

超微細相互作用と β -NM(Q)R で進めた研究： 高精度核電磁気モーメントによる核構造と弱核子流の荷電空間パリティ保存限界

南園忠則、松多健策、福田光順、三原基嗣
大阪大学大学院理学研究科

LS二重閉殻 160 と ^{40}Ca 核に ± 1 ヶ核子を付加した核のうち、4ヶは β 不安定核である。これらの核電磁気モーメントを高精度決定し、核構造・物質、核内核子の挙動を調べた。 ^8B の巨大四重極モーメントを決定し陽子ホールを発見し、その後散乱断面積と核物質分布の研究に発展した。次に、 ^8Li - ^8B 、 ^{12}B - ^{12}N 、 ^{20}F - ^{20}Na 核を純粋スピノ整列させ、整列- β 線角度分布相關項を精密決定し、弱核子流誘導テンソル項の存在限界を示した。必要な、大きな純粋整列は、核反応で生成する巨大偏極を超微細相互作用と β -NM(Q)R法で、核反応偏極から整列へと動的に変換して生成した。

Frontiers of Precision Nuclear Electromagnetic Moments Studies and SCC in Weak Nucleon Currents Studied by Use of Hyperfine Interactions and β -NM(Q)R

T. Minamisono, K. Matsuta, M. Fukuda and M. Mihara
Department of Physics, Graduate School of Science, Osaka University

Among the LS doubly closed-shell ± 1 nucleon nuclei, $A = 16 \pm 1$ and 40 ± 1 , 4 of them are β -emitting and short-lived. Precision measurements of their electromagnetic moments by use of β -NM(Q)R are given. Using the values, discussions are given on their nuclear structures, mesonic effects and furthermore mass renormalization of valence nucleons in the nuclei. In parallel to the studies of the hyperfine interactions, detecting the angular distributions of β rays from the purely spin aligned ^8Li , ^8B , ^{12}B , ^{12}N , ^{20}F and ^{20}Na nuclei, the alignment-correlation coefficients in the β -ray distributions were precisely determined to put experimental limitation on the existence of induced tensor term in weak nucleon currents and, also, the mass renormalizations of nucleons in the nuclei. For the production of pure alignment the conversion technique was employed, i.e., large spin polarizations produced through nuclear reaction and/or optical pumping were converted to the alignment by use of spin manipulation technique. The conversion was dynamically realized by applying β -NM(Q)R on nuclei which were forced to interact with field gradients which are in crystals placed in the strong external magnetic fields.

はじめに

杉本健三先生が契機を作られた「核モーメント研究の第三のピーク」に関連する沢山の偉業・業績は既に中井達によって先生の還暦の御祝いのおりに”Festshrift”として顕彰された¹⁾。ここではその後に発展し、拡大した分野の一部をI~IVで紹介する。短寿命核の核モーメント研究そのものと、関連した超微細相互作用研究、及びその技術を応用して発展した β 崩壊過程研究の一部分野である。又、異常四重極モーメントから核内陽子分布を示唆して、重ね衝突断面積による核物質研究への発展にも触れる。まず、ねん植え込みに伴う結晶中の静・動的挙動と超微細相互作用に始まり、第二は原子核中局所場、強い力と電磁場の中での核子、メソ、クオークのダイナミクスである。特にこの後者について言うなら、 β 崩壊過程が良い研究対象であった。ここでは、求める相互作用が主・許容項の誘導項として現れ、検出量が主要項の 10^{-3} 以下と微少であった。従って、通常の空間対称を測る(原子核)研究につきまとう「測定器の非対称」を消去する賢い工夫が要った。しかも、経済的負担を極力減らして実現可能にしたのが、その後の超微細相互作用研究に負うところが大きい。

ここに挙げる研究は微少実験室、micro-laboratory、を作ることにはじまる。既に示されてきたが¹⁾、杉本は1970年代初めから高エネルギー重ね衝突過程研究と、衝突による破碎片のOn-Line分離とビームによる研究、分離片の停留研究を方向付けられた。当時永宮氏がLBLに滞在して活躍していた。南園はDep. Phys. Stanford大に居て、勤務時間の10%をLBLでの勉強に使う許可を貰い、研究会等に参加していた。引き続き破碎片を留めて使う分野の日米共同研究がLBLで始められ、高エネルギー ^{22}Ne ビーム衝突でHigh Dispersion Beam Line の報告^{2),3)}を出した。この後、理研のRIPS⁴⁾、放医研の分離器⁵⁾が建設され、研究に望む不安定核を研究者に提供して活躍している。

我々の β -NMRには、核スピノ偏極生成が第二段階である。高エネルギー重ね衝突過程でも反跳角選択と運動量選択の技術で有用な大きさの偏極が得られる⁶⁾。また、アルカリ金属に属する不安定核は、高エネルギー陽子ビームに

より核破片を低エネルギーで引き出し、ISOL分離して偏極レーザー光で光学偏極する方法が大きな成功を収めている⁷⁾。偏極²⁰Fの生成には、かつてスタンフォード大理でS.S. Hanna達と共同で開発した、偏極d-beamによる偏極移行核反応⁸⁾が有力であった⁹⁾。最近、ここでは詳述を割愛するが、RIPSやHIMACで二次軽核ビームBやNの短寿命同位元素が高い統計で作られ、標準的方法で巨大なスピノ偏極を得ている¹⁰⁾。これらの核種については、最近RIPSの重い1次ビームが増強され、軽い核種に高い収率とスピノ偏極に期待が出来て、VdG加速器を用いた実験条件と競合出来る時代になった¹⁰⁾。

第三段階として、偏極核を資料(結晶)中に植え込み、单一等価位置に停留させる技術が不可欠である。次に、検出器配置の幾何学的知見だけでは、壽命という時間制限もあり、 β 線非対称測定精度は 10^{-1} 以下である。そこで、スピノ制御技術で「 β 放射核集合」に β 線非対称分布という大きな特徴を使って自らの中心を語らせた。即ち、偏極(整列)核集合の偏極(整列)を核壽命の間に多数回反転させ、放射線角度分布を反転毎に測定して、比較するのである。こうして、スピノ制御で集合の中心を、従って角度分布を、高い精度で計測出来るようになった。この、スピノ制御に超微細相互作用研究の重要な役割がある。

ここでの主題である基礎研究には高い放射線計測統計のみならず、実験技術の着実な発展が必要であった。このためには、方法を開発して試す事が出来る装置とビーム時間が不可欠であった。これには強ビーム(低エネルギー)で安定したビームを、水道の蛇口を捻る感覚で常時、十分に使える環境が良かった。

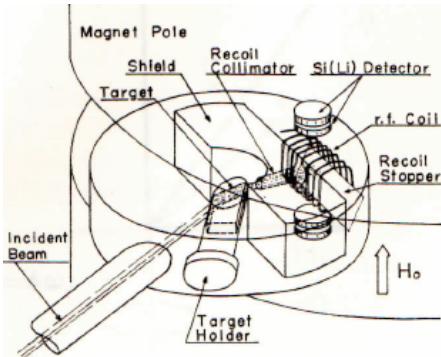
更に経済的なcost/performanceを求める、最も単純明快な実験法を選ぶ、即ち、第三段階の中に入るが、安価に手に入り室温で使えるSpin Dewar¹¹⁾の開発(探索)である。自然にない最良の結晶(Spin Dewar)を設計して、Synthesizeする発案・発展が出来た。即ち、不安定核と同じ同位元素を含む結晶を使うのが杉本達のアイデアであったが、全く同位元素を含まない¹⁰⁾結晶中超微細相互作用の発見が大きく研究を発展させた。

I. 核磁気モーメントと二重閉核の殻構造

A) $[^{17}\text{F}(I^\pi=5/2^+, T_{1/2}=64.5\text{s})$ と $^{41}\text{Sc}(I^\pi=7/2^+, T_{1/2}=0.59\text{s})$ の精密磁気モーメント測定】

この有名な¹⁷Fの磁気モーメント測定は β -NMRの開発と併せて1965年に杉本達によって既知である^{11) 12)}。また1973年に⁴¹Scの磁気モーメントはPt中に植え込んで測定してある¹³⁾。実験誤差極小化のために、 β 線統計とKnightシフトの精密化及びHFIの最適化を行った。

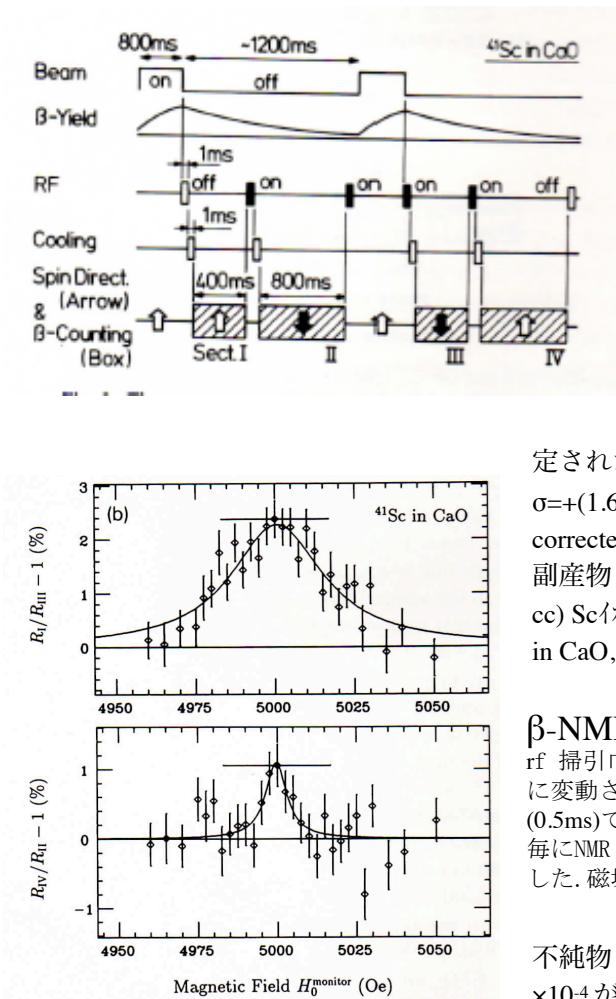
^{17}F の磁気モーメント再測定：



$\mu(^{17}\text{F}; I^\pi=5/2^+, T_{1/2}=64.5\text{s}) = .72130 \pm 0.00025 \text{ nm}$ と高い精度の結果を得た。ちなみに、旧データとは $1 \times 10^{-3}\text{nm}$ の差があったが、誤差の範囲である。

B) $[^{41}\text{Sc}$ の磁気モーメントと Pt 中Knight Shift】

既知の⁴¹Scの磁気モーメントは、これを⁴⁰Ca(d,n)⁴¹Sc反応で生成して反跳角度(dビームから 29°)選択を行い、液体He温度に冷却したPt中に植え込んで、 β -NMRを検出した。この金属Pt中のKnight Shift($\sim 5 \times 10^{-4}$ 程度)の不確定が大きく、 $|\mu| = 5.43 \pm 0.02 \text{ nm}$ であった¹³⁾。今回は⁴¹Scを室温に置かれたCaO单結晶中(数mm×数mm×1mm)を寄せ集めて $\sim 20 \times 20 \text{ mm}^2$ にした)に植え込んだ。 $E_d = 4.1 \text{ MeV}$ を用い、偏極は $P = 4\%$ である。検出NMR効果を2倍にするために、 AFP(断熱通過法)を用い偏極の逆転を行った。また、次頁NMRの時間流れに示したように、1ビーム・ β 計数サイクルの中で、計数時間を更に二区分して、その接合時間に更に AFP-rf を掛けて再逆転するという8-AP法を使った。この図で偏極の向きは、rfの掃引幅内に共鳴周波数が含まれている状態である。これは測定器の非対称を消去し、各生成時毎の、また生成時中のビーム位置の変動、時間的変動



左図8-AP NMR法:

$\Delta_i(H) = \{(R_i/R_{III}) - 1\} \Delta A (\frac{1}{2})(1 + S)$,

$\Delta_{II}(H) = \{(R_{IV}/R_{II}) - 1\} = \Delta A (\frac{1}{2})(1 + S)$, where S is the lineshape function, $\Delta A = \{R_{on}/R_{off}\} - 1$, $R_i = U/D$, with the counting-rates, U and D .

を消去し、検出器の非対称を除去に有効である。次のビーム・カウントサイクルに図示した、偏極操作順を入れ替え系統的誤差を更に減ずる事に成功した。

^{41}Sc の β -NMRが化学シフトのDiamagneticな位置に観測され、弱いrfで初期スピノ偏極の63%が観測されたので ^{41}Sc は CaO の Ca 位置に Sc^{3+} 状態であると判定された。この状態での化学シフトは相対論的効果込みの理論¹⁶⁾で $\sigma = +(1.62 \pm 0.10) \times 10^{-3}$ が与えられ、磁気モーメントは、 $\mu(I=7/2^+, \sigma; \text{corrected}) = 5.4305 \pm 0.0018 \text{ nm}$, と決定し10倍も精度を上げた。副産物として、旧データとの比較が出来て、Pt中超稀薄($\sim 10^{12}$ / cc) Sc イオンのKnight Shiftが、 $K = \{\mu(^{41}\text{Sc} \text{ in Pt, uncorrected}) / \mu(^{41}\text{Sc} \text{ in CaO, uncorrected})\} - 1 = -(0.4 \pm 5.3) \times 10^{-4}$ 、と決めた。稀薄極限

β -NMR of ^{41}Sc in CaO :

rf 扫引巾 = 37 kHz/1 ms。rf振幅を1掃引(1 ms)の間にサイン関数的に変動させてある。始めと終わりが3.4 Oe、扫引時間中央時(0.5 ms)で36 Oeとした。このrf条件一定にして、測定点毎の磁場毎にNMR Mappingした。偏極保持とNMR用強磁場は $H_0 = 7.7 \text{ KOe}$ とした。磁場の校正は又、 $\mu(^{12}\text{B}, 1+)$ をPt(室温)に植え込んで行った。

不純物としての今回の値と、PtSc(3%)合金中Scの実験値 $+(3 \pm 4) \times 10^{-4}$ が¹⁷⁾実験誤差の範囲で一致しているのは興味深い。

C 【スピノ及び軌道角運動量のアイソスカラ- g -因子と核子Deconfinement効果】

1985年以後に、LS 二重閉殻 $A = 16$ と40周りの ± 1 核子対核の内それまでは実験誤差の大きかった β 放射核 ^{15}O 、 ^{17}F 、 ^{41}Sc の磁気モーメントを高精度で決定した。データとスピノ期待値などを表に示す。まず、アイソスカラーモーメントは $\mu^{(0)} = (\frac{1}{2})\{\mu(T_z=+1/2) + \mu(T_z=-1/2)\}$ で定義され、サブクォンexpとSで実験と単一粒子理論値を示し、 $\delta\mu^{(0)}_{exp}/\mu^{(0)}_S = \{\mu^{(0)}_{exp} - \mu^{(0)}_S\}/\mu^{(0)}_S$ を実験値の理論値からのずれとする。ここで、 $\langle S_z \rangle_{exp} = (\mu^{(0)}_{exp} - I/2)/(\mu_p + \mu_p - \frac{1}{2})$ 、をスピノ期待値として計算出来る。これらの核種のアイソスカラーモーメントの2次の配位混合補正についてIchii達の理論計算IBA¹⁸⁾、独立にTowner達の理論計算TK¹⁹⁾が既に出来ていた。彼らの計算では、調和振動準位 $12\hbar\omega$ 迄の高励起配位を取り入れ、tensor correlationを取り入れて実験値の再現を計った。下に示した、スピノ期待値 $\langle S_z \rangle$ の実験と理論の比較を見るとIBAとTKの計算は良い一致を示した。しかし、実験との差は誤差を超えて大きい。即ち、 $\Delta/\mu^{(0)}_S = \{\mu^{(0)}_{exp} - (\mu^{(0)}_S + \mu^{(0)}_{conf})\}/\mu^{(0)}_S$ を見ると実験誤差を超えて、残渣が残る。これは、大きな可能性として、原子核のメソ交換電流効果か単位核磁子の再規格を示唆している。しかしながら、IBAとTKの非相対論的メソ交換電流効果の評価によると、 $\delta\mu^{(0)}_{exp}/\mu^{(0)}_S = +0.3\%$ とこれを担うには非常に小さい。即ち、 $\langle S_z \rangle_{exp}/\langle S_z \rangle = +3\%$ と小さい値に対応しており表中の差異を説明出来ない。ここで、更にIchii達は $\sigma\omega$ モデルを使って、やや大きな補正をだす可能性を議論しているので、大きく期待が持てる。しかし、未だこれを評価に取り込む段階ではないので、ここでは、核子の核内中再規格を考慮せざるを得ない^{21), 22)}。

$\Delta/\mu^{(0)}_S = \{\mu^{(0)}_{exp} - (\mu^{(0)}_S + \mu^{(0)}_{conf})\}/\mu^{(0)}_S$ を見ると実験誤差を超えて、残渣が残る。これは、大きな可能性として、原子核のメソ交換電流効果か単位核磁子の再規格を示唆している。しかしながら、IBAとTKの非相対論的メソ交換電流効果の評価によると、 $\delta\mu^{(0)}_{exp}/\mu^{(0)}_S = +0.3\%$ とこれを担うには非常に小さい。即ち、 $\langle S_z \rangle_{exp}/\langle S_z \rangle = +3\%$ と小さい値に対応しており表中の差異を説明出来ない。ここで、更にIchii達は $\sigma\omega$ モデルを使って、やや大きな補正をだす可能性を議論しているので、大きく期待が持てる。しかし、未だこれを評価に取り込む段階ではない^{21), 22)}。

D 【再規格アイソスカラーモーメントの残渣と核子再規格化効果】

磁気モーメント中メソ交換効果は核子スピノ・軌道g-因子に寄与し、核内核子の(自由)運動は核子磁気モーメントの単位 $\mu_N^{eff} = e\hbar/2M_p$ を再規格化する。ここで M_p は陽子の核内実効質量である。そうすると、核内陽子($\tau_3=+1$)と中性子($\tau_3=-1$)g-因子が $g_\ell^{eff} = g_\ell^{free}(\tau_3) + \delta g_\ell(\tau_3)$ 、 $g_s^{eff} = g_s^{free}(\tau_3) + \delta g_s(\tau_3)$ 、 $\mu_N^{eff} = \mu_N(1 + \alpha)$ 。ここで考察の条件から、 $\delta g_\ell^{(0)}_{exc} = \{\delta g_\ell(\tau_3=+1) + \delta g_\ell(\tau_3=-1)\} = 0$ 、 $\delta g_s^{(0)}_{exc} = \{\delta g_s(\tau_3=+1) + \delta g_s(\tau_3=-1)\} = 0$ が保持される。アイソスケーラーモーメントは、

$$\mu^{(0)} = \{ \langle \ell_z \rangle_S + \delta \langle \ell_z \rangle_{conf} \} [g_\ell^{(0)} + \{\delta g_\ell^{(0)}\}_{exc}(1 + \alpha) + \alpha g_\ell^{(0)}] \\ + \{ \langle S_z \rangle_S + \delta \langle S_z \rangle_{conf} \} [g_s^{(0)} + \{\delta g_s^{(0)}\}_{exc}(1 + \alpha) + \alpha g_s^{(0)}] .$$

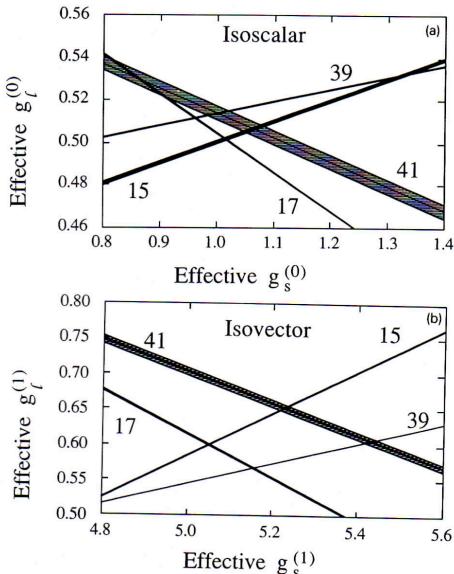
ここで、 $\delta \langle \ell_z \rangle_{conf}$ と $\delta \langle S_z \rangle_{conf}$ はスピノ/軌道角運動量核マトリックス期待値への配位混合補正、 $g_s^{(0)}$ と $g_\ell^{(0)}$ はそれぞれのアイソスケーラーg-因子である。ここで核スピノ、 $I = \ell + S$ 、は良い量子数なので、 $I = \{\langle \ell_z \rangle_S + \delta \langle \ell_z \rangle_{conf}\} + \{\langle S_z \rangle_S + \delta \langle S_z \rangle_{conf}\} = 0$ であるので、結局、次の関係を与える、

$$\alpha = \{g_\ell^{(0)}(\text{experiment}) - g_\ell^{(0)}\}/g_\ell^{(0)} = \delta g_\ell^{(0)}(\text{experiment})/g_\ell^{(0)}、\text{そして/又は}$$

$$\alpha = \{g_s^{(0)}(\text{experiment}) - g_s^{(0)}\}/g_s^{(0)} = \delta g_s^{(0)}(\text{experiment})/g_s^{(0)} .$$

これを実行するために、実験値に対して、理論^{18) 19)}から配位混合、スピノテンソル項、配位混合とメソ交換電流とのcross項、相対論的現象²⁰⁾補正を加えなければならない。ここでは、アイソベクトル項の取扱いを省略するが、

結果として実効 $g_\ell^{(0)} - g_s^{(0)}$ と効 $g_\ell^{(1)} - g_s^{(1)}$ チャートを次頁上図に示す。核マトリックスを次頁左図に整理した。A=41、39核についてTK理論、IBA理論の核マトリックスをそれぞれ使って $\delta g^{(0)}$ 平均して用いて $\alpha(\text{from } \delta g_\ell^{(0)}) = \delta g_\ell^{(0)}/g_\ell^{(0)} = +(3.3 \pm 0.6)\%$ を得て、又 $\alpha(\text{from } \delta g_s^{(0)}) = \delta g_s^{(0)}/g_s^{(0)} = +(8.5 \pm 5.4)\%$ を得た。ここで、誤差は平均前の値を含むように広げてある。同様に、A=16体系について解析を行うと、 $\alpha(\text{from } \delta g_\ell^{(0)}) = \delta g_\ell^{(0)}/g_\ell^{(0)} = +(1.2 \pm 0.9)\%$ 、 $\alpha(\text{from } \delta g_s^{(0)}) = \delta g_s^{(0)}/g_s^{(0)} = +(10.5 \pm 5.0)\%$ を得て、A=40体系と同程度の再規格量を示した。山崎達がPb領域で得ている8%より²¹⁾小さいが、この軽い領域で~3%程度のクオーツde-confinement効果が観測される。



Effective g-factors and in A = 16 and 40 regions.			.
	mass 16	mass 40	Free values.
$g_\ell^{(0)}(\text{experiment})$	0.599	0.607	0.500
$g_s^{(0)}(\text{experiment})$	5.050 ± 0.002	5.435 ± 0.002	4.706
A=16 region			
proton	$\delta g_\ell = +0.100$	$\delta g_s = +(0.480 \pm 0.004)$	
neutron	$\delta g_\ell = -0.098$	$\delta g_s = -(0.209 \pm 0.004)$	
A=40 region			
proton	$\delta g_\ell = +0.120$	$\delta g_s = +(0.851 \pm 0.003)$	
neutron	$\delta g_\ell = -0.098$	$\delta g_s = -(0.606 \pm 0.003)$	

E 【陽子と中性の実効アイソベクトルg-因子】

アイソベクトル磁気モーメントについて同様の解析を行った。

$\mu^{(1)}_{exp} - (\delta\mu^{(1)}_{cross} + \delta\mu^{(1)}_p + \delta\mu^{(1)}_{def} + \delta\mu^{(1)}_{rel}) = \{\langle \tau_3 \ell_z \rangle_{eff} \times g_\ell^{(1)}(\text{exp.})\} + \langle \tau_3 S_z \rangle_{eff} \times g_s^{(1)}(\text{exp.})\}$ を得た。ここで、 $\langle \tau_3 S_z \rangle_{eff} = \langle \tau_3 S_z \rangle_S + \delta \langle \tau_3 S_z \rangle_{conf}$ で定義される。軌道角運動量期待値は、 $\langle \tau_3 \ell_z \rangle_{eff} = \langle \tau_3 \ell_z \rangle_S + \delta \langle \tau_3 \ell_z \rangle_{conf}$ で与え、 $\delta\mu^{(1)}_{conf} = g_\ell^{(1)} \times \delta \langle \tau_3 \ell_z \rangle_{conf} + g_s^{(1)} \times \delta \langle \tau_3 S_z \rangle_{conf}$ で与えられる。ここで、 $g_\ell^{(1)}$ と $g_s^{(1)}$ は自由核子のアイソベクトルg-因子であり、 $\delta\mu^{(1)}_{conf}$ と $\delta \langle \tau_3 S_z \rangle_{conf}$ はIBAに与えられている。 $g_\ell^{(1)}$ と $g_s^{(1)}$ の値を前頁図(Effective g-factors 図)の下図に示した。A=39と41、及び15と17体系のそれぞれの交点から得られた数字を下記のテーブルに示す。例えば、A=

Effective g-factors

Values were obtained from the LS doubly closed shell ± 1 nucleon nuclei. Isoscalar magnetic moments are plotted using the nuclear matrix elements given by Ichii et al. ref. 18). For example, the crossing point of the A=41 and 39 gives a set of $g_\ell^{(0)}$ and $g_s^{(0)}$ values. Also, $g_\ell^{(1)}$ and $g_s^{(1)}$ are given for isovector magnetic moments.

A	I ^a	$\langle S_z \rangle_{exp}^{(0)}$ [%]	$\delta \langle S_z \rangle_{exp}^{(0)} / \langle S_z \rangle_S^{(0)}$ [%]	$\delta \langle S_z \rangle_{conf}^{(0)} / \langle S_z \rangle_S^{(0)}$ [%]	$\delta \mu_{rel} / \mu_S^{(0)}$ [%]	Spin Expectation Values of the LS-Doubly-Closed Shell ± 1 Nucleon Nuclei	
						IBA ^b	TK ^c
15	^{15}N 1/2 ⁻					9.8	
	^{15}O 1/2 ⁺	+0.0838(1)	+49.2(12)	+67.36	+53.7	2.0	
17	^{17}O 5/2 ⁺					-0.5	
	^{17}F 5/2 ⁺	+0.4315(2)	-13.7(1)	-22.36	-15.2	-1.9	
39	^{39}K 3/2 ⁺					-37.0	
	^{39}Ca 3/2 ⁺	-0.1143(3)	-61.9(1)	-69.68	-54.1	+0.8	
41	^{41}Ca 7/2 ⁻					-0.4	
	^{41}Sc 7/2 ⁻	+0.4423(2)	-11.54(2)	-27.62	-19.4	-2.2	

a) $\langle S_z \rangle_{exp} = (\mu^{(0)}_{exp} - I/2)(\mu_p + \mu_{p-1/2})$, where $\mu^{(0)} = (1/2)(\mu(T_z = +1/2) + \mu(T_z = -1/2))$.

b) $\delta \langle S_z \rangle_{exp} / \langle S_z \rangle_S = \{\langle S_z \rangle_{exp} - \langle S_z \rangle_S\} / \langle S_z \rangle_S$. c) Ichii et al. [IS87]. d) Towner et al., [TI83].

e) Relativistic corrections given by Ohtsubo et al., [OH73].

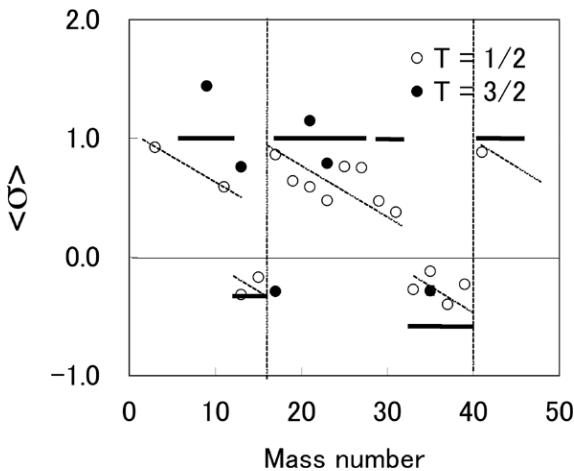
Spin Expectation Values of the LS-Doubly-Closed Shell ± 1 Nucleon Nuclei						
A	I^π	$\langle S_z \rangle_{\text{exp}}^{\text{a)}$ (nm)	$\delta \langle S_z \rangle_{\text{exp}} / \langle S_z \rangle_{\text{s}}$ (%)	$\delta \langle S_z \rangle_{\text{cont}} / \langle S_z \rangle_{\text{s}}$ (%)	$\delta \mu_{\text{ref}} / \mu_{\text{s}}$ (%)	
15	^{15}N	1/2-			9.8	
15	^{15}O	1/2+	+0.0838(1)	+49.2(12)	+67.36	+53.7
17	^{17}O	5/2+			-0.5	
17	^{17}F	5/2+	+0.4315(2)	-13.7(1)	-22.36	-15.2
39	^{39}K	3/2+			-37.0	
39	^{39}Ca	3/2+	-0.1143(3)	-61.9(1)	-69.68	-54.1
41	^{41}Ca	7/2-			-0.4	
41	^{41}Sc	7/2-	+0.4423(2)	-11.54(2)	-27.62	-19.4

a) $\langle S_z \rangle_{\text{exp}} = (\mu^{(0)}_{\text{exp}} - I/2) / (\mu_p + \mu_n - \frac{1}{2})$. where $\mu^{(0)} = (\frac{1}{2})(\mu(T_z = +\frac{1}{2}) + \mu(T_z = -\frac{1}{2}))$.
b) $\delta \langle S_z \rangle_{\text{exp}} / \langle S_z \rangle_{\text{s}} = (\langle S_z \rangle_{\text{exp}} - \langle S_z \rangle_{\text{s}}) / \langle S_z \rangle_{\text{s}}$. c) Ichii et al. [IS87]. d) Towner et al. [TI83].
e) Relativistic corrections given by Ohtsubo et al. [OH73].

の更なる精密精密化が望まれる。

F 【 ^9C - ^9Li ($T=3/2$)対の 異常スピノ期待値 $\langle \sigma_Z \rangle$ とアイソスピノ対称の破れ】

下図に、 $A=41$ 以下の $T=1/2, 3/2$ に属する鏡映対既知の磁気モーメントから $\langle \sigma_Z \rangle$ の実験値を求めた。杉本によ



+1を超えて0.4程上昇すると結論づけている。

40近傍核子では、 $\delta g_\ell(\text{proton}) = +0.100$ 、
 $\delta g_\ell(\text{neutron}) = -0.0975$ 、 $\delta g_s(\text{proton}) = +0.851 \pm 0.003$ 、 $\delta g_s(\text{neutron}) = -(-0.606 \pm 0.003)$ が得られた。誤差は実験誤差のみである。宮沢の予言通り、軌道角運動量g-因子の再規格化はOne-pion exchange過程できまり²³⁾、 $\delta g_\ell(\tau_3) = 0.1\tau_3$ を良く再現する。 δg_s については、山崎や²⁴⁾、杉本達²⁵⁾の結果を再現している。ここで、アイソペクトル量は、その補正が大きく芯の変形や相対論的補正に依存するので、ここでの実験値の高い精度の評価にはこれらの理論値

II. イオン結晶内電場勾配理論と電気核四重極モーメント一核構造解明に向けて—

Meyer-Jensenが殻模型を提唱したときに、四重極モーメントの質量数依存性も大きな役割を演じた³⁰⁾。引き続き、模型の証左に重要な不安定核研究が可能になり精緻な理解とそれによる多数の応用発展が進められた。我々にも、0p0d0f殻中の β 放射核である約20核種について、草分けの仕事、または決定的に精度を上げた仕事がある。特に鏡映対に着目し、又LS二重閉殻近傍核種に注目したのである。これらの構造解明にはOXBASH³¹⁾やHF³²⁾理論が強力であった。

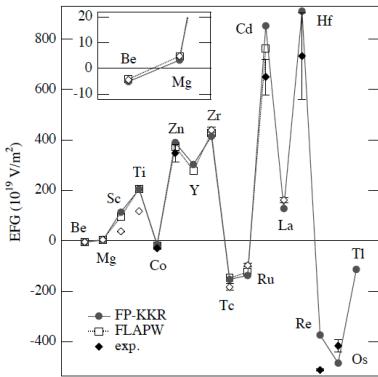
しかし、明快であったはずだったのに、今でも解き切れていない問題が幾つか残っている。まず一次の配位混合が無いか少ない核、 $A=16+1$ 核子核 ^{17}F ($I^\pi = 5/2^+$, $T_{1/2} = 66$ ns) と³³⁾、関連の発端 $^{19\text{m}}\text{F}$ ($I^\pi = 5/2^+$, $T_{1/2} = 89$ ns)の四重極モーメント³⁴⁾に関連する殻理論とイオン結晶内電場勾配理論の問題を再考する³⁵⁾。即ち、実験的には適切に eqQ/h を決定出来たが、Fの安定同位元素には ^{19}F ($I^\pi = 1/2^+$) しかなく、使った電場勾配 q の実験的決定が不可能で、理論計算に依存するしかない。又、 Q の核理論計算には、殻理論による核マトリックス計算の他に、電気四重極巨大共鳴現象による核子実効荷電 e_{eff} の理解³⁶⁾が必要不可欠であり、これらが共に重要な研究の対象である。ここでは殻理論と電場勾配理論どちらも譲らず、未だに解決していない、不整合を明らかにする。次に $A=40+1$ 核子核 ^{41}Sc ($I^\pi = 7/2^-$, $T_{1/2} = 0.596$ ns)を決定したので、鏡映対 ^{41}Ca ($I^\pi = 7/2^-$)と併せて殻構造と $A=40$ 芯の変形を議論する。勿論、四重極モーメントは核子の核内角度分布だけではなくて、動径方向の空間分布、ハローにも関係する^{32), 37)}。即ち核子の分離エネルギーの大小が重要な因子になる。

A 【 $^{17}\text{F}(I^\pi=5/2^+, T_{1/2}=64.5 \text{ s})$ と $^{19\text{m}}\text{F}(I^\pi=5/2^+, T_{1/2}=89 \text{ ns}, E_x=197 \text{ keV}$ の四重極モーメント】

歴史的には $^{17}\text{F}(I^\pi=5/2^+)$ の研究からではなく、杉本達による $^{19\text{m}}\text{F}(I^\pi=5/2^+, T_{1/2}=89 \text{ ns})$ の測定³⁴⁾から始まった。これは $^{19}\text{F}(\text{p},\text{p}')$ $^{19*}\text{F}$ 反応で生成するスピノ整列させた $^{19*}\text{F}$ を、その反跳エネルギーを使って ClF 分子(但し実際は凍結個体 ClF)のFに置換して eqQ/h を測定、新しい研究法も開発した。結果は、 $|eqQ/h| = 82.7 \pm 4.0 \text{ MHz}$ であった。分子 ClF 内の電場勾配 $q = 3.21 \times 10^{22} \text{ V/m}^2$ は Towns達の経験則に基づいて³⁸⁾金森が与え、 $|Q(^{19\text{m}}\text{F})| = 110 \pm 22 \text{ mb}$ を得た、但し $\pm 20\%$ は q の不確定性によっている。その後、この $^{19\text{m}}\text{F}$ を用いて多くの結晶(MgF_2 、 MnF_2 、 NiF_2 、 CoF_2 等)の電場勾配 q の測定^{39), 40)}が多く行われたが、電場勾配解明には理論の問題が残った。

引き続き南園達が $^{17}\text{F}(I^\pi=5/2^+, T_{1/2}=66 \text{ s})$ を MgF_2 単結晶のF位置に植え込み β -NQRの測定³³⁾から $|eq(^{17}\text{F} \text{ in } \text{MgF}_2)|/h = 8.41 \pm 0.24 \text{ MHz}$ and $\eta = 0.34 \pm 0.02$ を得た。核モーメントの比 $Q(^{17}\text{F})/Q(^{19\text{m}}\text{F})$ は精度良く決定出来たが、 $Q(^{17}\text{F})$ 値を決定するには、 ClF の個体と分子状態の q の違いと Townsのモデルに問題があり、絶対値についての疑問が残った。ただ、誤差は大きいとは言え、 $Q(^{17}\text{F})$ 及び $Q(^{19\text{m}}\text{F})$ 実験値は一粒子単純殻モデル予言値と良く一致していた。ここまで1985年の”Playing Field of Physics”¹⁾以前である。

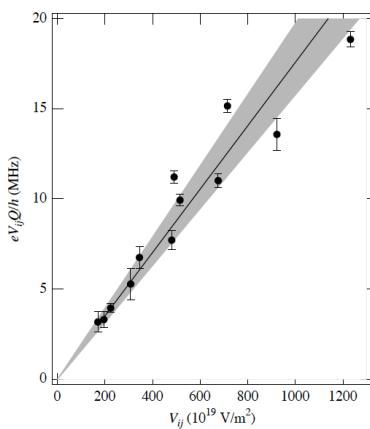
金属弗化物中FのFull Potential KKR電場勾配計算



小倉達は金属弗化物について、密度関数枠組みにFull potential Korringa-Kohn Rostoker(KKR) Green's function 法^{41), 42), 43)}を用いた理論を発展させ、新しく q 計算を行った。結果の信頼度を見るべくまず理論計算を16金属(hcp構造)結晶について行い、得られた結果を左図に示す。既知の実験値と比べた結果、どの計算値よりも信頼出来て一致が良く、 $\pm 10\%$ で再現する。図中FP-KKRは小倉達の計算であり、FLAPWはP. Dufek達のFull potential augmented-plane waveによる計算結果⁴⁴⁾である。彼らは未だ、円形ボテンシャルを採用しているので、今回の理論計算の一段階前と理解される。それでも、FLAPWが意外とFP-KKRに近くなっている。

Metal-Fluorideについて計算を行い $q(\text{F in } \text{MnF}_2) = -6.76 \times 10^{21} \text{ V/m}^2$ 及び $\eta = 0.42$ 、 NiF_2 について $q(\text{F in } \text{NiF}_2) = -12.32 \times 10^{21} \text{ V/m}^2$ 及び $\eta = 0.50$ を得た。そして、 MgF_2 について $q(\text{F in } \text{MgF}_2) = -5.15 \times 10^{21} \text{ V/m}^2$ 及び $\eta = 0.34$ 、 CoF_2 について $q(\text{F in } \text{CoF}_2) = -7.15 \times 10^{21} \text{ V/m}^2$ 及び $\eta = 0.37$ を得た。実験的に $^{19\text{m}}\text{F}$ について得られていた各結合常数を理論値と左図の

ように比較した結果、 $^{19\text{m}}\text{F}(I^\pi=5/2^+, T_{1/2}=89 \text{ ns})$ の核四重極モーメントを $Q(^{19\text{m}}\text{F}) = -73 \pm 9 \text{ mb}$ と、既知の値より著しく小さい。



左図 実験値 $eqQ(^{19\text{m}}\text{F})/h$ と理論 q の比較:
 $^{19\text{m}}\text{F}$ を MgF_2 、 NiF_2 、 MnF_2 、 CoF_2 中に入れて得られた結合常数実験値を小倉達の理論計算と対比してある。傾きが Q として得られる。蔭は今回の理論値の誤差を示す。

A	I^π	$Q(\text{mb})^\#_{\text{expt}}$	OXBASH##(W Int.)			HF###(Sh. p sep. En. eff.)		
			q_ν	q_π	$Q(\text{mb})$	q_ν	q_π	$Q(\text{mb})$
			0	-60.5	-79	0	-75.6	-93
^{17}F	$5/2^+$	-68 ± 9						
$^{19}\text{F}^*$	$5/2^+$	-73 ± 9	-76.4	-44.8	-90			
^{20}F	2^+	$+46 \pm 5$	54.6	25.1	$+60$			
^{21}F	$5/2^+$	-80 ± 9	-87.4	-51.0	-110	-96.6	-50.36	-105

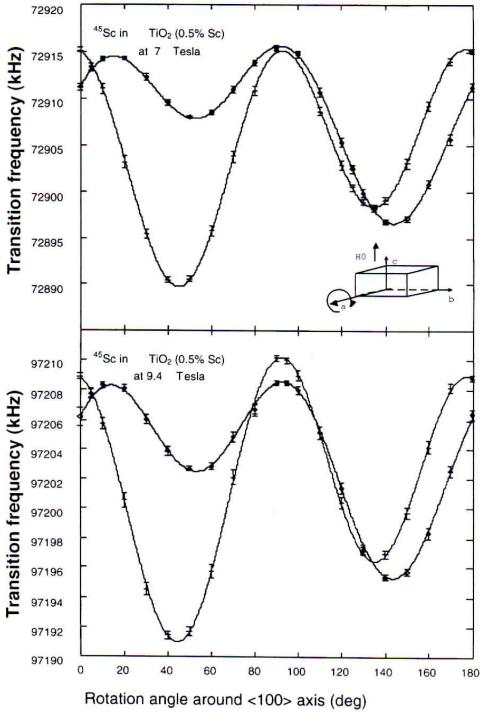
OXBASH、HFによる理論値: 但し、# ref. 35)、## $e_\nu^{\text{eff}} = 0.50e$ 、 $e_\pi^{\text{eff}} = 1.3e$; ref. 36) and ref. 45)。## $e_\nu^{\text{eff}} = 0.34e$ 、 $e_\pi^{\text{eff}} = 1.323e$; ref. 46) and ref. 32)。

は11MeVでHalo効果はない。逆に北川の核マトリックスと実験値から、 $e_\nu^{\text{eff}} = 0.36e$ 、 $e_\pi^{\text{eff}} = 0.90e$ と、陽子実効電荷が異常に小さい。LS閉殻の+1核子がハローであると核四重極巨大共鳴が大きく抑えられる可能性を示唆する。

B 【LS二重閉殻($A=40$) +1核子鏡映対、 ^{41}Sc - ^{41}Ca の核四重極モーメントと芯変形】

$^{41}\text{Sc}(I^\pi=7/2^-, T_{1/2}=0.59\text{s})$ の電気四重極相互作用検出に使える結晶にSc金属結晶や Sc_2O_3 などがある。Sc金属

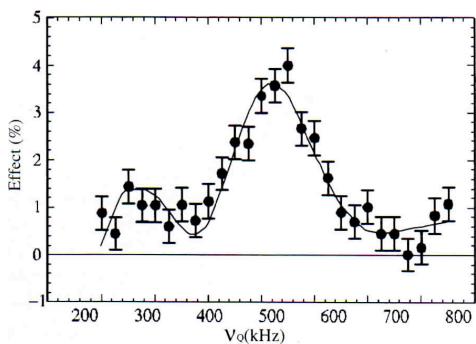
中安定同位元素⁴⁵Scの電気四重極相互作用 eqQ/h が既知であるが、金属中 β 緩和時間が室温で短い($T_1 \leq 0.1$ s)ためにScの冷却装置が必要となり困難が伴う。又 Sc_2O_3 中では、電場勾配が複雑であるために困難が伴う。そこで、我々が発見した β Dewar TiO_2 結晶を使うことにした。まず、電場勾配ツールを測るるために⁴⁵Sc-dopedルーティル単結晶(Tetragonal)、 $Ti_{1-x}Sc_xO_2$ ($x = 0.3\%$ of Ti atoms) ($15\phi \times 30\text{mm}$)、を人工的に合成した^{48), 49)}。結晶育成時に、原子数比⁴⁵Sc/Tiが 0.3% になるべく⁴⁵Sc $2O_3$ 粉末を TiO_2 粉末(純度99.99 %)に混合した。X線解析で結晶が歪んでいないことを確認してある。電場勾配の測定^{49), 50)}には、磁気量子数 $m = -1/2 \leq 1/2$ 準位間の2nd order四重極shiftを、磁場強度 $H_0 = 7.0\text{ T}$ 及び 9.4 T でFT-NMR法⁵¹⁾で室温計測した。 $H_0 = 7.0\text{ T}$ 及び 9.4 T 磁場2点での測定は、四重極相互作用と非当方科学シフトを分離するためである。結晶軸 $<001> \perp H_0$ に置き、 $<001>$ に殆ど平行な軸の周りに回転させて、四重極2次シフトをFT-NMR法で計った。回転軸方向はデータ解析からも高精度に求まる。左図に各磁場でのtetragonal構造に起因する2遷移を図示した。即ち、2つの V_{ZZ} が (001) 面内の $<110>$ とこれに直交する方向にあるので、遷移二本が観測された。 $eqQ(^{45}\text{Sc in } TiO_2)/h = 11.02 \pm 0.01\text{ MHz}$ 、 $\eta = 0.5983 \pm 0.003$ であった。 V_{YY}/c -axisであり、非当方化学シフトは $\sigma_{xx} = 61.6 \pm 0.6\text{ ppm}$ 、 $\sigma_{yy} = 3.6 \pm 0.4\text{ ppm}$ 、 $\sigma_{zz} = -65.2 \pm 0.7\text{ ppm}$ であった。文献ref.50)の電場勾配はこの値で補正した。なお、⁴⁵Sc濃度 $x = 3\%$ の資料についてもX線解析とFT-NMRを行い差異がなかった。



FT-NMR of ⁴⁵Sc

左図は⁴⁵Sc($I^\pi = 7/2^-$)の $Ti_{1-x}Sc_xO_2$ ($x = 0.5\%$ of Ti atoms)中FT-NMRである。⁴⁵ScはTi原子に置換している。 H に直交する $<010>$ に殆ど平行な軸の周りに結晶を回転した。磁場は $H = 7.0\text{ T}$ と 9.4 T 中で $m = \pm 1/2 \leq \mp 1/2$ 遷移を回転角度の関数で観測した。強磁場2点での測定は非当方化学シフトの分離が目的である。

次に、⁴¹Scを純粋 TiO_2 ($20 \times 20 \times 0.3\text{ mm}^3$)結晶中に反跳植え込みを行い、 β -NQRを観測した⁵⁰⁾。強度一定の保持磁場 $H_0 = 0.60\text{ T}$ を β 偏極に平行に掛け、結晶c軸も H_0 に平行に置き、 β -NQR(多重rfNMR)を ν_Q の関数で観測した。結果を下図に示す⁵⁰⁾。新qツールを使った理論曲線で解析した結果、 $eqQ(^{41}\text{Sc})/h = 7.31 \pm 0.07\text{ MHz}$ を得た。線幅の解析から電場勾配に拡がり、 $\Delta q/q \sim (8.7 \pm 0.012)\%$ が見られた。これは MgF_2 中の¹⁷Fの観測で見られた5.6%に比較してやや広い。 $|Q(^{41}\text{Sc})/Q(^{45}\text{Sc})| = 0.66 \pm 0.01$ が得られ、⁴⁵Scの原子微細相互作用^{52), 53)}とSternheimer Polarization⁵⁴⁾を再解析して、新たに、 $Q(^{45}\text{Sc}; 7/2) = -236 \pm 2\text{ mb}$ を結論出来たので、最終的に $|Q(^{41}\text{Sc})| = 156 \pm 3\text{ mb}$ を得た。



β -NQR of ⁴¹Sc($I^\pi = 7/2^-$, $T_{1/2} = 0.59\text{s}$) in TiO_2 :

β 線非対称度変化を $\nu_Q = 3eqQ/2I(2I-1)$ の関数で測定(文献ref.50)した。実験条件は、 $H_0 = 0.6\text{ T}$ 、結晶c軸// H_0 、 $H_1 \sim 0.1\text{ mT}$ 、核反応生成初期偏極 $P_0 = 3\%$ 、整列も $f_2 = 0.03 \pm 0.01$ が見られた。新しいqツールで再解析を行った。実験はデータにBest fitした $I = 7/2$ の理論曲線である。 $\eta = 0.5983 \pm 0.003$ を使った。結晶の植え込みに伴う損傷などのために電場勾配に拡がり、 $\Delta q/q \sim (8.7 \pm 0.012)\%$ が見られた。

一方、⁴¹Caの Q 決定に用いた $Q(^{43}\text{Ca}; \text{安定})$ の導出に再検討を加え不確定さを除いた⁵⁵⁾。即ちFisherが $Ca(3d4s, ^1D_2)$ が開発した多重配位Hartree-Fock理論⁵⁶⁾を、実空間をf-、g-迄広げ、相対論的効果と2p配位を加えて再計算した。その結果原子電場勾配 $q(Ca: 3d4s, ^1D_2) = 3.579 \pm 0.0075\text{ a.u.}$ を得た。更に、それ故 $Q(^{43}\text{Ca}, 7/2) = 55.2 \pm 1.1\text{ mb}$ を結論し、既知のモーメントの比 $Q(^{41}\text{Ca}, 7/2)/Q(^{43}\text{Ca}, 7/2) = 1.63 \pm 0.01$ から⁵⁷⁾、 $Q(^{41}\text{Ca}, 7/2) = -90.0 \pm 1.8\text{ mb}$ を結論した。

さて、Richter達が⁴¹Ca-⁴¹Sc基底準位の Q を、0f1p殻にある核に適用出来る実効相互作用(FPD6又は、FPM13)を使って、理論計算した⁵⁸⁾。実効電荷はDharによって与えられた⁵⁹⁾。彼らの実効相互作用は共に次の同じ結果を与えた。 $Q_{th}(^{41}\text{Ca}, 7/2) = -73\text{ mb}$ 、 $Q_{th}(^{41}\text{Sc}, 7/2) = -51\text{ mb}$ と実験値より共に~10%小さい。一方北川達⁶⁰⁾が芯の外にある1核子についてWood-Saxon potentialを、⁴⁰Ca芯については⁶¹⁾球形調和振動子potentialを使って解い

た。WS potentialの深さは单一粒子準位の核子分離エネルギーを再現するよう調節した。それ故に分離エネルギーが1.1 MeVと小さい⁴¹Scの陽子空間延伸は少なくとも⁴¹Ca中の深い中性子のそれと対称的ではない。⁴¹Caの陽子一粒子分離エネルギーが8.4 MeV、中性子について8.9 MeVの場合について、核マトリックス $q_{\text{th}}(21) = -107.5 \text{ mb}$ 、 $q_{\text{th}}(20) = 0 \text{ mb}$ と与えて、 $Q_{\text{th}}(^{41}\text{Ca}, 7/2^-) = -68.8 \text{ mb}$ が得られる。これは実験値 $-90.0 \pm 1.8 \text{ mb}$ から22%もズれる。これに對して、陽子がゆるく束縛されている⁴¹Scの場合は、 $q_{\text{th}}(20) = 0 \text{ mb}$ 、 $q_{\text{th}}(21) = -115 \text{ mb}$ と与えて、 $Q_{\text{th}}(^{41}\text{Sc}, 7/2^-) = -151 \text{ mb}$ を与える。実験値 $|Q_{\text{exp}}(^{41}\text{Sc}, 7/2^-)| = 156 \pm 3 \text{ mb}$ より3.2%しか小さくない。この実験値とのづれを、⁴⁰Ca芯の変形の結果とすると、北川の値を⁴¹ScにRichterの値を⁴¹Caに使い、変形による Q_{def} を使って、実験値は、 $Q_{\text{exp}}(^{41}\text{Ca}, 7/2^-) = Q_{\text{th}}(\text{n}) e_{\text{n}}^{\text{eff}} + Q_{\text{def}} \text{mb} = -90 \pm 1.8 \text{ mb}$ 、 $Q_{\text{exp}}(^{41}\text{Sc}, 7/2^-) = Q_{\text{th}}(\text{p}) e_{\text{p}}^{\text{eff}} + Q_{\text{def}} \text{mb} = -156 \pm 3 \text{ mb}$ 。双方から2ヶの独立な、 $Q_{\text{def}}(\text{from Ca}) = -17 \pm 2 \text{ mb}$ 、と $Q_{\text{def}}(\text{from } ^{41}\text{Sc}) = -5 \pm 3 \text{ mb}$ と異なる。⁴⁰Ca芯をパンケッキ型と仮定して、離心率を $\varepsilon = (R_z - R_s)/R_0$ で定義すると、 $\delta Q = (\% Z \langle r^2 \rangle) = 2.7 \varepsilon \text{ b}$ が付加される。⁴¹Caが⁴¹Scより変形が大きい。離心率に換算すると、⁴¹Caについては、 $\varepsilon = -(0.63 \pm 0.08)\%$ と小さいが、有為な変形が結論され、この結論は、野村⁶²、Grace達⁶⁷のE2遷移からの変形の量と整合している。しかし、⁴¹Scについては $\varepsilon = (0.19 \pm 0.11)\%$ を与え、より球形に近く有限のアイバーカル成分が存在を示唆する

C 【一中性子分離エネルギーが小さい¹⁶N($I^\pi=2^-$)の Q と異常実効電荷】

一方、 β^- Dewar、 TiO_2 結晶、中¹⁶N($I^\pi=2^-, T_{1/2} = 7.14 \text{ s}$)の β -NQRで eqQ/h を測定し⁶⁴、¹²N ($I^\pi=1^+, T_{1/2} = 11 \text{ ms}$)の β -NQRで決めた電場勾配⁶⁵を使って、 $|Q(^{16}\text{N}; 2^-)| = 17.9 \pm 1.7 \text{ mb}$ と決めた。北川の理論式⁶⁶、一中性子分離エネルギー $-E_n = 2.49 \text{ MeV}$ を取り入れた、Hartree Fock波動関数で得る $Q_{\text{HF}} = -60.4 e_{\text{n}}^{\text{eff}} - 5.1 e_{\text{p}}^{\text{eff}}$ を使うと、実効電荷が $e_{\text{n}}^{\text{eff}} = (0.20 \pm 1.7) e$ と決まり、これは他のd_{5/2}準位核子に系統的に識られている実効電荷の40%にしか達せず、異常に小さくなっている。

ここでの結果は、上記¹⁷F、⁴¹Scの結果とも併せて、LS二重閉殻に单一核子を付加(ハロー状態)した際に、閉殻を構成する芯の電気四重極巨大共鳴は弱くにしか起こらないことを示唆する。

D 【陽子過剰核⁸Bの四重極モーメントと陽子ハロ】

我々の測定によると⁸B($I^\pi = 2^+$)の四重極モーメントは $Q(^{8}\text{B}; 2^+) = +(64.5 \pm 1.3) \text{ mb}$ となった⁹³⁻⁹⁶。佐川達の、一陽子分離エネルギー、 $E_p = 0.18 \text{ MeV}$ 、を取り入れた、WS波動関数と実効電荷での予言値、 $q_p(\text{Th}; 5\text{陽子}, \text{Shallow}) = 49.5 \text{ mb}$ 、は実験値 $q_p(\text{exp}; 5\text{陽子}) = [Q_{\text{exp}}(^{8}\text{B}, 2^+) - e_{\text{n}}^{\text{eff}} q_{\text{n}}(\text{Th}; 3\text{中性子})]/e_{\text{p}}^{\text{eff}} = 46.3 \text{ mb}$ と数%以内で実験を再現する。一方深く結合している5ヶの陽子について $q_p(\text{Th}; 5\text{陽子}, \text{Shallow}) = 24.3 \text{ mb}$ と実験値の半分しか説明しない。この、 $E_p = 0.18 \text{ MeV}$ 状態に居る陽子の空間分布を理論計算すると、明瞭に動径方向に伸びて膨らみ、暈状態を示した。これから強く陽子暈の存在を示唆した。確かに、中性子暈は自然だと受け取られた⁹²。それに反して一陽子分離エネルギー、 $E_p = 0.18 \text{ MeV}$ 、が小さい⁸B($I^\pi = 2^+, T_{1/2} = 769 \text{ ms}$)核には、陽子暈は、その核内陽子間のクーロンポテンシャルのため且つ1陽子(が0p_{1/2}準位にあるために起因する)軌道角運動量による遠心力ポテンシャルがのために、安定には形成されないと思われていた。幸いその後、福田達が高エネルギー⁻⁸Bによる⁹Be($E = 40\text{A}$ と 60A MeV)の、¹²C及び²⁷Al標的との反応断面積測定から⁸Bの空間密度分布を測定し⁹⁸、動径方向の密度分布にlong-tailが実証され、四重極モーメントからの結論と整合した。

この研究は後で述べる「IV 反応断面積と核子密度分布」の研究に繋がった。

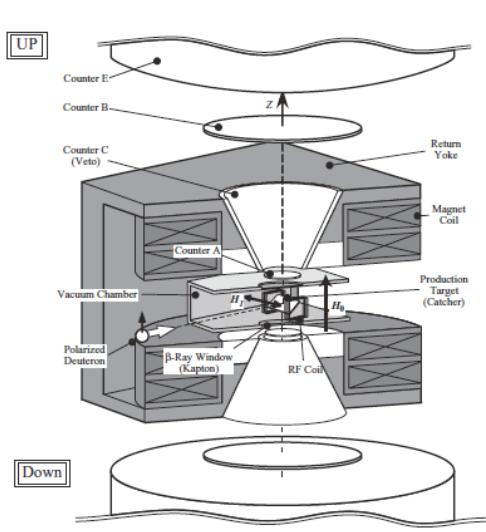
III. 弱核子流SCCの存在限界; 純粹 β^- 整列核- β 線の β 線角度相関測定

A 【弱核子誘導テソル項: SCCの存在限界】

標準電弱ゲージ理論の枠組みの中で⁶⁷、弱い相互作用と電磁気相互作用が統一されて、CVCが成立し弱核子流にSCC⁶⁸が存在しない事が提唱された。この存在限界を低エネルギー領域、 β 崩壊で、定量する研究が続けられReviewが出版⁶⁹⁻⁷²されている。まず弱核子過程ではV-A相互作用は $H_1 = (\gamma_2)^{1/2} (V_\mu + A_\mu) \{ \psi_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu \} + \text{H.c.}$ で記述される。ここで、 V_μ と A_μ はベクトルと軸性ベクトル流である。核子流はDiracマトリックス γ_μ 、と4次元運動量 q_μ でを使って左式で記述される。 $\sigma_{\mu\nu} = [\gamma_\mu, \gamma_\nu]/2i$ 、 p は母核の4次元運動量、 M は核子質量である。 g_V は主ベクトル流の、 g_A は主軸性ベクトル流の結合定数で、他に4つの誘導項がある。まず弱磁気項 g_M 、誘導テソル項 g_T 、誘導スカラ項 g_S 、擬スカラ項 g_P である。ここで $G = C \exp(i\pi T_y)$ を定義し、 $U = \exp(i\pi T_y)$ は荷電空間のy軸についての180°回転を表す。更に、 $GV_\mu G^{-1} = +V_\mu$ と $GA_\mu G^{-1} = -A_\mu$ と変換する核子流を G -リティNormal First Currentと定

義して、逆符号に変換する流れをSCC(第2種核子流)と定義する。今までに g_M 、 g_S 、 g_P 項は保存則を満たして良く知られている⁷³⁾。ところが、擬 π タル流は保存せず、又その中の誘導テンソル項は電磁相互作用にも対応する量がないために、実験的に確認の作業が続けられてきた。そこでOsakaグループは $A=12$ 体系のアイスピ γ 三重項を研究して、 $g_T = -2Mf_T/f_A = -0.15 \pm 0.12 \pm 0.05$ (現在90%信頼度)と追い込んだ⁷⁴⁾。ここで、 $g_T = -2Mf_T$ 、 $g_T = -f_A$ である。既に小さい量である事が示されたが、強い相互作用のために偶然に隠されている可能性を否定出来ない^{75)、76)}。そこで、更に $A=8$ 、20体系の鏡映 β 崩壊の、スピ γ - β 線角度分布相関項決定を行った^{77)、78)}。勿論過去に β - α 、 β - γ 相関実験が行われてきたが、弱磁気項を使って2nd禁止form-factor f を評価するのに使うM1- γ から、その中にM1/E2混合比の知見不足等が有り、結論を引き出せていない。我々は、 $A=8$ 系でスピ γ 整列核からの β 線角度相関係数を決め、これと β - α 相関係数と結合出来た⁷⁷⁾。双方の相関係数を同時解析出来て、 $(b - d_{II})/Ac$ や高次の核マトリックスの結合常数を仮定なしに引き出すことが出来た。ここで、 b/Ac は弱磁気項、 $d_{II}/Ac = g_T/g_A$ は誘導テンソル項である。

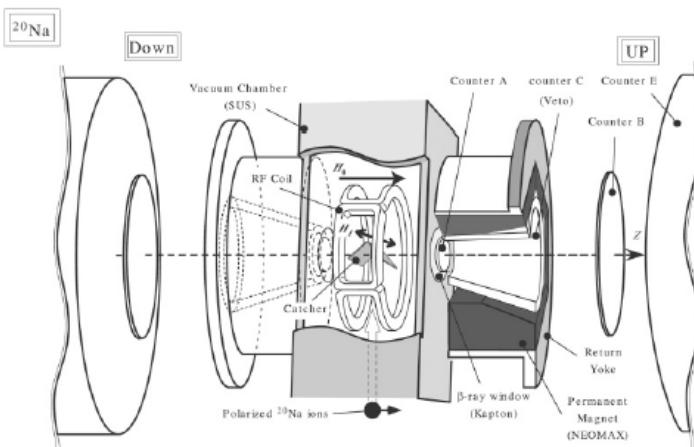
その上で更に、 $A=20$ 系の ^{20}F ($I^\pi = 2^+$, $T_{1/2} = 11.07\text{ s}$)と ^{20}Na ($I^\pi = 2^+$, $T_{1/2} = 447.9\text{ ms}$)の β 線角度分布のスピ γ 整列相関項の測定を初めて成功⁷⁸⁾させた。この系では二つの母核からの崩壊エネルギーの差が大きいための困難もあった。実験結果の相関係数は既知の β - γ 角度相関データと結合して、 $(b - d_{II})/Ac$ を曖昧さなく決定出来た。この系ではこの手続が、擬 π タル中2次禁止form-factor j_2 と f の決定に、重要であった。



偏極 ^{20}F の生成と植え込み

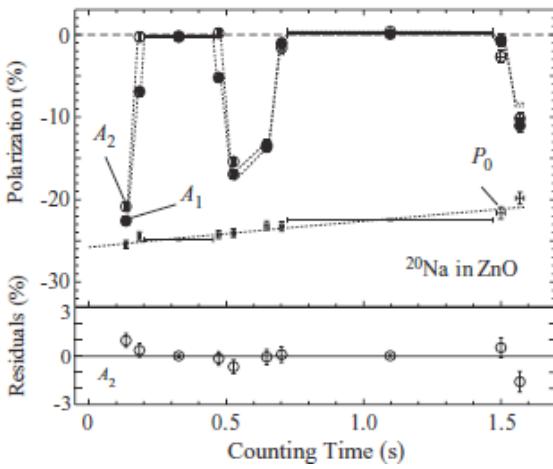
左図に ^{20}F の実験装置を示す。偏極d π^- - μ (6MeV)で $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ 反応を起こし⁸⁾、偏極 ^{20}F を生成した。UTTACのPIS偏極イオン源から1.2 nAのd π^- - μ を得た。この方法の特徴は、d π^- - μ の全エネルギーを利用して(厚い標的が使えて)、生成核全てを捕獲利用出来るので収率($\sim 10^5/\text{s}$)が非常に高いことである。標的は MgF_2 (単結晶、c軸// H_0 、 $100 \pm 10\text{ }\mu\text{m}$ 厚)で補集結晶を兼ね、NMR用磁石の中央に置いた。d π^- - μ 飛程は $\sim 100\text{ }\mu\text{m}$ で、 ^{20}F の飛程は $\sim 2\text{ }\mu\text{m}$ である。外部磁場 $H_0 = 0.2500\text{ T}$ をd π^- - μ の偏極方向に掛け偏極の保持と、スピ γ 制御のNMRを使った。高周波磁場は左図に示したrfコイルで、 H_0 に垂直に掛けた。標的中に造られる ^{25}Al ($T_{1/2} = 7.2\text{ s}$)、 ^{27}Mg ($T_{1/2} = 9.5\text{ ms}$)下地核からの β 線寄与はエネルギー-スペクトルfitで差し引いた。

偏極 ^{20}Na の生成と植え込み



TRIUMFの500 MeV陽子 π^- - μ でSiC標的を照射して生成 ^{20}Na を表面イオン化イオン源から引き出し他から質量分離して、40.8 keV β^- - μ を得た。 β^- - μ はISAC-Iの偏極 β^- - μ コース⁷⁹⁾に搬送し左図の整列相関測定器に繋いだ。Naを中性化してCollinear光学 π^- 法で核スピ γ 偏極を作った。再度イオン化後搬送した。補集結晶としてMg結晶(hcp, c軸// H_0 , $200 \pm 50\text{ }\mu\text{m}$)、ZnO結晶(hcp, c軸 $\perp H_0$, $100 \pm 10\text{ }\mu\text{m}$)を室温で使い、内部電場勾配を得た。偏極保持及びスピ γ 制御用強磁場は永久磁石で作り、 $H_0 = 0.528\text{ T}$ である^{78)、79)}。スピ γ 偏極 \rightleftharpoons 整列変換(スピ γ 制御)は基本的に $A=12$ 体系に用いた技術⁷⁴⁾と同じである。但し、今回核スピ γ が $I=2$ で、磁気準位が5本に分裂して4本のrf操作が必要である。次頁上図にスピ γ 偏極 \rightleftharpoons 整列変換の時間・rf周波数を示した。4本のrf個別にAFP又はDepolarizationを操作して1 π^- - μ - β 計数サイクルの中の β 計数時間に、A1;初期偏極P \rightarrow 整列(時間III; +) \rightarrow 偏極 \rightarrow 整列(時間VIII; -) \rightarrow 偏極を得て各状態の偏極度を測って、その偏極値からIII、VIII時間の正負の整列を計算出来た。この時間の β 線エネルギー-スペクトルの比較から相関係数を得た。更にA1-A2との比較を行うと、測定系からの系統的な誤差を除去出来た。次頁右図に測定された整列相関項を、 β - γ 相関係数と共に

5本に分割して4本のrf操作が必要である。次頁上図にスピ γ 偏極 \rightleftharpoons 整列変換の時間・rf周波数を示した。4本のrf個別にAFP又はDepolarizationを操作して1 π^- - μ - β 計数サイクルの中の β 計数時間に、A1;初期偏極P \rightarrow 整列(時間III; +) \rightarrow 偏極 \rightarrow 整列(時間VIII; -) \rightarrow 偏極を得て各状態の偏極度を測って、その偏極値からIII、VIII時間の正負の整列を計算出来た。この時間の β 線エネルギー-スペクトルの比較から相関係数を得た。更にA1-A2との比較を行うと、測定系からの系統的な誤差を除去出来た。次頁右図に測定された整列相関項を、 β - γ 相関係数と共に

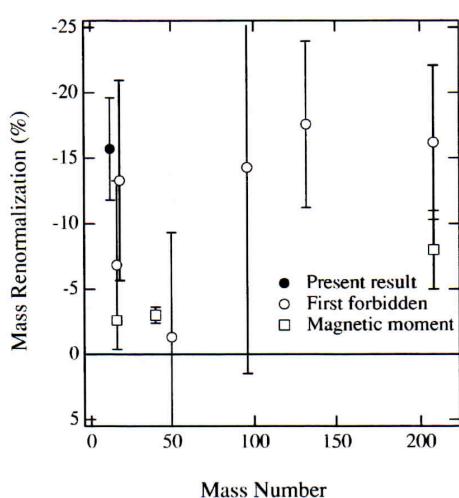
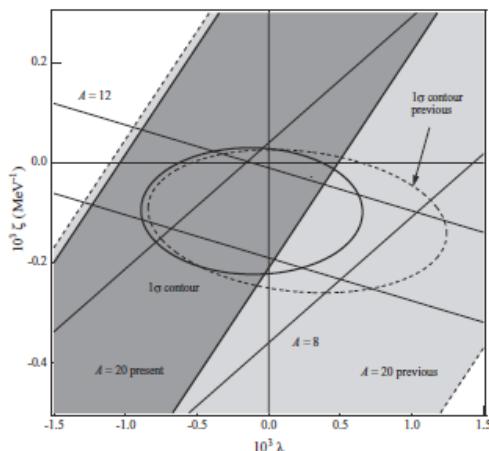


$8.41 \pm 0.31(\text{stat.}) \pm 0.24(\text{syst.})$ が、アナログ γ 崩壊強度から弱磁気項 $b/Ac = 8.51 \pm 0.28$ が得られて、 $d_{II}/Ac = 0.18 \pm 0.42(\text{stat.}) \pm 0.24(\text{syst.}) = 0.18 \pm 0.48$ (total) を得た。これは、SCC が無いという他の系からの結論⁷⁷⁾、 $A = 8$; $d_{II}/Ac = -0.24 \pm 0.31$ 、 $A = 12$; $d_{II}/Ac = -0.15 \pm 0.17$ と整合する⁷⁴⁾。QCD Sum rule⁸³⁾ は $(m_u - m_d)/M \sim 0.004$ と予言し $d_{II}/Ac = +0.0152 \pm 0.0053$ を与える。これとも矛盾しない。実験値の更なる精度向上が望まれる。

一方、久保寺達は $G-\beta^+$ リティ非保存 $\pi\pi$ 流の寄与、off the mass-shell 効果を考慮に入れて、制限を次式 $\alpha = \zeta + \lambda L \approx g_T/2M$ と加えた。ここ

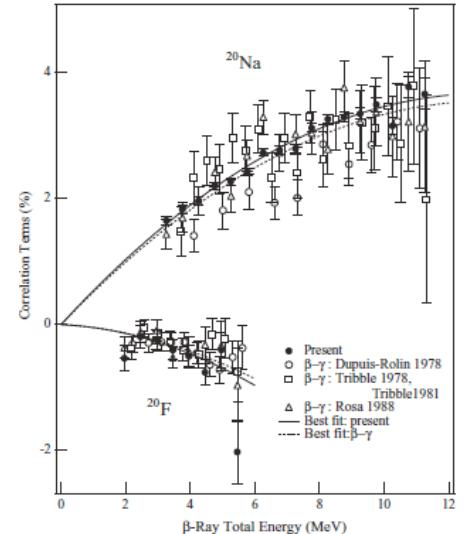
で、 L は 2 体遷移 Operator のマトリックスで^{84), 85)}、岡達の値⁸⁶⁾を使った。左図に KDR モデルによる分析

を図示する。ここでは L に Short range 相関項は入れていない。蔭を付けた部分は $A = 20$ の結果であり既知であった薄い影から大きく改善した。実線の楕円の内側は全データの 1σ の信頼度を満たす領域である。



左図; ^{20}Na 計測時の $A_1\beta$ 計数時の区分と偏極測定。
 A_1 シリーズを 10 区分し、(β^- を止めた時間から各区分を I~X 時とした)、各区分に観測された偏極を白丸で示した。第 III と VIII 区分時に純粋整列(逆符号)を作った。
 A_2 シリーズ、黒丸、は整列の符号をさらに逆転させた。
 $^{20}\text{F}(\text{MgF}_2)$ に作られた III 時間の整列度は $\pm 7.5\%$ 、同様に $^{20}\text{Na}(\text{Mg})$ に作られた III 時間の整列度は $\pm 29\%$ 、 $^{20}\text{Na}(\text{ZnO})$ では $\pm 23\%$ と大きかった。又、観測 P_0 は 計数時間内偏極の緩和を示す (rf 操作なし)。

に、 β 線全エネルギーの関数で示した^{81), 82)}。実線と点線で β 線-整列相関係数(実線)と β - γ 相関係数(点線)に同時に best fit 理論曲線を示した。これから、 $(b - d_{II})/Ac =$



B 【Axial Chargeの巨大 $\pi\pi$ 効果と質量再規格】

$^{12}\text{B}-^{12}\text{C}-^{12}\text{N}$ のアイ三重項 $I\pi = 1+$ から ^{12}C ($I\pi = 0$) への β 崩壊の $\beta^+\gamma$ 整列相関項 $B_2(E)/B_0(E)$ は 次式^{87), 88)}、

$(1/E)B_2(E)/B_0(E) = (2/3)\{\pm(a - ft/f_A) - y_{\mp}/2M\}$ 、で与えられる。ここで、 E は β 崩壊全エネルギー、 a は弱磁気項、 \mp 記号は ^{12}B (β^+)、 $^{12}\text{N}(\beta^+)$ 崩壊を示す、 y_{\mp} が Axial charge (Time-like component) であり、 $y = -2M \int i\gamma_5 r/\sigma$ で定義される。実験的には係数の和、 $[(1/E)B_2(E)/B_0(E)]_{^{12}\text{B}} + [(1/E)B_2(E)/B_0(E)]_{^{12}\text{N}} = -(2/3)(y/M)$ 、が純粋に曖昧さ無く決定出来る。但し、 $y = [y(^{12}\text{B}) + y(^{12}\text{N})]$ と定義する。実験は、 $y_{\text{exp}} = 4.90 \pm 0.10$ を 90% 信頼度で決定した⁸⁷⁾。森田達の IA+ 芯励起理論で $y_{IA} = 2.85$ を与え 著しく小さい⁸⁸⁾、(その中で 芯励起寄与は -0.32 ± 0.03 、soft- π 寄与を Hauge-Maripuu 模型⁸⁹⁾ で計算して、 $y_{\text{soft-}\pi} = 1.30$ を得た (芯励起寄与は -0.32 ± 0.03)。従って $y_{\text{theor}} =$

左図; 核内核子質量再規格実験値

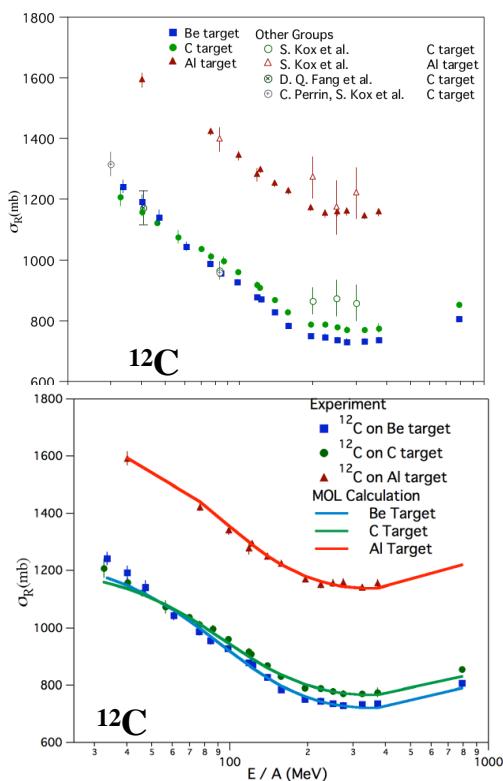
理論から $M_2/M_1 = 0.5 \pm 0.1$ を得て m^* を引き出した。黒丸が今回の結果で、白丸は第一次禁止 β 崩壊の分析で、子核は磁気モーメントから得た。

$y_{IA} + y_{soft-\pi} = 4.15$ 、を与えて y_{IA} 値、を46%拡大している。これは、実験値の72%増大に26%も足りない。重メソン(π - Q 、 σ 、 Q 、 ω 等)の寄与、短距離相関を考慮に入れた $y_{hard-\pi} = +1.27 \pm 0.17$ は $y_{soft-\pi}$ を動かさず、結局 $y_{theor} = y_{IA} + y_{hard-\pi} = 4.12 \pm 0.17$ であった。核物質中ハドロン質量は π 崩壊定数の再規格と同じ程度で無ければならない⁹⁰⁾。 $Mi^* = Mi/\phi(\rho)$ 、即ち核密度 ρ 中で核物質中ハドロン質量は π 崩壊定数の再規格と同じ程度である。 $Mi^* = Mi/\phi(\rho)$ で核密度 ρ 中での質量再規格度、 M_1^* を単粒子Axial chargeマトリックス、 M_2^* を交換流マトリックスとして、理論で $M_2/M_1 = 0.5 \pm 0.1$ を得て使うと⁹¹⁾、 $A = 12$ 系で $\varepsilon = 1.72 \pm 0.04 = (1 + M_2/M_1)/\phi(A=12)$ が得られた。これは、 $\phi(A=12) = 0.84 \pm 0.04$ を与え、 ^{12}B と ^{12}N の中で β 崩壊している核子質量は $16 \pm 4\%$ 再規格している。これは、Pb領域の核磁気共鳴モーメントの軌道g解析から求めた($8 \pm 3\%$)と良い一致である。軽いA=16、40近傍のアイスケーラーモーメントから求めた値はこれの1/3程度であるが、広い質量範囲で、質量再規格化が見られているので、更に高い精度の定量が望まれる。

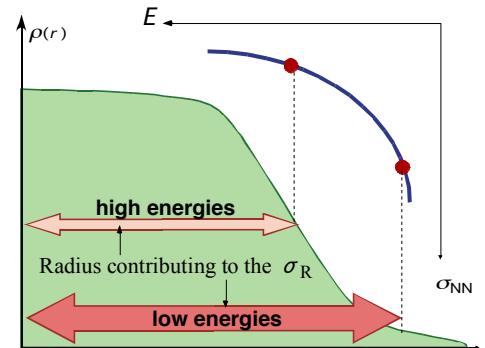
IV 反応断面積と核子密度分布

A 【安定核による中間エネルギー-反応断面積研究】

核子当たり数10～数100MeV のエネルギー-領域での核反応断面積測定は不安定核の核子密度分布を研究するための良い手段となることがわかつてきた^{97), 98)}。反応断面積のエネルギー-依存性を注意深く調べて Glauber 理論計算と比較することにより、核表面付近のハロー-やスキンなどの不安定核特有の興味深い密度分布、さらにそれを通して不安定核の核構造や非対称核物質の性質を研究できる。このエネルギー-領域では核子-核子全断面積はエネルギー-が下がるにつれて急激に増加する。したがって、エネルギー-が低くなるほど、原子核表面付近の核子密度が薄い部分でも核反応が起こるようになってくる(右図)。このことを利用すると、反応断面積のエネルギー-依存性を調べることにより、核表面付近の密度分布を mapping できる。



放医研HIMACにおける ^{12}C ビームを用いた反応断面積測定値(上図)と改良Glauber計算との比較(下図)



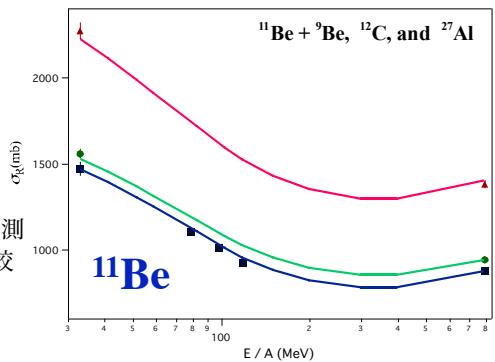
核子-核子全断面積のエネルギー-依存性と原子核表面の反応断面積に寄与する領域

ところが、核子当たり数百 MeV 以下のエネルギー-領域では単純な Glauber 理論では実験値よりも系統的に10～20% 程小さい値を与えることが、密度分布が既知の原子核の反応断面積からわかり、このことは上述の方法にとって大きな問題となつた⁹⁹⁾。そこで我々は、放医研HIMACにおいて、今まで信頼できる精度の高いデータの無かつた安定核 ^{12}C について～40A～400A MeV のエネルギー-範囲で高精度かつ系統的に、透過法を用いて反応断面積を測定した。その結果を左図に示す¹⁰⁰⁾。濃い点が放医研における我々の測定値(790A MeV は谷畠氏らのデータ)、白抜きの点は他のグループによる測定値である。この図からわかるように、放医研における我々のデータは格段に精度がよく、系統性にも優れている。

本研究ではさらに、反応断面積の計算において、核内核子のフェルミ運動と多重散乱(few-body)効果を取り入れることにより、実験値-計算値の食違いを解消することに成功した¹⁰⁰⁾。この新計算法による計算値を実験値と比較したものを左下図に示す。計算値(実線)は非常に実験値を再現していることがわかる。また、ハローを持つ不安定核 ^{11}Be に対して同じ計算による比較を行った結果を次頁図に示す。計算に用いた ^{11}Be 密度分布は、 $2s_{1/2}$ の spectroscopic factor として、これまでのいろいろな研究でわかっている標準的な 0.7 という値を用いた。この図から、ハロー核に対しても、この計算により実

験値が非常によく再現されていることがわかる。このことは、多重散乱(few-body)効果がこの改良Glauber計算法に適切に取り入れられていることを示している。これらのことから、補正なしで中間エネルギー領域の安定核および不安定核の反応断面積を、しかも多重散乱(few-body)効果も考慮に入れて再現できる計算方法を開発できることになる。

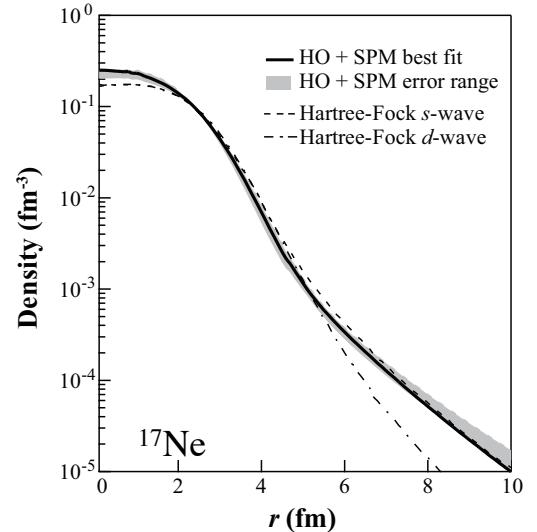
^{11}Be ビームを用いた反応断面積測定値と改良 Glauber 計算との比較



B 【エネルギー依存性を利用した核子密度分布研究】

以上のように中間エネルギー領域での反応断面積が安定核・不安定核ともにほぼ理解できたので、そのエネルギー依存性を利用して原子核表面の核子密度分布を実験的に研究することができるようになった。そこで $^{6,8}\text{He}$, $^{6,8}\text{Li}$, ^{8}B , ^{9}C , ^{17}Ne などについて、この方法を用いて核表面核子密度分布の研究を行った。以下に、 ^{17}Ne の場合を例に挙げ、その結果を述べる。

実験は理研リングサイクロotron(RRC)と入射核破片分離器RIPSを用いて行われた。核子当たり 40 および 60 MeV における、Be, C, Al 標的に対する ^{17}Ne の反応断面積を測定した。この実験値から核子密度分布を導出する方法は以下の通りである。まず、 ^{17}Ne の核子密度分布としてあるモードル関数を仮定し、前述の Fermi 運動効果と多重散乱効果を取り入れた Glauber 計算により反応断面積を計算する。この計算値と実験値を比較し、両者がなるべく近くなるように、モードル関数中のパラメータを最適化することで、最適核子密度分布を導出する。右図はモードル関数として、調和振動子型 α と単一粒子モデルによる最外殻陽子密度の和を仮定した場合の結果を示している。実線が最適核子密度分布で、灰色の領域がその誤差を示している。図中の破線・一点鎖線は、それぞれ最外殻陽子が占める軌道として $2s_{1/2}$ および $1d_{5/2}$ を仮定したときの Hartree-Fock 法による理論計算¹⁰¹⁾である。この比較により、 ^{17}Ne の最外殻陽子に対して、一般的殻模型の常識的な予想である $1d_{5/2}$ ではなく、 $2s_{1/2}$ 軌道へのかなりの割合(50%以上)の占有が示唆された。この結果は、軽核の中性子過剰領域で言わされている $2s_{1/2}$ と $1d_{5/2}$ 軌道のエネルギー逆転現象が、陽子過剰側でも起きている可能性を裏付けている¹⁰²⁾。

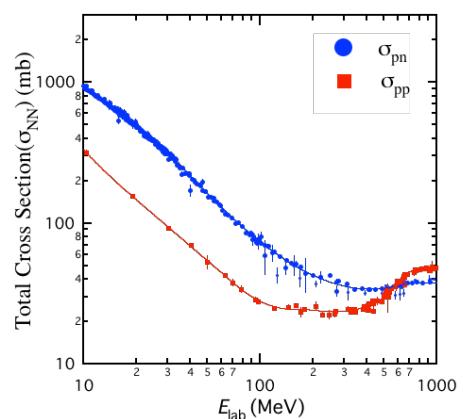


^{17}Ne の反応断面積測定値のエネルギー依存性から導出された核子密度分布と最外殻中性子軌道として $2s_{1/2}, 1d_{5/2}$ を仮定した理論計算

C 【核子-核子全断面積の非対称性を利用した陽子・中性子密度分布の独立決定】

前述の研究では、核表面の核子密度分布を実験的に導出できることを実証したが、陽子と中性子それぞれを区別して導出することはできなかった。たとえば、 ^{17}Ne の例で言えば、密度分布の外側へ広がっているテール状部分が陽子であるのかまたは中性子なのかは、この実験結果からは実は区別が付かない。そこで、陽子・中性子密度分布をそれぞれ独立に決定するために、陽子標的の利用を試みた。中間エネルギー以上での原子核同士の衝突は、個々の核子間衝突の重ね合わせと考えられる。この個々の核子間衝突の確率を決める、核子-核子全断面積をエネルギーに対してプロットしたものを右下図に示す。この図が示す顕著な性質の1つは、100 MeV以下で p-p (n-n) 間に比べて、p-n 間の全断面積は約3倍も大きくなっていることである。つまり、陽子標的を用いれば、例え核半径が同じでも表面付近に陽子が多い原子核より、中性子が多い原子核に対して、反応断面積が大きくなる事が予測される。

この性質を利用するためには陽子標的の使用が重要となるが、まず安定核に対して陽子標的を用いた場合に、前述の改良 Glauber



核子-核子全断面積(p-p:●, p-n:■)をエネルギーに対してプロットしたもの

計算が機能するか試したところ、実験値を良く再現できないことが判明した。この理由は、原子核同士の場合に反応断面積は表面がかする程度の周辺衝突の状況によって決定されているのに対して、相手が陽子の場合、原子核中の陽子の平均自由行程が比較的長いため、原子核内部におけるパリ・プロッキング効果が大きくなっているためと考えられる。そこで我々はこの問題を解決するため、パリ・プロッキング効果をGlauber計算に取り込んだところ、見事に実験値を再現することに成功した¹⁰³⁾。

この方法で陽子・中性子分布の独立導出ができるかどうかを試すために、Beアイソトープについての実験を放医研HIMACにおいて行った。陽子標的としてはポリエチレンを用い、この他にBe, C, Al標的も用いた。その結果導出されたそれぞれのアイソトープの陽子・中性子密度分布を右上図に、また陽子・中性子・核子分布半径を次頁右下図に示す。これらからわかるように、まず、¹¹Beでは中性子ハロー構造の様子が明瞭に示された。長く伸びた密度分布のテールは、陽子によって構成されるとすると陽子標的実験値を全く再現できず、中性子でなければならぬと結論づけられた。また、逆に陽子過剰側の⁷Beでは、陽子分布半径が中性子分布半径よりも有意に大きく、陽子ハローのような構造であることがわかった。面白いことに、同じ方法で⁸Bの陽子・中性子分布を実験的に導出した結果、陽子ハロー構造とともに、コアに関して⁷Beと同様の大きな(小さな)陽子(中性子)分布半径が確認された。

D【理研RIビームファクトリーにおける不安定核核半径の系統的研究】

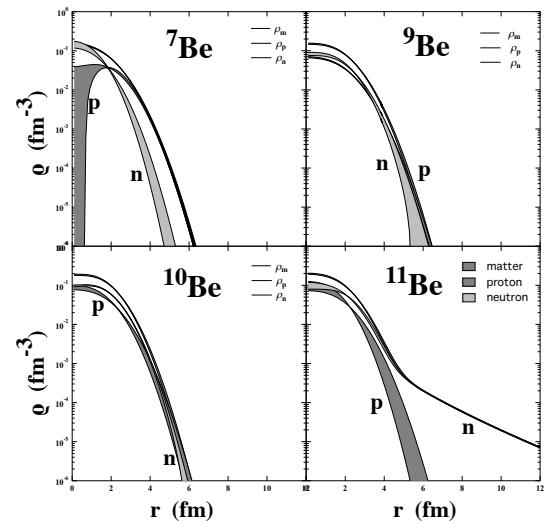
Ne~Alの中性子過剰な核種のうち中性子数が20の付近で、異常に大きな核変形を起こすと言われている領域がある。これは、“逆転の島(Island-of-Inversion)”領域と呼ばれ、そこでは通常の原子核における中性子軌道の順番が、エリギー的に逆転している可能性が指摘されている。このよう不安定核の領域では、通常の安定核付近の原子核物理の常識を覆すような振る舞いがしばしば発見される。この“逆転の島”に関しても、その発生機構・領域の境界線など、まだ明らかになっていないことが多い。

そこで我々は、まずNe同位体について、安定核領域から“逆転の島”領域を含んで、中性子ドリップライン近傍までを対象に、反応断面積による核半径の測定を系統的に行つた。

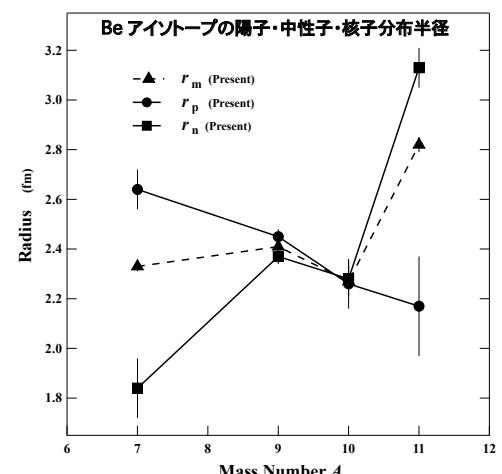
RIビームファクトリーにおける⁴⁸Ca 350 MeV/核子の1次ビームと入射核破碎片分離器BigRIPSによって測定した、^{20~32}Neの相互作用断面積を質量数に対して黒丸でプロットしたものを次頁図に示す。電子散乱による電荷半径から計算された、安定核に対する断面積を実線で表している。実線に付いているグレーの幅は、電子散乱実験値のばらつきの程度を示している。

これらの比較からまず言えるのは、安定核の近傍では測定値が実線に近いが、質量数が26付近から大きくなるにつれ、測定値は次第に実線から離れて大きくなるような振る舞いを見せていく事である。そこで、励起状態へのクーロン遷移確率やQE-メトなど、別の実験から得られている情報をもとに導出した核変形を仮定し、反応断面積を計算してみると、図中の白三角のようになる。したがって、中性子過剰領域で実線から次第に離れて増加していく傾向は、核変形により説明できると言える。

しかし、それでも中には²⁹Ne, ³¹Neなど、核変形では説明できないほど断面積が大きいものがある。これらの増大の原因を考えるために、最外殻中性子結合エネルギー(いずれも1 MeV以下)を合わせるようにした変形単一粒子模型によりNilsson Diagramを計算した。この結果から、コアに対し前述の実験的変形度を適



実験的に導出されたBe同位体の陽子密度分布および中性子密度分布

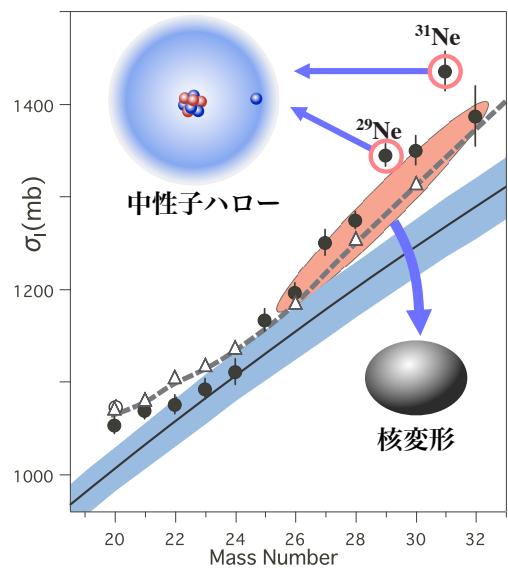


Be同位体の陽子(●)・中性子(■)・核子(▲)分布半径

用すると、最外殻中性子の占有軌道は、 ^{29}Ne の場合 s 成分中心の軌道、 ^{31}Ne の場合、s または p 成分中心の軌道になることが示唆された。この計算による密度分布を用いて反応断面積を計算すると、実験値を見事に再現できることがわかった。したがって、このことから ^{29}Ne や ^{31}Ne では最外殻中性子が中性子ハロー構造をとっていると考えられる¹⁰⁴⁾。

まとめと謝辞：

杉本健三先生のための”Festschrift”発行(1985年)以後の大坂グループの職員と共同事業などで国際的に広がった共同研究者の方々、それに沢山の卒業生達が関わった”停留ビームで学んだ物理”のほんの一部と、核内核物質の密度分布を高エネルギー衝突で検証した一部を紹介した。関係者に深く感謝したい。特に、スピノDewarの開発はルテル結晶の提供・加工と ^{45}Sc を入れたルテル結晶の育成をして頂いた吉田光良氏(現K&R社長、当時「アースJewelry社」と加納氏(当時「アースJewelry社」)の努力を頂かなければ進まなかつたものです、お名前をここに挙げて、感謝の気持ちを表します。



RIビームファクトリーで測定された Ne 同位体の相互作用断面積(●)と安定核系統性(実線)、および実験的変形度からの計算値(△)

【参考文献】

- 1) K. Nakai, *Hyperfine Interactions* **21** (1985) 1-41. ISBN 3 905 135 027. Also, the papers therein.
- 2) G. Krebs et al., *LBL-22143*, March, 1987.
- 3) Y. Nojiri et al., *Hyperfine Inter.* **35** (1987) 1019-1022.
- 4) T. Kubo et al., *Nuclear Instrument and Methods for Physics Research* **B70**: 309, 1992.
- 5) M. Kanazawa et al., *Nucl. Phys. A* **701** (2002) 244c.
- 6) K. Matsuta, et al., *Physics Letters* **B281** (1992) 214; *Radioactive Nuclear Beams*, ed. by W.D. Meyers et al., World Scientific Pub. (1992) p361.
- 7) K. Minamisono et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A616** (2010) 45.
- 8) T. Minamisono et al., *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975) 1465.
- 9) T. Nagatomo et al., *AIP Conf. Proc.* **915** (2007) 226-229.
- 10) M. Mihara et al., *Proc. HFI detected by Nuclear Radia-t ions*, September, (2012) Beijing. To be published.
- 11) M. Ogura et al., *Z. Naturforsch.* **57a** (2002) 599-602.
- 12) K. Sugimoto, A. Mizobuchi, K. Nakai and K. Matsuda, *J. Phys. Soc. Japan* **21** (1966) 213.
- 13) K. Sugimoto, A. Mizobuchi, T. Minamisono and Y. Nojiri, *J. Phys. Soc. Jpn.* **34** Suppl. (1973) 158.
- 14) T. Minamisono et al., *Nucl. Phys.* **A236** (1974) 416.
- 15) M. R. Baker et al., *Phys. Rev.* **133** (1964) 1533. R.E. Sears, *J. Chem. Phys.* **61** (1974) 4368. V. Wray, *Ann. Rep. NMR Spectroscopy* **10B** (Academic Press, 1980).
- 16) W.R. Johnson et al., *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **28** (1983) 333. F.D. Feiok et al., *Phys. Rev. Lett.* **21** (1968) 785.
- 17) K. Terakura, N. Yokoyama, S. Kohzuki and K. Asayama, *J. Phys. Soc. Jpn.* **36** (1974) 130.
- 18) S. Ichii et al., *Nucl. Phys.* **A464** (1987) 575; ibid *Hyperfine Int.* **43** (1988) 47. A. Arima et al., *Adv. Nucl. Phys.* **18** (1988) 1.
- 19) I.S. Towner and F.C. Kahanna, *Nucl. Phys.* **A399** (1983)334; I.S. Towner, *Phys. Reports* **155** (1987) 263.
- 20) H. Ohtsubo et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **34** Suppl. (1973) 509.
- 21) T. Yamazaki, *Phys. Lett.* **B160** (1985) 227.
- 22) G. Karl et al., *Phys. Lett.* **B143** (1984) 326.
- 23) H. Miyazawa, *Progr. Theor. Phys.* (1951) 801.
- 24) T. Yamazaki, *Mesons in Nuclei*, vol.2 (1979) (N.H. Amsterdam, 1979) p.651; *J. Phys. Soc. Jpn.* **34** Suppl. (1973) 17.
- 25) K. Sugimoto, *J. Phys. Soc. Jpn.* **34** Suppl. (1973) 197.
- 26) K. Matsuta et al., *Nucl. Phys.* **A588** (1995) 153c; *Hyperfine Interactions* **97/98** (1996) 519.
- 27) M. Huhta, et al., *Phys. Rev. C* **57** (1998) R2790.
- 28) A. Arima, *Nucl. Phys.* **A704** (2002) 1c.
- 29) Y. Utsuno, *Phys. Rev. c70* (2004) 011303(R).
- 30) The papers presented in *The Nuclear Shell Model*,” Proc. of a Symposium on The Occasion of the 40th Anniversary of the Nuclear Shell Model, Argonne, USA, May 25-27, 1989, ed. by T.-S.H. Lee and R.B. Wiringa. *Nucl. Phys.* **A507** (1990) No. 1.
- 31) B.A. Brown et al., *MSU Cyc. Lab. Report* (1986) 524.
- 32) H. Kitagawa, *Progress of Theoretical Physics*, **102**, No. 5, (1999) 1015.
- 33) T. Minamisono, Y. Nojiri, A. Mizobuchi and K. Sugimoto, *Nucl. Phys.* **A236** (1974) 416.
- 34) K. Sugimoto, A. Mizobuchi and K. Nakai, *Phys. Rev.* **134** (1964) 539.
- 35) M. Ogura, H. Akai & T. Minamisono, *Hyp. Int.* **158** (2004) 95. M. Ogura, *D. Thesis* 2004 Osaka University.
- 36) H. Sagawa et al., *Nuclear Physics* **A430** (1984) 84.
- 37) T. Minamisono et al., *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 2058.
- 38) C.H. Towns et al., *J. of Chem. Phys.* **17** (1949) 782. R.G. Barnes et al., *Phys. Rev.* **93** (1954) 95.
- 39) F.W. Richter and D. Wiegandt, *Z. Phys.* **217** (1968) 225.
- 40) H. Barfuss et al., *J. Mol. Struct.* **58** (1980) 203.
- 41) J. Korringa, *Physica* **13** (1947) 392. W. Kohn and Rostoker, *Phys. Rev.* **94** (1954) 1111.
- 42) H. Akai et al., *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **101** (1990) 11.
- 43) K. Sato et al., *Hyp. Int.*, **120/121** (1999) 145.
- 44) P. Dufek et al., *Phys. Rev.* **B48** (1993) 12672.
- 45) T. Ohnishi, *D. Thesis*, Osaka University 2002.
- 46) H. Ackermann et al., *Phys. Lett.* **41B** (1972) 143; ibid. **44B** (1973) 257 (erratum).
- 47) H.-J. Stockmann et al., *Z. Phys.* **269** (1974) 47.
- 48) Earth Jewelry Company, Ikeda, Osaka, Japan.
- 49) T. Minamisono et al., *Z. Naturforsch.* **57a** (2002) 595-598.
- 50) T. Minamisono et al., *Nucl. Phys.* **A559** (1993) 239.
- 51) E. Fukuda, et al., *Experimental Pulse NMR-A Nut and Bolt Approach-*, Adiso-Wesley, Reading, MA 1981.
- 52) G. Ficke et al., *Z. Phys.* **156** (1959) 416.
- 53) W.J. Childs, *Phys. Rev.* **A4** (1971) 1767.
- 54) R.P. Gupta et al., *Phys. Rev.* **A7** (1973) 850. R.M. Sternheimer, *Phys. Rev.* **A6** (1972) 1702.
- 55) S. Salomonsson, *Z. Phys.* **A316** (1994) 135; D. Sandholm, et al., *J. Chem. Phys.* **38** (1993) 1.
- 56) C.F. Fisher, et al., *Comput. Phys. Commun.* **64** (1991) 431; P. Johnson, *Comput. Phys. Commun.* **64** (1993) 399.
- 57) M. Arnold et al., *Z. Phys. A Atoms and Nuclei* **314** (1983) 303.
- 58) W.A. Richter et al., *Nucl. Phys.* **A523** (1993) 325.
- 59) A.K. Dhar et al., *Phys. Rev.* **C16** (1977) 792.
- 60) H. Kitagawa et al., Private communication; *Nucl. Phys.* **A523** (1993) 16.
- 61) A. Bohrand B.R. Mottelson, *Nucl. Struct.* Vol.1 (Benjamin, New York, 1969) p.239.
- 62) T. Nomura, *J. Phys. Soc. Japan* **34** Suppl. (1973) 331.
- 63) W.J. Grace et al., *Nucl. Phys.* **A93** (1967) 110.
- 64) T. Minamisono et al., *Z. Naturforsch.* **57 a** (2002) 561.
- 65) T. Minamisono et al., *Phys. Lett.* **B420** (1998) 31.
- 66) H. Kitagawa, *Progress of Theoretical Physics*, **102**, No. 5, (1999) 1015-1026.
- 67) S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579.
- 68) S. Weinberg, *Phys. Rev.* **112** (1958) 1375.
- 69) N. Severijns et al., *Rev. Mod. Phys.* **78** (2006) 991.
- 70) P. Herzeg, *Prog. Part Nucl. Phys.* **46** (2001) 413.
- 71) D. H. Wilkinson, *Eur. Phys. J.* **A7** (2000) 307.
- 72) L. Grenacs, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **35** (85) 488.
- 73) J.C. Hardy and I.S. Towner, *Phys. Rev.* **C79** (2009) 055502.
- 74) K. Minamisono et al., *Phys. Rev.* **C65** (2001) 015501.
- 75) D. H. Wilkinson, *Eur. Phys. J.* **A7** (2000) 307.
- 76) K. Kubodera, J. Delorme and M. Rho, *Phys. Rev. B* **66** (1973) 253.
- 77) T. Sumikama, et al., *Phys. Lett.* **B664** (2008) 235.
- 78) K. Minamisono et al., *Phys. Rev.* **C84** (2011) 055501.
- 79) C.D.P. Levy et al., *Nucl. Phys.* **A701** (2002) 253c.
- 80) K. Minamisono et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A616** (2010) 45.
- 81) N. Dupuis et al., *Phys. Lett.* **B 79** (1978) 359.
- 82) R.E. Tribble et al., *Phys. Rev. C18* (1978) 2704. R.E. Tribble et al., *Phys. Rev. C23* (1981) 2245.
- 83) H. Shioomi, *Nucl. Phys.* **A 603** (1996) 281.
- 84) K. Kubodera, J. Delorme and M. Rho, *Phys. Rev. B* **66** (1973) 253.
- 85) K. Kubodera et al., *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 321.
- 86) M. Oka et al., *Phys. Lett.* **B90** (1980) 45.
- 87) K. Minamisono et al., *Phys. Rev.* **C65** (2002) 015209. T. Minamisono et al., *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 1644.
- 88) M. Morita et al., *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **60**, (1976) 1. M. Morita, *Beta Decay and Muon Capture* (W.A. Benjamin, New York, 1973).
- 89) P.S. Hauge et al., *Phys. Rev. C8* (1973) 1609.
- 90) Tae-Sun Park, I.S. Towner and K. Kubodera, *Nucl. Phys.* **A579** (1994) 381.
- 91) K. Kubodera et al., *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 3479.
- 92) I. Tanihata et al., *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 2676; *Nucl. Phys.* **A520** (1990) 411C; *Phys. Lett.* **206** (1988) 592.
- 93) T. Minamisono et al., *Phys. Rev. Letters* **69** (1992) 2058.
- 94) T. Yamaguchi et al., *Hyperfine Inter.* **120/121** (1999) 689.
- 95) T. Nagatomo et al., *Hyperfine Inter.* **159** (2004) 269.
- 96) T. Sumikama et al., *Phys. Rev. C74* (2006) 024327-1~5.
- 97) M. Fukuda et al., *Phys. Lett.* **B268** (1991) , 339.
- 98) M. Fukuda, et al., *Nucl. Phys.* **A 656** (1999) 209.
- 99) A. Ozawa et al., *Nucl. Phys.* **A 608** (1996) 63.
- 100) M. Takechi et al., *Phys. Rev. C79* (2009) 061601(R).
- 101) H. Kitagawa et al., *Z. Phys. A358* (1997) 381.
- 102) K. Tanaka et al., *Phys. Rev. C82* (2010) 044309.
- 103) D. Nishimura, *D. thesis*, Osaka University, 2011; D. Nishimura et al., *Mod. Phys. Lett. A* **25** (2010) 2014-2015.
- 104) M. Takechi et al., *Phys. Lett. B* **707** (2012) 357.