

---

講義ノート

---

「高密度物質と中性子星」

イリノイ大学

Gordon Baym

去る9月初に、G. Baym 教授が、学振の招きで来日され、55年1月までの予定で現在、名大に滞在しておられます。この間、名大物理教室に於いて上掲の表題の下に、計7～8回の予定で特別講義をして頂いて居りますが、この度、物理教室若手有志の発案及び共同作業で、各回の講義を逐語訳の講義ノートにまとめ、それらを順次、本紙に掲載して頂くことに致しました。内容につきましては、レコーダー等の助けを借りて出来る限り忠実に生の講義の再現に努めたつもりですが、何分、訳者一同の語学力、物理の理解力共に至りませず、所期の意図に沿っていないところや、或は、間違えて訳して了っているところさえなしとは言えません。従いまして、以下のノートの内容についての責任は、ノート作成者一同にあることを、予めお断りして置きます。

(黒田 記)

第1回講義 1979年9月20日

“ 中性子星 ”

高密度物質は宇宙の多くの場所で見られるが、ここでは中性子星について詳しく話す。

重イオン同士の衝突など、かなり通常とは異なる状態で高密度物質をつくれる。また物質の異常な状態が、安定あるいは準安定な原子核のなかに存在するいくつかの可能性がある。そして最後に、膨張宇宙の時間を逆にたどれば、非常に密度の高い状態が得られる。膨張開始後  $10^{-6}$  秒以前の高密度状態の研究が行われている。

#### 中性子星の発見

さて、中性子星について話そう。おもしろいことには、中性子星という考え方は、中性子が発見されたと同時に提案された。Chadwick が1932年に中性子の発見を Cope-

Gordon Baym

nhagen に手紙で知らせた。そこで、Bohr, Landau, Rosenfeld が、この新粒子がどのように役立つかを議論した。Landau は中性子で星をつくるというアイディアを出した。その後長い間、中性子星に関してはたいした進展がなかった。1934年になって、Baade と Zwicky が、重い星の最後の爆発 — 超新星により中性子星がつくられると発表した。超新星においては、通常の星が崩壊して中性子星を中央につくり、他の物質は放出されて、超新星の目にみえる大きな残骸となる（図1）。中性子星に関する最初の理論的計

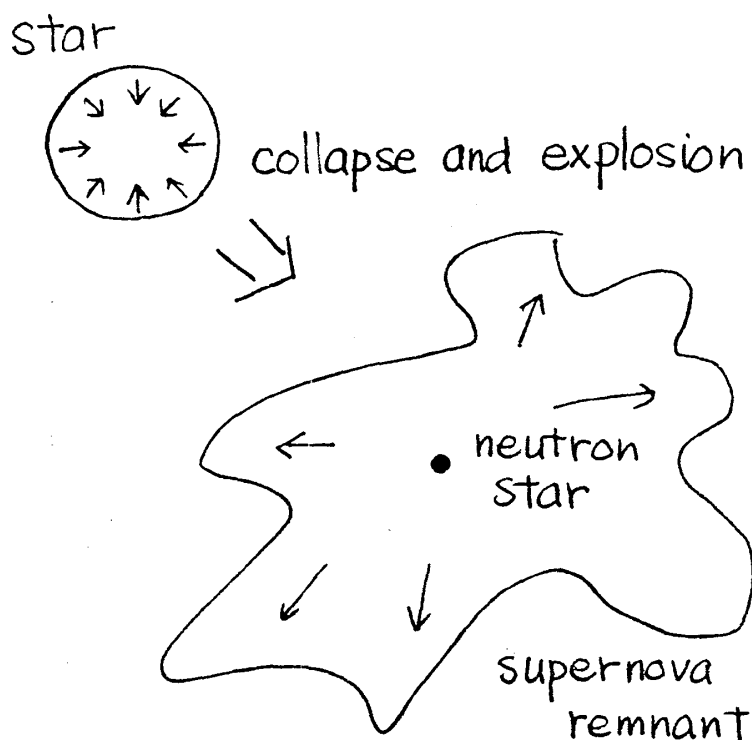


図1 超新星による中性子星の誕生

算は、1939年に Oppenheimer と Volkoff によってなされたが、1960年代までは単なる理論家の好奇心の対象に留まった。実際1966年に Wheeler は “Annual Review of Astronomy and Astrophysics” の論文で、中性子星は小さすぎて観測する機会に乏しいと書いた。翌年、パルサーが発見され、すぐに中性子星であることがわかった。パルサーは、非常に規則正しくまたたく星で、現在では321個が発見されている。さらに、1970年代の初めに中性子星は、別の形で、コンパクトX線源のなかに発見された。コンパクトX線源では、中性子星は大きな普通の星と非常に接近した軌道をもっていて、大きな星から物質が中性子星に流れこんでいる（図2）。物質が中性子星に落下すると

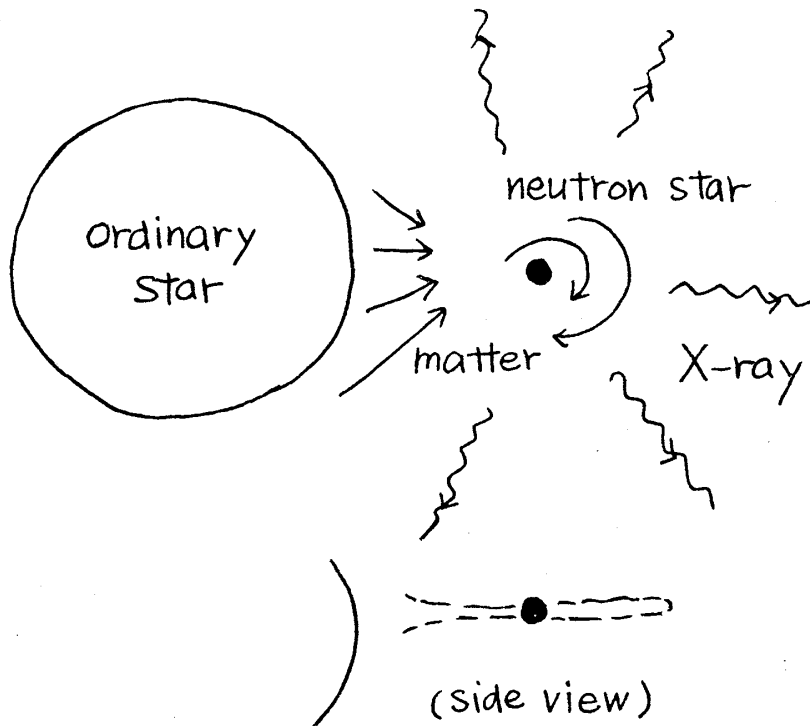


図2 “X線源”の中性子星

ともに温度が上昇してX線を放出する。現在までにコンパクトX線源に9つの中性子星が発見されている。

### 外側から眺めた中性子星

さて、中性子とはどんなものか、ごく簡単にながめてみよう。中性子星の質量の分布は理論的には  $\frac{1}{10} M_{\odot}$  (太陽質量の  $\frac{1}{10}$ ) から  $2 M_{\odot}$  である。この値には、高密度物質の知識の不確実さを反映して、大きな不定性がある。それは高密度において Schrödinger 方程式を解くことができないことと、相互作用がどんなものか、また粒子が何であるかすらわからないことの両方による。“X線源”の場合には質量計測が可能ながある。連星の回転周期と離心率から天体力学の計算で質量を決定できる。

$$M_{\text{Her X-1}} = "1.33 \pm 0.3 M_{\odot}"$$

$$M_{\text{Vela X-1}} = "1.5 \pm 0.2 M_{\odot}"$$

これ等の値は正確というにはほど遠い。大切な点は、これらが  $1.4 M_{\odot}$  の程度であることである。  $1.4 M_{\odot}$  というのは電子の縮退圧で支えきれぬ最大の質量で Chandrasekhar 質量と呼ばれている。重力が長距離力であるためこれ以上大きな星は電子の縮退圧では支えきれない。だから、星が  $1.4 M_{\odot}$  のコアをもつまで発達すれば崩壊してこの質量の中性子星をつくることが期待される。超新星の理論も観測も、非常に不正確だが、両者はつじつまがあっている。

中性子星の典型的な半径 10 km に太陽質量がつまっているとすれば、密度は  $10^{14} \sim 10^{15} \text{ g/cm}^3$  となる。重い原子核の内部の密度は  $2.8 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$  で、 $(1 \text{ fermi})^3 = 10^{-39} \text{ cm}^3$  の中の核子数で表すと、 $1.7 \text{ 個/fm}^3$  となる。従って中性子星は巨大な原子核に似ている。電荷  $Z$  は実質上ゼロであり、質量数  $A$  は  $10^{57}$  の程度である。ストレンジネスも  $10^{56}$  くらいだろうが、これは、私の話のかぎりでは重要でない。

先ほど中性子星の理論的な質量は  $\frac{1}{10} M_{\odot}$  から  $2 M_{\odot}$  の広い範囲にあると言ったが、これは、このすべての範囲で見つかるという意味ではない。低密度、低質量の中性子星は、もとになる星よりも 1 粒子あたりのエネルギーが大きいので、下限の質量をもつものはいつくりえないだろう。上限も、初めの物質が流れこむ段階で、安定性のぎりぎりのところにあれば、それをこえてブラック・ホールをつくって崩壊してしまうだろうから、同様である。従って中間質量をもつ中性子星がつくられると期待できる。

中性子星の物理的性質は、日常の経験と著しく異っている。表面の重力は巨大である。重力定数  $g$  は

$$g = \frac{GM}{R^2} \sim 3 \times 10^{11} g_{\text{earth}}$$

の大きな値にある。白墨が床まで落下するあいだに、中性子星の表面では  $10^{11} \text{ cm}$  落下する(!)。重力が非常に強いので 1 粒子の束縛エネルギーは、静止エネルギーの  $\frac{1}{10}$  にも達する。

$$\frac{GM}{R} m \sim 3 \times 10^{11} \times 10^3 \times 10^6 m \sim \frac{1}{10} mc^2$$

核反応は、1 核子あたり 6~7 MeV をあたえるが、これは静止質量の 1% にすぎない。中性子星への物質の落下の方が、はるかに大きなエネルギー源である。

パルサーと "X線源" とでは、このエネルギーを転換する機構がちがう。パルサーの

場合は、元の星が崩壊するとき角運動量を保存してどんどん速く回転し、重力エネルギーが、回転のエネルギーに転換される。種々の電磁的過程を通してこの高速回転のエネルギーが、電磁波や粒子の放射へ転換される — これより我々はパルサーを観測できる。“X線源”の場合は、エネルギーは、普通の星から中性子星へ落下する物質から発せられる。落下の際、角運動量保存のため中性子星のまわりを円板状に回転する（図2）。まさつのために最終的には中性子星に落下するが、K volt 程度のX線を放射するほど熱くなる。

表面温度も興味深い。中性子星の内部温度は  $10^8 \sim 10^9$  K であるが、表面ではおそらく数桁低い。1MeVは  $10^{10}$  Kに相当する。核子の fermi エネルギーは50MeVなので、物質はヘリウムで言えばmKに対応する極低温にある。表面温度は、最近たくさんの観測がされた。表面からの軟X線の黒体放射が観測されないことから、 $10^6$  Kより低いことがわかった。興味ある問題は、できた時には  $10^{11}$  K(10MeV)もあった星が、どうしてこんなにはやく冷えたかである。我々のよく知っている最も新しい中性子星、“かに”パルサーは1054年にできた。925年の間に、10MeVの内部温度から、いかにして現在の  $10^6$  K  $\sim$   $10^{-4}$  MeV までさがったのか。これは内部の物質構成の情報をあたえる。温度が  $10^8$  K 以下にさがるまでは、ニュートリノ放出が支配的な冷却機構である。これはまたあとで述べる。

中性子星での典型的な磁場の強さはおおよそ  $10^{12}$  gauss である。これには観測と理論の2つの糸口がある。連星X線源の Her-X1 のスペクトルには、くぼみ、または山がある（図3）。 $\gamma$ 線の放出の山とすると、電子のサイクロトロン共鳴と考えられるので  $6 \times 10^{12}$  gauss の磁場の強さをあたえる。吸収によるくぼみと考えると  $4 \times 10^{12}$  gauss である。どちらとするかに不定性があり、吸収と考えるべき理論的根拠があるが、大切なことはいずれにしても  $10^{12}$  程度ということだ。これは表面の双極磁場だから、太陽や地球と同じように、内部ではもっと強く  $10^{14} \sim 10^{15}$  くらいだろう。超新星の前の段階の磁場の強さについての理論がないので正確にはわからないが、 $10^{12}$  gauss はもっともらしい値である。星を小さくおしつぶすと、電気伝導度が大きければ磁束は保存し磁場は半径の逆自乗でスケールされる。もし半径  $10^{11}$  cmの太陽から半径  $10^6$  cmの中性子星につぶれるならば、 $10^2$  gauss の磁場は  $10^{12}$  gauss になる。この議論は、太陽のような星から超新星爆発前の星をつくる時に磁場が変化するから、示談的なものでしかない。

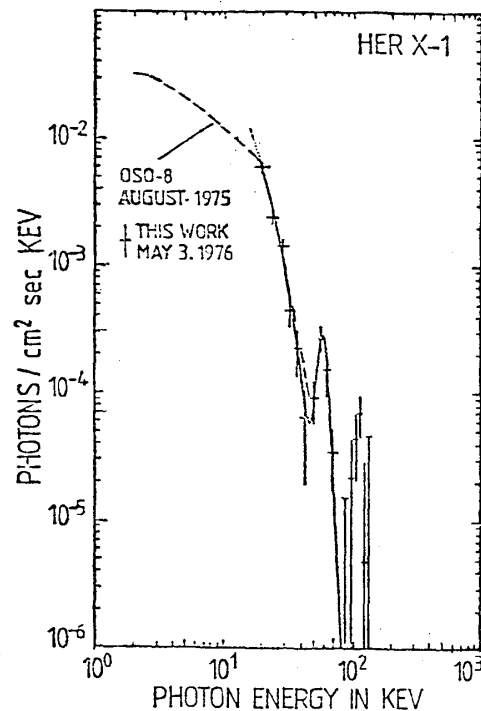


図3 Her X-1 のスペクトル

同様な議論を、回転速度についてやってみよう。角運動量は保存して、回転速度は半径の自乗でスケールする。太陽のように周期1ケ月のゆっくりした回転体からでも周期約1msecの中性子星ができる。最も速いパルサーは33msecの周期をもっているので、スケーリングから得られる値とくらべ非常にゆっくりしているのも、途中でかなりの角運動量の減少があることがわかる。

この磁場の強さはパルサーに関しても納得のいくものである。パルサーから放出されるエネルギーをどのように説明するか。パルサーの光度は $10^{38}$  erg/secで太陽の $4 \times 10^{33}$  erg/secとくらべて $10^4$ 倍も大きい。簡単な双極磁場の回転を考えると、これは $10^{12}$  gauss程度の磁場をあたえる。X線源に関しても一般的性質を理解するための磁場は $10^{12}$  gauss位である。 $10^{11} \sim 10^{13}$  gaussが観測されている中性子星のもっともらしい磁場の強さである。

中性子星の性質に関して、パルサーや“X線源”からの信号の短い期間の変化から情報を得られる。これから系の内部の超流動が示されるかも知れない。

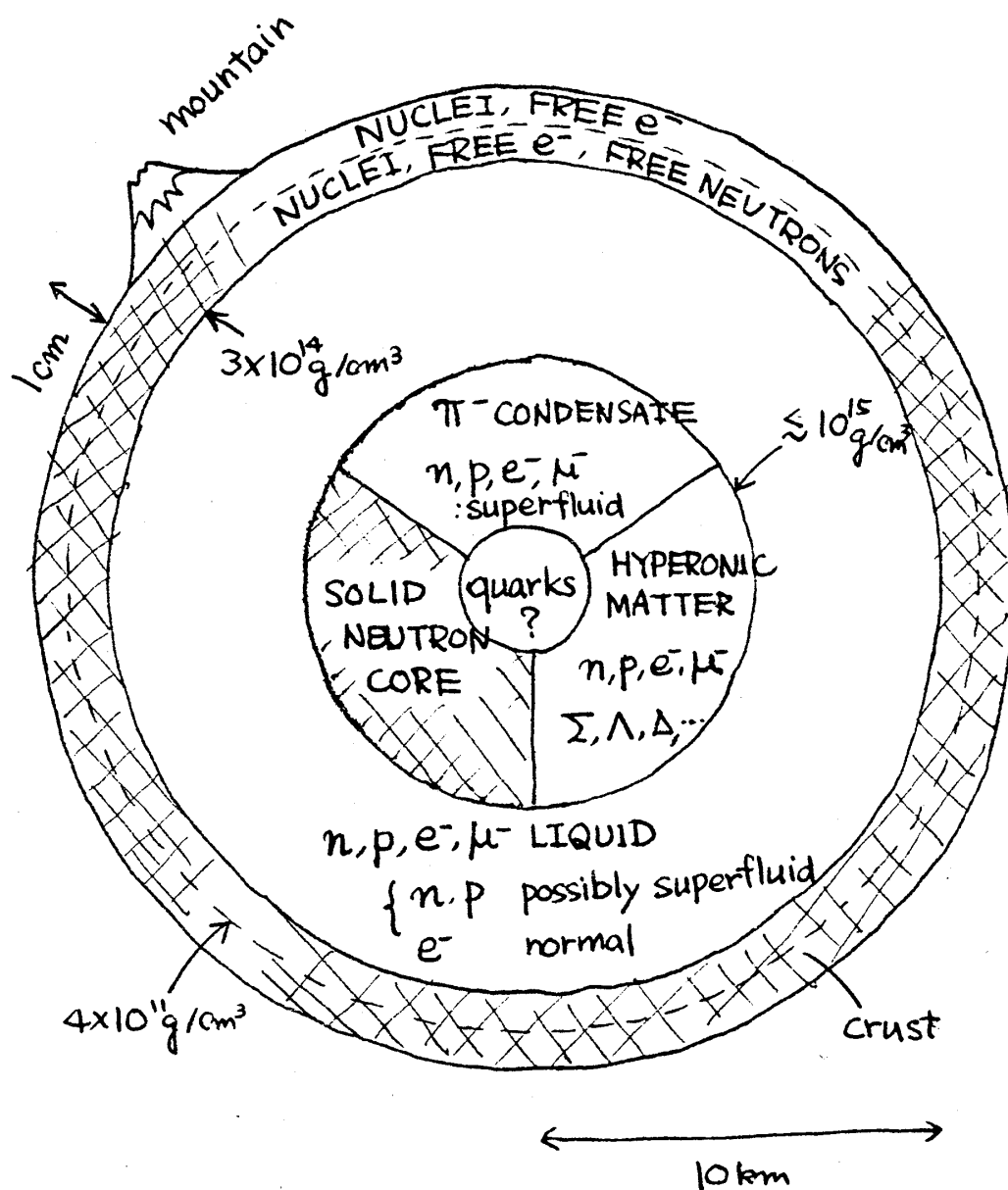


図4 中性子星の断面

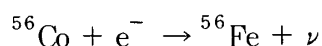
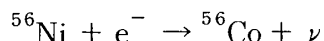
### 中性子星の断面

中性子星の内側の描像について概観しておこう(図4)。山だけは実物大である。山はどれだけ高くなるだろう。地球大気の特徴高度( $h = kT/mg$ )は約7kmだが中性子星では  $g = 10^{11} \times g_{\text{earth}}$  なので、特徴高度は1cm以下になる。山をつくってみよう。重力が下にはたらいて応力を生じる。物質の強さは有限で、少し考えれば、最高の高さが

$T = T_{\text{melting}}$  で決まる特性高度になることがわかる。これはcm程度だから、中性子星の表面はたいへんなめらかである。外側の領域は物質が高密度なために融点がそこでの温度より高く、固体の“星殻 (crust)”となる。これは普通の結晶格子を組んでおり、良い金属である。星の中へは行っていくと自由中性子が現れる領域があり、核物質程度の密度になると原子核はお互いにおしつぶされて液体になる。この領域の物性は超流体に似ている。さらに内側で密度が核物質の2倍くらいになると、普通にはない状態が可能となる。ひとつは $\Sigma$ 、 $\Lambda$ 、 $\bar{\Lambda}$ などのハイペロンの出現である。また、固化して核子の格子ができる可能性もある。次の可能性はパイオンやパイオンの励起の凝縮である。パイオンはボソンだからヘリウムのように、凝縮すれば超流体となるだろう。さらに非常に圧縮されればコークの流体が出現し、ついにはコーク物質となる。

### “星殻”中の電子

星の外側からだんだんと奥の方へ進みながら物質の性質を議論していこう。一般に、相対的には星の温度は非常に低くて、第1近似としては完全な基底状態を考えればよいことが多い。超新星以前の星では熱核反応が起こっている。これは $\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{56}\text{Ni}$ と進行し、超新星で崩壊がはじまる前には ${}^{56}\text{Ni}$ が存在する。 ${}^{56}\text{Ni}$ は



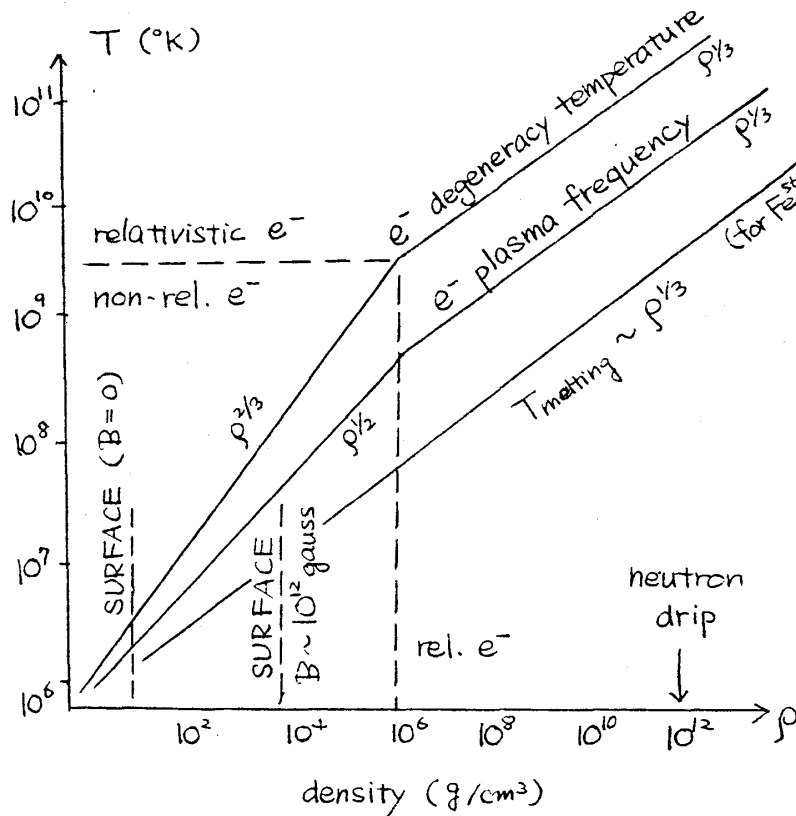
と、最後には ${}^{56}\text{Fe}$ になる。これは普通の物質の普通の密度での最もエネルギーの低い状態である。白墨をばらばらにして全エネルギーを最小にするにはどうしたらよいか。最初にすべての原子核を ${}^{56}\text{Fe}$ にかえ、次にそれで結晶をつくる。さらに電子を強磁性的に配列させれば、エネルギーは最低になる。

第1近似として星の外側には ${}^{56}\text{Fe}$ があると思ってよい。融点がその温度よりも高いので、固体の外殻をつくる。融点は格子のエネルギーと同じオーダーであり、

$$T_{\text{melt}} = \frac{1}{r} |E_{\text{lattice}}| = \frac{1}{r} \left| -1.82 \frac{Z^2 e^2}{a} \right| \simeq 3 \times 10^3 Z^{5/3} \left( \frac{Z}{A} \right)^{1/3} \rho^{1/3}$$

密度の $\frac{1}{3}$ 乗に比例する。 $r$ は100くらいである(図5)。中性子星内部の温度は $10^8 \text{ K}$ くらいだから $10^6 \text{ g/cm}^3$ くらいで物質は固体となるだろう。これは星の内部に10mの



図5 中性子星表面の性質 —  $T - \rho$  相図

スケールである。これより外はもちろん液体（気体）だが、星の外側の大部分は固体と  
 いてよい。普通の  $^{56}\text{Fe}$  は圧力ゼロで  $7.8 \text{ g/cm}^3$  だが、非常に強い磁場 ( $\sim 10^{12} \text{ gauss}$ )  
 が原子をたいへんに歪めるので、一番外側の圧力ゼロのところでも密度は  $10^3 \sim 10^4 \text{ g/cm}^3$   
 に近いだろう。この薄皮の部分を除けば外層は固体である。温度は Curie 温度より高い  
 から強磁性体ではない。

密度が  $10^4 \text{ g/cm}^3$  以上で原子は完全に接触するようになり、外側の電子から順々に伝  
 導状態にはいっていく。この密度は、だいたい  $6AZ \text{ g/cm}^3$  である。<sup>\*)</sup> これ以上の密度で

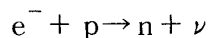
\*) ランダウ・リフシッツ「統計物理学」第11章。

Gordon Baym

は、全ての電子が伝導状態である。固体物理の立場から見ると物質は非常に単純な状態にある。点状原子核と伝導電子だけだから、固体物理学者の飯の種であるコアの効果はない。電子は自由電子で充分によい。温度と密度について書いた相図が図5である。中性子星の典型的温度は  $10^8$  K だから電子は縮退していて、ほんの外側を除いては相対論的と言える。電子気体はよく知られているように密度が高いほど電子間相互作用の役割は小さい。無次元化した相互作用定数  $e^2/\hbar v_F$  で特徴づけられる。普通の金属では  $1 \sim 2$  だが、相対論的電子では  $v_F = c$  だから  $e^2/\hbar c = 1/137$  と非常に相互作用は弱い。電子のプラズマ振動数も図示してある。プラズマ振動数は  $\omega_{pl} = (4\pi n e^2/m_e^*)^{1/2}$  だが、 $m_e^*$  は低密度では  $m_e^* = m_e$ 、高密度では  $m_e^* \sim p_F/c$  となる。プラズマ振動のエネルギーは温度よりも高いので電磁的励起はおこらず、中性子星の内部は真っ暗だ ( $\hbar\omega = (c^2 p^2 + \hbar^2 \omega_{pl}^2)^{1/2} \gg k_B T$ )。

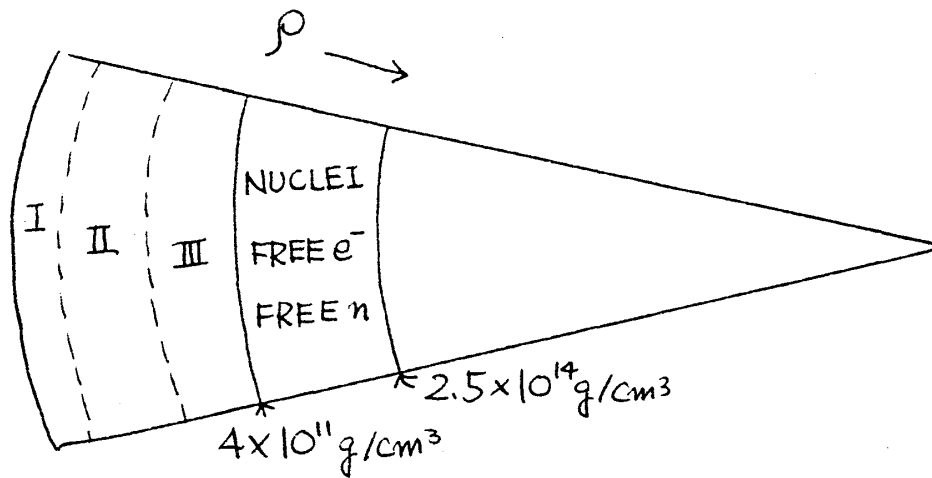
### “星殻”中の核子

中性子星内部の核子に注目しよう。密度が上がると、 $10^6$  g/cm<sup>3</sup> くらいで電子は相対論的になり、Fermi エネルギーは 1MeV に達する。この Fermi エネルギーを減らすよう、電子は原子核中の陽子につかまる。



ニュートリノは星から逃げていく。よって、核の電子捕獲によって、中性子の割合の大きな原子核ができていく。これが、中性子星が中性子星になる基本的機構である。エネルギー的に好ましい核種は  $10^6$  g/cm<sup>3</sup> をこえていくと  $^{56}\text{Fe} \rightarrow ^{62}\text{Ni} \rightarrow ^{64}\text{Ni}$  と移って、中性子数と陽子数の比がだんだん大きくなる。密度が更に上がると、中性子数  $N$  が魔法数 50 をもつ核の系列があらわれる。次には  $N = 82$  の系列がでてくる(図6)。実験室ではつukれないこうした原子核が何故安定なのだろう。これらの核中の中性子がベータ崩壊しようとしても、電子は Fermi 球の外側まで出なければならず、エネルギー的に不可能である。だから高密度では中性子過剰の核が安定に存在する。中性子星のもっと内部の中性子も同じようにして安定化される。

これらの核種の決め方は単純だ。箱の中に決められた数のバリオンを入れておいて、最もエネルギーの低い構造は何かを調べればよい。勘定に入れねばならないものは、質



I:  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{62}\text{Ni}$ ,  $^{64}\text{Ni}$

II:  $^{84}\text{Se}$ ,  $^{82}\text{Ge}$ ,  $^{80}\text{Zn}$ ,  $^{78}\text{Ni}$ ,  $^{76}\text{Fe}$  ( $N=50$ )

III:  $^{124}\text{Mo}$ ,  $^{122}\text{Zr}$ ,  $^{120}\text{Sr}$ ,  $^{118}\text{Kr}$  ( $N=82$ )

図6 中性子にひたる以前の原子核

量公式を外挿して得られる原子核の質量，相対論的電子気体のエネルギー，更に固体の格子エネルギーである。そして何がエネルギー最小かを見ればよい。おもしろいことに，安定な核種を決めるために普通の格子の結合エネルギーが効いてくる。格子エネルギーはこの場合 Coulomb エネルギー  $\tau(Ze)^2/a$  である。密度が  $10^{11} \text{ g/cm}^3$  になると，これは核物質密度の  $10^{-3}$  倍くらいだから核間距離は原子核半径の 10 倍しかなく，格子の Coulomb エネルギーは核の Coulomb エネルギーの 1/10 になる。密度がもっと大きくなり原子核が完全に押しつぶされる点に近づくと両者はまったく打ち消しあう。なぜなら，つぶれて一様なプラズマになると平均の Coulomb エネルギーはゼロになり，交換エネルギーの寄与にかわる。このように，高密度物質の計算をするときには格子の Coulomb エネルギーは無視できない。

さて  $^{118}\text{Kr}$  をこえるとどうなるか。  $^{118}\text{Kr}$  のポテンシャル井戸内の束縛状態はすでに中性子でいっぱいになっている。もう 1 つ中性子をつけ加えると核外の連続スペクト

Gordon Baym

ルにはいらざるをえない。密度が  $4 \times 10^{11} \text{ g/cm}^3$  をこえると、ちょうど金属中の自由電子のように、自由中性子の海が生まれる。この現象は“中性子こぼれおち” (neutron drip) と呼ばれている。格子は依然として存在して、多分、BCC の格子の間を自由電子と中性子の Fermi 海が満たしている。

この領域の原子核物理は、普通とはまったく違っている。まず、外側の中性子が原子核に圧力を及している。次に、格子の Coulomb エネルギーが核内の Coulomb エネルギーにくらべられるほど大きい。第3に、むずかしいのは表面エネルギーの変化である。原子核の内側と外側をくらべてみると、外側の中性子が増加すると共に内側でも中性子の割合が増加し、両者がよく似てくる。したがって表面エネルギーは普通の真空との界面にくらべてずっと小さい。この領域での計算には、このめんどろな効果を考慮に入れねばならない。Negele と Vautherin による Hartree-Fock 流の計算結果を図7に示す。

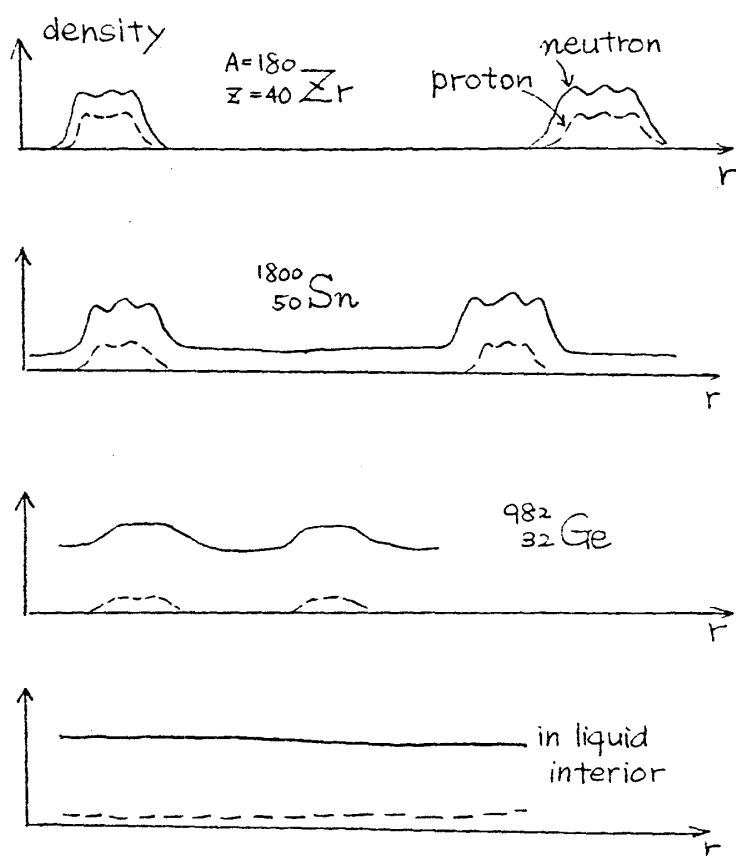


図7 中性子にひたった原子核

中性子と陽子の密度を空間座標を横軸にとって書いてある。原子核の山のギザギザは殻構造を表わしている。 ${}^{982}_{32}\text{Ge}$ では中性子の密度分布は正弦曲線に近い。もう少し高密度になって、原子核が実質的にふれ合うようになると物質は、突然なめらかになって一様な中性子と一様な陽子になる。この現象を逆に高密度側から見てくると、一様だった中性子と陽子の液体が密度が下がると、Overhauserが導入したものと同様に密度のゆらぎに対して不安定になる。陽子は群れ集って中性子密度がするどく、非線型的になる。そうすると、これを原子核と呼びはじめる。これは、1次相転移である。

### 中性子流体と超流動

密度が  $3 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$  以上の液体状態について少し話そう。簡単な描像が可能である。まず単純化して、中性子と陽子と電子を相互作用のない Fermi 気体として扱う。これ等は、ベータ平衡になっている。中性子の Fermi 球面のエネルギーが高すぎれば、中性子は陽子と電子とニュートリノに崩壊し Fermi 海が浅くなる。逆に、電子と陽子の Fermi レベルが高すぎると両者は再結合して中性子とニュートリノをつくる。したがって、最高レベルの中性子のエネルギーが最高レベルの電子と陽子のエネルギーに等しいとき化学平衡になる。Pauli 原理が3者のエネルギーの関係を定めている。もちろん電荷中性の条件があって電子と陽子の数を等しくしている。この条件をとり入れて相互作用なしで計算すると陽子の数は約1%になる。しかし相互作用が重要である。陽子の受ける平均のポテンシャルは中性子よりも100MeVのオーダー低い ( $V_n > V_p$ ),

$$\mu_n = \frac{p_n^2}{2m} + V_n, \quad \mu_p = \frac{p_p^2}{2m} + V_p,$$

何故なら物質中での相対運動量で決まる平均の陽子-中性子間の相互作用は、中性子同士のものにくらべてずっと引力的だから。簡単な計算で5%が陽子であることがわかる。物質は大分中性子過剰で、中性子星となる。

さて、超流動性についての評価をしよう。電子間相互作用はたいへん弱く超伝導ではない。超伝導転移がもし起こるとして、その温度をBCS理論で荒く見積ると、

$$T_c \sim \mu_e e^{-1/N(0)V}.$$

$\mu_e$  は電子の Fermi エネルギー。状態密度  $N(0)$  と平均相互作用  $V$  をかけたものは  $e^2/\hbar c$

Gordon Baym

のオーダーだから  $T_c \sim \mu_e e^{-137}$  となりおもしろいくらい小さい。電子は常伝導だろう。核子は核力の強さから見て超伝導、超流動になる。簡単な転移温度の評価を図8に示す。

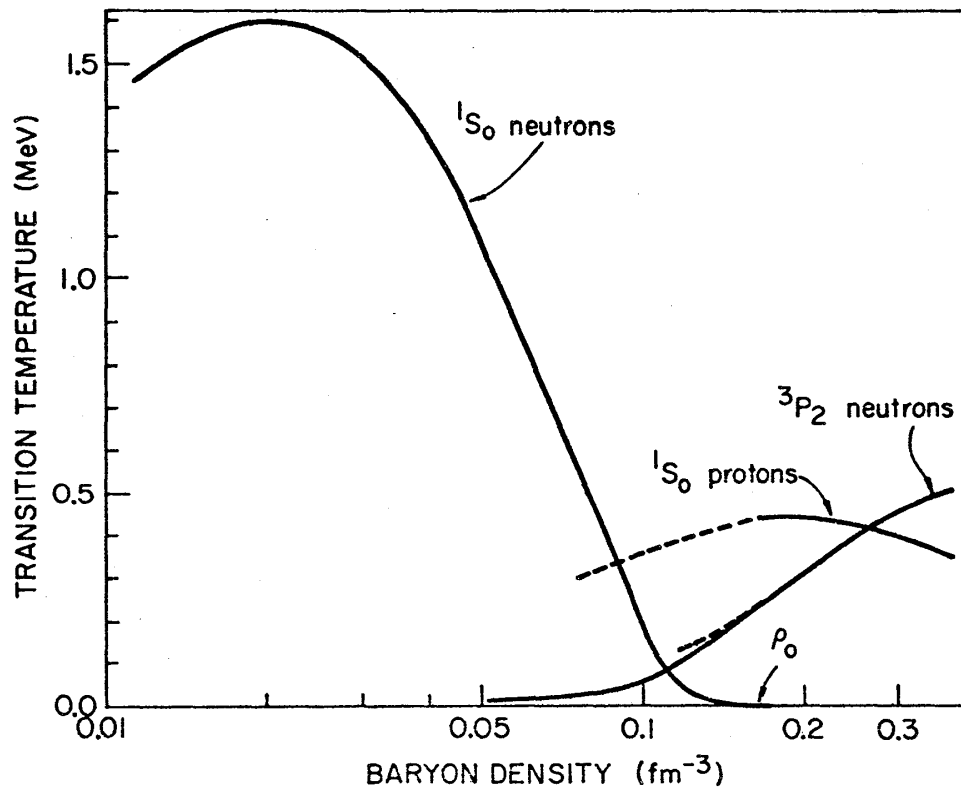


図8 超流動への転移温度

陽子はこの密度で <sup>1</sup>S<sub>0</sub> 状態の対をつくる。これは普通の核内での対形成や超伝導の対と同じだ。中性子の方は <sup>3</sup>P<sub>2</sub> 対で、超流動 <sup>3</sup>He の A, B 相と似ているが、対は全角運動量で分類される。性質は <sup>3</sup>He とはいくらか異なるが、まだ充分分析されていない。中性子はもっと低密度の“星殻”中の自由中性子も <sup>1</sup>S<sub>0</sub> の超流動である。この話は、原子核の大きさを第一原理から理解するのと同じように多くの不確定な部分がある。数年後にここで講義するときは全く違ったことを話すだろう。

(翻訳：三宅和正，山内淳，上羽牧夫，高木春男，白田理一郎，馬場久也，編集：上羽牧夫)