

大立体角型グリッド電離箱を用いた (n,x α)微分断面積の測定

東北大学大学院量子エネルギー工学専攻

馬場 護

e-mail: mamoru.baba@qse.tohoku.ac.jp

佐波 俊哉

e-mail: toshi@rpl.qse.tohoku.ac.jp

1. はじめに

高速中性子による(n,x α)反応は(n,p)反応などとともにガス生成反応とも呼ばれ、放射線損傷や核発熱、生体効果の源になるもので、核融合炉開発や放射線利用の推進にはその断面積データが不可欠である。それらの影響の評価には反跳核の影響も考慮する必要があるため α 粒子の生成断面積のみならずエネルギー・角度分布(二重微分断面積: DDX)データも必要となる。(n,x α)反応では放射化法の適用が困難な場合が多く、また α 粒子の直接測定も薄いサンプルを用いる必要があるためかなり難しい[1]。さらに、計算の場合も光学ポテンシャルや準位密度及び α クラスターの pre-formation 確率など必要なパラメータの不確かさのため、大きな任意性がある[1]。このため、実験データ、特にエネルギー、角度分布を含むデータが望まれている。

我々は(n,x α)データの測定に適した大立体角型のグリッド電離箱(Gridded Ionization Chamber: 以下 GIC)とこれを用いた実験手法を開発し、構造材核種や軽核に対する測定を行っている。次節に述べるように GIC は 1)大きな立体角と形状の自由度、2)良好なエネルギー分解能、3)情報量の多さ、4)耐放射線性、などの優れた特性を持ち、原子核実験などの基礎分野から材料分析などの応用分野まで広い範囲で種々の形状のものが利用されている。本報では我々の GIC とそれを用いた(n,x α)反応の実験を紹介する[2-6]。

2. グリッド電離箱の原理と応用手法

GIC は、Fig.1 に示すような平板平板2極電離箱のアノードとカソードの間にグリッドを適当な電位で配置した3極電離箱であり、1945年にFrischによって実用化された[7]。元々は電離箱のエネルギー分解能を向上させるのがねらいであったため、半導体検出器の出現によって影を潜めた時期もあったようであるが、数々の特徴のおかげで復活し依然として進化を続ける古くて新しい荷電粒子測定器である。

Fig.1 のように GIC のカソード上に線源を置き、そこから放出されたエネルギー E の粒子をガスによってグリッドの手前で止め、各電極を適切な電位におく時、アノード信号 Pa、カソード信号 Pc は次式で与えられる [7-9]:

$$Pa = Ca \cdot (E + \sigma \cdot Pc), \quad (1)$$

$$Pc = Cc \cdot E \left(1 - \frac{\bar{x}}{d} \cdot \cos\theta\right). \quad (2)$$

ここで、Ca, Cc は GIC の感度係数、 \bar{x} は荷電粒子の飛跡始点から電荷重心までの距離で、

$$\bar{x} = \int_0^l x \cdot \frac{dE}{dx}(E, x) dx / E \quad (3)$$

で与えられる。dE/dx は阻止能、 σ は遮蔽不完全度でアノードがカソード・グリッド間の電界から完全に遮蔽されない度合いを表す(本 GIC で 5.9%)。 (1), (2) 式より Pa と Pc を組み合わせれば、粒子のエネルギー E と角度余弦 $\cos\theta$ を同時に決めることができる。この GIC では

2π に放出された粒子で自己吸収を免れたほとんど全てを検出できるので、≈100% 近い高い幾何学的効率でエネルギー・角度分布が測定できる。(2) 式で $(\bar{x} / d \cdot \cos\theta)$ はカソードから電荷重心までの垂直距離なので、事象の軸方向の位置も知ることができる。こうした GIC の特長を生かし、Geel の CBNM (現

IRMM) など核分裂片や ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ ($E_n \leq 1\text{MeV}$) の DDX 測定に応用され有効性を発揮していた [8,9]。GIC は (n, α) 反応にも有効と考えられるが、

14MeV までの (n, α) に適用しようとする(1)大きな阻止能、(2)中性子照射に伴うバックグラウンドの抑制、(3) α 以外の粒子の弁別/除去、などを達成する必要がある。1988 年、Geel の Knitter に聞いてみたら「可能かどうか分からない」との返事だったが、高圧電離箱の例もあったのでその開発に着手し、何とか実用化にこぎつけることができた。その詳細は Ref. 2 に詳しいのでここでは概要のみを述べる。

Fig.2 に我々の制作した GIC を示す。これはカソードを共有する 2 つの GIC からなりサンプルを見込む立体角は 4π に近い。また、10 気圧以上の耐圧を

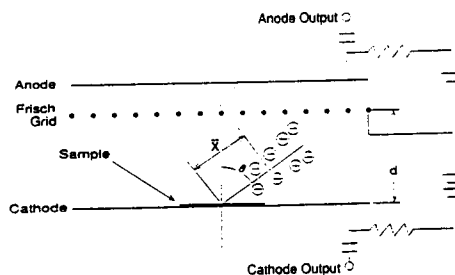


Fig.1 グリッド電離箱の原理

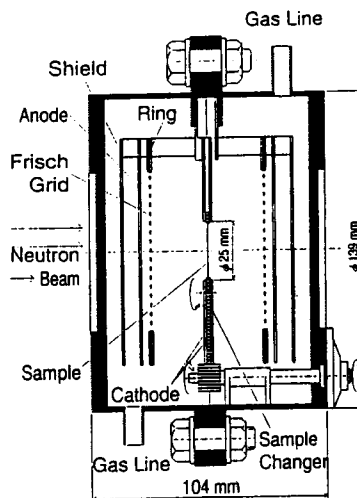


Fig.2 GIC の模式図

有し、Kr-CO₂ または Kr-CH₄ を 8 気圧程度詰めることによって 20MeV 近い α まで測定できる（陽子ではほぼ 6.5MeV が上限である）。ポイントは、(1) 阻止能の大きい Kr を主ガスとして用い、高圧力下で電荷の再結合が起こらないようガス純度と電界を高めること、(2) GIC を (n,p), (n, α) 断面積の小さい高 Z 核種（電極；Ta, W, ガス；Kr, Xe）で構成し、コリメータ（Cu: 5-20 cm 長）を用いて中性子ビームをサンプルのみに絞ることである。ガス純度を高めるために GIC へのガス導入に先立ってターボ分子ポンプ排気系でガス出しを行い、またサンプルチェンジャーによって GIC を開けることなくサンプル交換を行う。このチェンジャーは一 GIC の安定動作に不可欠であり、類似のものが現在 Geel でも利用されている。当初検出ガスに Ar を用いていたが Kr への変更によってバックグラウンドは大幅に低減された。バックグラウンドの点では Xe がさらに好ましいが電子流動速度の問題か、現在のところ分解能、安定性などの点で不十分である。粒子弁別は、粒子によって阻止能が異なることを利用して行うが次節で述べる。この GIC のエネルギー分解能は ⁶Li (n_{th}, t) α による 2.7MeV t に対して -45keV、²⁴¹Am の 5.4 MeV α に対して -75 keV である。GIC の本来の分解能はもっと高いので必要であればグリッドなどの改良によってさらに改善が期待できる[8,9]。

このように GIC はガス検出器なので形状の大型化が容易でその自由度も大きい。また放射線損傷にも敏感ではない。さらに電荷密度が低いのでいわゆる “Pulse-height defect” が半導体検出器の場合より小さく重イオンの測定に有利である。また、GIC の出力信号波形は粒子のエネルギー損失過程を忠実に反映するので、信号波形解析によって粒子の E, Z, M を 1 枚の検出器で知ることができる（Bragg Peak Spectroscopy 法）[10]。従ってデジタル波形解析手法などとの組み合わせによってさらに新しい可能性が見出されるかもしれない。

Fig.2 の GIC は 14MeV までの (n, α) 反応[2-4]、とともに、数十 KeV に対する ¹⁴N(n,p)[5] や数 MeV までの ⁵⁸Ni, Cu(n,p) などにも有効に用いられた。以下、GIC を用いた 3 種類の (n, α) 微分断面積の測定について述べる。

3. 4-14 MeV における Fe, Ni, Cu, ⁵⁰Cr (n, α) 微分断面積の測定

3.1 実験とデータ処理

測定は Fig.3 のような配置で行う。単色中性子をサンプルに照射し、そのアノード、カソード信号から α の DDX を導出する。実験は東北大学ダイナミロンまたは原研タンデム加速器を中性子源として行った。6.5-10.6

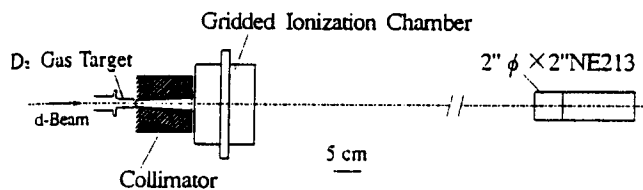


Fig.3 実験配置図。ターゲットで発生した中性子はコリメートされ GIC に入射する。発生中性子量は NE213 シンチレータでモニターする

MeV 中性子は原研タンDEMと D(d,n)反応で発生させたが、現在ではダイナミトロンと $^{14,15}\text{N}(d,n)$ 反応による 7.6, 11.5 MeV 中性子も利用できる。14MeV 中性子は T(d,n)反応と Ti-T 固体ターゲット、他はガスターゲットを用いて得た。中性子源のエネルギー幅は D(d,n)と T(d,n)反応で 150-300keV、 $^{14,15}\text{N}(d,n)$ で 400-500keV 程度である。

前方、後方2つの GIC からのデータを同時に収集するため、カソードと両側のアノードからの3つの信号を多重波高分析器(Labo MPC 1600)によって3パラメータのリストモードで測定を行った。アノードとカソードの同時計数、リングとの反同時計数を取りそれでアノード、カソードにゲートをかけることによってS/Nを向上させ、かつデッドタイムを減少させている。

サンプルはすべて $3\mu\text{m}$ 前後の厚さの自己保持型フォイルである。 ^{50}Cr は H.Vonach から提供されたものであるが、他は Good Fellow 社製高純度金属箔である。バックグラウンド測定には W または Au の箔を用い、これらはエネルギー校正用の α 線源とともにサンプルチェンジャに取り付け外部から交換する。これによってガス純度を保ったまま一連の測定を行うことができ、GIC の特性を安定に維持することができる。

Pa-Pc 二次元データの例を Fig. 4 に示す。横軸がエネルギーに対応し図中の2つの線は(1), (2)式から決まる 0° ($\cos\theta=1$)と 90° ($\cos\theta=0$) のラインを示す。サンプルからの α はこれらに囲まれた領域のみに現れる。領域外現象は少なく S/N は良好である。低エネルギー部のバックグラウンドは Kr- CH_4 ガス中の水素の反跳であるが、飛程が長いので GIC には僅かなエネルギーしか与えていない。

このデータから単位エネルギー、単位 $\cos\theta$ 当たりの正味の α 収量を求め、中性子束の測定値を使って絶対値規格化し、さらに幾何学的検出効率とサンプル中でのエネルギー

損失の関する補正を行って DDX を導出する。中性子束は反跳陽子型テレスコープを用いて測定した[11]。DDX より角度分布、角度積分スペクトルなども導出した。

ここで粒子選別について述べる[2]。まず d, t, ^3He の生成率は構造材核種では無視できる。断面積が α の数%程度しかない[12]上、阻止能が小さいのでほとんどは α の領域外に出るからである。従って陽子のみを考えればよいが、Fig.4 のように小さな信号しか生じない。またその角度分布はほぼ等方なので Fig.4 のように α 領域の外と内ではほとんど同じスペクトルを与える。従って α 領域外のデータを用いて陽子の寄与を差し引くことが可能となる。そのためには、検出ガスの圧力を必要最小限として陽子の寄与を小さく押さえることが重要である。なお、軽核では(n,d),

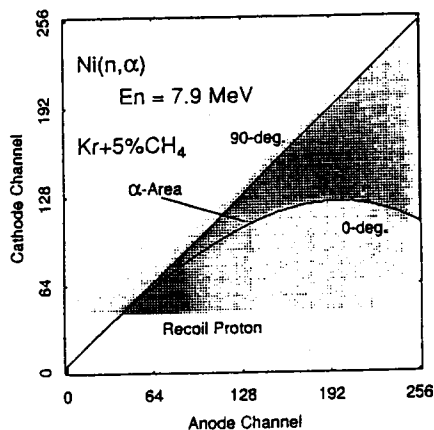


Fig.4 Ni(n, α)反応の2次元スペクトル $E_n=7.9\text{MeV}$

(n, α)断面積が大きいためこの方法は使えず、別の手法を考える必要がある。

エネルギー損失補正は、反応がサンプルの中央で起こったと仮定する簡便な方法によっている。Unfolding 法がうまく使えればより高いエネルギー分解能の結果が期待できるのであるがまだ成功していない。現在の方法では90°近い角度になるとサンプル中でのエネルギー損失が大きく補正が困難となる。そのため、合理的な結果が得られるのはおおよそ0-70°, 110°-180°の範囲である。この補正法は今後検討する価値のある問題である。

3.2 結果

Figs.5,6 に、それぞれ Ni(n, α)の DDX と角度積分スペクトルを示す。DDX においても十分な統計が得られているが、このデータはバックグラウンドを含めても10時間以内の測定で得られたことを指摘しておく。これはGICの極めて大きな立体角によるものでGICの効率率他の高効率スペクトロメータ(Geel[13], Viena[14]など)と比較しても数倍以上高いと言ってよい。

α 粒子のスペクトルは僅かながら角度依存性を示しているがほとんどKinematicsの効果が説明がつく程度であり、この傾向はFe, Cu, ^{50}Cr の他核種でも同様である。(n, α)反応では中性子散乱などに比べて直接、前平衡過程の寄与が非常に小さく、14MeVで高エネルギー部分に若干の前方向性が現れる程度である。Fig.6の14MeV角度積分スペクトルはGrimesらの実験データ(15MeV)[12]と良く一致している。ENDF/B-VIはスペクトル形状では実験値に近いが7.9MeVでの絶対値はかなり過大である(次の励起関数でより明確である)。一方EXIFON[15]はスペクトル形状、絶対値とも実験値と差異を示す。EXIFONの過小評価はスペクトルの低エネルギー部分での急激な立ち上がりと相関したものであろう。EXIFONは中性子DDXを非常に良く再現するので[16]、この差異は主としてOMPや準位密度など α チャンネルに特有の理由によりそうである。他核種でも同様である。

励起関数の結果をFig.7に示す。実験値、評価値間にはかなりの差異が存在していることが分かる。ここに示してあるのは我々の測定より古いデータであるが、Fe, $^{58,60}\text{Ni}$ に関しては最近LANLのHaightらによって30MeV以上までの測定が行われた[17]。我々とHaightらのデータは全体的

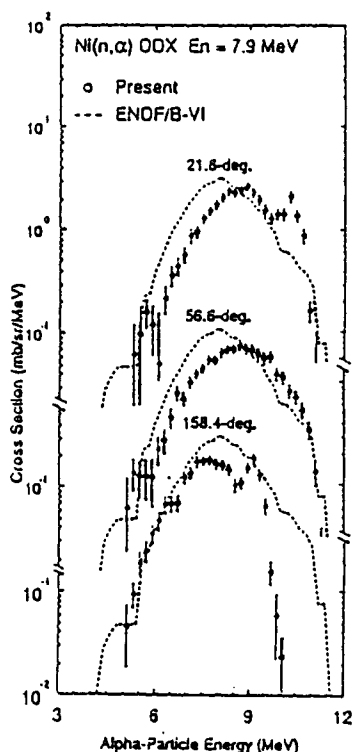


Fig.5 Ni(n, α)反応の2重微分断面積、En=7.9MeV

によい一致を示し、信頼できるデータベースを提供している。Fe についての比較を Fig.8 に示す。良い一致が見られる。(Ni については Fig.12 参照)。Fe に関してはこれらをもとに Vonach が評価を行い、ほぼ 5%以内で求めたことを報告した[18]。 ^{58}Ni についても同様な評価が予定されている。

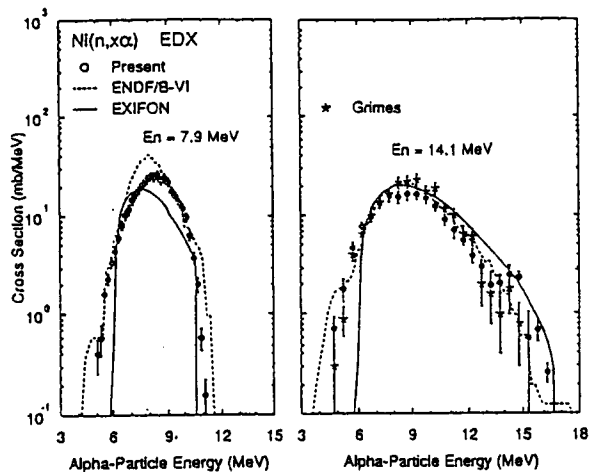


Fig.6 Ni(n,α) 反応のエネルギー微分断面積。En=7.9MeV(左)、14.1MeV(右)

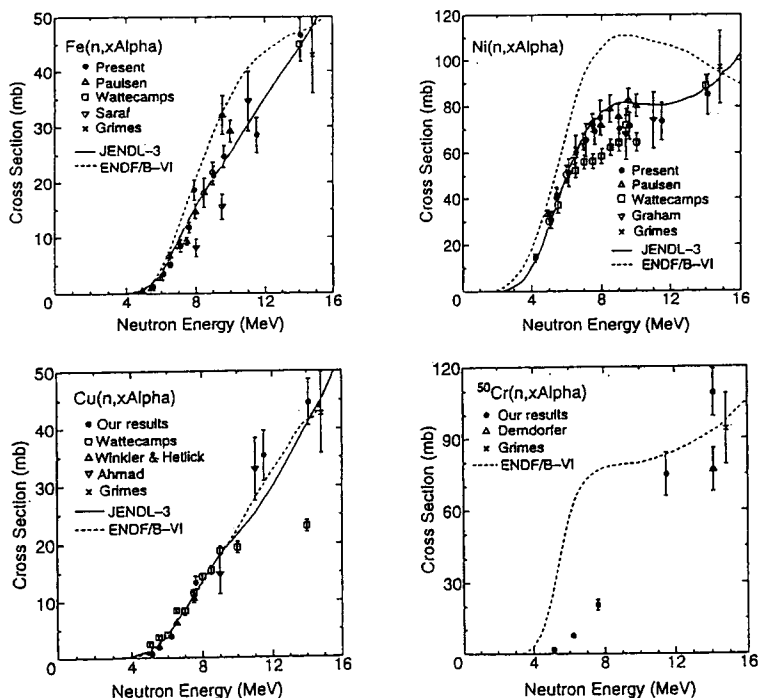


Fig.7 本測定で得られた(n,α)断面積と他の測定値、評価値との比較。

核種は鉄(左上)、ニッケル(右上)、銅(左下)、クロム(右下)の主要構造材核種

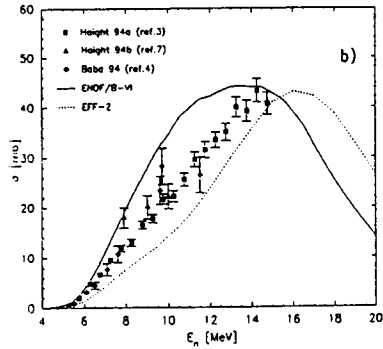


Fig.8 Fe(n, α) 断面積 $E_n=4\text{--}20\text{MeV}$ [17]

4. ^{58}Ni 、 $^{nat}\text{Ni}(n,\alpha)$ の高エネルギー分解能測定

前述のようにGICは $\sim 5\text{ MeV}$ α について70 keV程度のエネルギー分解能を持っているので、このエネルギー分解能を生かすような条件を設定すれば、高いエネルギー分解能のデータを取得することができる。本節では ^{58}Ni 、 $^{nat}\text{Ni}(n,\alpha)$ 断面積の高分解能測定について紹介する。

Obninsk IPPEのGoverdovskiらは我々と同様GICを用いて中性子エネルギー4–6 MeVにおいて $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)$ 断面積の測定を行い、5 MeV付近で絶対値で30–40%低いというえ、これまでの実験値には見られないエネルギー依存性のあることを報告した[19]。彼らの測定はエネルギー分解能を向上させて低励起準位に対する α 粒子を分離し、準位ごとの断面積を導出したものである。彼らの結論は我々の結果とは矛盾するもので興味を引く。と同時にこのような残留核の準位ごとの断面積は、励起関数の立ち上がり付近では準位密度の影響を受けないことから、 α 粒子の光学ポテンシャルの妥当性を論じる上で有効であるとも考えられる。そこで、我々も高分解能の ^{58}Ni 、 $^{nat}\text{Ni}(n,\alpha)$ の測定を行い、これまでの結果の検証、理論計算との比較を可能とする実験データの取得を目指した。

前節の測定ではGICの分解能に対しサンプルが厚く、入射中性子の幅が広いいためGICの分解能を十分生かしていなかった。測定におけるエネルギー分解能は、機器分解能の他に(1)入射中性子のエネルギー幅、(2)測定サンプルの厚さに支配される。中性子源はガスタargetを用いた $\text{D}(d,n)$ 反応なので、(1)は D_2 ガスの圧

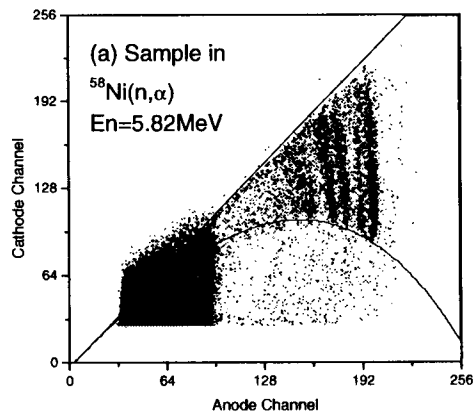


Fig.9. 高エネルギー分解能測定での2次元スペクトル。図中の直線と曲線はそれぞれ 90° と 0° の放出角度に対応する。

力を変えることにより減らすことができる。また、サンプルはこれまで自己保持型の Ni-foil を用いていたが、Ta 箔に Ni を真空蒸着するという手法で、サンプルの厚さを従来の 1/10 程度に抑えた。GIC の大きな立体角によって、この厚さでも数時間で十分測定が可能である。総合的な分解能は 150-250keV である。

高分解能測定の場合の $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)$ 反応の二次元スペクトルを Fig.9 に示す。この場合は、前節の低分解能の場合と異なり α 粒子のグループがエネルギーごとに明瞭に分離されて観察できる。これを処理して得られた DDX の結果を Fig.10 に示す。実験点は丸で示してあり、直線は九州大学の河野氏による Hauser-Feshbach 模型計算の結果である。計算で用いたパラメータは以下の通り。中性子光学ポテンシャル(OMP) : Smith[19]、陽子 OMP : Perey[20]、 α 粒子 OMP : Lemos[21]。残留核の準位データ : 離散準位 : Nuclear data sheets, Table of isotope, 連続領域 : Gilbert Cameron[22]。中性子 OMP は最新のものであり、他のパラメータについては統計模型計算における標準的なものである。

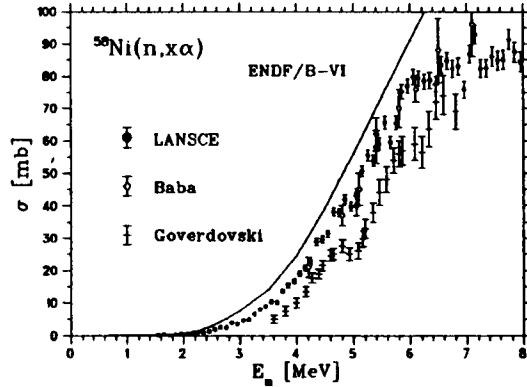


Fig. 12 $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)$ 断面積の最近の測定値間での比較

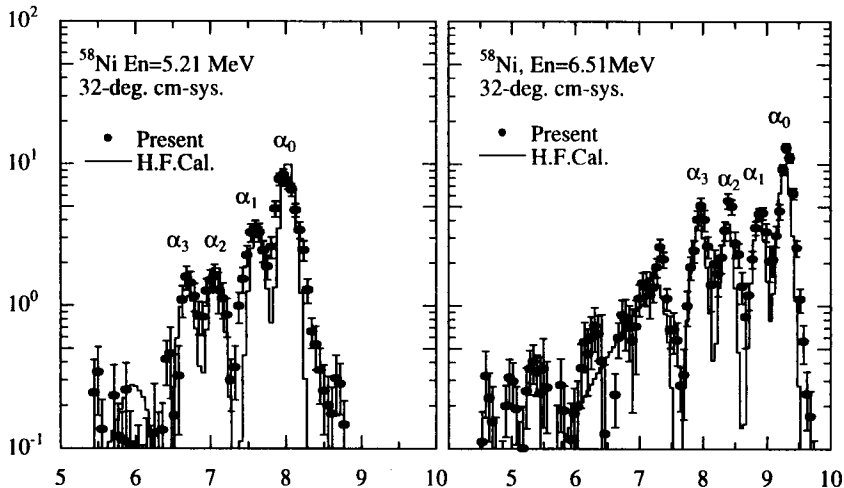


Fig.10. $E_n=5.21\text{MeV}$ (左)、 6.21MeV (右)に対する二重微分断面積の測定結果。点は実験値、直線は統計模型による計算値。

実験値は残留核 ^{55}Fe の基底準位と第 1 励起準位に相当する α 粒子を十分良く分離している。また、H.F. はスペクトルの実験値を全体的に良く再現している。また、(図に示していないが) 角分布の実験値は重心系 90° 対称で H.F. と良好な一致を示していることから、 $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)$ 反応は予想されるように、複合核過程が支配的であることが確認される。

次に、Fig.11 に準位ごとの励起関数を Goverdovski らの実験値とともに示す。Goverdovski らの α_0 断面積の値が我々のものに比べ非常に低いのが目につく。この違いは (n,α) 励起関数の違いとなつてあらわれる。計算値は実験値の傾向をおおむね再現してはいるが、 α_0 、 $\alpha_{2,3}$ についてはエネルギー依存性がかかなり違い、5-6 MeV でかなり小さい値となる。 α_1 では計算値が全体に大きい。この差異は主として α 粒子の OMP によると考えられる。

Fig.12 に Haight らの結果(LANCE で示す)[17]との比較を示す。本測定の結果は Haight らの結果と良好な一致を示しており 5MeV 付近での Goverdovski らのデータのようなエネルギー依存性を示さない。また、これまでの我々の測定値とも良好な一致を示していることも確認された。

5. グリッド電離箱の軽核への応用

GIC を炭素、酸素、窒素などの軽核に応用すると GIC の大きな立体角が裏目となりさまざまな問題が生じてくる。この問題を克服し、軽核についても GIC の大きな立体角を効果的に生かすことを考える。本節では、GIC に軽核の箔状サンプルを取りつけて測定を行った例と、新しい試みとしてガス試料を用いた軽核の断面積測定例を示す。

軽核の場合、(1) 箔状の試料が得にくい、(2) 反跳核のエネルギーが大きく飛程が長い、(3) 放出角度により α 粒子のエネルギーと断面積が大きく変わる、(4) 比較的低エネルギーでも多体崩壊チャンネルを持つ、などの問題点が生じる。(1) は特に酸素や窒素で問題になる。(2) により本研究のような共通のカソード板を持つ GIC では、カソード信号に反跳核の影響が重畳して、正

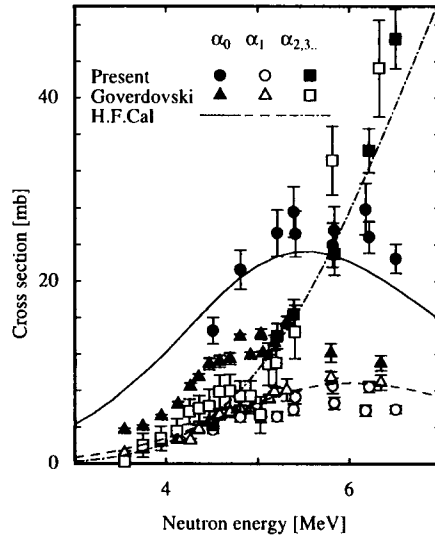


Fig.11. $^{58}\text{Ni}(n,\alpha_0)$, (n,α_1) , $(n,\alpha_{2,3})$ 断面積の結果と Goverdovski らの値の傾向をおおむね再現してはいるが、結果[11]、計算値との結果との比較。点の実験値、直線は統計模型による計算値。

確な角度情報が得られなくなってしまう。(3)により大きなダイナミックレンジと角度分解能が要求される。(4)により GIC から得られる信号がいくつかの粒子のエネルギーの和となる可能性が高くなる。

例として $^{12}\text{C}(n,\alpha)$ 反応をあげる。この反応には通常の二体反応である $^{12}\text{C}(n,\alpha_0)$ と、同時多体崩壊や sequential 崩壊を経由して最終的に 3 つの α 粒子にいたる $^{12}\text{C}(n,n'3\alpha)$ 反応の二つのチャンネルが知られている。

最初に箔試料を用いて ^{12}C を測定した例を示す。この測定では反跳核が α 粒子と反対の半球に飛び出すことに着目し、片半球のみを生かして測定することで反跳核の影響を取り除いた。Fig.13 に得られた重心系のエネルギースペクトルを示す。重心系なので α 粒子のエネルギーは角度によらず一定となり、5 MeV 付近の事象が $^{12}\text{C}(n,\alpha_0)$ 反応によるものである。このように二体反応であれば従来の手法で測定できる。一方、低波高部の $^{12}\text{C}(n,n'3\alpha)$ 事象では、複数の α 粒子の和を測定している可能性もあり、必ずしも個々の α 粒子のエネルギースペクトルとは限らない。図 14 に $^{12}\text{C}(n,\alpha_0)$ 反応の角度分布を他の測定値[24]とともに示す。このように急激な角分布にも GIC の測定値は追従しており、角度分解能も良好である。

このように箔状の試料では二体反応など限られた場合しか測定ができず、また酸素、窒素などでは試料の入手も困難なので、ガス試料を用いる断面積測定法を考案した。この手法は検出ガスに試料ガスを混入して測定するもので、酸素や窒素についても (n,α) 断面積測定を行うことができる。しかし、この方法では GIC のいたるところに試料が存在するために、有効サンプル原子数や、 α 粒子の検出確率が不明確になり、スペクトル形状や断面積が決められなくなるという大きな問題があり、実用化にはこれを克服する必要がある。本手法では GIC の出力から事象の検出位置((1)式の $\bar{x}/d \cdot \cos\theta$)を知り、かつ入射中性子をコリメートして照射領域を特定すれば原子数と検出確率が計算で求められることに着目する。中性子ビームのプロファイルはイメージングプレートを用いて検証する[25]。但し、発生点がカソード上にないために角度の情報は失われてしまう。Fig.15 に $\text{Kr}+10\%\text{CH}_4$ ガス、

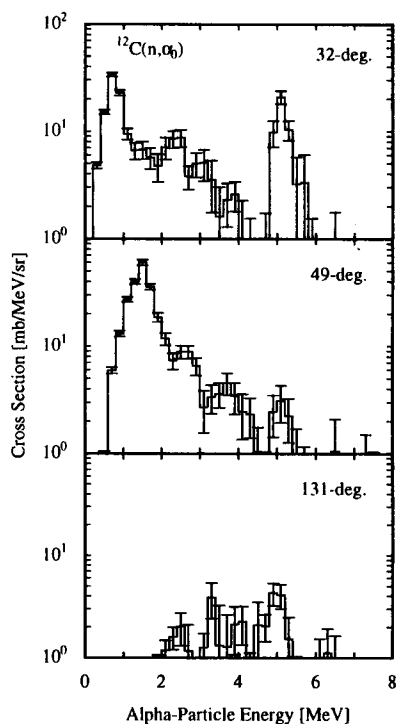


Fig.13. グリッド電離箱と炭素箔試料による角度ごとのエネルギースペクトル

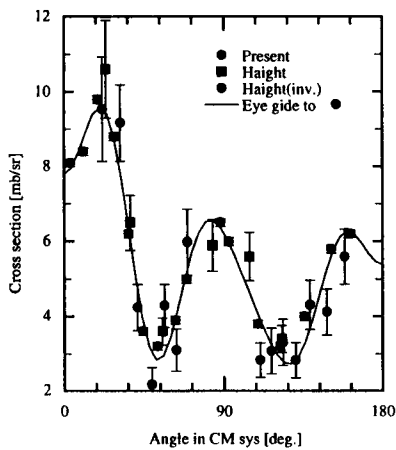


Fig.14. グリッド電離箱と炭素箔試料による $^{12}\text{C}(n, \alpha_0)$ 反応の $^{12}\text{C}(n, \alpha_0)$ 反応による事象は 8 MeV 付近にピーク角度分布。比較している測定値は、Haight らの磁気四重極テレスコープと逆反応測定によるもの[24]。

クを形成している。一方、 $^{12}\text{C}(n, n'3\alpha)$ 反応は放出粒子の一つが電離箱に不感な中性子なので 6 MeV 以下で連続スペクトルを形成している。低エネルギー部のピークは $\text{H}(n, p)$ による陽子の事象である。このうち $^{12}\text{C}(n, \alpha_0)$ 反応事象の収量と、別途測定した中性子束から $^{12}\text{C}(n, \alpha_0)$ 断面積が得られる。

Kr+5%CO₂ ガスの場合は $^{16}\text{O}(n, \alpha)$ 反応と $^{12}\text{C}(n, \alpha)$ 反応による α 粒子が測定されている (Fig.16)。したがって同一飛程を与える条件下での Kr+5%CO₂ ガスのデータから Kr+10%CH₄ ガスのエネルギースペクトルを差し引けば $^{16}\text{O}(n, \alpha)$ 反応のエネルギースペクトルが得られる。このエネルギースペクトルを絶対値規格化して得た $^{16}\text{O}(n, \alpha)$ 断面積と $^{16}\text{O}(n, \alpha_{122})$ 断面積を他の測定値や評価値とともにそれぞれ Fig.16、Fig.17 に示す。 $^{16}\text{O}(n, \alpha)$ 断面積の他の測定値は原子核乾板などによるもの[26-28]で本測定の値に近いが、評価値はこれを大幅に下回っている。Fig.18 中の $^{16}\text{O}(n, \alpha_{122})$ の実験値は γ 線測定によって得られたもの[29-31]であるが、評価値の $^{16}\text{O}(n, \alpha)$ 断面積に近い値となっている。このことから

Fig.16 に Kr+5%CO₂ ガスの $E_n=14.1\text{MeV}$ でのエネルギースペクトルを示す。これらは測定で得られた Pa-Pc の二次元スペクトルから、壁効果を受けていない部分を切り出して得たものであり、全エネルギーが GIC に付与された事象のみを選び出したものとなっている。このことは α 収量とガス圧の関係を実験的に調べ、その α 収量が飽和することによって確認した。

Kr+10%CH₄ ガスの場合は $^{12}\text{C}(n, \alpha)$ 反応による α 粒子が測定されている。この手法では α 粒子と反跳核の合計エネルギーを測定しているため、検出エネルギーは角度によらず一定となり、

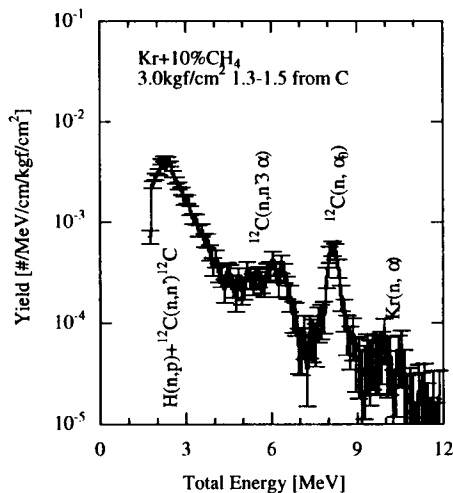


Fig.15. Kr+10%CH₄ 検出ガスのエネルギースペクトル

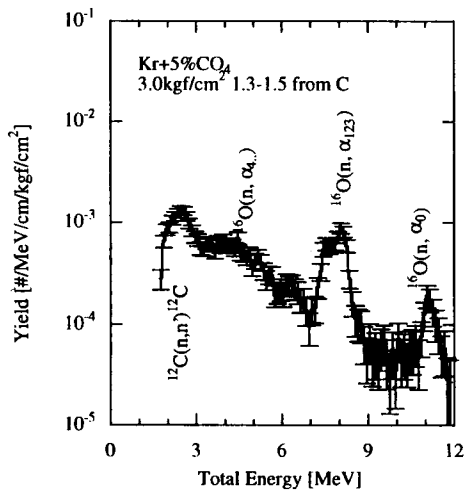


Fig.16. Kr+5%CO₂ 検出ガスのエネルギースペクトル

以上、(n,α)の実験に適したGICの開発とそれを用いた実験について紹介した。GICの開発により東北大ダイナミトロンなどそれほど強度を持たない中性子源でも(n,α)のDDXが数時間で測定可能となり、主要な構造材核種、及び軽核について荷電粒子生成DDXが数MeVから14MeVまでの領域にわたって得られつつある。今後IFMIF計画や中性子科学研究計画などで必要とさ

¹⁶O(n,α)断面積の評価値は(n,α₁₂₃)のみの実験値にもとづいており、これが評価値と実験値のずれの原因であると推定される。このようにガス試料を用いることにより、軽核の断面積だけでなくエネルギースペクトルが得られ、積分値だけでなく部分断面積など、より詳細な情報を引き出すことができる。

6. 結言

以上、(n,α)の実験に適したGICの開発とそれを用いた実験について紹介した。GICの開発により東北大ダイナミトロンなどそれほど強度を持たない中性子源でも(n,α)のDDXが数時間で測定可能となり、主要な構造材核種、及び軽核について荷電粒子生成DDXが数MeVから14MeVまでの領域にわたって得られつつある。今後IFMIF計画や中性子科学研究計画などで必要とさ

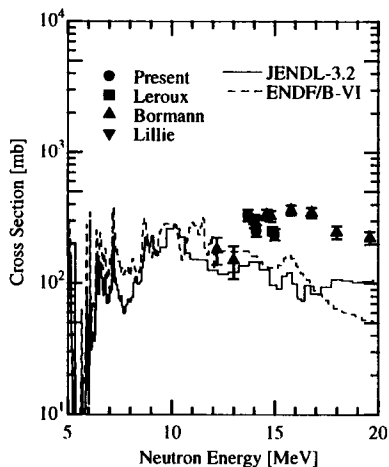


Fig.17. ガス状試料とグリッド電離箱による¹⁶O(n,α)断面積の測定結果。他の測定値はLeroux(原子核乾版)[28]、Bormann(シンチレータ)[27]、Lillie(霧箱)[26]によるもの。

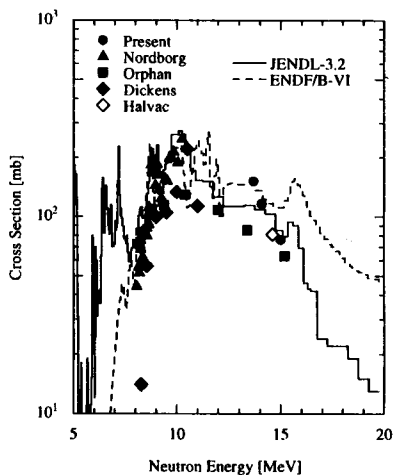


Fig.18. ガス状試料とグリッド電離箱による¹⁶O(n,α₁₂₃)断面積の測定結果。他の測定値はNordborg[29]、Orphan[30]、Dickens[31]らによるもので、すべて線測定によるもの。

れるであろうより高いエネルギーでの測定にも取り組みたいと考えている。

上に述べたように GIC は実に魅力的なデバイスではあるが、このままでは 15 MeV 以上での利用はごく限られたものである。GIC の特質を生かしつつ新たな拡張をねらいたいものと考えている。

本研究は、伊藤伸夫(現原研)、松山勇(現日本原子力発電(株))、松山成男(東北大)の各氏との共同によるものである。

Reference

1. H.Vonach, S.Chiba, A.Pashchenko: *Proc. Int. Conf. on Nucl. Data for Sci and Technol.* (Gatlinburg 1994) p.925
2. N.Ito, M.Baba, S.Matsuyama, I.Matsuyama and N.Hirakawa: *Nucl. Instrm. Meth.* **A337**,474 (1994)
3. M.Baba, N.Ito, I.Matsuyama, S.Matsuyama, N.Hirakawa, S.Chiba, T.Fukahori, M.Mizumoto, Kazuo.Hasegawa and S.Meigo: *J.Nucl.Sci.Technol.*, **31**, 745 (1994)
4. M.Baba, N.Ito, S.Matsuyama, I.Matsuyama and N.Hirakawa: *Proc. Int. Conf. on Nucl. Data for Sci and Technol.* (Gatlinburg 1994) p.941
5. T.Sanami, M.Baba, I.Matsuyama, S.Matsuyama, T.Kiyosumi, Y.Nauchi and N.Hirakawa: *Nucl. Instrm. and Meth.* **A394** (1997) 386
6. T.Sanami, M.Baba, K.Saito, Y.Ibara and N.Hirakawa: *Proc. Int. Conf on nucle Data for Sci and Technol.* (Trieste, Italy 1997)
7. O.R.Frische: *British Atomic Energy Report* BR49, (1945); 「放射線(共立出版)」に優れた解説
8. C.Budtz-Jorgensen, H.H.Knitter, Ch.Straede, F.J.Hamsch and R.Vogt: *Nucl. Instrum.Methods*, **A258** (1987) 209
9. H.-H.Knitter, C.Budtz-Jorgensen, D.L.Smith and D.Marletta: *Nucl. Sci. and Eng.*, **83** (1983), 83
10. C.R.Gruhn, M.Binimi, R.Legrain, R.Loveman, W.Pang, M.Roach, D.K.Scott, A.Shotter, T.J.Symons, J.Wouters and M.Zisman: *Nucl. Instrum.Methods*, **A196** (1982) 33
11. M.Baba, M.Takada, T.Iwasaki, S.Matsuyama, T.Nakamura, H.Ohguchi, T.Nakao, T.Sanami and N.Hirakawa: *Nucl. Instrm. Meth.*, **A376** (1996) 115
12. S.M.Grimes, R.C.Haight, K.R.Alver, H.H.Barshall, and R.R.Borchers: *Phys. Rev.*, **C19** (1979) 2127
13. A.Paulsen, H.Liskien, F.Arnotte, and R.Widera: *Nucl.Sci.Eng.*, **78**, (1981) 377
14. C.Derndorfer, R.Fischer, P.Hille, G.Stengl, and H.Vonach: *Nucl. Instrm. Meth.*, **187** (1981) 423
15. H.Kalka, M.Torjiman and Seeliger, *Phys. Rev.* **C40**, 1619 (1989)
16. M.Baba, S.Matsuyama, T.Ito, T.Ohkubo and N.Hirakawa: *J.Nucl.Sci. and Technol.*, **31**, 757 (1994)
17. R.Haight, F.B.Bateman, S.M.Sterbenz, M.B.Chadwick, P.G.Young, S..M.Grimes, O.A.Wasson,

- P.Maier-Komor and H.Vonach: *Proc.Int.Conf., Nucl.Data for Scie. Technol.*, (1997 Trieste) to be published
18. H.Vonach, A.Paschenko and M.Baba: *ibid.*,
 19. A.A.Goverdovski et al., *Int'l Conf. on Nucl. Data. For Sci. and Tech.* (1994 Gatlinburg), p177
 20. A.B.Smith et al., "Fast Neutron Total and Scattering Cross Sections of ^{56}Ni and Nuclear Models", ANL/ADM-120
 21. F.G.Perey, *Phys. Rev.* **131**, 745 (1963)
 22. O.F.Lemos, *Orsay Report, Series A*, No. **136** (1972)
 23. A.Gilbert and A.G.W.Cameron, *Can. J. Phys.*, **43**, 1446 (1965)
 24. R.C.Haight, S.M.Grimms, R.G.Johnson and H.H.Barschall, *Nucl.Sci.Eng.* **87**, 41 (1984)
 25. T.Sanami, M.Baba, K.Saito, Y.Ibara, A.Yamadera, S.Taniguchi, T.Nakamura and N.Hirakawa , Proc. of the 11th workshop on radiation detectors and their uses (KEK, Tukuba, Ibaraki 1997) p.74
 26. A.B.Lillie,; *Phys.Rev.* **87**, 716 (1952)
 27. M.Bormann, S.Cierjacks, E.Fretwurst, K.-J.Giesecke, H.Neuert and H.Pollehn: *Z.Phys* **174**, 1 (1963)
 28. B.Leroux, K.El-Hammami, J.Dalmas, R.Chastel, G.Lamot, C.Fayard and J.H.Boutros: *Nucl.Phys A116*, 196 (1968)
 29. C.Nordborg and L.Nilsson: ,*Nucl.Sci.Eng.*, **66**, 75 (1978)
 30. V.J.Orphan, C.G.Hoot and Joseph John: *Nucl.Sci.Eng.*, **42**, 352 (1970)
 31. J.K.Dickens and F.G.Perey : *Nucl.Sci.Eng.*, **40**, 283 (1970)