

H・Pはラグランジ方式の段階といえる。³⁾ 新しい場の理論ができたとき、素粒子論でも新しい展開が見られるであろう。それまでは格子の理論を非摂動的に解くことを試みるのがよい。しかし、それで満足してはいけない。1980年代中には新理論を完成させたいものである。

- 1) これらの議論では保存量(電荷等)をアーベル的なものとしている。非可換的保存量に対しては別のいい方が必要である。読者の宿題とする。
- 2) この句を誰が言い出したのか不明であった。御存知の方は教えていただきたい。
- 3) この見方に御不満の方もあったが、H・Pでは x と t が違うかたちで使われていることを指摘したい。

原子核における π 中間子の役割

京大・理 玉 垣 良 三

原子核における π 中間子の役割には、大別して二つの内容があります。即ち、原子核構造の骨格にかゝわる面と原子核を舞台として π 中間子が現象する面です。後者については、然るべき機会に適当な方が話をして下さることを期待して、こゝでは話を前者の問題に限らせていただきます。

I. 原子核の結合に果す役割

これは湯川中間子論の原点的問題でした。現在からこれをふり返り、原子核多体問題としての意義を考えてみたいと思います。

しばしば「湯川中間子の交換が原子核の結合力を生む」といわれますが、その意味するところは単純ではありません。最も素朴にこの考えを実行すると次のようになります。湯川中間子として核力を生む中間子族で核子 N の質量 $m_N \cong 940$ MeVより軽いものを考えますと、荷電三重項(アイソスピン $I=1$)の π 中間子($m_\pi \cong 140$ MeV)と ρ 中間子($m_\rho \sim 780$ MeV)、及び荷電中性($I=0$)の η 中間子($m_\eta \cong 549$ MeV)と ω 中間子($m_\omega \cong 782$ MeV)があります。^{*} 原子核の平均的性質を最も簡単に記述する波動関数に原子核の殻模型状態に対応する核物質のフェルミ・ガス模型をとりますと、スピンとアイソスピンの飽和した状態なので、主要な寄与をする直接項(Hartree項)で残る核力の寄与は極めて限られます。まず、 $I=1$ の中間子(π と ρ)の寄与は、アイソスピン演算子 $\tau_1 \cdot \tau_2$ ($1, 2$ は2核子を示す)のため消えます。ギスカラー中間子(π と η)は、スピン演算子($\sigma_1 \cdot \sigma_2$)を含む中心力と双極子間の力に似たスピンと相対座標の方向に依存するテンソル力を与えますが、これらも寄与しません。非相対論的近似で求めた核力で、このレベルで寄与するのは、 $I=0$ のベクトル中間子 ω の時間成分のみです。これは状態によらない斥

^{*}) 以下では、すべて $\hbar=c=1$ の単位を用います。

力で大きい質量 m_ω と核子との強い結合のため近距離で強い斥力効果をもたらします。 m_ω より重い中間子を動員してもこれを凌駕する引力効果は期待できませんので、「核子系は ω 中間子交換の斥力のため結合しえない。」ということになります。この考えで進む限り、原子核を結合させるには、 ω 斥力よりも到達距離が大きく且状態によらない引力的效果が必要となります。

必要な引力は中性スカラー中間子を導入すればえられますが、 m_ω より軽いこのような中間子は存在しませんので、仮想的な中間子ということになります。歴史的には、核力の 1 ボソン交換 (OBE) 模型が1960年初めに提唱されたとき、このような粒子の存在が指摘されましたが、その後の研究の結果軽い質量領域で中間子共鳴として現れないことが判りました。ともかく π にかわ、役の粒子 (σ とかき、質量 $m_\sigma \sim 500$ MeV とします) を導入し、適当な結合定数を選ぶと、実験から要求される性質 (2 核子間距離 $r \gtrsim 0.7$ fm, $\text{fm} \equiv 10^{-15} \text{ m}$) をほぼ与えることができます。図1から見るように、核子質量 ~ 1 GeV スケールで核力をみますと、 ω 中間子による斥力と σ 中間子による引力の非常な相殺があつて後、わずかに残った周辺の引力が原子核の結合にとって重要なのがわかります。中間子論の立場から言えば、原子核は微妙なバランスの結果形成された結合系と言うべきです。

別の言い方で若干補足を加えます。核力は、今まで述べました ω と σ の与える状態によらない核力 (図1の $(\sigma + \omega)$) があるところに、状態に依存する強い力が加わってできています。この状態依存性を与えるのに重要な中間子が、静的な核力の中心力とテンソル力については π と ρ であり、非静的核力のスピン・軌道力を与える ρ と ω と σ です。このような中間子の夫々の役割のどれを欠いても、2 核子系の実験を説明することができません。むしろ、強い状態依存性こそは核力の最大の特徴と言えます。ただ、原子核の結合には、核力の多くの成分は1次効果としては寄与しないで、まずは σ と ω の与える状態によらない核力の効果が現れるということです。

問題は、 σ 中間子で代用させた引力効果の原因は何かということです。これについては、核力の研究を π 中間子論の立場にたつて外側から追求する方向です。められた1950年代以来の長い歴史があります。今の問題からみて重要なステップは、2 個の π 中間子の交換より生ずる核力 (2 π 交換力) についての早い時期の研究にまで遡ります。原子核は比較的低密度の系なので、相対 S 波 (1S_0 と 3S_1) 状態での核力が重要です。この状態で 2 π 交換力は次の傾向をもつこ

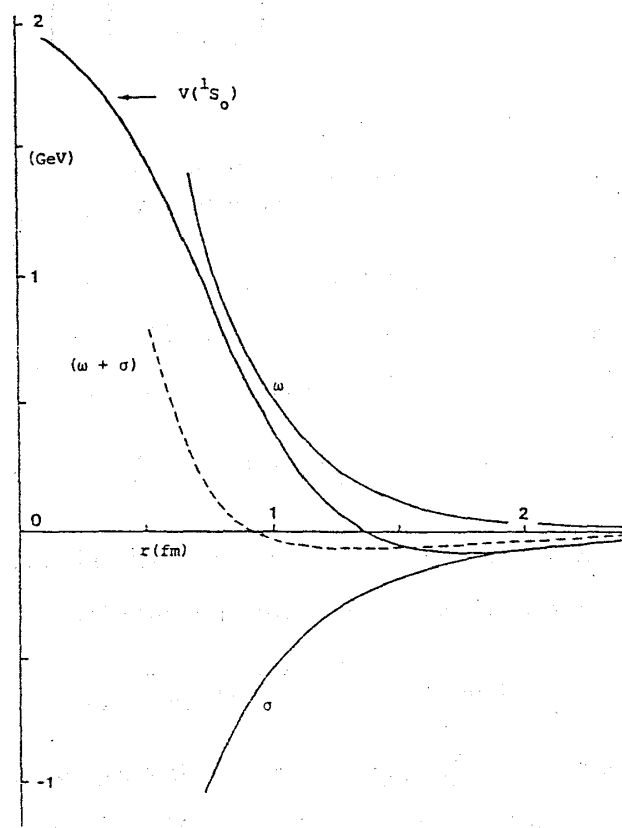


図1 状態によらない核力ポテンシャル。 $V(^1S_0)$ は比較のために示した 1S_0 状態ポテンシャルの1例。

とが早い時期に既に示されています。即ち、① 1S_0 を含む singlet even 状態 (1E と略記) でかなり強い引力の中心力をもたらす、② 3S_1 を含む triplet-even 状態 (3E と略記) において、次式で示される 1π 交換ポテンシャルの強いテンソル力成分 (S_{12} を含む項) をあまり弱めない、という傾向です。

$$V_{(1,2)}^{\text{OPE}} = m_\pi \frac{f^2}{4\pi} \cdot \frac{\tau_1 \cdot \tau_2}{3} \{ \sigma_1 \cdot \sigma_2 Y(m_\pi r) + S_{12} Z(m_\pi r) \}$$

$$S_{12} \equiv 3(\sigma_1 \cdot r)(\sigma_2 \cdot r)/r^2 - \sigma_1 \cdot \sigma_2, \quad Y(x) \equiv e^{-x}/x,$$

$$Z(x) \equiv (1 + 3/x + 3/x^2) Y(x), \quad f^2/4\pi \cong 0.08.$$

更に π と核子 N の共鳴状態 Δ ($I = 3/2$, $J = 3/2$, 1232 MeV を中心に幅約 115 MeV) の効果を分散理論を用いてとり入れると、①の引力が十分に強くなることも示されました。その後の研究から、図2に示された過程全体で、ほとんどの状態によらない中間領域の引力 (中心力) が生ずることがわかってきました。引力効果の生ずる機構は大よそ次のようです。

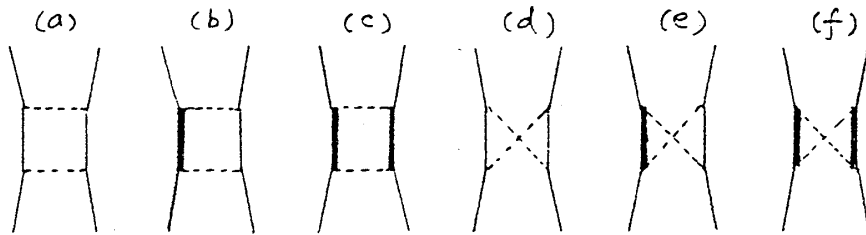


図2 2 π 交換力を生む過程のグラフ (点線は π , 実線は N , 太線は Δ)。

(a) で中間状態が NN のものは通常 1π 交換力の繰返しとみなされる。

中間状態で1個の N が Δ に励起した図2 (b) の過程が繰返される場合を考えます。始状態の $^1S_0^{(NN)}$ 状態はアイソスピン $T = 1$ で、全角運動量 $J = 0$ なので、中間状態としては同じ $T = 1$, $J = 0$ の $^5D_0^{(N\Delta)}$ 状態が可能です。生ずる状態は、主要な $^1S_0^{(NN)}$ に $^5D_0^{(N\Delta)}$ が混合した

$$\psi_{\text{CP}} = \frac{u(r)}{r} \left| ^1S_0^{(NN)} \right\rangle + \frac{w(r)}{r} \left| ^5D_0^{(N\Delta)} \right\rangle$$

で記述され、 $u(r)$ と $w(r)$ は coupled Schrödinger 方程式を解くことで求められます。その1例を図3(a)の上方に示しました。coupling potential は、

$$V_{\text{CP}}(r) = \langle ^1S_0^{(NN)} | V_{(NN \rightarrow N\Delta)}^{\text{OPE}} | ^5D_0^{(N\Delta)} \rangle$$

であり、 $V_{(NN \rightarrow N\Delta)}^{\text{OPE}}$ は2核子の片方を Δ に励起させる 1π 交換力で、 $\pi N\Delta$ の結合定数 $f_{\pi N\Delta}^2$ は πNN の f^2 に比して $f_{\pi N\Delta}^2 \cong 4f^2$ と大きいので、 $V_{\text{CP}}(r)$ はテンソル力による大きい値の coupling potential となります。解かれた $u(r)$, $w(r)$ より、有効 1S_0 引力

$$\Delta V_{\text{eff}}(^1S_0) \equiv V_{\text{CP}}(r) [w(r)/u(r)]$$

がえられます。1例を図3(a)の下方に示しましたが、必要な引力の2/3程度がこの過程から出ることがわかります。これよりは寄与は小さいですが、図2(c)~(f)の過程が加わり引力をもう少し強めます。

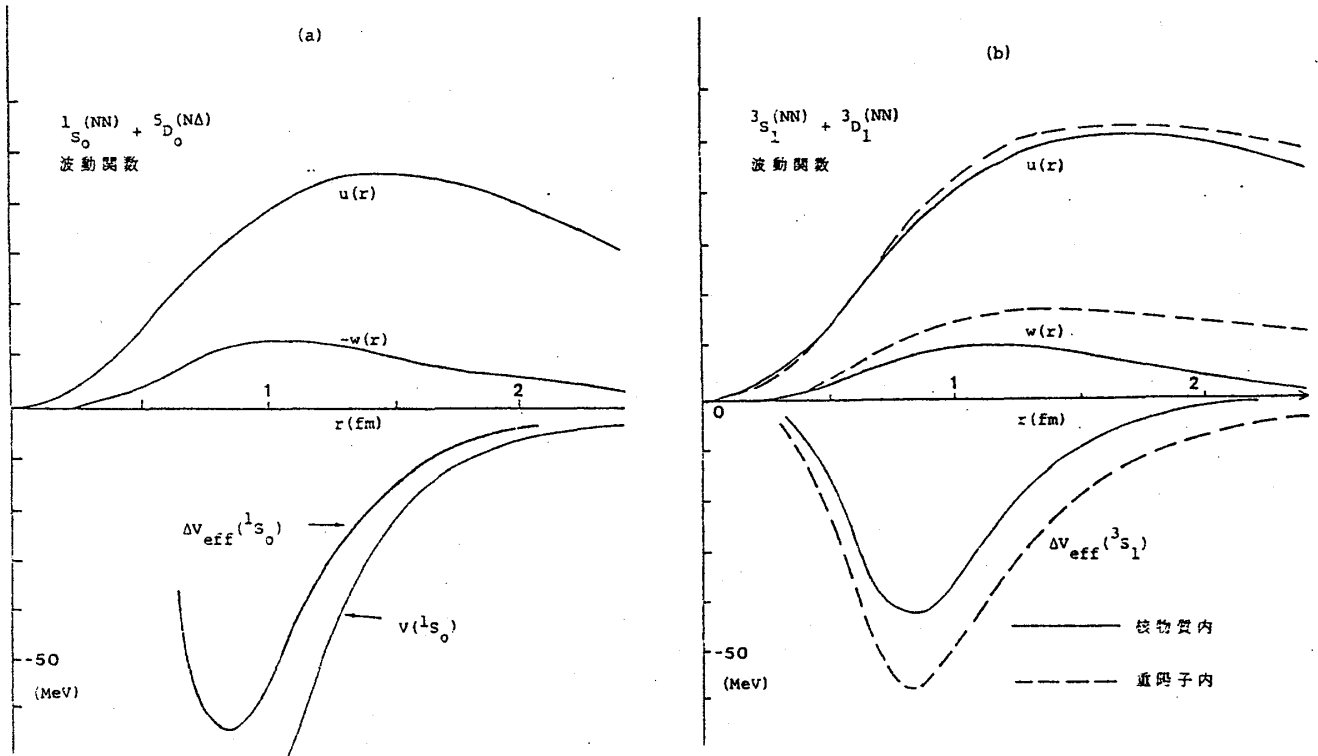


図3. 2核子系のS状態で π 交換力によりつくられた混合状態の波動関数と有効引力 ΔV_{eff} 。

上にのべた過程はアイソスピン $T=0$ には現れないのですが、 $T=0$ の 3S_1 状態では図2(e)の π 中間子が中間状態で2個ある過程が大きい引力を与えてくれます。加えて、2核子のみの過程図2(a)の繰返しからも有効引力が生じます。この 3S_1 状態が属する 3E では、(1)の V^{OPE} のテンソルが強く、 ρ 中間子交換力で内側で弱められても、なお大きい値をもちます。このテンソル力 $S_{12}V_T(r)$ から生じるcoupling potential $V_{\text{CP}}(r) = \sqrt{8} V_T(r)$ の効果は、主成分 3S_1 に 3D_1 が混合した状態

$$\psi_{\text{CP}} = \frac{u(r)}{r} \left| ^3S_1^{(\text{NN})} \right\rangle + \frac{w(r)}{r} \left| ^3D_1^{(\text{NN})} \right\rangle$$

をつくり、従って 3S_1 状態に有効引力

$$\Delta V_{\text{eff}}(^3S_1) \equiv \sqrt{8} V_T(r) [w(r)/u(r)]$$

をもたらします。重陽子の場合では、 $r = 1 \sim 2 \text{ fm}$ の領域で $\sqrt{8} w/u \simeq 1$ となって、 $r \sim 1 \text{ fm}$ で深さ約50 MeVの $V_T(r)$ と同程度の有効中心力が加わったのと同等になります。(図3(b)の破線)原子核の内部では、 w/u の比が重陽子の場合よりかなり小さく、生ずる有効引力もその分弱く、核物質では図3(b)の実線のようにになります。

ここで述べた 1S_0 と 3S_1 状態に現われた有効引力の出る筋道は、次の点で共通です。

(i) 大きい到達距離をもつ 1π 交換力の特徴である強いテンソル力に起因する。

(ii) coupling は必ず引力効果を与える。

(iii) 高次効果であるが、 1π 交換力の長距離性のため中間領域に重要な結合力を生む。

この様相は、カイラル対称性の自発的破れに伴う南部－ゴールドストーン粒子としての質量の小さい π 中間子が、原子核の結合に大きい役割を果たしていることを意味します。核子は 1 fm 位まで近づいては殻模型の占有状態からの励起をおこして、 π 中間子のもたらす引力を引出しています。この意味で「 π 中間子は原子核の結合を与えている」のです。結合力については、重い中間子（特にベクトル中間子）は π 中間子のもたらす効果を抑える役割を担っています。湯川中間子論の第一論文で、 U 粒子の質量は π 中間子に対応しますが、 U 粒子による結合力は 1π 交換力に必ずしも対応しません。 2π 交換力（またはその代用としての σ 中間子）の効果を先取りしていたといえるのではないのでしょうか。

π 中間子が原子核の結合力をもたらす効果は、中間状態を経由する有効力なので、原子核の構造が中間状態と通じて介在してきます。原子核中の有効核力は核構造とは相互に規定しあっていると言えます。これを先にとりあげた有効引力について述べてみます。

NN間に働く 1π 交換力のテンソル力成分の繰返しで生ずる有効 3S_1 力 $\Delta V_{\text{eff}}({}^3S_1)$ は、中間状態に入るパウリ原理による状態制限、核子の伝播の際媒質より受ける影響のため、原子核が大きくなる程弱くなる傾向をもつことがわかります。（図3(b)には、その両極端の重陽子と核物質について比核しました。）このような変化は、原子核の飽和性が非常に軽い ${}^4\text{He}$ 核から重い原子核まで全域的に成立する根拠を与えています。

もう一方の有効引力 $\Delta V_{\text{eff}}({}^1S_0)$ は、密度 ρ が上昇すると共に、主に中間状態の核子に課せられるパウリ原理による状態制限がますますきつくなって、引力の度合が減少します。このような高密度側での引力減少は、通常の核物質での飽和密度を低密度側にずらして、実験値との一致をよくする傾向があります。もっとこの効果が明瞭にみられるのは、中性子星の中心部にある核物質の主成分となる中性子物質です。この有効引力の減少が、核密度 ρ_0 より数 ρ_0 の密度領域の圧力を大きくし、中性子星の状態方程式を硬く (stiff) にします。2核子系のデーターを再現する核力で求めた状態方程式でえた中性子星（モデルⅠ）と上述の ρ の上昇にともなう $\Delta V_{\text{eff}}({}^1S_0)$ の引力減少を強調した場合の中性子星（モデルⅡ）を比較しますと、中性子星の特徴的な量は次の表の様になります。即ち、有効核力の密度依存性が入ると、中心密度

モデル	Ⅰ	Ⅱ
半 径	9.8 km	16 km
中 心 密 度	$1.9 \times 10^{15} \text{ g/cm}^3 \cong 7\rho_0$	$4.7 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3 \cong 1.7\rho_0$
星の外殻の厚さ	0.8 km	5 km
(中性子星の質量 = $1.4 M_\odot$ とした場合)		

が ρ_0 に近く外殻が厚い中性子星となります。核子超流体や π 中間子凝縮の発現はバリオン密度によって敏感に変わるので、中性子星の物質像にも差異が出てきます。実験との対比でⅡのモデルがよいとの報告もありますが、確定的とは言えず、ⅠとⅡの中間に真実がありそうです。ここでは、 Δ 経由の π 中間子交換

より生ずる有効核力が、このような変化を担っているという点を強調しておきたいのです。

Ⅱ. π 中間子凝縮

1970年代に入って π 中間子が原子核の分野に新風を吹こんだのは、 π 中間子凝縮の問題でした。 π 凝縮は、今まで virtual process で役割を果たしていた π 中間子が核子と同じ様に表舞台に登場する意味で新しいと言えますが、原子核像をどういう点で豊富にしたのでしょうか。

π 中間子が原子核の結合を与えるのは、 1π 交換力の2次以上の効果でした。では、 π 中間子論的核力の最大の特徴である 1π 交換の強いテンソル力の1次効果の発現はないのでしょうか。この疑問は、実は π 中間子凝縮が起るのかというのと同じ内容なのです。 π 中間子凝縮の提唱されたのは1970年代はじめでしたが、その意味を原子核の立場から深く理解できる様になったのは、'70年代後半になってからでしょう。実際1973年の基研シンポジウムでの坂東弘治氏の話のあとの宮沢・坂東両氏の問答は、 π 中間子凝縮という言葉はありませんが、今にして思えば内容は π 凝縮が現実の原子核で起るかどうかなという点についてであったと言えます。つまり、 1π 交換テンソル力の1次効果の発現は、 π 中間子論で核力を扱った時に生ずる基本的でありながら未解決の問題であったのです。

(i) 中性 π 中間子凝縮

中性 π 中間子(π^0)の凝縮が起ったとき、その π^0 の核媒質中でのエネルギーは化学ポテンシャル $\mu(\pi^0)$ に等しく、 $\omega = \mu(\pi^0) = 0$ であり、自由中間子($\omega > m_\pi$)とその性質は大いに異なります。 π 凝縮は正常相では消えていた π 場の基底状態期待値が有限となることであり、この場合には、凝縮 π 場の源をなす核子系もまた正常相とは異なった構造に変化しています。 π 凝縮は、 π 場でも核子系の構造いつでも記述できますが、核子系の構造の変化で捉えると、従来の原子核の記述とどこが異なるかがはっきり判る利点があります。テンソル力は双極子間の相互作用に似たスピンと相対位置ベクトル依存性がありますので、テンソル力が正の中性子間では、図4のように層内平行、層反平行の局在したスピン配列(層状のスピンの交互にむきをかえる構造をALS構造と略称しています)が 1π 交換のテンソル力から引力を引出せます。この核子系の構造を $|\Phi_N\rangle$ とすると、核子系のスピン密度

$$S(r) = \langle \Phi_N | \psi_N^\dagger \tau_3 \sigma \psi_N | \Phi_N \rangle$$

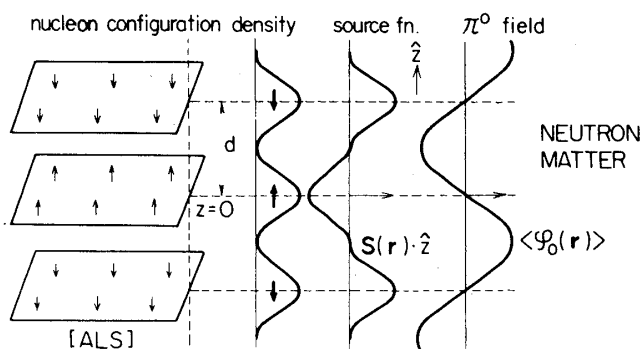


図4

は、スピン量子化方向に沿って $\sin$ 及至 $\cos$ に近い静的な周期振動をし、 π° 場の基底状態期待値 $\langle \varphi_0(\mathbf{r}) \rangle$ は、

$$(\nabla^2 - m_\pi^2) \langle \varphi_0(\mathbf{r}) \rangle = \frac{f}{m_\pi} \nabla \cdot \mathbf{S}(\mathbf{r})$$

の解としてえられます。右辺の $\nabla \cdot \mathbf{S}$ は、 1π 交換力を出す π -N 相互作用が P 波結合をすることにより、この性質のため $\langle \varphi_0(\mathbf{r}) \rangle$ は核子密度の山のところで節となり、凝縮運動量は層間距離 d の 2 倍の波長に対応して有限の $k_0 = \pi/d$ です。この $\langle \varphi_0(\mathbf{r}) \rangle$ が、今度は核子系に対してスピンの上向きと下向きに対して山と谷が入れ変る振動的 1 体ポテンシャルを与え、そのポテンシャルの底に核子が存在する構造 (ALS 構造) ができます。運動エネルギーは上昇しますが、 1π 交換力のみならばポテンシャルエネルギーの利得の方が $\rho \geq \rho_0$ で上まわる様になります。

π° 凝縮は 1π 交換力のみがそのまゝ働けば核密度近くで既に発現しますが、ベクトル中間子 ρ と芯状の斥力が π 中間子の近距離における効果を抑制する様に働きます。このような近距離の効果を δ 関数で表わして、

$$V^{\text{OPE}} + g' \frac{f^2}{m_\pi^2} (\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2) (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) \delta(\mathbf{r})$$

というモデル相互作用がしばしば用いられます。 g' は、フェルミ流体論のパラメーターに対応していて、 $g' = 1/3$ は V^{OPE} の δ 関数部分の除去 (Lorentz-Lorenz 効果) に対応し、 ρ 中間子の抑制効果や斥力芯による遮蔽効果があると $g' \geq 0.5$ と考えられます。この様な相互作用では、 π° 凝縮は起りません。しかし、原子核の結合力を生むのに Δ への励起が重要であったと同様に、凝縮 π 中間子は N と相互作用して Δ になる過程によって、N が Δ と混合して準粒子になることが考えられます。こうすると、10% 程度の Δ 混合は π -N 結合定数 f^2 を効値 $f_{\text{eff}}^2 \cong 3 f^2$ と大きくし、 1π 交換力の引力を増強することが示されます。但し、この結合定数の増強効果は、抑制役の ρ 中間子の場合にも同様に見られるので、単純ではありません。こういう種々の効果を取り入れた研究では、 π° 凝縮の発現密度は約 $2\rho_0$ ということになっています。

(ii) 荷電 π 中間子凝縮

中性子星の内部では中性子を主成分とする高密度の核物質があり、こゝでは荷電 π 中間子凝縮 (π^- 中間子と π^+ と同じ量子数をもつ粒子-空孔モードの対凝縮) が期待できます。これをカイラル対称性の見地から、具体的には σ モデルをとって考えてみます。正常状態は σ 場の真空期待値が消えないで $\langle \sigma \rangle \neq 0$ 、 π 場のそれは消えて $\langle \pi \rangle = 0$ を意味します。荷電 π 場 ($\pi_\pm = (\pi_1 \pm i \pi_2)/\sqrt{2}$) が波数 $\mathbf{k}_c$ 、化学ポテンシャル μ_π で凝縮した状態は、

$$\langle \sigma \rangle = f_\pi \cos \theta, \quad \langle \pi^\circ \rangle = 0,$$

$$\langle \pi_+ \rangle = f_\pi / \sqrt{2} \cdot \sin \theta \exp [i \mathbf{k}_c \cdot \mathbf{r} - i \mu_\pi t]$$

$$\langle \pi_- \rangle = \langle \pi_+ \rangle^* \quad (f_\pi \text{ は } \pi \text{ 崩壊定数 } \cong 93 \text{ MeV})$$

と表され、

$$|\langle \sigma \rangle|^2 + |\langle \pi \rangle|^2 = f_\pi^2$$

の関係をみます。これを横軸に $\langle \sigma \rangle$ 、縦軸に $\langle \pi \rangle$ をとった図5に示しますと、正常状態はA点であり、荷電 π 凝縮状態は θ だけ回転したB点に対応します。エネルギー面は、この円周上でwine bottle 状になっていて、円周上の点で表される状態は、カイラル対称性が成立している場合には、正常状態と縮退しています。

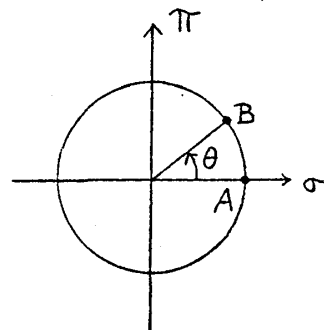


図5

カイラル対称性が少し破れて π 中間子が小さい質量 m_π をもつような状態では、A点が極小点となって曲率が m_π に比例するようになりますが、荷電 π 凝縮状態はこの正常状態と略縮退した状況にあ

ります。中性子星内部で、バリオン数一定及び電気的中性という条件の下では、荷電 π 凝縮は容易に実現されそうです。 π -NP波相互作用のみのモデルでは、転移の臨界密度は、軸性ベクトル流の結合定数 g_A の関数として、

$$\rho_{\text{crit}} = 2 f_\pi^2 m_\pi / g_A (g_A^2 - 1)^{1/2} \sim 2 \rho_0 \quad (g_A \cong 1.24)$$

となります。 π^0 凝縮の場合と同様に、促進効果を与える A と抑制効果を与える近距離相互作用を含めるとこの両者が略バランスして、結局のところ $\rho_{\text{crit}} \sim 2 \rho_0$ 、凝縮運動量 $k_c \sim 2 m_\pi$ です。素粒子物理のスケール(核子質量 $\sim 1 \text{ GeV}$)からみると m_π は小さく、 $2 \rho_0 \cong m_\pi^3$ という割と低密度から π 凝縮が起ると言ってもよいでしょう。しかし、核子が平均 $\sim m_\pi/6$ の運動エネルギーの原子核のスケールでみると、それ程単純に π 凝縮は起り易いと言うのは問題です。

荷電 π 凝縮が起ると、核子系に働く1体ポテンシャルの深さは一様でも、陽子と中性子の入れかえを起すものなので、粒子の系は中性子に陽子が少し混在した準中性子の系となっています。このため、中性子星の中でURCAとよばれる過程による中性微子放出が可能となり、中性子星の冷却が加速されます。中性子星の表面温度を時間の関数として冷却曲線の理論値と最近のデーターとの比較では、 π 凝縮があっても矛盾しないと言える段階で、はっきりした結論は今後の研究にまたねばなりません。

(iii) 原子核における前駆現象

以上核物質でみてきたところ、 π 凝縮の起る密度は $2 \rho_0$ 以上ということですから、核密度 ρ_0 にある原子核では、核物質と同じ意味の π 凝縮はありません。実際、 π^0 凝縮を起した時の核子系の構造は、通常の殻模型をベースにした原子核の構造とは明らかに異質です。今迄の原子核物理の成功から言って、通常の原子核で π 凝縮は起っていないというのは、自然な結論です。しかし、 $\rho_{\text{crit}} \sim 2 \rho_0$ というのは、原子核は臨界点に近いのではないかという期待も抱かせます。そうならば、 π 凝縮の前駆現象が見えるはずというわけで、最近数年間に盛んに研究されました。それは、 π 凝縮は核子のスピン・アイソスピンモードが大きい波数領域で軟化して転移したものであるという観点から、原子核のスピン・アイソスピン密度振動を追求するものでした。今迄のところその証拠は見出されていませんが、そのことはモデル化した相互作用で言えば g' の値が $0.6 \sim 0.7$ 位に大きいことに対応します。 g' がこれ位大きいと波数の小さいスピン・アイソ

スピン振動に対しては充分な復原力（斥力）を与えることになります。これは、1963年に藤田、池田、藤井によって指摘されていて、最近になって実験的に見出されたガモフ・テラー型の巨大共鳴が発現する理由に他なりません。この集団運動については、鈴木敏男氏の話があります。

ふり返ると、 π 中間子凝縮の前駆現象を追求していったら、スピン・アイソスピン巨大共鳴につながっていったということです。前駆現象それ自身は、波数が $(2 \sim 3)m_\pi$ と大きい領域の現象なので、今後の研究にまつことになります。この問題は、 π 凝縮が Δ の効果や ρ 中間子、斥力相関の近距離効果で微妙に左右されることから推測されるように、原子核多体問題において、核子以外の自由度が、中でも π 中間子及び π 中間子が関与してできるハドロン共鳴の効果が、扱って有意である形で見えだしてきたという点で、今後の研究の方向を示唆していると思います。

π 中間子凝縮の研究は、通常の原子核の密度 ρ_0 に限定せず、むしろ ρ_0 を含む広い範囲の核物質を研究対象とする中で、進展しました。このように、 ρ_0 をはなれた高密度の物質を対象とすることを可能した背景には、中性子星の存在が確認されたことがあったと思います。現実の原子核の条件をはなれて、いろいろの条件の下で核物質のもつ素質を考察することは、原子核を考える上での新しい見地を提供することを、この研究の経緯から汲みとることができます。

Ⅲ. おわりに

原子核における π 中間子の役割を、原子核の結合と π 中間子凝縮という二つの面からみてきました。今年には中性子発見後50年にあたり、湯川中間子論も誕生以来やがて50年になるわけです。私がお話したのは、 π 中間子論がその「熟年」の時期において、原子核多体問題の奥ゆきを拓けるという役割を果たした、そういう新しい面をもち続けている、という点であります。今後の原子核の研究は、核子多体系の研究を深めると同時に、核子以外の自由度を含めたハドロン多体系の研究を本格的にすすめる方向をとることでしょう。

かつて、故藤田純一氏が1973年にこの場所での基研20周年シンポジウムで「核物理の基礎——特に中間子に関連して——」と題して話された中で、核物理の分類として、Fundamentalism（現実的核力に基づいて多体系の $E\psi = E\psi$ を出来るだけよく解くことを追求する方向）とRealism（モデル核力を用い有効ハミルトニアンを構成して、 $H_{\text{eff}}\psi = E\psi$ を追求する方向）があり、この両者にはcomplementarity（相補性）があるということを挙げ、夫々の役割を示すテーブルを2個その間を少し離して画いた図をイラストとして示していました。 π 中間子がこゝ10年間程に果たした役割は、この間の間隔を埋める以上に、両者を連ぐもう一つの舞台をつくったと言えます。

クォークの実在性が確かになった時点からは、新たにクォーク多体系の物理、原子核と素粒子の間に連がる新しい多体論的課題、が生れたと言うべきでしょう。核子のクォークよりなる構造の拡がり、原子核内の核子の平均間隔と比べて（控え目にみても）半分位はあるということから、核子系、ハドロン系、クォーク系という三つのレベルの多体問題は非常に関連の強いものだという印象を受けます。 π 中間子は、どのレベルにおいても重要な役割を担う粒子であり、今後も新しい物理像を形成する上で貴重な存在であり続ける様に思います。