

1. はじめに

核物質の状態方程式の決定には、原子核の基底状態や励起状態の性質を精密に測定し、理論モデルによってそのデータを記述していく方法が基本となる。対称エネルギーを決める実験データとして特に着目されている観測の1つが ^{208}Pb 核の中性子スキン厚 (neutron skin thickness) である。中性子スキン厚は中性子密度分布の半径 (中性子半径) と陽子密度分布の半径 (陽子半径) の差として定義される。この解説では、計算の基本となる低温でストレンジネスを含まない核子系の状態方程式に話を限定し、 ^{208}Pb 核の中性子スキン厚測定を中心に据えて対称エネルギー研究の現状を説明する。

1.1 状態方程式と対称エネルギー

核物質の状態方程式は、核子当たりのエネルギー (E) を核子密度 (ρ) と非対称度 (δ) によって記述した式によって近似的に表される。

$$E(\rho, \delta) = E(\rho, 0) + S(\rho)\delta^2 + O(\delta^4) \quad (1)$$

ρ と δ は中性子密度 (ρ_n) と陽子密度 (ρ_p) により以下のよう定義される。

$$\rho \equiv \rho_n + \rho_p \quad (2)$$

$$\delta \equiv \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p} \quad (3)$$

見通しをよくするため陽子の持つ電荷によるクーロンエネルギーは除いてある。残る核力によるエネルギーについては、陽子と中性子の入れ替えに対する対称性 (アイソスピン鏡像対称性) が高い精度で成り立つため、 δ の奇数次の項は無視できる。ここでは δ の2次の項までをとることにする。 δ に関する2次の係数である $S(\rho)$ を対称エネルギーと呼ぶ。 S は ρ の関数として以下のように展開される。

$$S(\rho) = S_0 + \frac{L}{3\rho_0}(\rho - \rho_0) + \frac{K_{\text{sym}}}{18\rho_0^2}(\rho - \rho_0)^2 + \dots \quad (4)$$

展開方法と変数の定義に関してはいくつか流儀があるが、ここでは文献1の定義に従うことにする。 $\rho_0 \sim 0.16 \text{ fm}^{-3}$ は対称 ($\delta=0$) 無限物質のエネルギーが最も低くなる密度 (飽和密度) である。飽和密度の付近では $S(\rho)$ の値が正であることが分かっており、式(1)より、中性子密度と陽子密度に差がある ($|\delta| > 0$) と系のエネルギーが大きくなる。この対称エネルギーの起源は、同種粒子間 (中性子と中性子および陽子と陽子) に比べて異種粒子間 (中性子と陽子) の方が強い引力を持つという核力の性質にある。また、陽子と中性子はフェルミ粒子であるので、密度が高くなるほど高いエネルギー準位を占めなければならないということも要因の1つである。密度が高くなるにつれて三核子間力の寄与も重要になると考えられている。²⁻⁴⁾

近年特に重視されているのは、 S_0 と L 、特に傾きパラメータと呼ばれる L の決定である。傾きパラメータは、中性子星内の核子系が持つ圧力と比例関係にあり、⁵⁾ 圧力は中

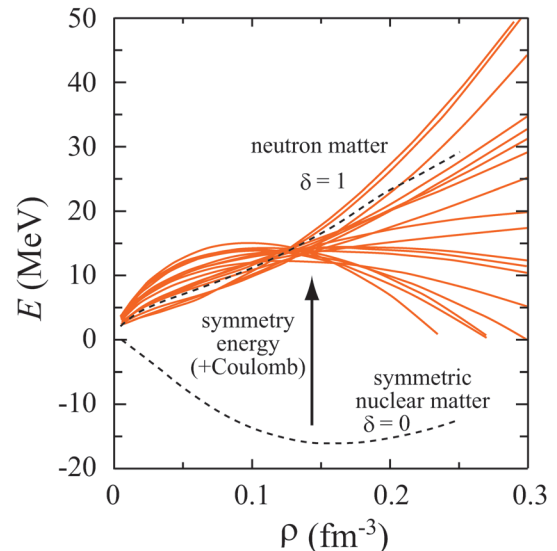


図1 対称核物質 ($\delta=0$, 下側) と中性子物質 ($\delta=1$, 上側) の状態方程式。点線は A. Akmal らによる変分計算結果。²⁾ 実線は種々のスキルム相互作用によるハートリー・フォック計算結果。⁹⁾ 中性子物質と対称核物質の違いが主に対称エネルギーの効果である (クーロン力の効果もある)。

性子星の半径の4乗にほぼ比例する。⁶⁾ 従って中性子星の半径を決める要因となっており、飽和密度からすぐ上の密度領域の振る舞いを決定することが特に重要である。⁷⁾ K_{sym} の値については原子核の圧縮性集団運動である巨大単極子共鳴 (giant monopole resonance) の系統的測定により進められている。飽和密度付近での影響は相対的に小さい。図1に状態方程式の計算値を核子密度の関数として示す。下側は対称核物質 ($\delta=0$ に対応する) の状態方程式、上側は中性子物質 ($\delta=1$ に対応する) の状態方程式で、対称核物質と中性子物質との違いが対称エネルギーによる効果を表している。点線は A. Akmal らの変分法による計算結果で、核子核子散乱データを再現する二核子間力、および ^3H 核の束縛エネルギーと対称核物質の飽和密度を再現するように決めた三核子間力を使用している。^{2,7)} 実線は18種類のスキルム相互作用^{*1}パラメータセットを用いたハートリー・フォック法による計算結果である。⁹⁾ 中性子物質の状態方程式は、密度 $\sim 0.13 \text{ fm}^{-3}$ の領域を除いて理論計算値に極めて大きい不定性があり、この不定性は主に対称エネルギーの不定性が引き起こしている。図から分かるように、原子核に存在する低密度領域側を利用して1次の傾きを調べることで中性子物質の状態方程式の不定性を大幅に小さくすることができる。

1.2 対称エネルギーと中性子スキン

重い安定核や中性子過剰核では中性子半径が陽子半径に比べて大きく、表面付近に中性子の割合が大きい中性子スキンが存在すると考えられている。この中性子スキンの厚

*1 原子核内の核子間に働く有効相互作用に広く用いられている現象論的モデルの1つで、理論計算が行いやすい形式で近似したもの。密度に依存する δ 関数型の相互作用で二体力や三体力を含む。関数形とパラメータ最適化の方針の違いにより多くの種類が存在する。

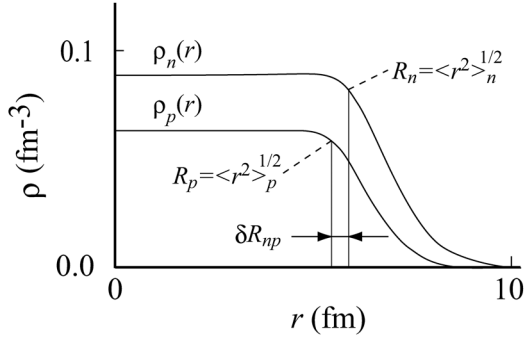


図2 原子核の中性子密度分布 $\rho_n(r)$ と陽子密度分布 $\rho_p(r)$ を半径 r の関数として模式的に表したものの、それぞれの平均自乗半径 R_n と R_p の差として中性子スキン厚 ΔR_{np} を定義する。この図では ^{208}Pb 核の現実的な密度分布 (図9(c)) よりも、中性子スキンの厚さを強調している。

さが、対称エネルギーの傾きパラメータと強く相関する量として注目されている。¹⁰⁾ 相関の理由を簡単に説明する。図2は中性子密度分布と陽子密度分布を半径 (r) の関数として模式的に示したものである。内部の密度はほぼ一定で*2その和は ρ_0 に近く、核表面において密度が低下する。中性子(陽子)半径 $R_{n(p)}$ を密度分布の平均自乗半径(二乗平均平方根半径, r.m.s. radius)として定義することにする。

$$R_{n(p)} \equiv \langle r^2 \rangle_{n(p)}^{1/2} = \sqrt{\frac{\int dr r^2 \rho_{n(p)}}{\int dr \rho_{n(p)}}} \quad (5)$$

中性子スキン厚 ΔR_{np} は両者の差 $R_n - R_p$ である。重い安定核では中性子数 (N) が陽子数 (Z) よりも大きいため、内部領域において中性子密度は陽子密度よりも大きい。従って内部領域の対称エネルギーは、同じ核子密度の対称物質 ($N=Z$) に比べて大きくなっている。内部領域の対称エネルギーを下げたければ、中性子密度を下げて陽子密度を上げればよい。しかし、中性子数と陽子数は保存しているので、中性子半径は大きく陽子半径は小さくなり表面の中性子スキン厚は大きくなる。つまり表面の中性子が主体である領域が広くなり、表面の対称エネルギーが大きくなって系のエネルギーを押し上げる。逆に中性子スキン厚を小さくして表面の対称エネルギーを小さくすれば、内部の密度差が大きくなって対称エネルギーが増加する。このように、内部(高密度)と表面(低密度)の対称エネルギーのバランスをとり、全系のエネルギーを最小にするように中性子スキン厚が決まっているのである。このことから、中性子スキン厚と対称エネルギーの密度依存性に強い相関があることが自然に理解できる。⁷⁾ 対象としている密度領域では、特に一次の密度依存性である傾きパラメータに強い相関が現れる。

*2 原子核の密度の飽和性と呼ぶ。核力の短距離性、テンソル力と交換力の密度依存性、近距離での斥力(斥力芯)の存在などから説明される。高密度側では三核子間力の寄与も重要である。

*3 核子が他の核子の作る平均場ポテンシャルの中を運動し、互いに相互作用を及ぼす描像により原子核を記述するモデル。重い原子核の領域では、平均場ポテンシャルを核子の波動関数から計算する自己無撞着(self-consistent)な平均場近似がよく用いられる。密度汎関数理論¹¹⁾や相対論的平均場近似等がある。

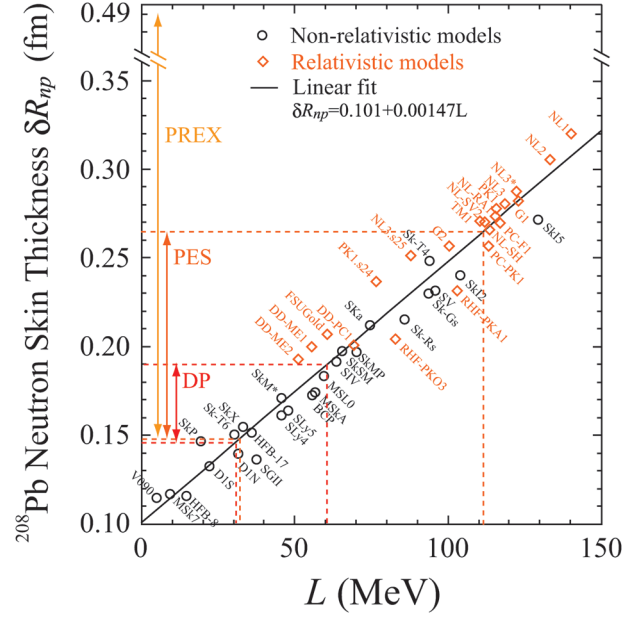


図3 中性子スキン厚 (ΔR_{np}) と対称エネルギーの傾きパラメータ (L) の相関を種々の相互作用を用いて計算した結果(四角および丸)とそれを直線フィットしたもの(実線)。PREX, DP(双極分極率), PES(陽子弾性散乱)はそれぞれ2.1, 2.2, 2.3節の実験による中性子スキン厚の測定結果。

多数の現実的な相互作用を用いた平均場計算^{*3}から得た ^{208}Pb 核の中性子スキン厚と傾きパラメータの相関を図3に示す。¹²⁾ モデルパラメータにより計算値は異なるが、相関関係は極めてよく成り立っておりほぼ一つの直線に乗る。つまり中性子スキン厚を決めれば傾きパラメータが決まるという状況である。

^{208}Pb 核の陽子密度分布は、電子散乱を用いた電荷分布測定から高精度で決定されている。¹³⁾ そのため何らかの方法で ^{208}Pb 核の中性子半径、もしくは中性子と陽子の半径差を測定すれば、傾きパラメータを精度よく決めることができる。なお、対象とする原子核は種々あってよいが、代表的な球形二重魔法核(中性子数・陽子数がともに魔法数で安定)で核子数も十分大きく、平均場近似を始めとする理論計算が多くなされていて理論の不定性が小さいなどの理由で ^{208}Pb 核の研究は特に重要とされる。他にモデルパラメータを決める上で、 ^{120}Sn , ^{48}Ca , 不安定核の ^{132}Sn , ^{68}Ni などが代表的な核としてよく研究されている。^{14, 15)}

2. 中性子スキン厚の測定

^{208}Pb 核の中性子スキン厚は古くから興味もたれており多くの実験手法が試みられてきた。この記事ではその中で、実験データの理論解析の不定性が最も小さいと考えられている1) 弱い相互作用による電子散乱、および筆者らが近年研究成果をまとめた2) 電磁相互作用による双極分極率測定と3) 強い相互作用による陽子弾性散乱測定について重点的に解説する。この他に ^{208}Pb 核以外を含めた中性子スキン厚の測定および解析として、ピグミー双極共鳴(PDR)の強度、¹⁵⁾ 反陽子と原子核の分子状態の崩壊に伴うX線測定、¹⁶⁾ (p, n), (n, p) 反応によるスピン双極励起測定

表1 陽子と中性子の電荷と弱電荷. Θ_W はワインバーグ角. 解析には放射補正などの高次の効果も取り入れる.²²⁾

	陽子	中性子
電荷	1	0
弱電荷	$1 - 4 \sin^2 \Theta_W \approx 0.08$	-1

と和則による解析,¹⁷⁾ ($^3\text{He}, t$) 反応によるスピン双極励起測定と和則による解析,¹⁸⁾ 0度での (α, α') 反応による巨大双極共鳴励起測定¹⁹⁾ などの研究が挙げられる. 中性子スキン厚以外で対称エネルギーを決める手法を含め文献1, 20を参考にされたい.

2.1 弱い相互作用による測定—電子散乱のパリティ非保存非対称測定

電子弾性散乱の測定では反応機構の良く分かっている電磁相互作用を用いているため, 電荷分布をモデル非依存にて決定することができる. 陽子密度分布は, 陽子の電荷分布を用いて核の電荷分布をアンフォールドする(畳み込みを解く)ことによって得られる. これと同様の手法を弱い相互作用による電子散乱に適用し, 弱電荷分布(正確にはその形状因子)を測定することにより中性子半径を引き出すことが, 米国ジェファーソン研究所にて行われている弱い相互作用による ^{208}Pb 核半径測定実験(PREX)の目的である.^{5, 21)} 弱い相互作用による電子散乱は Z^0 ボソンの交換によって起こり, 核子の弱電荷と結合する. 表1に示すように, 電荷分布は陽子分布によって決まっているが, 弱電荷分布は中性子分布によってほぼ決まっている. 陽子分布による寄与は既知の陽子分布を使用して補正すればよい. 弱い相互作用の反応機構は良く分かっているため, 事実上モデル非依存の測定であるといえる. 一方で, 電子散乱では電磁相互作用による散乱が支配的であるため, 弱い相互作用による散乱の成分を測定するには工夫が必要である. PREXではパリティ保存を破る散乱非対称度を測定することで, 弱い相互作用のみに敏感な量を検出している. 弱い相互作用による影響を観測するためには大量の統計量と高精度のデータ取得が必要である. 複数の運動量移行での測定(広い半径領域での測定に対応する)は困難であるため, 最も重要な運動量移行量1点($q=0.475 \text{ fm}^{-1}$)での測定を行っている.

進行方向に偏極したエネルギー1.06 GeV, 強度50–70 μA の電子ビームと, ダイヤモンドフォイルに挟んで20 Kに冷却した厚さ0.55 mmの ^{208}Pb 標的を用い, 実験室系5度での弾性散乱が磁気スペクトロメータ, 水晶検出器などを用いて測定された. 詳細は文献21を参照されたい. 得られたパリティ非保存非対称度 0.656 ± 0.060 (統計誤差) ± 0.014 (系統誤差) ppmから, 中性子半径として $R_n = 5.78^{+0.16}_{-0.18} \text{ fm}$, 陽子半径(5.45 fm)を引いて中性子スキン厚として $\delta R_{np} = 0.33^{+0.16}_{-0.18} \text{ fm}$ という値が得られた.*4 図4にそ

*4 後の理論解析の検討で $R_n = 5.751 \pm 0.175$ (exp) ± 0.026 (model) ± 0.005 (strange) fmと値が更新されている.²²⁾

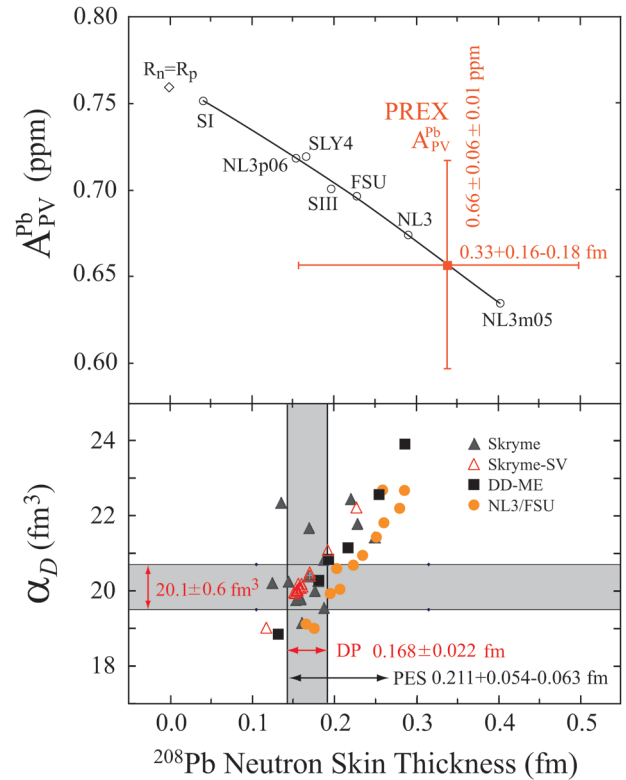


図4 ^{208}Pb の中性子スキン厚と観測量との相関および実験結果. 上図は運動量移行量 0.475 fm^{-1} でのパリティ非保存非対称(A_{PV}^{Pb})と中性子スキン厚の相関の理論計算. 実線はその2次曲線によるフィットで, 赤塗り四角も誤差棒はPREXの実験結果を表す(2.1節参照). 下図は双極分極率(α_D)と中性子スキン厚の相関の理論計算¹⁴⁾で灰色の領域が双極分極率(DP)の実験結果と対応する中性子スキン厚を表す(2.2節参照). PESは陽子非弾性散乱による実験結果の反応機構の不定性を含めた誤差範囲(2.3節参照).

の結果を示す. 残念ながら現状では実験の統計誤差がまだ大きく, ^{208}Pb 核の中性子スキン厚や傾きパラメータの議論を行える精度にはまだ達していない. 実験の誤差を3分の1程度に向上するPREX-II計画が進行中であるが, 対称エネルギーに関する精度の良い議論を行うためにはより一層の精度向上が必要と考えられる. モデル非依存の中性子スキン厚決定は極めて重要であり今後の精度向上に期待したい.

2.2 電磁相互作用による電気双極応答の測定—双極分極率

誘電体に一樣な外電場をかけると誘電分極が生じる. これと類似した現象が原子核に電気双極($E1$)外場を与えると生じる. 電気双極分極率(electric dipole polarizability)あるいは双極分極率(dipole polarizability)と呼ばれる. P.-G. ReinhardとW. Nazarewiczによるエネルギー密度汎関数法を用いた平均場近似計算から, ^{208}Pb 核の双極分極率と中性子スキン厚の間に極めて強い相関があることが示され,²³⁾ 俄かに注目されることとなった.*5 陽子は電荷を持ち中性子は電荷を持たないため, 図5に示すように外部 $E1$ 場の方向と強度に依存して, 陽子と中性子の分布に偏り(分極)

*5 歴史的には双極分極率の議論自身は古く, A. Migdalによる巨大双極共鳴(giant dipole resonance)の予言やその平均エネルギーの計算にも現れる.²⁴⁾

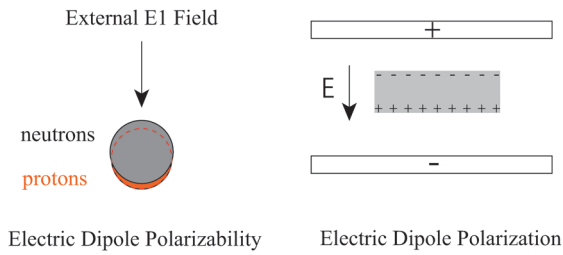


図5 双極分極率の概念図。一様電場中に入れた誘電体が電氣的に分極する現象(右図)と同様に、原子核に電気双極場を与えると電荷を持つ陽子と電荷を持たない中性子の相対分布に偏りが生じる(左図)。これが双極分極率である。密度に依存する対称エネルギーが偏りを引き戻す力として作用する。

が生じる。この偏りの程度が双極分極率に対応する。密度に依存する対称エネルギーが、分極を元の状態に引き戻そうとする力(restoring force)として働く。中性子スキン厚とともに双極分極率に密接に関与することが見て取れる。実験では、基底状態からのE1遷移確率を励起エネルギーの関数として測定することで、以下の式により双極分極率(α_D)と対応付けることができる。^{24, 25)}

$$\alpha_D = \frac{\hbar c}{2\pi^2} \int \frac{\sigma_{\text{abs}}}{\omega^2} d\omega = \frac{8\pi}{9} \int \frac{I(\omega)}{\omega} d\omega \quad (6)$$

ここで、 σ_{abs} は光吸収断面積、 ω は励起エネルギー、 $I(\omega)$ は単位励起エネルギー当たりのE1換算遷移確率 $dB(E1)/d\omega$ である。この式から分かるように、双極分極率は励起エネルギーの逆数を重みとするE1換算遷移確率の和則(-1次のモーメント)として与えられる。

実験は大阪大学核物理研究センターで行われた。通常E1遷移確率は実光子ビームを用いて測定されることが多いが、その場合は励起状態の崩壊過程で放出されるガンマ線もしくは中性子を検出する必要がある。崩壊チャンネルが多岐に渡るほか、中性子崩壊閾値(S_n)近傍の測定が難しい、多段階崩壊や高励起状態からの影響(フィーディング)を補正しなければならない、など精度を高める上での困難が多い。そのためこの実験では、295 MeVの陽子非弾性散乱による仮想光子励起(クーロン励起)を使用し、励起過程のみを観測することで5-20 MeVまでの全E1換算遷移確率の測定を行った。²⁶⁾ クーロン励起が支配的な散乱角0度付近での測定を実現したことが特に重要である。0度測定の実験セットアップを図6に示す。1-2 nAの偏極陽子ビームと、5.2 mg/cm²の²⁰⁸Pb標的を用い、スペクトロメータ「グランドライデン」により散乱陽子の運動量を測定した。実験装置の写真は過去の日本物理学会誌の口絵²⁷⁾に掲載されている。

0.0-0.5度での散乱断面積の大部分は電磁相互作用によるE1遷移であるが、僅かながら他の遷移の混入があるため精度の良い結果を得るためには取り除く必要がある。そのため、散乱前後での陽子偏極の変化と、微分散乱断面積の角度依存性の解析の2つの独立した手法で混入成分を分離した。得られたE1遷移の微分散乱断面積から、電磁相

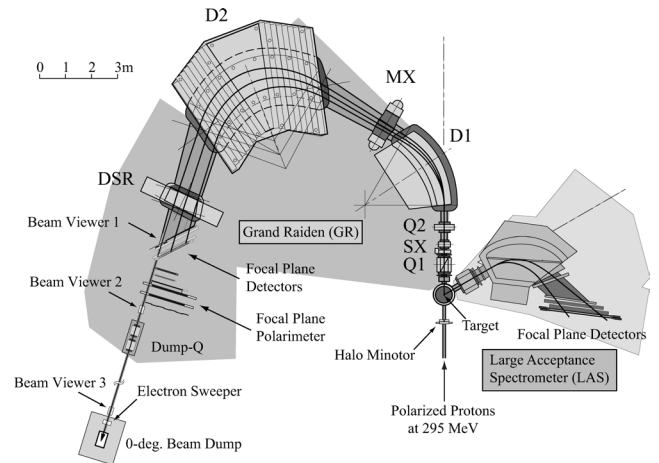


図6 散乱角0度での陽子非弾性散乱実験のセットアップ。標的を貫通した陽子ビームはスペクトロメータ「グランドライデン」の中を通過し、検出器の横から引き出されてビームダンプで止まる。標的核と非弾性散乱を起こした陽子はエネルギーが下がるため、グランドライデンで運動量分析されて検出器で測定される。右側の大口径スペクトロメータ「LAS」はビーム上下位置のモニターとして使用した。

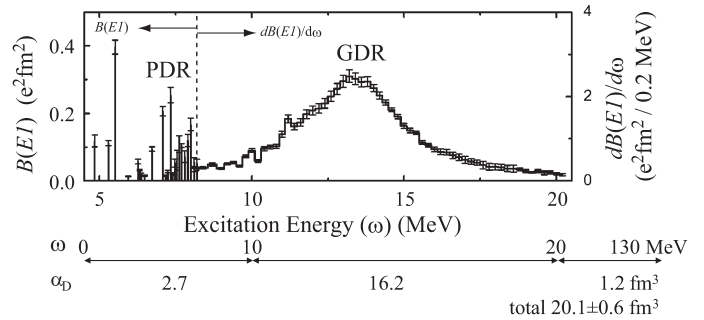


図7 実験によって得られた電気双極換算遷移確率 $B(E1)$ のスペクトル。横軸は²⁰⁸Pbの励起エネルギー。下にそれぞれの励起エネルギー区間での双極分極率の積算値を示す。20-130 MeV領域の値は光吸収測定により得られたものである。GDRは巨大双極共鳴、PDRはピグミー双極共鳴の領域を表す。

相互作用による励起機構を解析してE1換算遷移確率を決めた。詳細については文献26, 28を参照されたい。低励起状態(7.3 MeVより下)は既存の実光子ビームによる放出ガンマ測定、巨大双極共鳴領域(10-18 MeV)では実光子ビームによる放出中性子測定や光子吸収測定とよく一致した。この測定では電磁相互作用を利用しているため、反応機構による不定性は無視できる。また、中性子閾値エネルギーに近い測定が容易でなくこれまで全貌がよく分かっていなかったPDR領域(7-10 MeV)を含めて広い領域の強度を精度よく決められたことが、全体の精度を上げる決め手となっている。なお、PDRは中性子閾値付近に現れるE1換算遷移確率の集中で、中性子スキンとそれ以外のコアとの間の双極振動として理解されるといふ理論的示唆があり、中性子スキン厚の測定手段としても期待されている(文献15および図10)。

得られた $B(E1)$ 分布とエネルギー領域を分けた双極分極率の実験値を図7に示す。20-130 MeVの領域は既存の光吸収測定のデータを利用し、130 MeVまでの²⁰⁸Pb核の全双極分極率は $20.1 \pm 0.6 \text{ fm}^3$ と決まった。P.-G. Reinhardら

の理論計算²³⁾を参照すると、得られた双極分極率から中性子スキン厚は $0.156^{+0.025}_{-0.021}$ fmと決まる。PREXの結果と比較すると格段に良い決定精度である。中性子スキン厚への換算にはモデルが介在するためモデル依存性の評価が重要となる。この値はモデルの不定性を誤差として含んでいるとはいえ、評価が1つのモデルで行われることは好ましくない。J. Piekarewiczらにより多数の理論モデルを用いた評価が行われた。¹⁴⁾ 図4にその結果を示す。²⁰⁸Pbの双極分極率と中性子スキン厚の間には強い相関があるものばらつきもある。試みに双極分極率の誤差範囲内のモデルの統計平均をとると中性子スキン厚は 0.168 ± 0.022 fmとなる。モデルの評価方法の違いにより先の値と差があるが、誤差を考慮するとその差は有意ではない。後者の値を用いて図3によりパラメータを求めると $L=46 \pm 15$ MeVとなる。モデル依存性の評価にはさらに多くの計算結果との比較を要するが、控えめに見ても中性子スキン厚に極めて強い制限を与えることは間違いない。双極分極率は中性子スキン厚と並ぶ1つの観測量であり、その高精度測定が成されたという事実が大きい。結果を²⁰⁸Pbの中性子スキン厚に換算する必要はなく、より直接的に関係する対称エネルギーを拘束する条件としてモデル評価を進めるべきであり、研究は進行中である。³⁰⁾

2.3 強い相互作用による中性子分布の決定—陽子弾性散乱の精密測定

原子核の電荷分布は電子の弾性散乱によって高精度に測定されており、その電荷分布から陽子密度分布が決められている。同様に中性子密度分布を弾性散乱によって直接測るという発想は極めて自然である。しかし中性子は電荷を持たないため通常の電磁相互作用による電子散乱では中性子密度分布を測ることができない。代替手段の1つは、強い相互作用をする粒子である陽子の弾性散乱を利用することである。このような試みは古くから行われてきたが、ここでは近年筆者らが開発した中間エネルギーでの高精度測定と媒質効果モデルを用いた中性子密度分布決定について紹介する。³¹⁻³³⁾ この実験の特徴の1つは、核内の平均自由行程が最も大きい、つまり入射粒子と核内核子との散乱断面積が最も小さい中間エネルギー(～300 MeV)で行っていることである。これにより原子核はより透明になり、内部の密度分布まで明瞭に調べることができる。また、反応機構が単純な1段階過程にてよく記述されるため解析の不定性が最も小さい。具体的には、中間子交換モデルを基礎とする相対論的インパルス近似(RIA)計算³⁴⁾を反応モデルとして用いる。核子間相互作用が核内で変化する効果を媒質効果(medium effect)として導入している。図8に示すように、相互作用を担う中間子の結合定数と質量が散乱点での核子密度に依存して変化するモデルによって媒質効果を表す。定式化の詳細については文献33を参照されたい。媒質効果は核内で起きている様々な多体効果、例えばパウリの排他律による散乱の抑制やカイラル対称性の部分

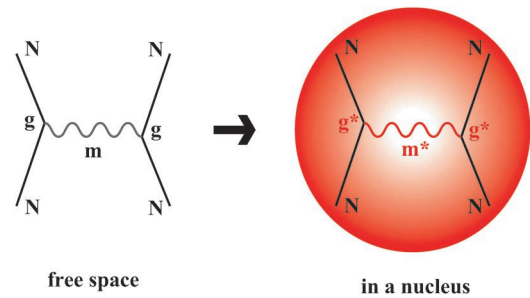


図8 核内相互作用の媒質効果モデル。時間は下から上へ流れる。Nで表される入射核子(実線)が標的核子との間で中間子交換(波線)により相互作用を行って散乱する。原子核内の散乱(右)では、自由空間内(左)と比較して交換される中間子の質量(m)と結合定数(g)に変化が起きる。これを媒質効果と呼ぶ。

的回復などを含んでおり、理論により精度よく決定することは難しい。そのため、媒質効果を密度に依存する関数としてパラメータ化し、中性子スキンを持たないと考えられる⁵⁸Ni核の陽子弾性散乱の実験値を再現するように決めた。³¹⁾ 媒質効果を含む相互作用モデルが決まれば、標的の密度分布を仮定することで散乱断面積とそのビーム偏極依存性(偏極分解能)を計算できる。²⁰⁸Pb核の中性子密度分布をモデル依存のないガウス型関数の重ね合わせとして表現し、実験値を再現するように密度分布を決定した。

陽子弾性散乱の測定は、2.2節と同様に大阪大学核物理研究センターのリングサイクロトロン施設とグランドライデンを用いて行った。セットアップは図6とほぼ同様であるが、0度実験固有のビームダンプとそこに繋がるビームラインはなく、ビームは散乱槽内もしくは散乱槽より下流のビームダンプ(図には描かれていない)にて止める。広い範囲の散乱角度範囲(実験室系で9-45度)の微分散乱断面積と偏極分解能のデータを1.5度ごとに測定した。実験は^{204,206,208}Pbの3種の核を標的として行ったが、この記事では特に²⁰⁸Pbの結果について紹介する。³¹⁾

図9に得られた(a)散乱断面積(b)偏極分解能の実験値と理論計算値を載せる。点線は自由空間での相互作用(媒質効果なし)を用いた計算、³⁴⁾破線は上述の媒質効果パラメータを用いた計算である。³¹⁾ どちらも密度分布としてディラック・ハートリー(DH)モデルによる理論計算値を使用している。理論計算による密度分布そのままでは実験値を再現することはできず、違いは後方に行くほど顕著になっているのが見て取れる。後方散乱角の情報は密度分布の詳細に敏感であるため、精密な密度分布の抽出には欠かさない。

図9(c)に実験値を再現するように、カイ自乗(χ^2)検定によって決めた中性子密度分布(赤の実線)を載せる。陽子分布には電子散乱で決められた現実的密度分布(点線)を用いている。中性子密度分布決定には実験誤差に伴う不定性があり、赤斜線の誤差包絡線で表されている。得られた中性子密度分布から中性子半径は $R_n = 5.653^{+0.026}_{-0.029}$ fm、中性子スキン厚は $\delta R_{np} = 0.211^{+0.026}_{-0.029}$ fmとなった。

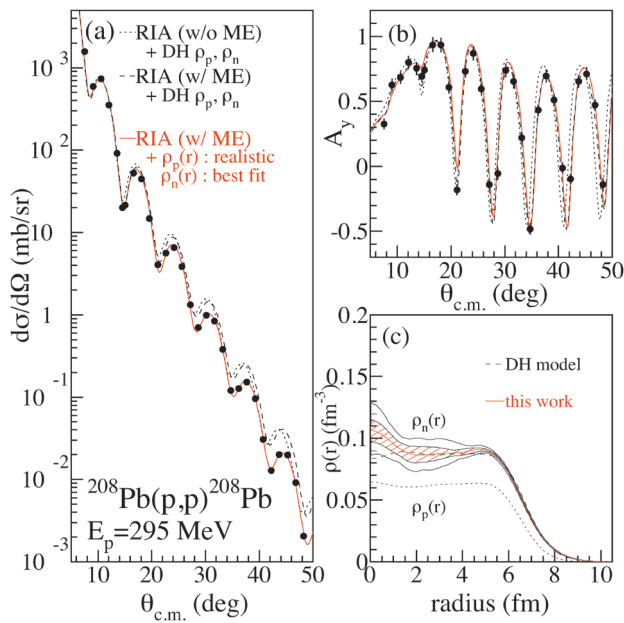


図9 (a) ^{208}Pb を標的とする陽子弾性散乱の微分散乱断面積。黒丸は実験値。黒点線はディラック・ハートリーモデル計算による陽子・中性子密度分布と自由空間の相互作用(媒質効果なし)を用いたRIA計算結果。黒破線は同じ密度分布と、 ^{58}Ni のデータを再現するように決められた媒質効果モデルを用いた場合の計算結果。赤実線は電子散乱によって決められた陽子密度分布(c)の黒点線と、媒質効果モデルを用い、 ^{208}Pb の実験データを再現するように中性子密度分布(c)の赤実線を決めた場合の計算値。(b)偏極分解能についての(a)と同様のプロット。(c) ^{208}Pb の密度分布。赤実線と赤ハッチは(a),(b)の赤実線の計算に対応する中性子密度分布とその誤差包絡線(詳しくは本文参照)。黒破線はディラック・ハートリーモデル計算による中性子密度分布。黒点線は電子散乱によって決められた陽子密度分布。

強い相互作用による実験では解析の反応機構の不定性の評価が重要であるがそのような評価はこれまでなされたことはなかった。上の解析では得られた自由度当たりのカイ自乗の最小値 $\chi^2_{\text{min}}/\text{d.o.f.}$ が4程度であり、このずれは反応機構の不完全性を表していると考えられる。実験誤差を定数倍することで $\chi^2_{\text{min}}/\text{d.o.f.}$ が1となるように調整し、この時に得られる中性子密度分布の誤差範囲を反応機構の不定性を含む誤差として初めて評価した。結果が図9(c)の外側の包絡線で表されている。この結果から反応機構の不定性を含む中性子スキン厚の測定結果は、 $\delta R_{np} = 0.211^{+0.054}_{-0.063}$ fmとなった。この中性子スキン厚から図3により傾きパラメータを求めると $L = 75^{+37}_{-43}$ MeVとなる。この結果は反応機構の不定性を含んだ中性子スキン厚の決定として重要であるばかりでなく、中性子密度分布をその形状の仮定なしに実験的に精度良く決定しているという点で重要である。例えば実験結果は核中心部での中性子密度増加を示唆している。PREXの実験が運動量移行1点の測定であり、中性子密度分布の形状(あるいはそのフーリエ変換である形状因子の仮定)に核構造モデル計算を利用していることと対比される。

3. 得られた結果と今後

図10に対称エネルギーの定数項(S_0)と傾きパラメータ(L)の決定の状況を示す。文献1のまとめを基に、 ^{208}Pb の

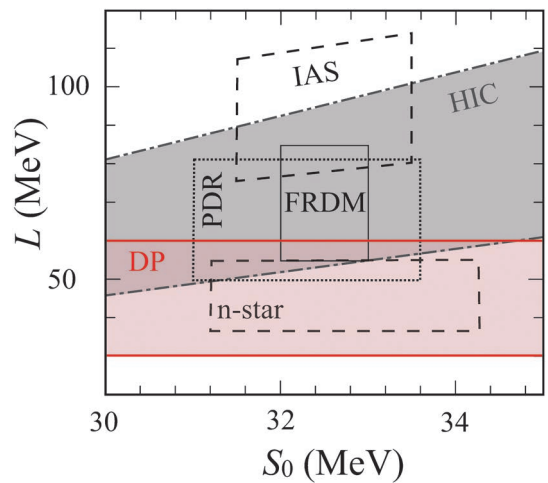


図10 状態方程式の定数項(S_0)と傾きパラメータ(L)に関する実験と観測からの制限。文献1のまとめを基に、中性子スキン厚からの制限として双極分極率測定による結果(DP)を付加した。各ラベルの実験と観測の詳細については文献1を参照のこと。

双極分極率から得られた傾きパラメータの値(2.2節)を付与している。図では重イオン衝突実験での鏡像核生成量(HIC)、同重核のアイソスピナアナログ状態と基底状態のエネルギー差(IAS)、有限レンジ液滴モデルによる質量公式を用いた束縛エネルギーの解析(FRDM)、 ^{68}Ni と ^{132}Sn のPDR、中性子星からのX線観測(n-star)の情報に基づいた結果が示されている。それぞれの実験結果の解釈には固有のモデル依存性が伴うため、対称エネルギーの決定精度に関する議論は簡単ではないが、種々の測定方法による結果は比較的良い一致を示しており、対称エネルギーの範囲はかなり絞られてきている。同様の研究は文献20でも行われており、質量が太陽の1.4倍の中性子星の半径が中心部の組成によらずに10.4-12.9 kmに決まるという議論がなされている。³⁵⁾ ただし解釈についてはまだ議論が多く意見の一致をみていない。 ^{208}Pb の中性子スキン厚と中性子星に関連する値との相関については、文献36において詳しく調べられている。双極分極率の実験から与えられた中性子スキン厚と傾きパラメータは、傾向としては柔らかい(傾きパラメータや圧力が小さい)状態方程式に属し、同質量の中性子星の半径として小さい予測値を支持する。一方で天体観測では太陽の2倍の質量を持つ中性子星が観測されており、³⁷⁾ 高密度下でより硬い状態方程式と一致する。これらの要請を同時に満たす状態方程式を模索していく必要がある。³⁵⁾

さらなる研究の発展として、開発した実験手法を他の核種に適用する測定を計画中である。安定核では ^{48}Ca 核が重要な核種の1つとされており、双極分極率を引き出す解析を進行中である。米国ジェファーソン研究所においても、 ^{48}Ca のパリティ非保存電子散乱実験を行う計画を進めている。双極分極率の実験手法はPDRにも非常に適している(図7)。 ^{208}Pb 核³⁸⁾と ^{90}Zr 核³⁹⁾においてPDRの測定結果を報告した。その他、 ^{120}Sn 、 ^{154}Sm 、 ^{96}Mo 、 ^{70}Zn など多数の核

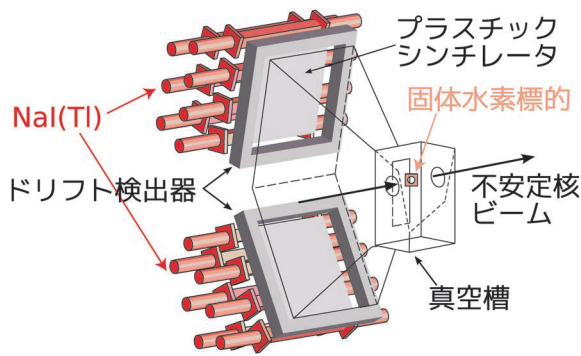


図11 不安定核の陽子弾性散乱実験用に開発した検出器群 (ESPRI).⁴⁰⁾ 不安定核ビームの軌道線上に設置される固体水素標的及び標的から散乱される水素(陽子)を検出する多芯線ドリフト検出器, プラスチックシンチレータ, NaI(Tl) シンチレータからなる。

に関して実験を進めており, 双極分極率と PDR に関する系統的な実験結果の取得を目指している。

状態方程式の決定には, 安定核よりも陽子と中性子の非対称度の大きい不安定核の測定も重要である。陽子弾性散乱の実験を不安定核へと拡張する ESPRI プロジェクト⁴⁰⁾を進めている。不安定核は寿命が短かく標的として使用することができないため, 不安定核をビームとして標的陽子との散乱を測定する逆運動学を用いる。厚さ 1 mm の固体水素標的⁴¹⁾と, 反跳陽子を広い運動量移行領域 ($1\sim 3\text{ fm}^{-1}$) で検出するスペクトロメータを開発した。スペクトロメータは多芯線ドリフト検出器, プラスチックシンチレータ, NaI(Tl) シンチレータから構成されている (図 11 参照)。放射線医学総合研究所やドイツの GSI 研究所でテスト実験を行い, 十分な分解能が得られていることが確認された。理化学研究所 RIBF において ^{132}Sn 核の密度分布を調べる実験が採択されている。 ^{208}Pb よりも非対称度が大きい二重魔法核であり, その中性子スキン厚の決定が待望されている。また, 飽和密度よりも高い密度での状態方程式を直接調べる研究や, ストレンジネスを含んだ系の状態方程式を調べる研究なども進められようとしている。⁴²⁾

本稿の執筆にあたり中田 仁氏, 佐川弘幸氏に貴重なコメントを頂きましたことを感謝致します。

参考文献

- 1) M. B. Tsang, *et al.*: Phys. Rev. C **86** (2012) 015803.
- 2) A. Akmal, V. R. Pandharipande and D. G. Ravenhall: Phys. Rev. C **58** (1998) 1804.
- 3) K. Hebeler, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 161102.
- 4) I. Tews, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 032504.
- 5) C. J. Horowitz and J. Piekarewicz: Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5647.
- 6) J. M. Lattimer and M. Prakash: Phys. Rep. **442** (2007) 109.
- 7) A. W. Steiner, *et al.*: Phys. Rep. **411** (2005) 325.
- 8) B. Friedman and V. R. Pandharipande: Nucl. Phys. A **361** (1981) 502.
- 9) B. A. Brown: Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 5296.
- 10) R. J. Furnstahl: Nucl. Phys. A **706** (2002) 85.

- 11) 矢花一浩: 日本物理学会誌 **62** (2007) 406.
- 12) X. Roca-Maza, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 252501.
- 13) B. Frois, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 152.
- 14) J. Piekarewicz, *et al.*: Phys. Rev. C **85** (2012) 041302(R).
- 15) A. Carbone, *et al.*: Phys. Rev. C **81** (2010) 041301(R).
- 16) M. Centelles, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 122502.
- 17) H. Sagawa, *et al.*: Phys. Rev. C **76** (2007) 024301.
- 18) A. Krasznahorkay, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 3216.
- 19) A. Krasznahorkay, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1287.
- 20) J. M. Lattimer and Y. Lim: arXiv: 1203.4286v1.
- 21) S. Abrahamyan, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 112502.
- 22) C. J. Horowitz, *et al.*: Phys. Rev. C **85** (2012) 032501(R).
- 23) P.-G. Reinhard and W. Nazarewicz: Phys. Rev. C **81** (2010) 051303(R).
- 24) 鈴木敏男: 『原子核の巨大共鳴状態 (物理学最前線 19)』(共立出版, 1988).
- 25) 高田健次郎, 池田清美: 『原子核構造論』(朝倉書店, 2002).
- 26) A. Tamii, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 062502.
- 27) 矢向謙太郎, 酒井英行: 日本物理学会誌 **67** (2012) 373 (6月号口絵).
- 28) A. Tamii, *et al.*: Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **605** (2009) 3.
- 29) 民井 淳: 原子核研究 **57** (2012) 69.
- 30) 例えば, D. Vretenar, *et al.*: Phys. Rev. C **85** (2012) 044317.
- 31) J. Zenihiro, *et al.*: Phys. Rev. C **82** (2010) 044611.
- 32) S. Terashima, *et al.*: Phys. Rev. C **77** (2008) 024317.
- 33) H. Sakaguchi, *et al.*: Phys. Rev. C **57** (1998) 1749.
- 34) D. P. Murdock and C. J. Horowitz: Phys. Rev. C **35** (1987) 1442.
- 35) A. W. Steiner, *et al.*: arXiv: 1205.687v1.
- 36) F. J. Fattoyev and J. Piekarewicz: Phys. Rev. C **86** (2012) 015802.
- 37) P. B. Demorest, *et al.*: Nature **467** (2010) 1081.
- 38) I. Poltoratska, *et al.*: Phys. Rev. C **85** (2012) 041304(R).
- 39) C. Iwamoto, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 262501.
- 40) S. Terashima, *et al.*: PHN-NUSTAR-FRS-17, GSI Scientific Report (2010) 148; Y. Matsuda, *et al.*: Phys. Rev. C **87** (2013) 034614.
- 41) Y. Matsuda, *et al.*: Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **643** (2011) 6.
- 42) 例えば, <http://lambda.phys.tohoku.ac.jp/nstar/>.

著者紹介

民井 淳氏: 専門は原子核の性質の実験研究。原子核の集団運動や多様な励起モードに興味を持っている。

銭廣十三氏: 専門は原子核物理。有限量子多体系である原子核の成り立ちを密度分布を通して探っている。特にアイソスピン自由度の役割について興味があり, 不安定核での実験的研究を進めている。

(2012年10月15日原稿受付)

Neutron Skin and Nuclear Matter Equation of State

Atsushi Tamii and Juzo Zenihiro

abstract: The equation of state of nuclear matter, which consists of neutrons and protons, has the term that depends on the difference between the neutron and proton densities. Determination of the term, the symmetry energy term, is quite important for nuclear physics as well as nuclear astrophysics. The symmetry energy is one of key ingredients to determine *e.g.* the radius and internal structure of a neutron star as well as supernova explosion dynamics. The first order density dependence, slope parameter, of the symmetry energy has a close correlation with the thickness of the neutron skin, which is a neutron rich layer that appears on the surface of heavy nuclei. We pick up three recent measurements on the neutron skin thickness of the ^{208}Pb nucleus by using each of weak, electromagnetic, and strong interactions, and report the present situation on the determination of the slope parameter.