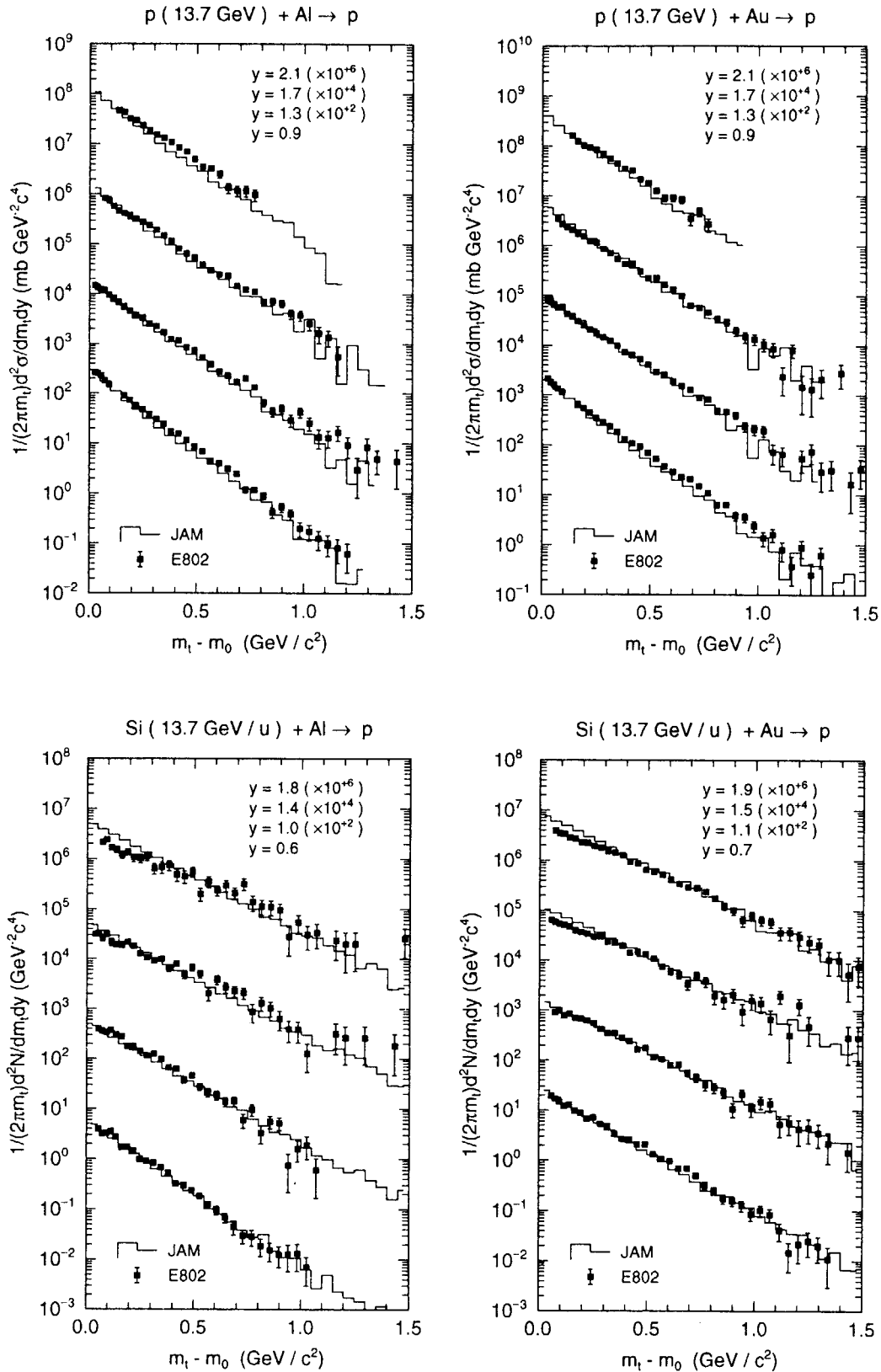


図 10. 陽子の invariant transverse mass スペクトル。上段左から p+Al、p+Au、下段左から Si+Al ($b \leq 1.79 \text{ fm}$)、Si+Au ($b \leq 2.9 \text{ fm}$)、の反応で、入射エネルギーは、13.7 GeV である。ヒストグラムが JAM の結果で、実験値は E802 データ、文献^{23, 24} から取った。スペクトルは、ラピディティ毎に下から順に 100 倍ずつシフトしている。

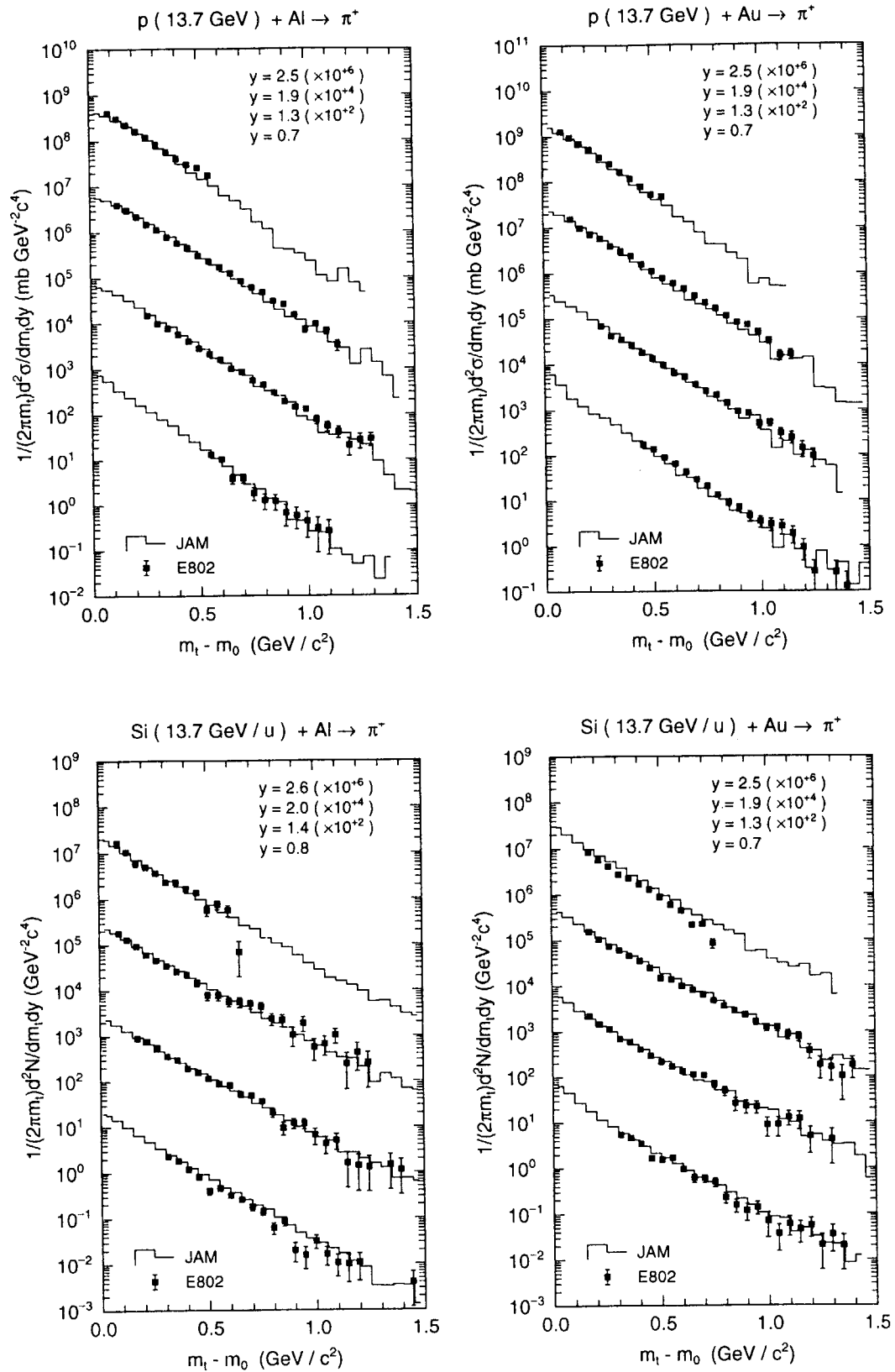


図 11. π^+ の invariant transverse mass スペクトル。上段左から p+Al、p+Au、下段左から Si+Al ($b \leq 1.79\text{fm}$)、Si+Au ($b \leq 2.9\text{fm}$)、の反応で、入射エネルギーは、13.7GeVである。ヒストグラムが JAM の結果で、実験値は E802 データ、文献^{23, 24)} から取った。スペクトルは、ラピディティ毎に下から順に 100 倍ずつシフトしている。

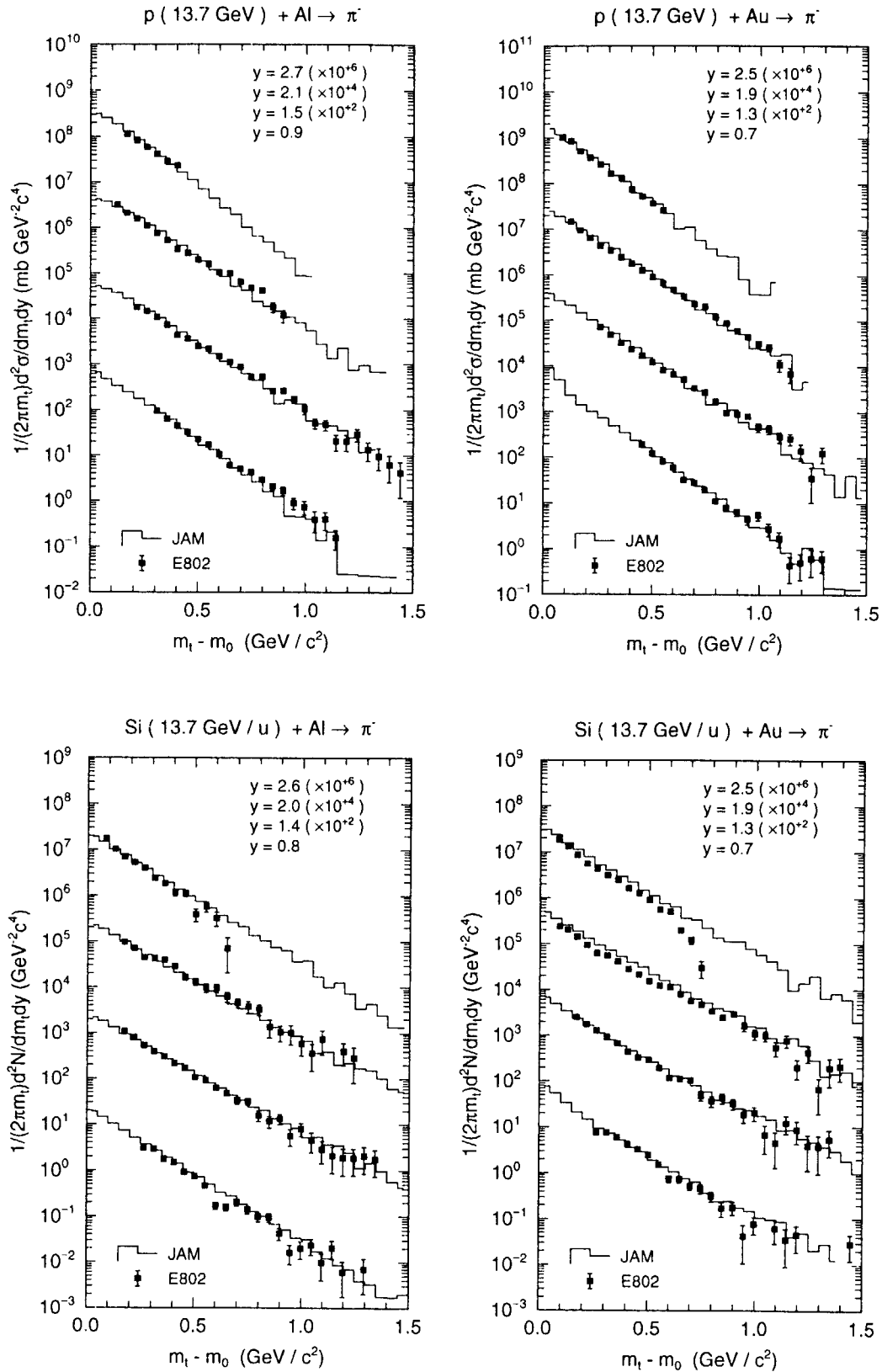


図 12. π^- の invariant transverse mass スペクトル。上段左から p+Al、p+Au、下段左から Si+Al ($b \leq 1.79\text{fm}$)、Si+Au ($b \leq 2.9\text{fm}$)、の反応で、入射エネルギーは、13.7GeVである。ヒストグラムが JAM の結果で、実験値は E802 データ、文献^{23, 24)} から取った。スペクトルは、ラピディティ毎に下から順に 100 倍ずつシフトしている。

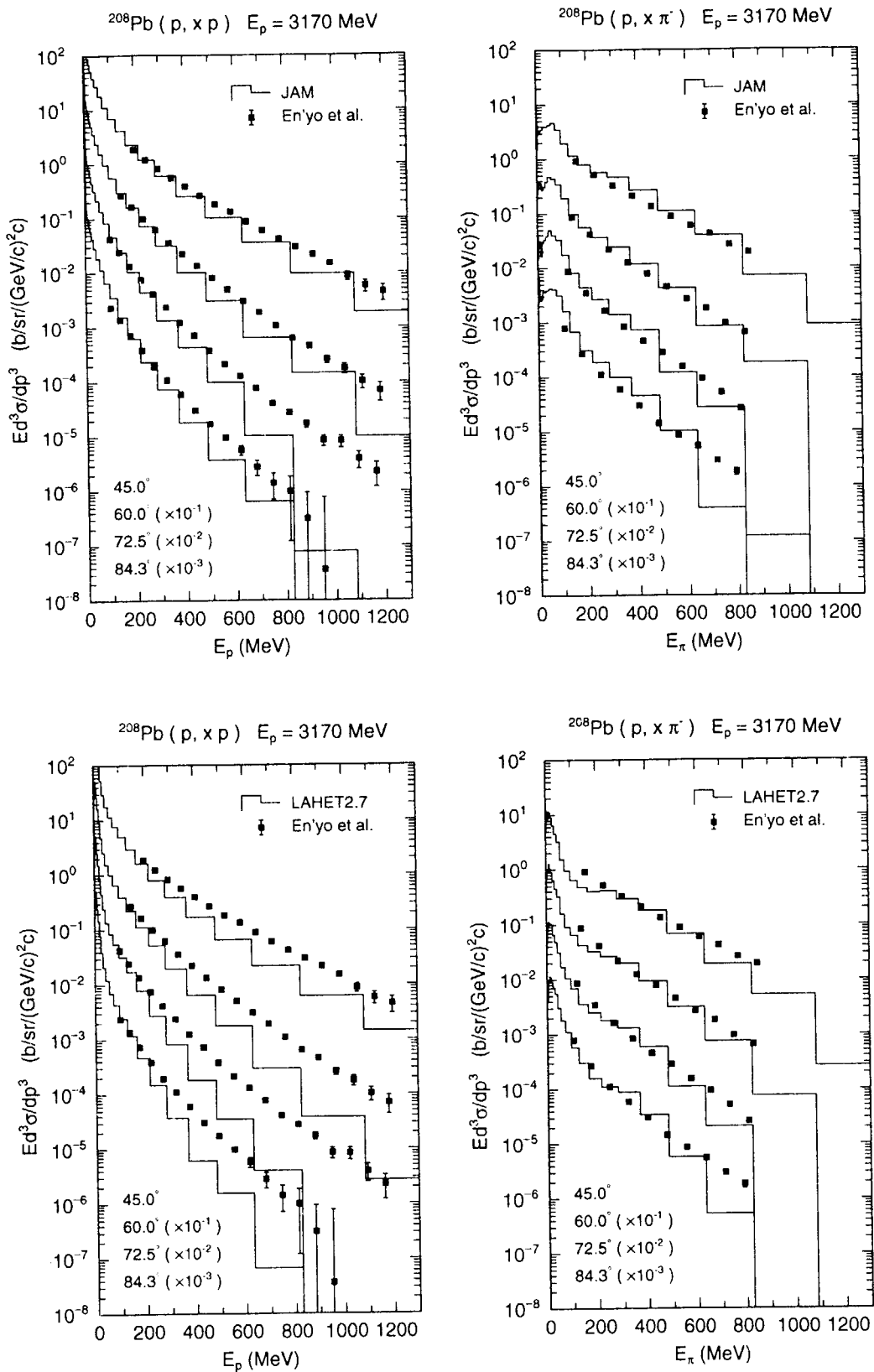


図 13. $p(3170\text{MeV})+^{208}\text{Pb}$ 反応からの陽子(左)、 π^- (右)の微分断面積。実験値は文献²⁵⁾から取った。角度は実験室系である。上段がJAMの結果、下段がLAHET2.7の結果である。

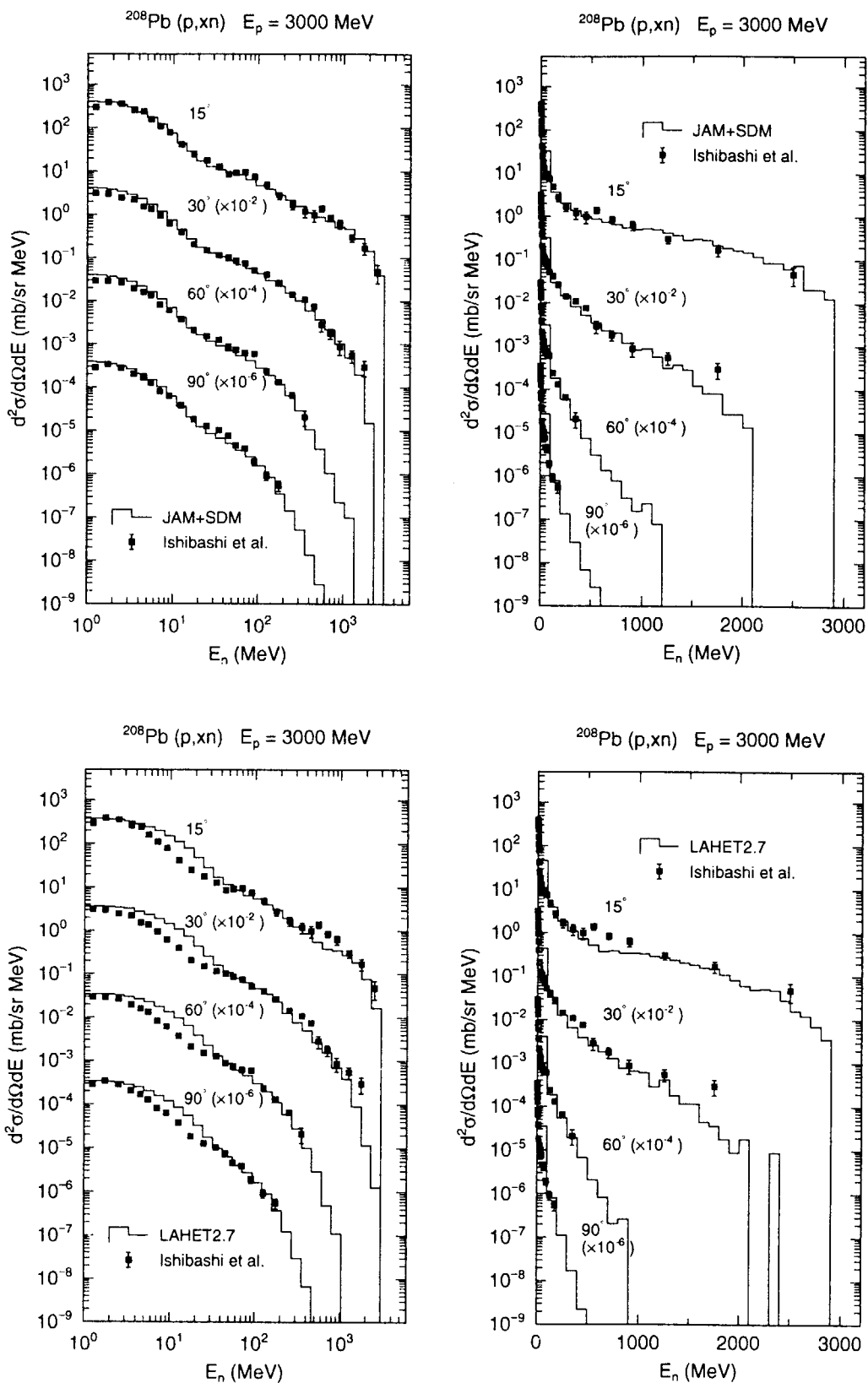


図 14. $p(3000\text{MeV})+^{208}\text{Pb}$ 反応からの中性子の微分断面積。左がエネルギー横軸が対数、右が横軸が線形のプロットである。実験値は文献²⁷⁾から取った。角度は実験室系である。上段が JAM の結果、下段が LAHET2.7 の結果である。

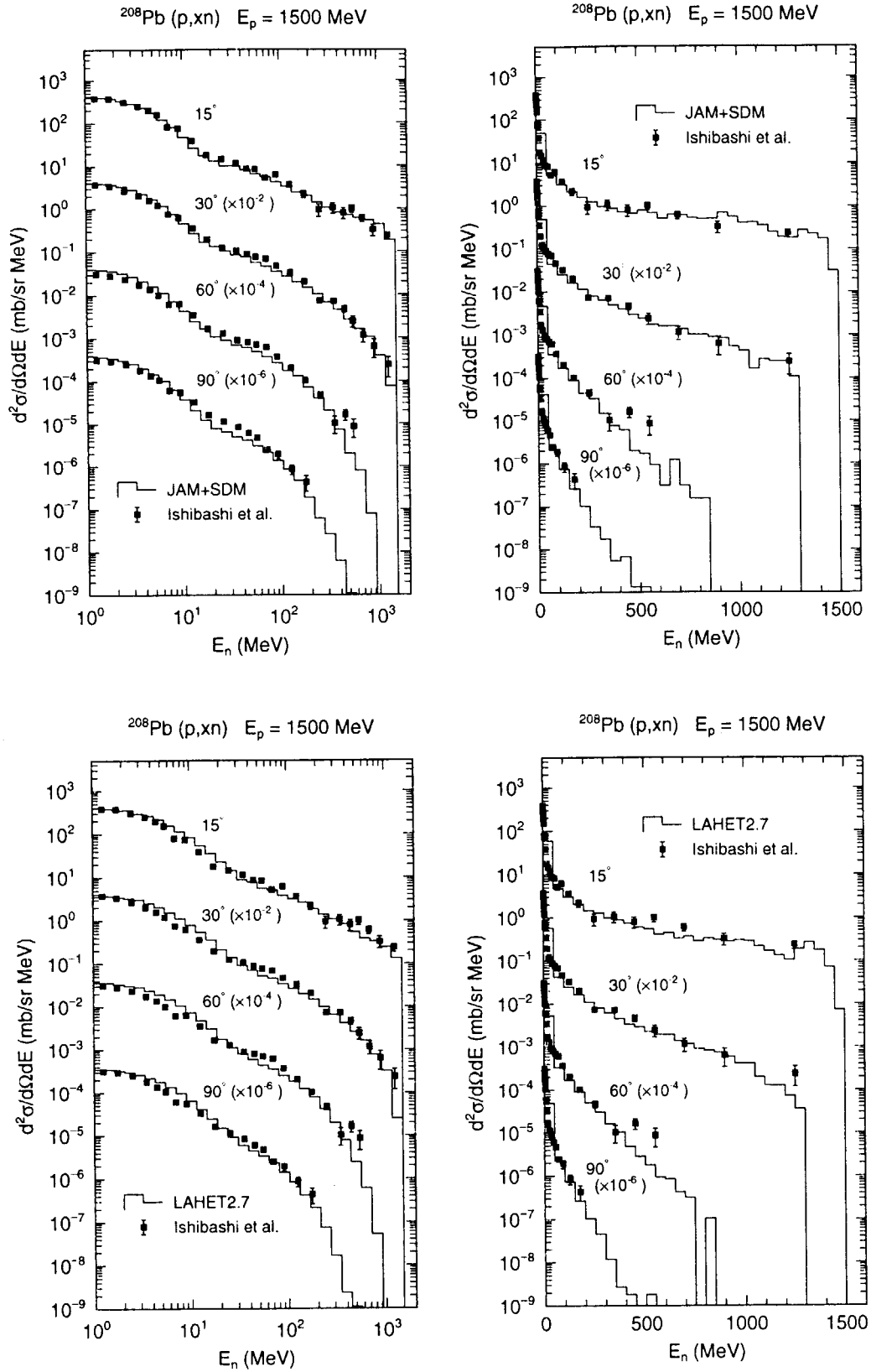


図 15. $p(1500\text{MeV})+^{208}\text{Pb}$ 反応からの中性子の微分断面積。左がエネルギー横軸が対数、右が横軸が線形のプロットである。実験値は文献²⁷⁾から取った。角度は実験室系である。上段が JAM の結果、下段が LAHET2.7 の結果である。

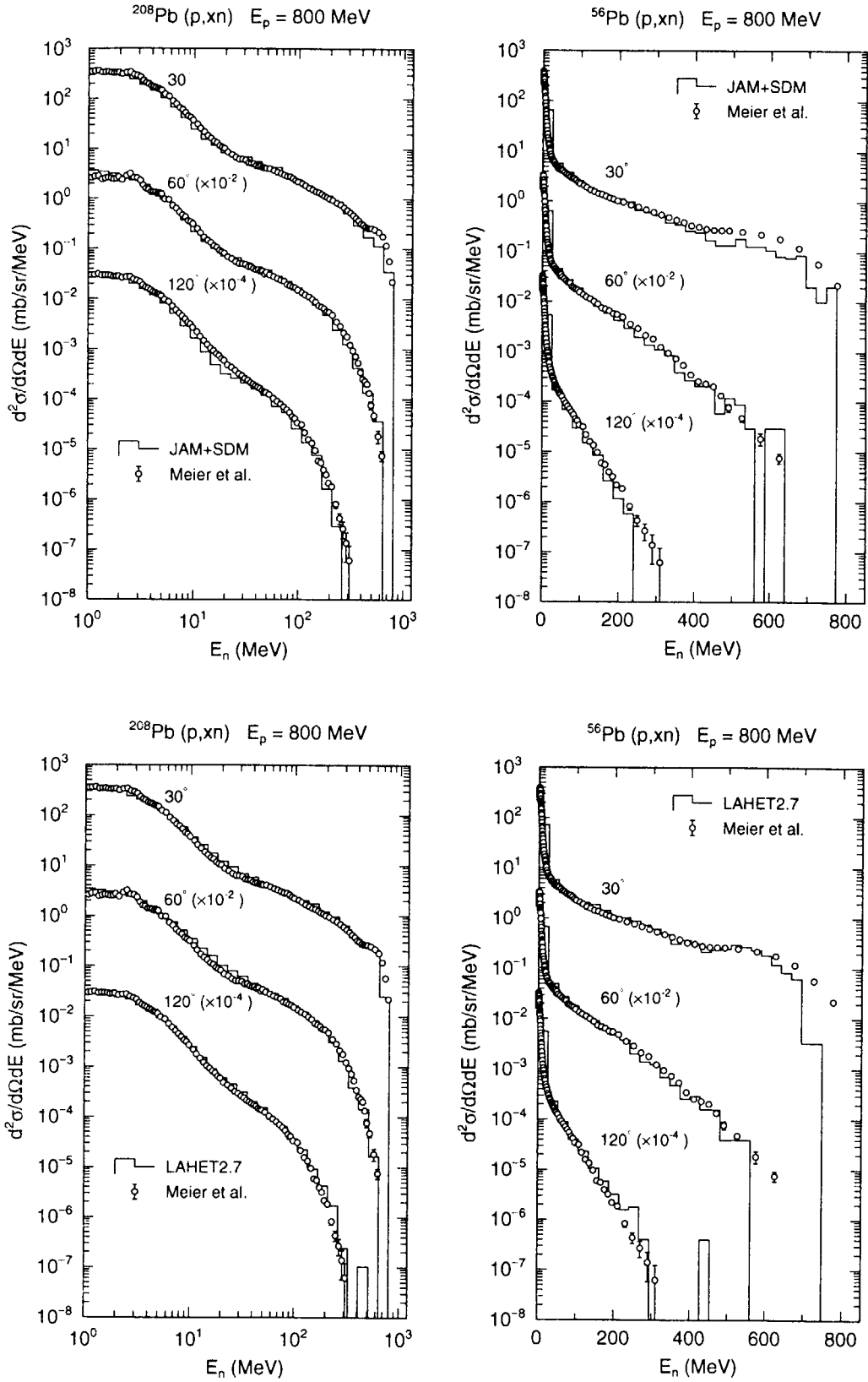


図 16. $p(800\text{MeV}) + {}^{208}\text{Pb}$ 反応からの中性子の微分断面積。左がエネルギー横軸が対数、右が横軸が線形のプロットである。実験値は文献²⁸⁾から取った。角度は実験系である。上段が JAM の結果、下段が LAHET2.7 の結果である。

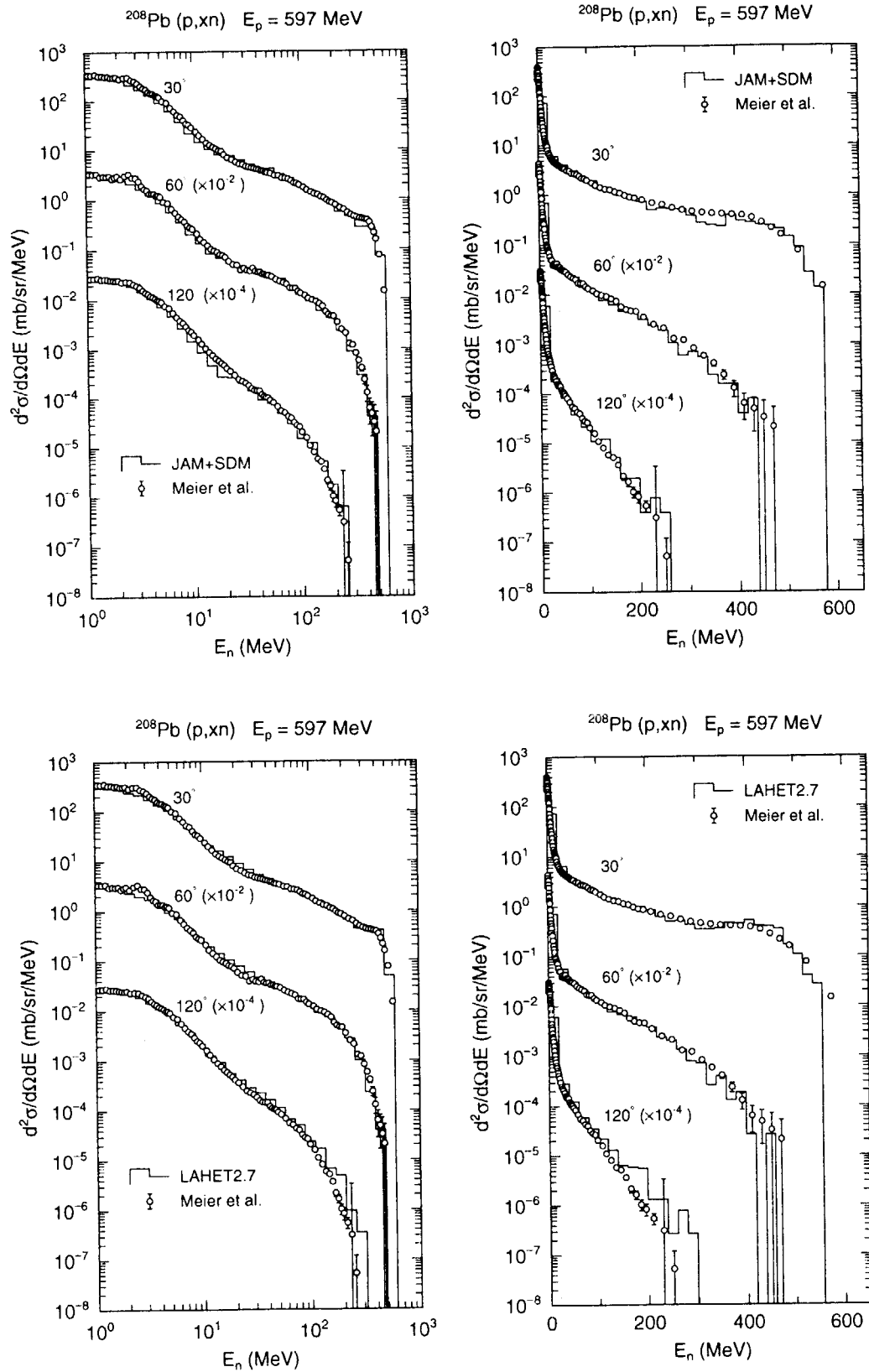


図 17. $p(597\text{MeV})+^{208}\text{Pb}$ 反応からの中性子の微分断面積。左がエネルギー横軸が対数、右が横軸が線形のプロットである。実験値は文献²⁸⁾から取った。角度は実験室系である。上段が JAM の結果、下段が LAHET2.7 の結果である。

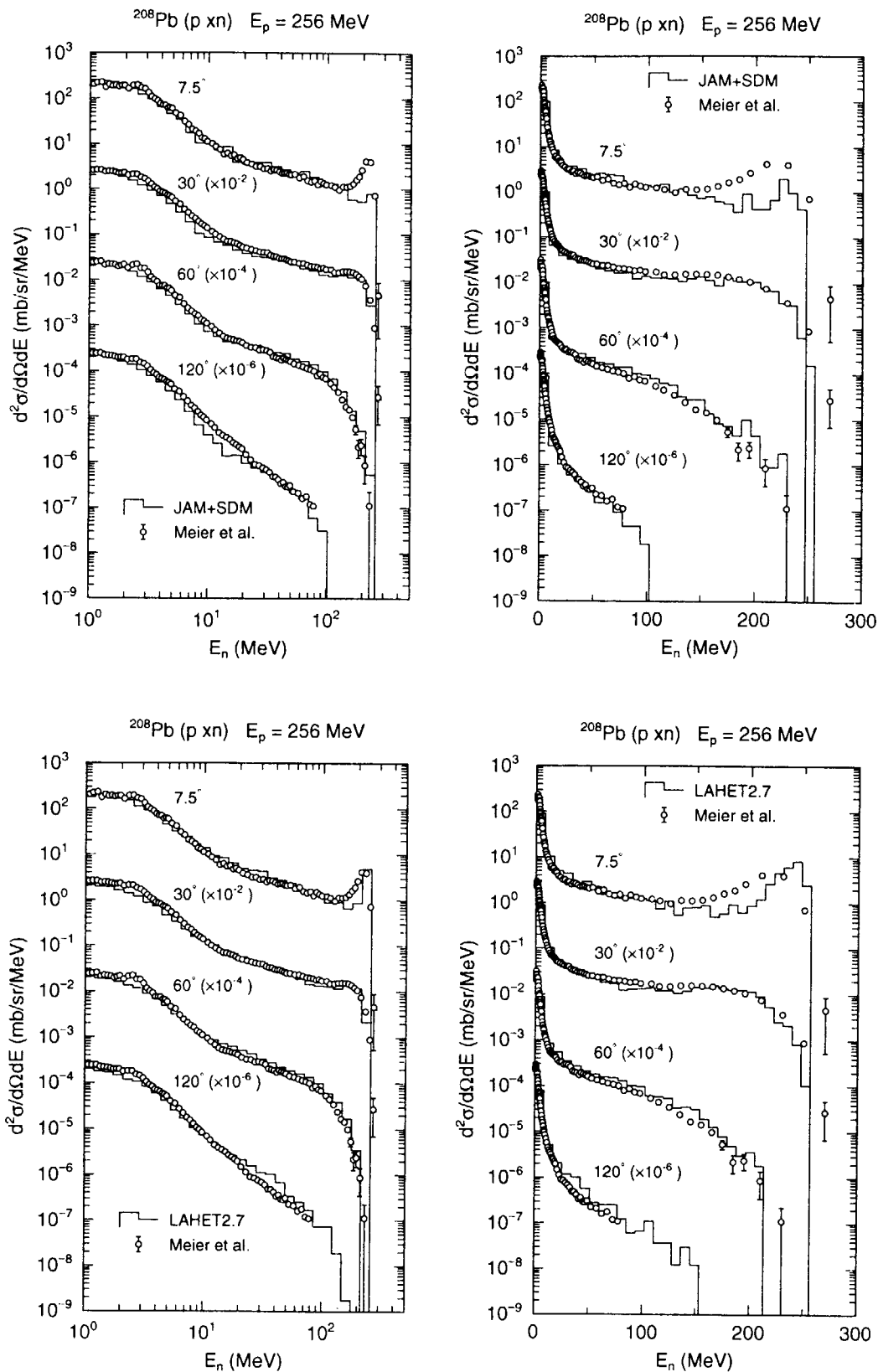


図 18. $p(256\text{ MeV}) + {}^{208}\text{Pb}$ 反応からの中性子の微分断面積。左がエネルギー横軸が対数、右が横軸が線形のプロットである。実験値は文献²⁸⁾から取った。角度は実験室系である。上段が JAM の結果、下段が LAHET2.7 の結果である。

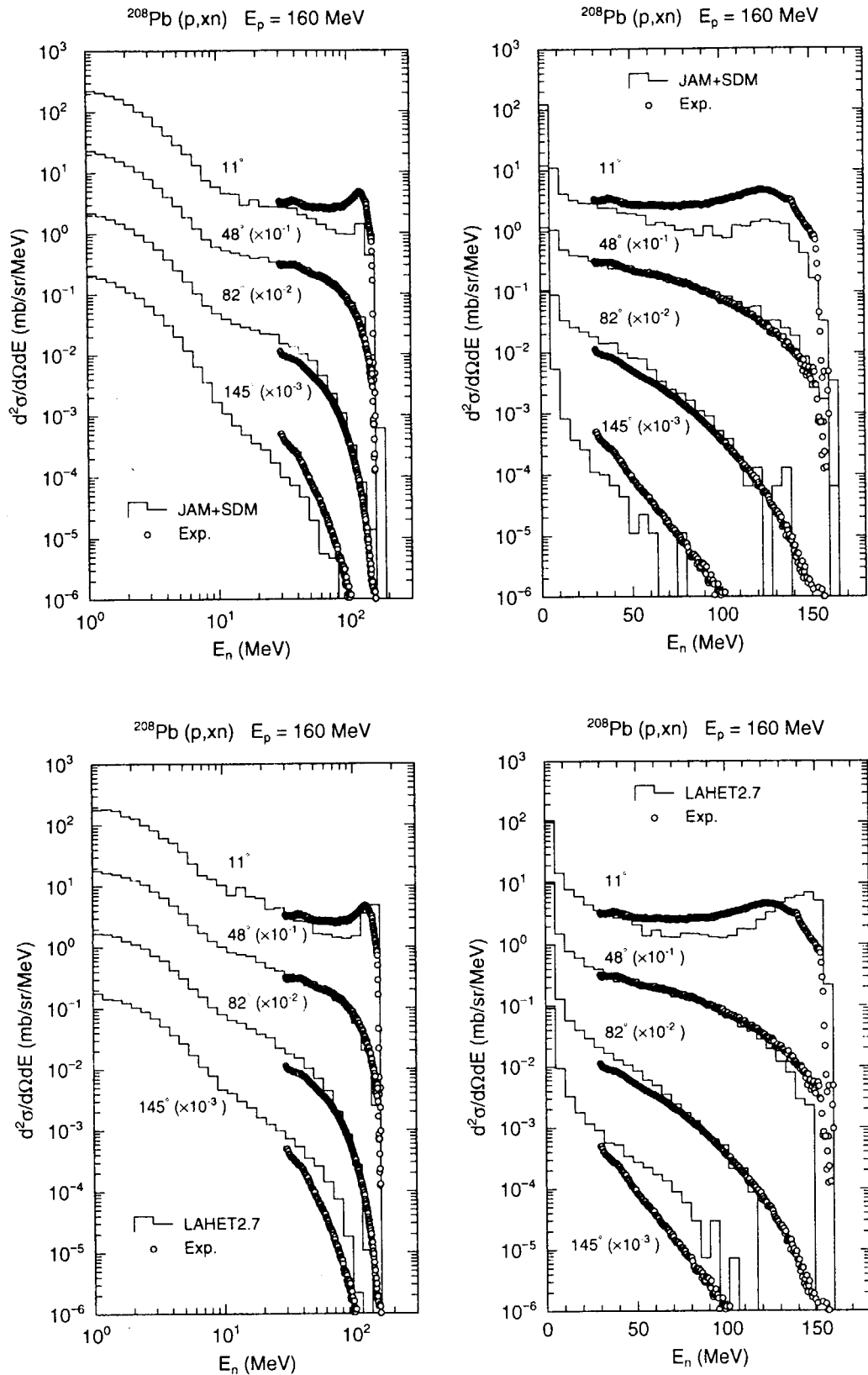


図 19. $p(160\text{MeV})+^{208}\text{Pb}$ 反応からの中性子の微分断面積。左がエネルギー横軸が対数、右が横軸が線形のプロットである。実験値は文献²⁸⁾から取った。角度は実験室系である。上段が JAM の結果、下段が LAHET2.7 の結果である。

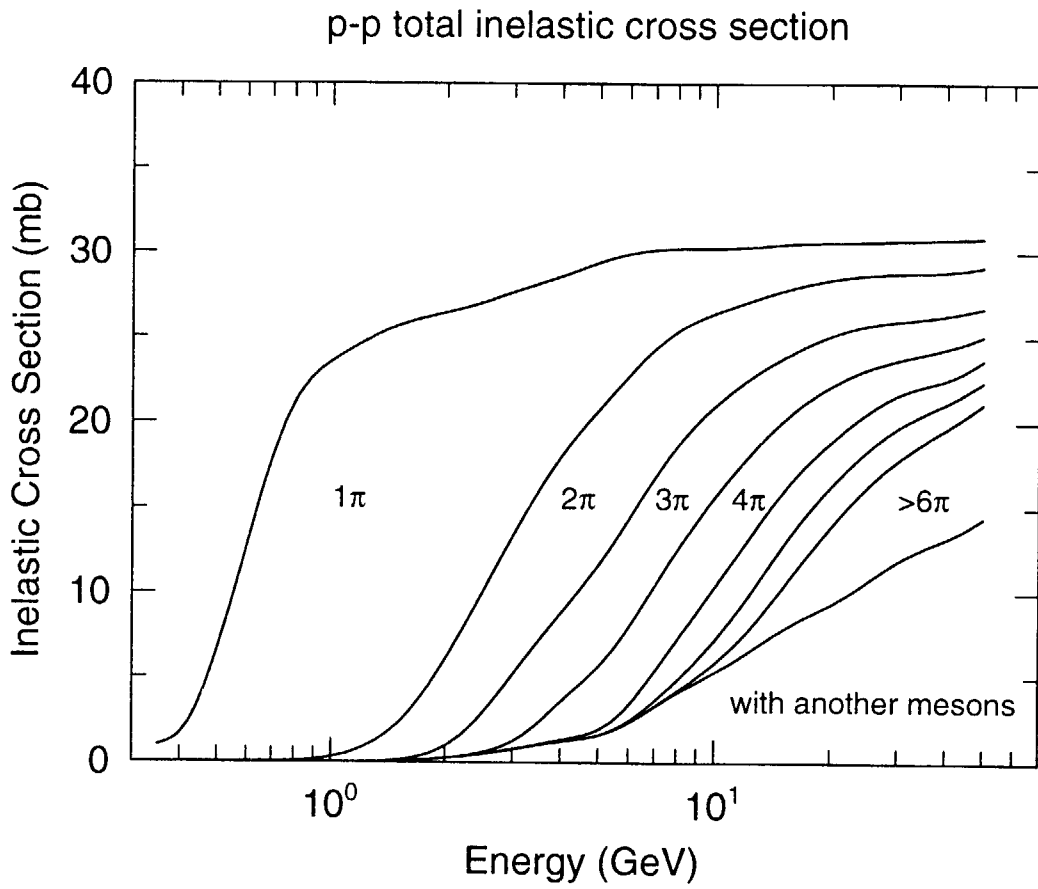


図 20. 陽子陽子パイオン生成断面積。JAMにおける陽子陽子非弾性散乱断面積を生成パイオンの個数により分解した。

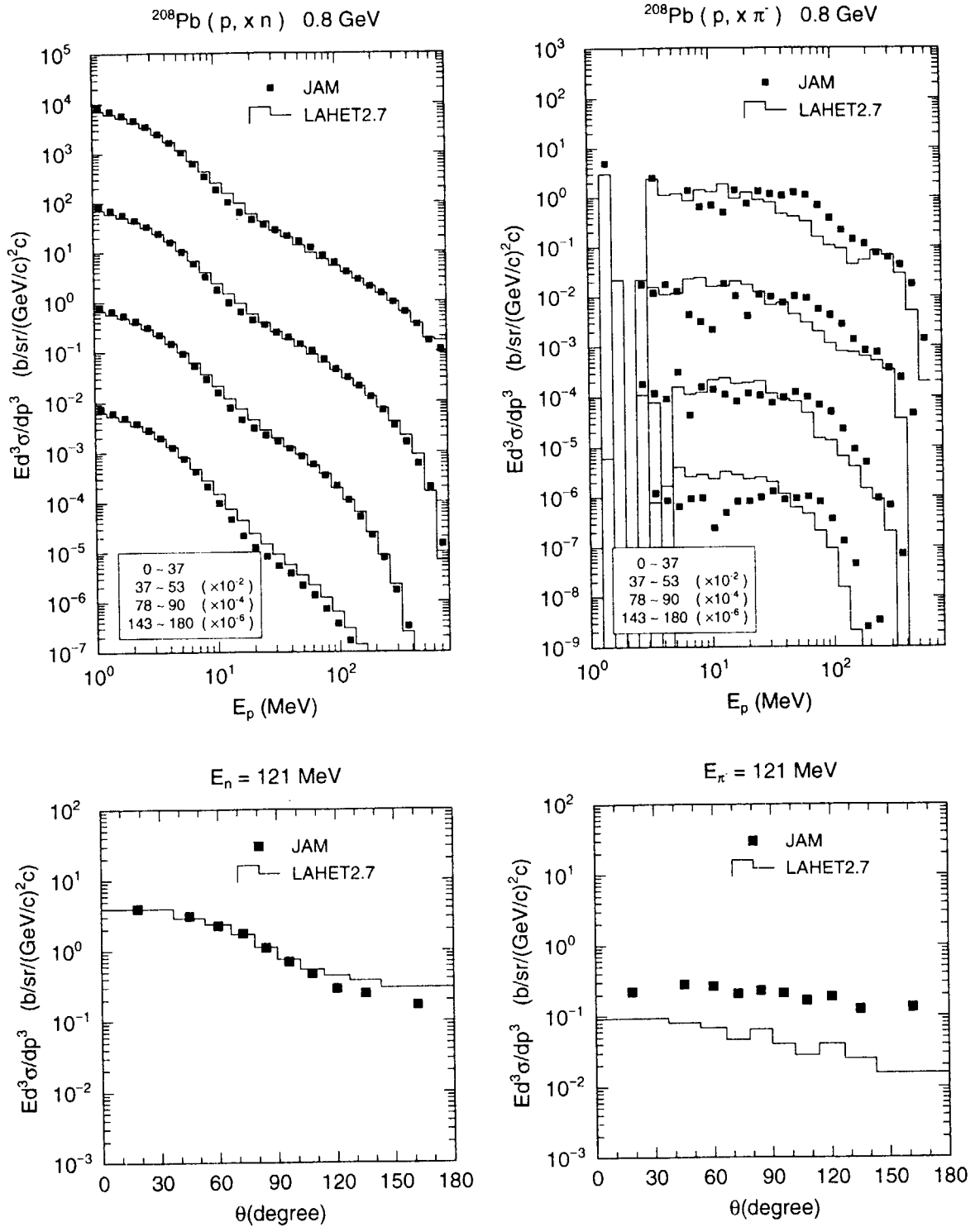


図 21. $p(0.8\text{ GeV}) + {}^{208}\text{Pb}$ 反応からの中性子と π^+ の微分断面積と角分布。上段左が、中性子、上段右が、 π^+ の角度毎のスペクトルである。また、下段左が、中性子、下段右が、 π^+ の 121 MeV の角度分布である。JAM の結果は、黒四角、LAHET2.7 の結果は、ヒストグラムで示してある。

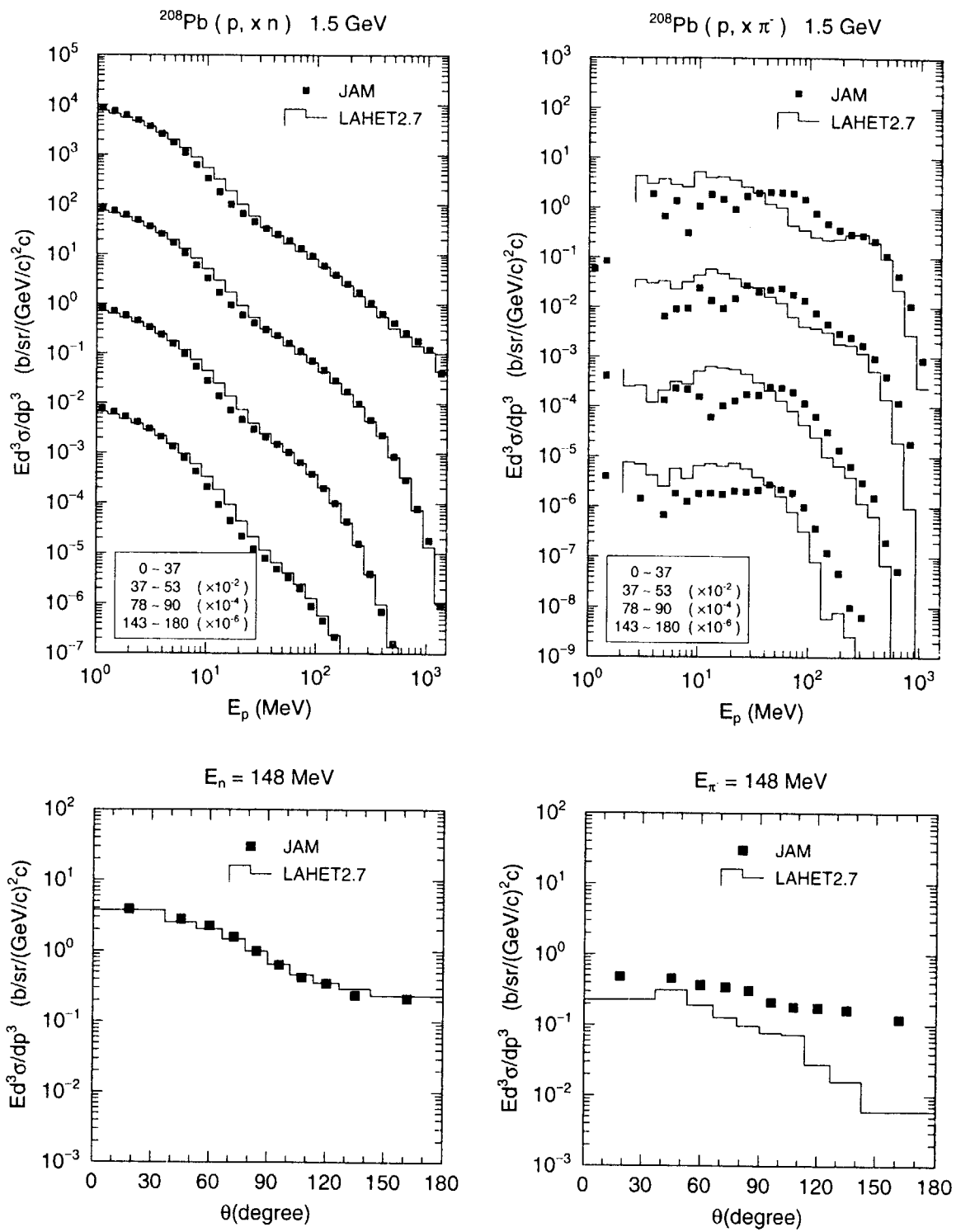


図 22. $p(1.5\text{ GeV}) + {}^{208}\text{Pb}$ 反応からの中性子と π^+ の微分断面積と角分布。上段左が、中性子、上段右が、 π^+ の角度毎のスペクトルである。また、下段左が、中性子、下段右が、 π^+ の 148 MeV の角度分布である。JAM の結果は、黒四角、LAHET2.7 の結果は、ヒストグラムで示してある。

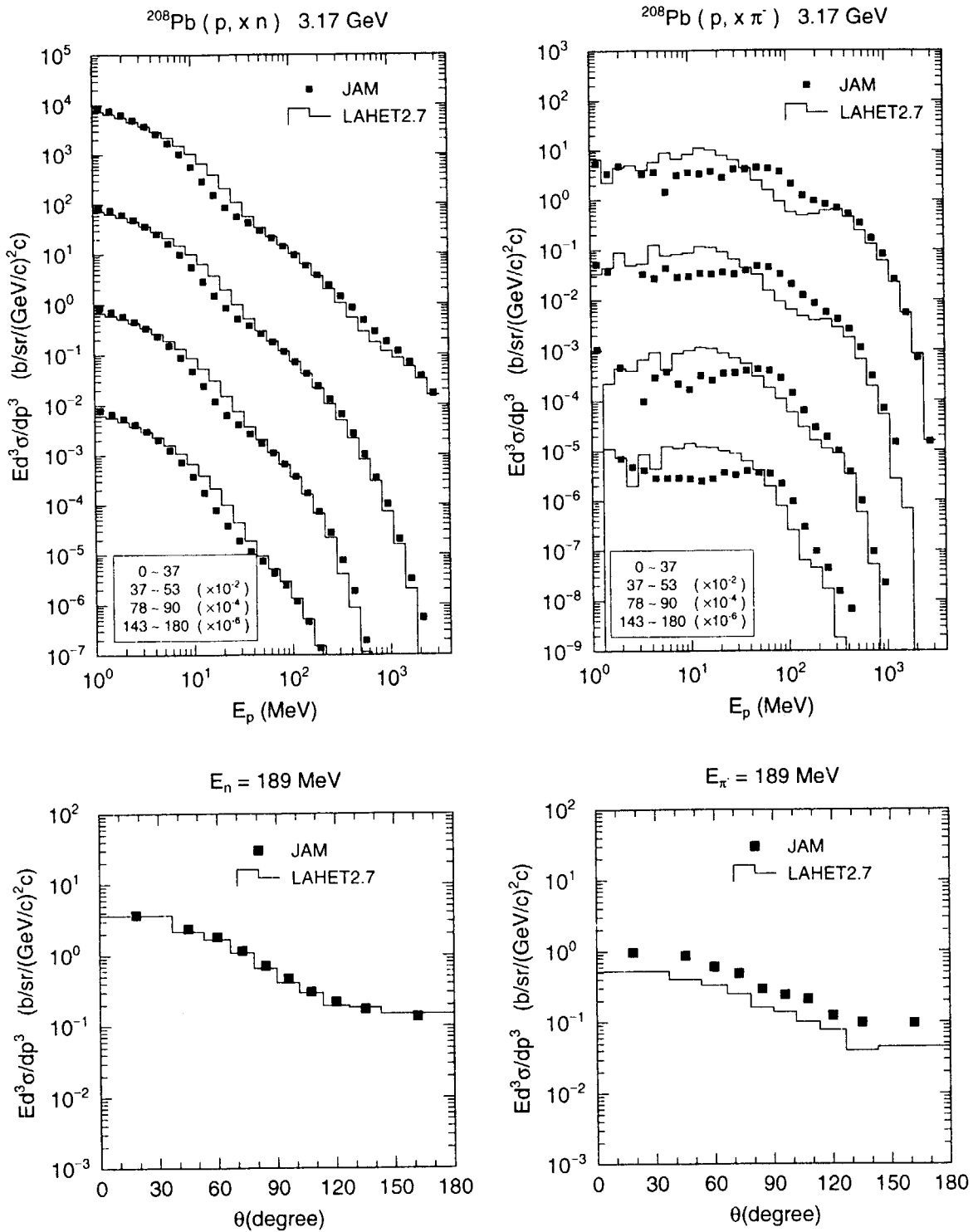


図 23. $p(3.17\text{ GeV}) + {}^{208}\text{Pb}$ 反応からの中性子と π^+ の微分断面積と角分布。上段左が、中性子、上段右が、 π^+ の角度毎のスペクトルである。また、下段左が、中性子、下段右が、 π^+ の 189 MeV の角度分布である。JAM の結果は、黒四角、LAHET2.7 の結果は、ヒストグラムで示してある。

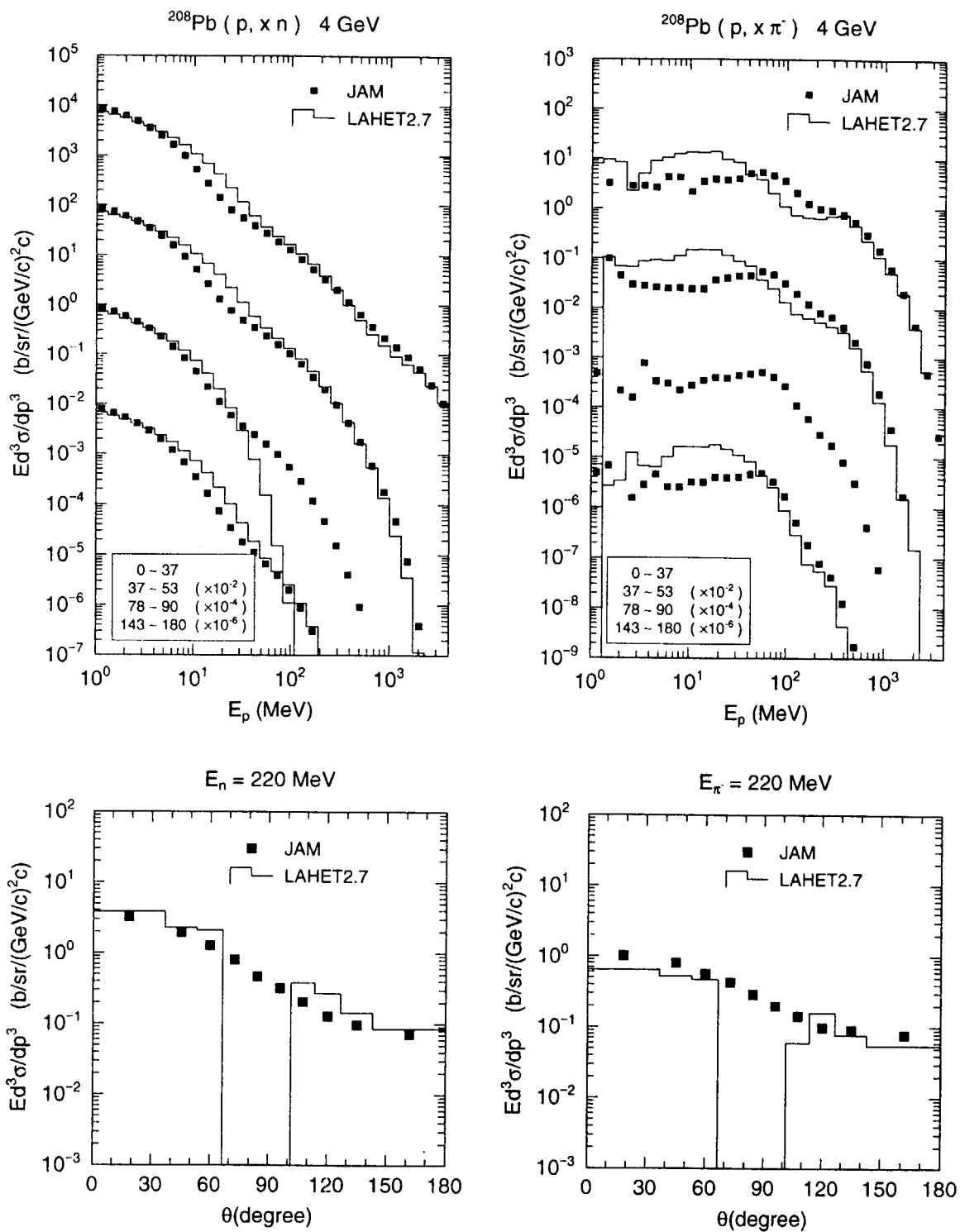


図 24. $p(4.0\text{GeV})+^{208}\text{Pb}$ 反応からの中性子と π^+ の微分断面積と角分布。上段左が、中性子、段右が、 π^+ の角度毎のスペクトルである。また、下段左が、中性子、下段右が、 π^+ の 220MeV の角度分布である。JAM の結果は、黒四角、LAHET2.7 の結果は、ヒストグラムで示してある

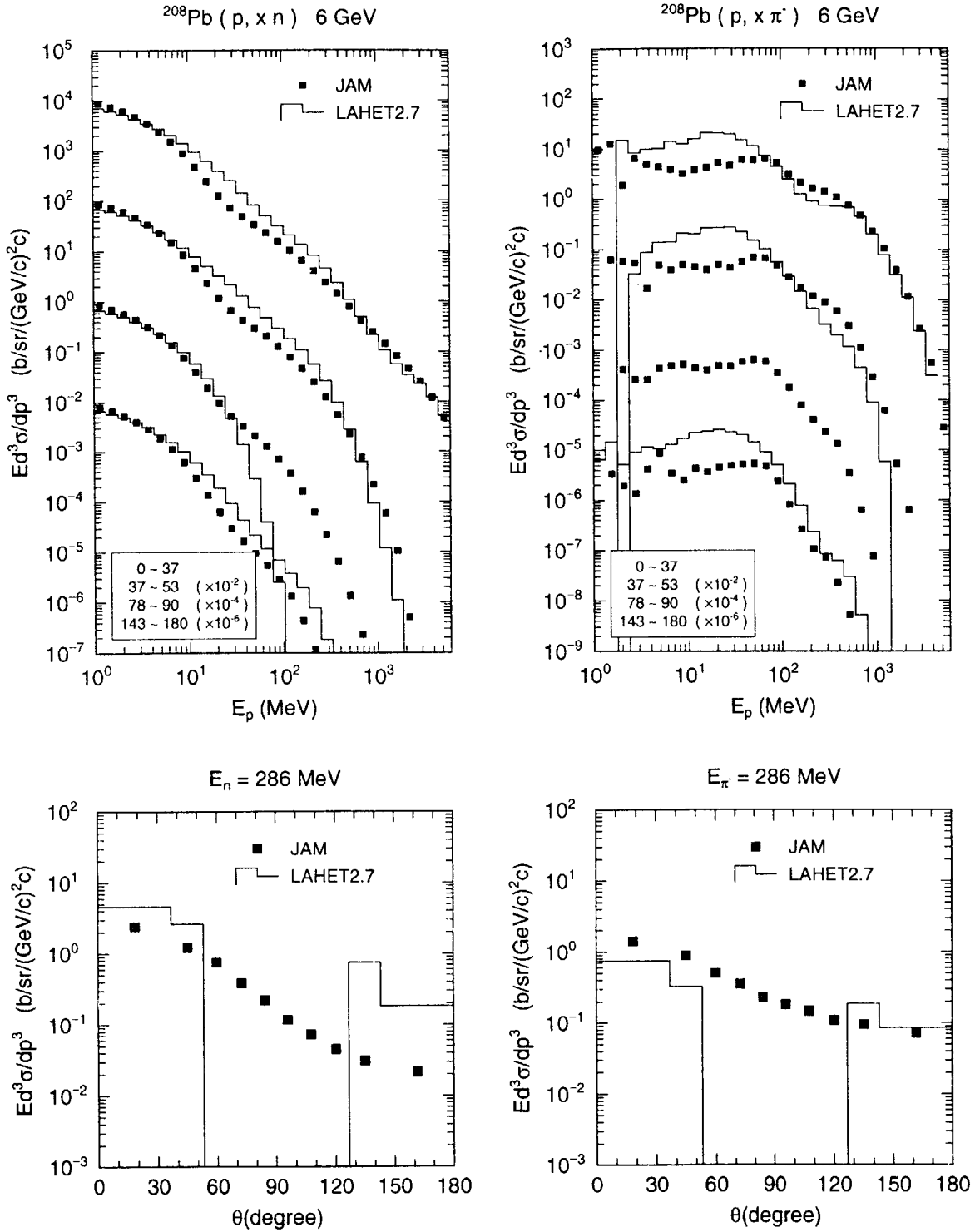


図 25. $p(6.0\text{GeV})+^{208}\text{Pb}$ 反応からの中性子と π^+ の微分断面積と角分布。上段左が、中性子、上段右が、 π^+ の角度毎のスペクトルである。また、下段左が、中性子、下段右が、 π^+ の 286MeV の角度分布である。JAM の結果は、黒四角、LAHET2.7 の結果は、ヒストグラムで示してある。

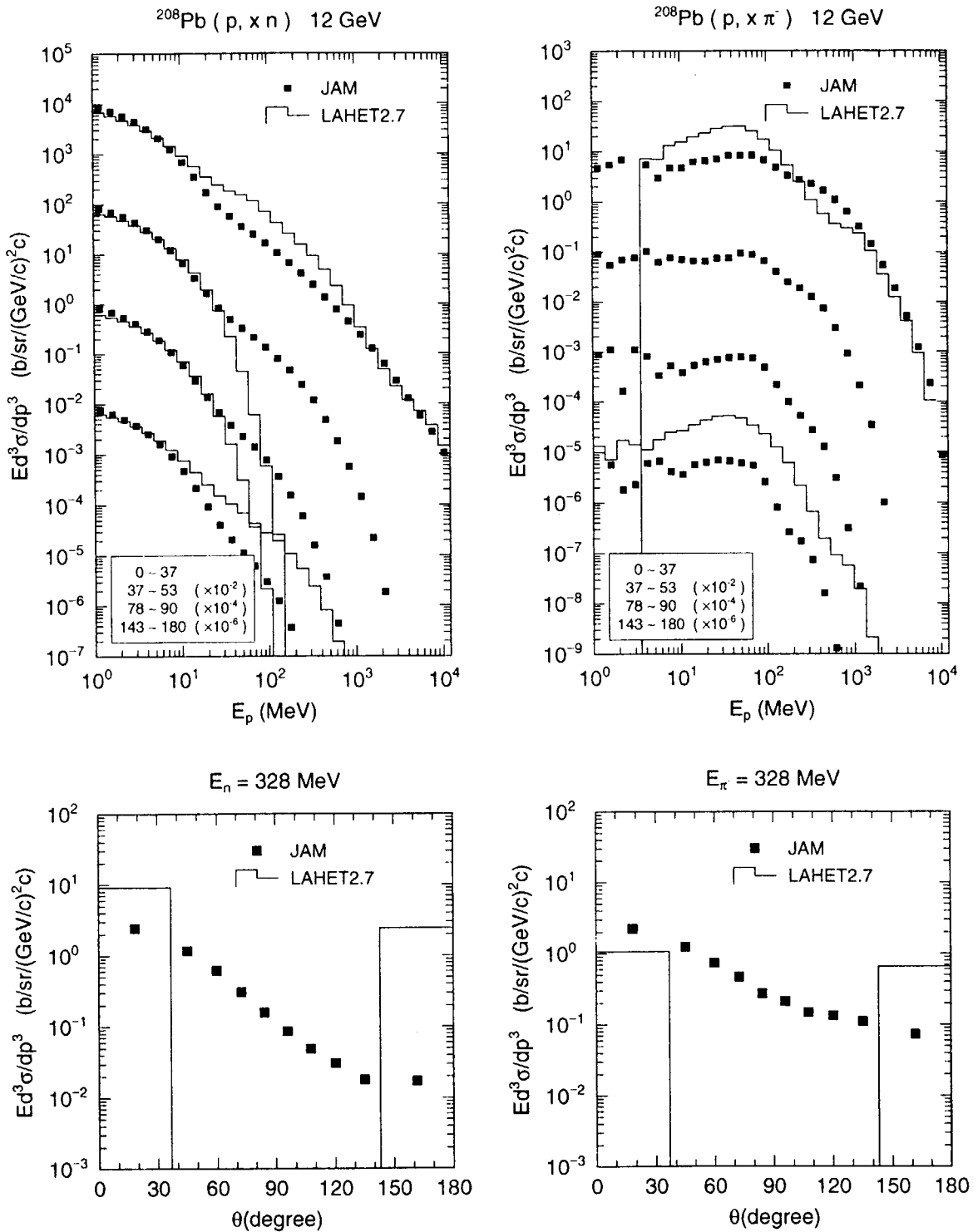


図 26. $p(12.0\text{ GeV}) + {}^{208}\text{Pb}$ 反応からの中性子と π^+ の微分断面積と角分布。上段左が、中性子、上段右が、 π^+ の角度毎のスペクトルである。また、下段左が、中性子、下段右が、 π^+ の 328MeV の角度分布である。JAM の結果は、黒四角、LAHET2.7 の結果は、ヒストグラムで示してある。

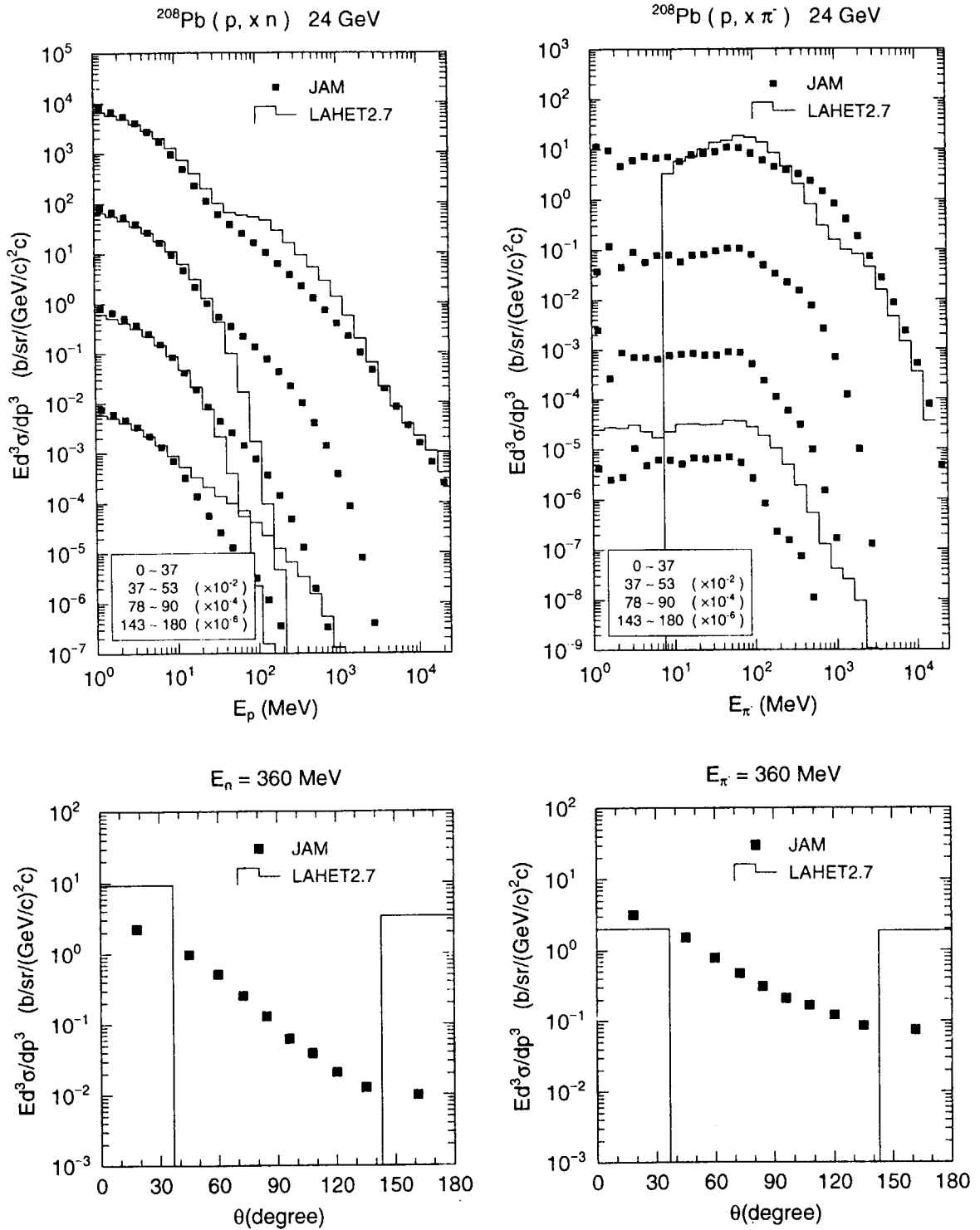


図 27. $p(24.0\text{GeV})+^{208}\text{Pb}$ 反応からの中性子と π^+ の微分断面積と角分布。上段左が、中性子、上段右が、 π^+ の角度毎のスペクトルである。また、下段左が、中性子、下段右が、 π^+ の 360 MeV の角度分布である。JAM の結果は、黒四角、LAHET2.7 の結果は、ヒストグラムで示してある。

国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメン	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束	ルーメン	lm	cd·sr
照度	ルクス	lx	lm/m ²
放射能	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量当量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV = 1.60218 × 10⁻¹⁹ J

1 u = 1.66054 × 10⁻²⁷ kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バ	b
バール	bar
ガリ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å = 0.1 nm = 10⁻¹⁰ m

1 b = 100 fm = 10⁻²⁸ m²

1 bar = 0.1 MPa = 10⁵ Pa

1 Gal = 1 cm/s² = 10⁻² m/s²

1 Ci = 3.7 × 10¹⁰ Bq

1 R = 2.58 × 10⁻⁴ C/kg

1 rad = 1 cGy = 10⁻² Gy

1 rem = 1 cSv = 10⁻² Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版、国際度量衡局1985年刊行による。ただし、1eVおよび1uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里、ノット、アール、ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは、JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC閣僚理事会指令ではbar, barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

力	N (= 10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘 度 1 Pa·s (= N·s/m²) = 10 P (ポアズ) (g/(cm·s))

動粘度 1 m²/s = 10⁴ St (ストークス) (cm²/s)

圧	MPa (= 10 bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg (Torr)	lbf/in ² (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062 × 10 ³	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322 × 10 ⁻⁴	1.35951 × 10 ⁻³	1.31579 × 10 ⁻³	1	1.93368 × 10 ⁻²
	6.89476 × 10 ⁻³	7.03070 × 10 ⁻²	6.80460 × 10 ⁻²	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (= 10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal (計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778 × 10 ⁻⁷	0.238889	9.47813 × 10 ⁻⁴	0.737562	6.24150 × 10 ¹⁸
	9.80665	1	2.72407 × 10 ⁻⁶	2.34270	9.29487 × 10 ⁻³	7.23301	6.12082 × 10 ¹⁹
	3.6 × 10 ⁶	3.67098 × 10 ⁵	1	8.59999 × 10 ⁵	3412.13	2.65522 × 10 ⁶	2.24694 × 10 ²⁵
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 ⁻⁶	1	3.96759 × 10 ⁻³	3.08747	2.61272 × 10 ¹⁹
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 ²¹
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 ⁻⁷	0.323890	1.28506 × 10 ⁻³	1	8.46233 × 10 ¹⁸
	1.60218 × 10 ⁻¹⁹	1.63377 × 10 ⁻²⁰	4.45050 × 10 ⁻²⁶	3.82743 × 10 ⁻²⁰	1.51857 × 10 ⁻²²	1.18171 × 10 ⁻¹⁹	1

- 1 cal = 4.18605 J (計量法)
 = 4.184 J (熱化学)
 = 4.1855 J (15 °C)
 = 4.1868 J (国際蒸気表)
- 仕事率 1 PS (仏馬力)
 = 75 kgf·m/s
 = 735.499 W

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270 × 10 ⁻¹¹
	3.7 × 10 ¹⁰	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 ⁻⁴	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

高エネルギー核反応コードJAMによる150MeV〜24GeV陽子入射反応の解析