

JAERI-Research

99-006



JP9950014



相対論的平均場理論によるアイソベクター  
光学ポテンシャルと高密度中性子星物質に  
おける Direct Urca 過程との関連

1999 年 2 月

丸山智幸\*・千葉 敏

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、お申し越し下さい。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）で複写による実費領布を行っております。

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

相対論的平均場理論によるアイソベクター光学ポテンシャルと  
高密度中性子星物質における Direct Urca 過程との関連

日本原子力研究所先端基礎研究センター

丸山 智幸\*・千葉 敏

(1999年1月14日受理)

相対論的平均場近似を用いて、核子光学ポテンシャルのアイソベクター項と、中性子星における早い冷却過程である Direct Urca (DU, 直接過程) の有無に関わる高密度核物質の性質との関連を議論する。中性子星において、直接過程による冷却が起こるために必要な陽子混合比が1/9以上という条件が満たされるかどうかは、高密度核物質の対称エネルギーの密度依存性や核子アイソベクターポテンシャルのエネルギー依存性と強い相関がある。本研究では対称エネルギーとアイソベクターポテンシャルの関係を相対論的平均場理論より統一的に導き、後者を決定することにより、中性子星の性質に関する重要な情報が得られることが示された。アイソベクター光学ポテンシャルは核反応機構の理解や核データ整備の観点からも重要であり、今後中間エネルギーにおける中性子及び陽子断面積の測定が進展することを期待する。

Relationship between the Isovector Optical Potential and  
Direct Urca Process in High-density Neutron Star Matter in  
the Relativistic Mean-field Theory

Tomoyuki MARUYAMA\* and Satoshi CHIBA

Advanced Science Research Center  
(Tokai-Site)  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received January 14, 1999)

We have derived a relationship in terms of the relativistic mean-field theory between the isovector optical model potential for nucleon-nucleus interactions and the possibility of Direct Urca process in neutron star matters which leads to an anomalously fast cooling of neutron stars. It became obvious that the possibility for the Direct Urca to occur in neutron stars, i.e., whether or not the proton mixing ratio exceeds the threshold value of  $1/9$ , is highly connected with the symmetry energy coefficient of high-density nuclear matter and the energy dependence of the isovector optical potential at the medium energy region. We hope such data would be measured in near future because they would be also important for understanding the nuclear reaction mechanisms and generating the medium-energy nuclear data.

Keywords: Isovector Optical Potential, Neutron Star Matter, Direct  
Urca, Relativistic Mean-field Theory

---

\* The Institute of Physical and Chemical Research

## 目 次

1. 序 論	1
2. 中性子星において直接過程による冷却の起こる条件	2
3. アイソベクター光学ポテンシャルと中性子星物質における陽子混合比との関連	3
4. 結 語	7
謝 辞	7
参考文献	8

## Contents

1. Introduction	1
2. Conditions for Direct Urca Process to Occur in Neutron Stars	2
3. Relationship between the Isovector Optical Potential and Proton Mixing Ratio in Neutron-star Matter	3
4. Conclusions	7
Acknowledgements	7
References	8

This is a blank page.

## 1 序論

中間エネルギーの核子（陽子または中性子）と原子核との反応を研究する際、光学模型は非常に一般的に用いられる解析のツールであり、また核データ評価でも標準的な断面積計算手法としてその有効性は良く理解されている。この模型では、入射粒子と標的核間の相互作用を複素一体場ポテンシャル（光学ポテンシャル）を用いて記述し、パラメータを調整することで弾性散乱の諸観測量（微断面積、偏極、スピン回転等）を再現することができるし、中性子の全断面積や統計模型に必要な透過係数や全反応断面積を計算することも可能である。

光学ポテンシャルにはアイソスピン依存性を有する部分があり、アイソベクター項と呼ばれている。この項の強度は標的核の中性子と陽子の数の差に比例する。一方、その符号は入射粒子のアイソスピンのZ成分に依存し、陽子と中性子とでは逆符号となる。従って、陽子と中性子の弾性散乱の実験を行い、それぞれのデータを再現するように決めたポテンシャルの差をとることでアイソベクター項を決定することができる。低エネルギー（14MeV以下）のエネルギー領域では実際このようにしてアイソベクター項が決定され、実数部については約24MeVであることが分かっている。しかしながら、より高エネルギーでは、中性子の弾性散乱データが存在しないことからその精度は乏しく、エネルギー依存性についてはほとんど分かっていないのが現状である。

ところで、光学ポテンシャルのアイソベクター項と、中性子星の性質、特に早い冷却をもたらす”直接過程”の有無に強い相関のあることを相対論的平均場近似から導くことができる。中性子星の研究において、その冷却過程は大きな問題の一つとなっている。現在発見されている中性子星の中でPSR0833-45とGemingaの二つだけが他のものに比べ異常に温度が低く、通常考えられている冷却のシナリオでは説明がつかないのである[1]。この理由として、この冷えすぎた中性子星は他のものよりも内部の密度が高く、中性子星内部の物質の性質が大きく違ってしまっている可能性が高い。そして、このことを説明するため、 $\pi$ 凝縮、 $K$ 凝縮、ストレンジ物質などの通常の核物質と異なる相の存在等[2, 3, 4, 5]、多くのシナリオが考えられてきた。この冷却過程を考える上で重要なのが高密度核物質の対称エネルギーであり、それによって直接過程の有無が決定される。相対論的平均場理論(RMFT)[6]の立場に立つと、対称エネルギーの密度依存性とアイソベクター光学ポテンシャルとの間に相関があることを自然に導くことが可能になる。

この二つの事項の相関は、今後の中性子核物理及び核データ研究を遂行していく上でも一つの重要な指針を与えているように思われる。本研究ではアイソベクター光学ポテンシャルと中性子星における対称エネルギーとの関連を示し、中性子星におけるDirect Urca過程の生起確率の測定可能性を論じ、さらに核物理及び核データ分野の研究に新たな視点を持ち込むことを目的とする。

## 2 中性子星において直接過程による冷却の起こる条件

中性子星内部の物質(中性子星物質)が核子(陽子と中性子)および電子で構成されているすると、その一核子当たりの全エネルギーは、経験的に次のような式で書かれることが分かっている。

$$E/A(\rho_p, \rho_n) = E/A(\rho_p = \rho_n = \rho_B/2) + \varepsilon_{sym}(\rho_B) \left\{ \frac{(\rho_p - \rho_n)}{\rho_B} \right\}^2 + T_e^{kin}/\rho_B. \quad (1)$$

ここで $\rho_B$ は系の核子密度、 $\rho_p$ 、 $\rho_n$ はそれぞれ陽子と中性子の密度、右辺の第一項は陽子数と中性子数が等しい対称核物質の一核子当たりの全エネルギー、 $\varepsilon_{sym}$ は対称エネルギー、 $T_e^{kin}$ は電子の運動エネルギーを表す。中性子星物質を構成する陽子、中性子、電子について以下の二つの条件が課される。

第一は系全体の電荷が0であるというもの( $\rho_p = \rho_e$ )で、これから陽子と電子のフェルミ運動量が等しいという条件が課される。

$$P_F(p) = P_F(e) \quad (2)$$

第二に、陽子、電子、中性子の間で化学平衡( $p + e^- \leftrightarrow n$ )が成立するという条件から、それぞれのフェルミエネルギー、 $\varepsilon_F(p)$ 、 $\varepsilon_F(n)$ 、 $\varepsilon_F(e)$ の間に以下の条件が課される。

$$\varepsilon_F(p) + \varepsilon_F(e) = \varepsilon_F(n). \quad (3)$$

中性子星の冷却は、フェルミ面より上の中性子が $\beta$ 崩壊して生成されたニュートリノが中性子星の外部へ放出されて起こると考えられている。中性子星内部が通常の核物質であれば冷却過程は主として次の二つに分類される。一つは、直接ウルカ(Direct Urca, DUと略す)と呼ばれるもので、普通の $\beta$ 崩壊である。



もう一つは、修正ウルカ(Modified Urca, MUと略す)と呼ばれる、二核子衝突によるものである。



DUはもちろんMUに比べてニュートリノを多く放出し中性子星を速く冷却させる。しかし、MUはどのような密度状態でも起こりうるが、DUは陽子中性子数に関してかなり強い制限を受ける。中性子星物質の状態はほぼ平衡状態であり初期状態の中性子も終状態の陽子、電子もフェルミ面上のものと考えられ、そのためフェルミ運動量に対して以下のような三角方程式がDUが起こるための条件となる。

$$P_F(p) + P_F(e) \geq P_F(n) \geq |P_F(p) - P_F(e)|. \quad (6)$$

さて中性子星物質は全電荷が0であるから陽子密度と電子密度は同じでなければならない( $P_F(p) = P_F(e)$ )。そのことからDUが起こるためには陽子密度が全核子密度の1/9(約11%)以上( $\rho_p \geq \rho_B/9$ )である必要がある。また、式(1)にこれらの条件を代入すると、次のようにDUが起きるための対称エネルギーの条件が得られる[7]。

$$\varepsilon_{sym} \geq \frac{9}{28} \left( \frac{\pi^2}{3} \rho_B \right)^{1/3}. \quad (7)$$



中性子星物質の密度が大きくなったとき、この条件に達するかどうかはもちろん模型に依存する。種々の Bruckner-Hartree-Fock (BHF) の計算結果等を見る限りその任意性は非常に大きい [8]。そこで以下の節から我々は相対論的模型を用いて、光学ポテンシャルの情報からこの任意性に制限を加えることを考えるたい。

この相対論模型は、核物質を記述するものが RMFT、核子-原子核散乱に関するものは Dirac 現象論 [9, 10] と呼ばれているが、両者は基本的には同じ考え方の上に成り立っており、そこに現れる Dirac ポテンシャル (式 (10) を見よ) は低エネルギーで一致すべきものである。また、RMFT について言えば、非相対論模型と異なり人為的に多体力を導入すること無しに飽和性を満たすことができ、相対論的ハートリー・フォック [11, 12] や Dirac BHF (DBHF) [13] 等のより高次の相関を取り入れた計算と比較しても、その示す EOS の結果はグローバルな意味でほとんど変化が無い。しかも、通常原子核 [14] や、中性子過剰核 [15] の性質も非常に良く再現している。従って、EOS を研究する上で最も信頼のおける模型と言って良いであろう。一方 Dirac 現象論は、ローレンツスカラー及びベクターポテンシャルを用いて、中心力ポテンシャルだけでなくスピン・軌道項やクーロン補正項を統一的に導き出せるという、Schrödinger 現象論にはない特徴を有している。

### 3 アイソベクター光学ポテンシャルと中性子星物質における陽子混合比との関連

相対論的平均場近似 [6] では、核物質系は以下の有効ラグランジアンに従うと仮定する。

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\psi}_N (i\gamma^\mu \partial_\mu - M) \psi_N + g_\sigma \bar{\psi}_N \psi_N \sigma - g_\omega \bar{\psi}_N \gamma_\mu \psi_N \omega^\mu \\ & - \tilde{U}[\sigma] + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu \\ & + \frac{C_s^{IV}}{2M^2} (\bar{\psi}_N \tau \psi_N)^2 - \frac{C_v^{IV}}{2M^2} (\bar{\psi}_N \gamma_\mu \tau \psi_N)^2 \end{aligned} \quad (8)$$

ここで  $\psi_N$ 、 $\sigma$ 、 $\omega$  は、核子、 $\sigma$  中間子、 $\omega$  中間子の場、 $M$  は核子の質量をそれぞれ表す。また、 $g_\sigma$ 、 $g_\omega$ 、 $C_s^{IV}$ 、 $C_v^{IV}$  はそれぞれ  $\sigma$  場及び  $\omega$  場と核子場の結合定数、ローレンツスカラー及びベクターのアイソベクター強度を表す。ただし、アイソベクター場については、オイラー・ラグランジェ方程式の結果より、核子場を用いて表している。 $\tilde{U}[\sigma]$  は  $\sigma$  場の自己エネルギーポテンシャルで以下の形で表される。

$$\tilde{U}[\sigma] = \frac{\frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{3} B_\sigma \sigma^3 + \frac{1}{4} C_\sigma \sigma^4}{1 + \frac{1}{2} A_\sigma \sigma^2} \quad (9)$$

上記のラグランジアンでは全ての相互作用を 0 レンジとした。これは扱う系を一様核物質に限ったためである。有限核へ拡張するときはレンジを必要とするが、その拡張はそれほど困難ではない [14, 15]。

核子の波動関数は以下のような Dirac 方程式で示される。

$$\{\gamma^\mu (i\partial_\mu - U_\mu(x)) - (M - U_s(x))\} \psi_N(x) = 0. \quad (10)$$

$U_s$  はスカラーポテンシャル、 $U_\mu$  は4元のベクターポテンシャルを表す。ここで後のために有効質量  $M^*$  を定義する。

$$M^* = M - U_s. \quad (11)$$

二つのポテンシャルは式(8)のラグランジアンからオイラー・ラグランジェ方程式を導出し  $\sigma$  場と  $\omega$  場に関して平均場をとることによって以下のように得られる。

$$U_s(\alpha) = g_\sigma \langle \sigma \rangle + \frac{C_s^{IV}}{M^2} (\rho_s(p) - \rho_s(n)) \tau_\alpha, \quad (12)$$

$$U_0(\alpha) = \frac{g_\omega^2}{m_\omega^2} \rho_B + \frac{C_v^{IV}}{M^2} (\rho(p) - \rho(n)) \tau_\alpha, \quad (13)$$

$$U_i(\alpha) = 0, \quad i = 1, 2, 3 \quad (14)$$

$$\alpha = p, n$$

ここで、 $\omega$  場については平均場近似を取った後の式、

$$\omega_\mu = \frac{g_\omega}{m_\omega^2} \rho_B \delta_{\mu,0}, \quad (15)$$

を用いた。また、 $\sigma$  の平均場  $\langle \sigma \rangle$  は以下の式から決定される。

$$\frac{\partial}{\partial \langle \sigma \rangle} \tilde{U}[\langle \sigma \rangle] = g_\sigma \langle \bar{\psi}_N \psi \rangle = g_\sigma (\rho_s(p) + \rho_s(n)) \quad (16)$$

$\rho_s$  はスカラー密度

$$\rho_s(\alpha) = \frac{2}{(2\pi)^3} \int d^3p f_\alpha(\mathbf{p}) \frac{M_\alpha^*}{\sqrt{p^2 + M_\alpha^{*2}}}, \quad (\alpha = p, n) \quad (17)$$

である。 $f_\alpha(\mathbf{p})$  は運動量分布  $f_\alpha(\mathbf{p}) = \theta(p_F - |\mathbf{p}(\alpha)|)$  を表している。

この時全系のエネルギー密度は、前述のラグランジアンより導かれるエネルギー・運動量テンソルの第(00)成分と電子の運動エネルギーの和として求められる：

$$\begin{aligned} \epsilon \equiv E/V &= \frac{2}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{p} f_p(\mathbf{p}) E_p^*(\mathbf{p}) + \frac{2}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{p} f_n(\mathbf{p}) E_n^*(\mathbf{p}) \\ &+ \tilde{U}[\langle \sigma \rangle] + \frac{g_\omega^2}{2m_\omega^2} \rho_B^2 + \frac{C_s^{IV}}{2M^2} (\rho_s(p) - \rho_s(n))^2 + \frac{C_v^{IV}}{2M^2} (\rho_p - \rho_n)^2 + C_e T_e^{kin} \\ E_\alpha^*(\mathbf{p}) &= \sqrt{p^2 + M_\alpha^{*2}} \\ T_e^{kin} &= \frac{2}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{p} f_e(\mathbf{p}) \sqrt{p^2 + m_e^2} \end{aligned} \quad (18)$$

ただし核物質の議論をする時は  $C_e = 0$ 、中性子星物質を論じる場合は  $C_e = 1$  とする。また、 $m_e$  は電子質量である。これより、核子あたりのエネルギーは

$$E_T/A = \epsilon/\rho_B - M \quad (19)$$

で与えられる。

ここで一つ注意していただきたい。 $\tilde{U}[\sigma]$ は多体力を含んでいる形になっている(式(9))。しかし、 $\sigma$ は高密度極限で発散せずに一定の値となり、 $\tilde{U}[\sigma]$ は高密度で全エネルギーにほとんど寄与しない。実際に高密度で主として寄与するのはベクター力だけである。これは2体力であり、そのため一核子当たりの全エネルギーは密度の1次に比例する( $E_T/A \sim g_\omega^2 \rho_B / m_\omega^2$ )。これが非相対論模型との大きな違いである。

さて平均場のパラメーターとして Ref.[16]の NL7 ( $\rho_0 = 0.17 fm^{-3}$ ,  $BE = -16 MeV$ ,  $M^*/M = 0.65$ )を採用する。このパラメーターは低エネルギーでの陽子原子核光学ポテンシャルのエネルギー依存性や、高エネルギー重イオン衝突での  $K^+$ 生成の結果とも良く対応し[16]、その状態方程式は高密側まで信頼性の高いものである。

対称力は飽和密度で 32MeV と固定した上で、SF1、SF2、SF3 の3種類のパラメーター・セットを用意した。SF1はアイソベクター力がベクター型のみのももの( $C_v^{IV} = 0$ )、SF2はスカラー型のみ( $C_v^{IV} = 0$ )、SF3はベクター型のみを負に取った( $C_v^{IV} < 0$ )のものである。この時の対称( $N=Z$ )核物質の一核子あたりのエネルギーと対称エネルギー( $\epsilon_{sym} \equiv 1/8 \partial^2(E_T/A) / \partial x_p^2$ ,  $x_p = \rho_p / \rho_B$ は陽子混合比)の密度依存性を図1に示す。3種類のパラメータセットは核子あたりのエネルギーを見ると等価で同じ飽和性を与えるのに対し、対称エネルギーの方は高密度状態で値が大きく異なることが分かる。これは高密度極限で対称エネルギーが

$$\epsilon_{sym} \approx C_v^{IV} \rho_B / M^2, \quad (20)$$

となるためである。この対称エネルギーの振る舞いの違いのために、次に述べる中性子星物質の陽子混合比に大きな差が現れる。

中性子星物質の状態方程式(一核子当たりのエネルギー  $E_T/A$  と陽子混合比  $x_p$ )を図2に示す。ここで、陽子混合比  $x_p$ は、 $\partial(E_T/A) / \partial x_p = 0$ の条件から決定される。核子あたりのエネルギー密度には大きな差はないが、陽子混合比には大きな違いが存在し、対称エネルギーの大きいものほど大きい陽子混合比で系が安定になる傾向にある。DUの条件は  $x_p > 0.111$ (下段細い波線)であるので、SF1では必ず起こり、SF3では起きない、そしてSF2はほぼその境界に位置していることが分かる。絶対値は原子核構造等を詳細に議論する必要があり、ここではそこまで踏み込むことはしないが、 $C_v^{IV}$ の符号とDUの関係はほぼ上記の通りである。従って、実験的に  $C_v^{IV}$ の符号及び、 $C_v^{IV}$ と  $C_s^{IV}$ のおおよその値が分かればDUが実際に起こりうるかどうか判定できる。

次に、Dirac場を用いた光学ポテンシャルの表式を示す。核子の波動関数は式(10)のようなDirac方程式で示される。このDirac波動関数の下成分が小さいとして、上成分だけの方程式に直して対応するシュレディンガー方程式を導出することができる。さらに、その方程式から対応する非相対論的ポテンシャルを得ることができる。その結果、光学ポテンシャルの中心力部分  $U_c$ は

$$U_c = U_0 - U_s + \frac{1}{2M}(U_s^2 - U_0^2) + \frac{U_0}{M} \epsilon_K. \quad (21)$$

また  $LS$ -ポテンシャルも

$$U_{LS} = \frac{\partial B}{\partial r} \frac{1}{2MrB},$$

$$B = \varepsilon_K + 2M - U_0 - U_s, \quad (22)$$

となる。ここで  $\varepsilon_K$  は核子の運動エネルギーである。

さて、光学ポテンシャルの虚数部分はここでは議論しないことにして、相対論的平均場近似の結果をここに代入すると中性子及び陽子のポテンシャル実数部が求められる。

$$U_s(\alpha) = g_\sigma \sigma + \frac{C_s^{IV}}{M^2} (\rho_s(p) - \rho_s(n)) \tau_\alpha, \quad (23)$$

$$U_0 = \frac{g_\omega^2}{m_\omega^2} \rho_B + \frac{C_v^{IV}}{M^2} (\rho(p) - \rho(n)) \tau_\alpha, \quad (24)$$

$$\alpha = p, n$$

次にアイソベクターポテンシャルを次のように定義する。

$$U_c^{IV} = U_c(n) - U_c(p). \quad (25)$$

また  $LS$ -ポテンシャルに関連して次の量を定義し、

$$A = \frac{U_0 + U_s}{\varepsilon_K + 2M}. \quad (26)$$

そのアイソベクター部分を定義する。

$$A^{IV} = A(n) - A(p). \quad (27)$$

中性子過剰核を用いると SF1、SF2、SF3 のそれぞれでアイソベクターポテンシャルが大きく異なるはずである。図 3 に密度  $\rho_B = \rho_0$ 、陽子混在比  $x_p = 0.394$  ( $^{208}\text{Pb}$  の値) の場合に、 $U_c(n)$  及び  $U_c(p)$  (最上段)、 $U_c^{IV}$  (中段) と  $A^{IV}$  (下段) の実数部のエネルギー依存性を示す。

図 3 上段から、我々の計算した  $\text{Re}U_c(p)$  が、陽子散乱の実験値から得られたもの [10] と良く一致していることがわかる。ここで注目すべきことは、 $d\text{Re}U_c^{IV}/d\varepsilon_K$  の符号が SF1、SF2、SF3 で異なり、さらに  $\text{Re}A^{IV}$  が SF1、SF2、SF3 で明らかに異なることである。従って、偏極量を用いて実験的に観測できる可能性のあるものである。 $LS$ -ポテンシャルについていえば、中性子過剰核での陽子、中性子に対する  $LS$  分離も重要な情報となるであろう。

原理的には重い安定核でも中性子過剰状態での様な情報は得られるはずである。しかしながら、陽子、中性子の  $LS$  分離の違いは実験的には見えておらず、やはり中性子スキンのような極端な過剰状態が必要であろう。

## 4 結語

本研究では、相対論的平均場近似を用いて、核物質の対称エネルギー、高密度中性子星物質の陽子混合比、核子光学ポテンシャルのアイソベクター項を統一的に導出した。その結果、異常に温度の低い中性子星の冷却過程として直接過程が起こり得るかどうか、アイソベクター項のエネルギー依存性と相関のある可能性が示唆された。しかし核子光学ポテンシャルのアイソベクター項には不確定性があり、現時点で中性子星に関する具体的な結論を引き出すことは不可能である。

アイソベクターポテンシャルは原理的には中性子過剰核における  $LS$  分離や、中間エネルギーの中性子弾性散乱データと陽子データを Lane モデルの枠組みで同時に再現できるポテンシャルを構築することで決定されるものである。後者について、現在のデータ量を考えると、必要なのは中性子のデータ、特に中性子過剰核に対する弾性散乱データであるの是一目瞭然である。中間エネルギーでの中性子弾性散乱は実験の制約もあり測定することは容易ではないが、幸い原研では GeV 領域の陽子加速器を用いる広範な研究計画、すなわち中性子科学研究計画を推進中であり、そこでこのような基礎的な測定が可能となることを期待する。

## 謝辞

名古屋大学工学部の親松和浩博士、理化学研究所の望月優子博士には中性子星全般についての議論をしていただき感謝します。また、数々の議論をしていただいた原研ハドロン輸送研究グループ及び極限ハドロン科学研究グループのメンバーに感謝します。

## 参考文献

- [1] H. Umeda, et al., *Astrophys. J.* **433** (1994) 256.
- [2] D.B. Kaplan and A.E. Nelson, *Phys. Lett.* **B175** (1986) 57; **B179** (1986) 409(E).  
As a review article, K. Kubodera, *J. Korean Phys. Soc.* **26** (1993) 171 and references cited therein.
- [3] G.E. Brown, K. Kubodera, D. Page and P. Pizzocherri, *Phys. Rev.* **D37** (1988) 2042.  
D. Page and E. Baron, *Ap. J.* **354** (1990) L17.
- [4] T. Tatsumi, *Prog. Theor. Phys.* **80** (1988) 22,  
T. Muto and T. Tatsumi, *Phys. Lett.* **B283** (1992) 165,  
T. Muto, R. Tamagaki and T. Tatsumi, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **112** (1993) 159.
- [5] S. Tsuruta, *Phys. Rep.* **292** (1998) 1.
- [6] B. D. Serot and J. D. Walecka, *The Relativistic Nuclear Many Body Problem*. In J. W. Negele and E. Voigt, editors, *Adv. Nucl. Phys. Vol.16*, page 1, Plenum Press, 1986, and references therein.
- [7] J. M. Lattimer, C. J. Pethick, M. Prakash and P. Haensel, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 2701.
- [8] H. Fujii, T. Muto, T. Tatsumi and R. Tamagaki, *Nucl. Phys.* **A571** (1994) 758.
- [9] B. C. Clark, S. Hama, R. L. Mercer, L. Ray and B. D. Serot, *Phys. Rev. Lett.* **50** (1983) 1644;  
J. A. Tjon and S. J. Wallace, *Phys. Rev.* **C36** (1987) 1085.
- [10] S. Hama, B.C. Clark, E.D. Cooper, H.S. Sherif and R.L. Mercer, *Phys. Rev. C* **41** (1990) 2737.
- [11] C. J. Horowitz and B. D. Serot, *Nucl. Phys.* **A399** (1983) 529.
- [12] K. Weber, B. Blättel, W. Cassing, H.-C. Dönges, V. Koch, A. Lang and U. Mosel, *Nucl. Phys.* **A539** (1992) 713.
- [13] W. Botermans and R. Malfliet, *Phys. Rep.* **198** (1990) 115,  
R. Brockmann and R. Machleidt, *Phys. Rev.* **C42** (1990) 1965.
- [14] C. J. Horowitz and B. D. Serot, *Nucl. Phys.* **A368** (1981) 503.
- [15] D. Hirata, RIKEN-AF-NP-152, Ph.D.Thesis in Kyoto U., (1993);  
I. Tanihata, D. Hirata and H. Toki, *Nucl. Phys.* **A583** (1995) 769c;  
D. Hirata, K. Sumiyoshi, B.V. Carlson, H. Toki **A609** (1996) 131.
- [16] T. Maruyama, W. Cassing, A. Lang, U. Mosel, S. Teis and K. Weber, *Nucl. Phys.* **A573** (1994) 653.

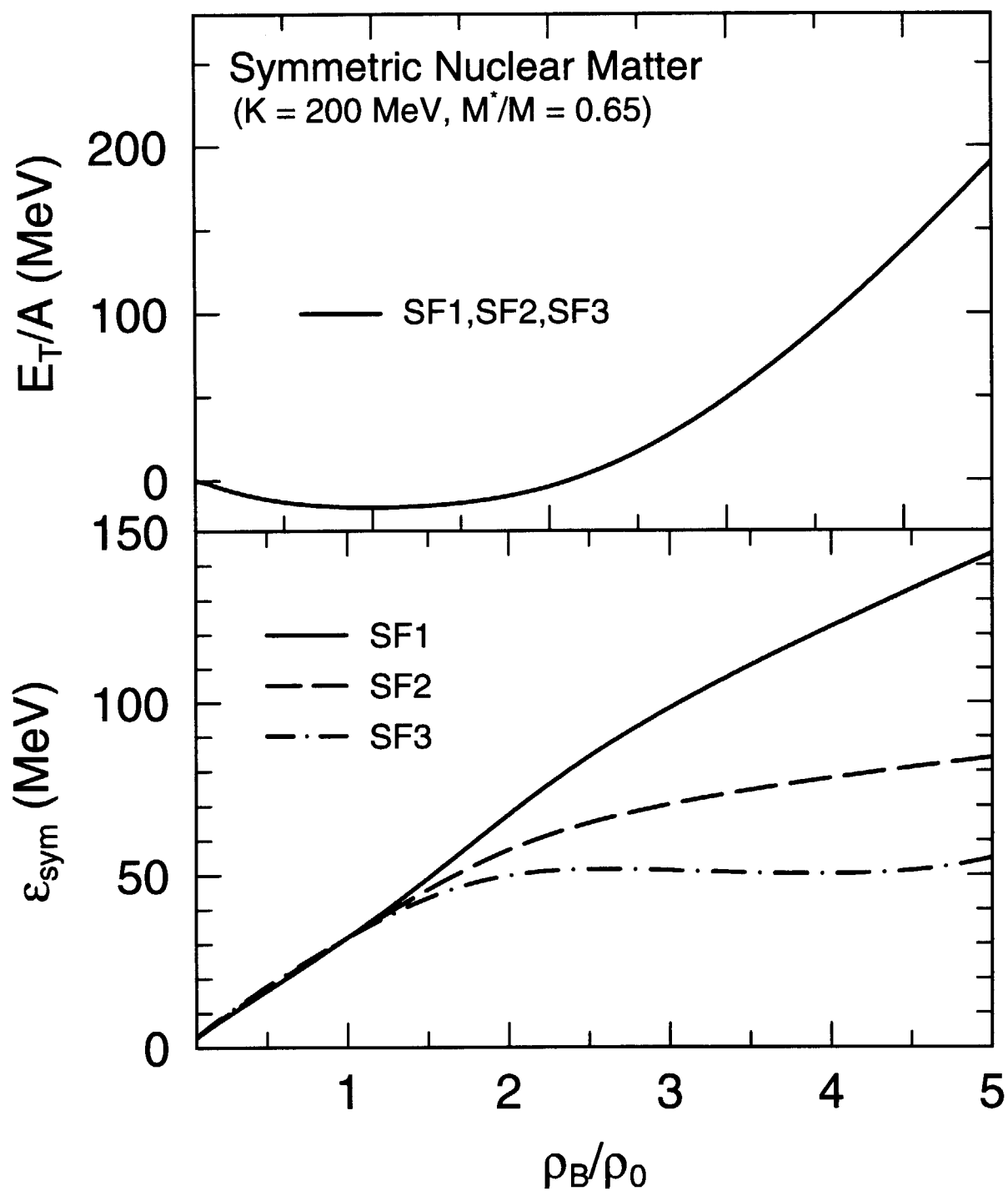


図1: 核物質の状態方程式。一核子あたりのエネルギー(上段)と対称エネルギー(下段)の密度依存性。実線、破線、一点鎖線はそれぞれSF1、SF2、SF3の結果を表す。

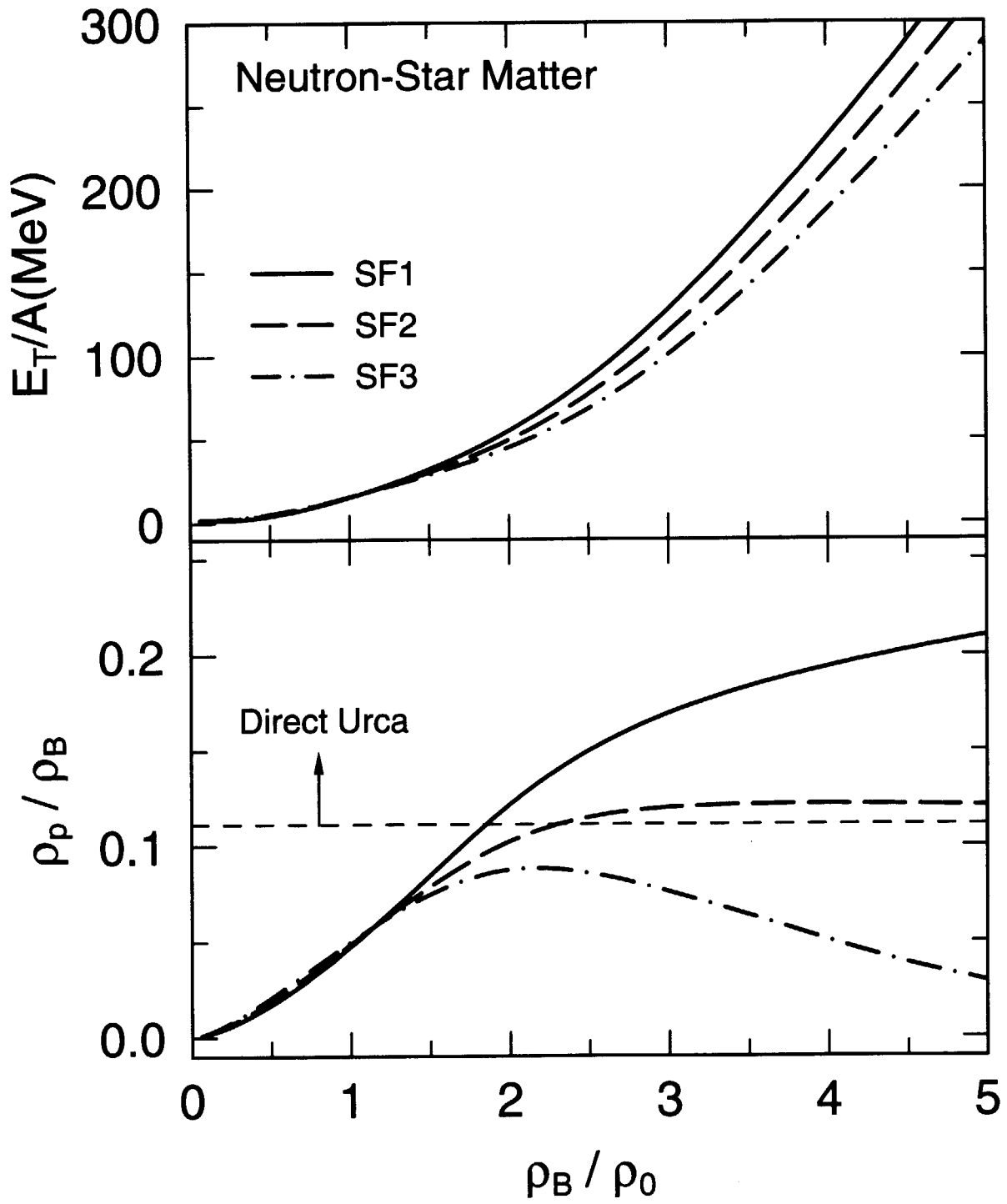


図2:中性子星物質の状態方程式。上段は一核子当たりの全エネルギー。下段は陽子混合率。下段の細い破線は Direct Urca 発生の境界を表す。



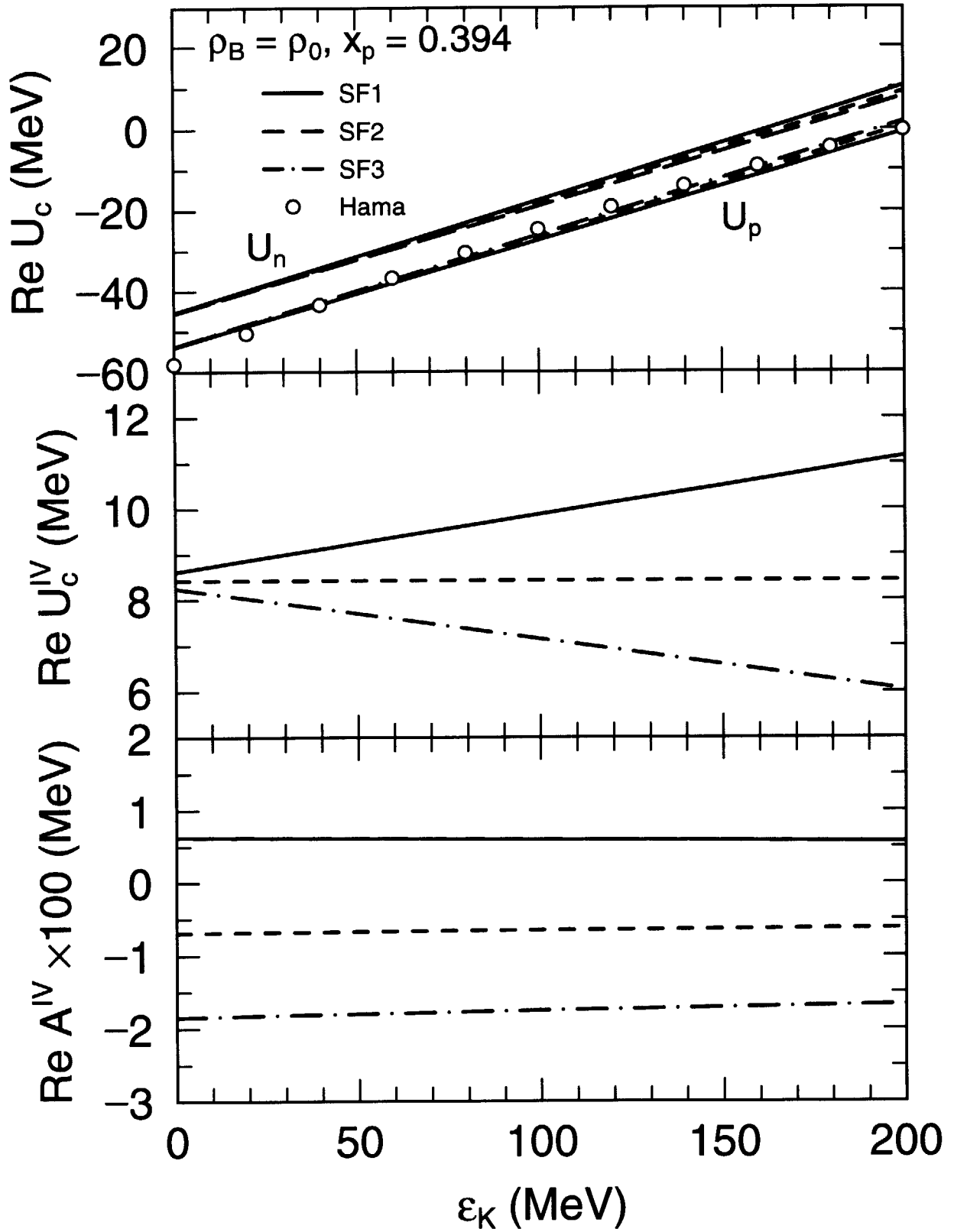


図3:  $\rho_B = \rho_0, x_p = 0.394$  ( $^{208}\text{Pb}$  に相当) の場合の陽子及び中性子光学ポテンシャル実部 (上段)、アイソベクター光学ポテンシャル (中段)、LS 力 (下段) のエネルギー依存性。

This is a blank page.

# 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 <sup>-1</sup>
力	ニュートン	N	m·kg/s <sup>2</sup>
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m <sup>2</sup>
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射束	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 <sup>2</sup>
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
照射度	ルクス	lx	lm/m <sup>2</sup>
放射能	ベクレル	Bq	s <sup>-1</sup>
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<sup>-19</sup> J  
1 u = 1.66054 × 10<sup>-27</sup> 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<sup>-10</sup> m  
1 b = 100 fm = 10<sup>-28</sup> m<sup>2</sup>  
1 bar = 0.1 MPa = 10<sup>5</sup> Pa  
1 Gal = 1 cm/s<sup>2</sup> = 10<sup>-2</sup> m/s<sup>2</sup>  
1 Ci = 3.7 × 10<sup>10</sup> Bq  
1 R = 2.58 × 10<sup>-4</sup> C/kg  
1 rad = 1 cGy = 10<sup>-2</sup> Gy  
1 rem = 1 cSv = 10<sup>-2</sup> Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 <sup>18</sup>	エクサ	E
10 <sup>15</sup>	ペタ	P
10 <sup>12</sup>	テラ	T
10 <sup>9</sup>	ギガ	G
10 <sup>6</sup>	メガ	M
10 <sup>3</sup>	キロ	k
10 <sup>2</sup>	ヘクト	h
10 <sup>1</sup>	デカ	da
10 <sup>-1</sup>	デシ	d
10 <sup>-2</sup>	センチ	c
10 <sup>-3</sup>	ミリ	m
10 <sup>-6</sup>	マイクロ	μ
10 <sup>-9</sup>	ナノ	n
10 <sup>-12</sup>	ピコ	p
10 <sup>-15</sup>	フェムト	f
10 <sup>-18</sup>	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, 1 eV および 1 u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 <sup>5</sup> 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/m<sup>2</sup>) = 10 P (ポアズ) (g/(cm·s))

動粘度 1 m<sup>2</sup>/s = 10<sup>4</sup> St (ストークス) (cm<sup>2</sup>/s)

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

エネルギー・仕事・熱量	J (=10 <sup>7</sup> erg)	kgf·m	kW·h	cal (計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778 × 10 <sup>-7</sup>	0.238889	9.47813 × 10 <sup>-4</sup>	0.737562	6.24150 × 10 <sup>18</sup>
	9.80665	1	2.72407 × 10 <sup>-6</sup>	2.34270	9.29487 × 10 <sup>-3</sup>	7.23301	6.12082 × 10 <sup>19</sup>
	3.6 × 10 <sup>6</sup>	3.67098 × 10 <sup>5</sup>	1	8.59999 × 10 <sup>5</sup>	3412.13	2.65522 × 10 <sup>6</sup>	2.24694 × 10 <sup>25</sup>
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 <sup>-6</sup>	1	3.96759 × 10 <sup>-3</sup>	3.08747	2.61272 × 10 <sup>19</sup>
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 <sup>-4</sup>	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 <sup>21</sup>
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 <sup>-7</sup>	0.323890	1.28506 × 10 <sup>-3</sup>	1	8.46233 × 10 <sup>18</sup>
	1.60218 × 10 <sup>-19</sup>	1.63377 × 10 <sup>-20</sup>	4.45050 × 10 <sup>-26</sup>	3.82743 × 10 <sup>-20</sup>	1.51857 × 10 <sup>-22</sup>	1.18171 × 10 <sup>-19</sup>	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 <sup>-11</sup>
	3.7 × 10 <sup>10</sup>	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 <sup>-4</sup>	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

相対論的平均場理論によるアイソベクター光学ポテンシャルと高密度中性子星物質における Direct Urca 過程との関連