

Ni 同位核からのサブ・クーロン障壁陽子の放出

植之原, 雄二

九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

森, 喜久馬

九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

清, 三喜男

松下電工株式会社 | 九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

神田, 幸則

九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

<https://doi.org/10.15017/17572>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 5 (1), pp. 41-48, 1983-06-30. 九州大学大学院総合理工学研究科

バージョン :

権利関係 :

Ni 同位核からのサブ・クーロン障壁陽子の放出

植之原 雄 二* ・森 喜 久 馬**
清 三喜男***・神 田 幸 則

(昭和 58 年 3 月 31 日 受理)

Emission of sub-Coulomb-barrier protons from Ni isotopes

Yuji UENOHARA, Kikuma MORI, Mikio SEI
and Yukinori KANDA

A peak at low region of a proton spectrum in 14 MeV-neutron-induced reactions is understood to be composed of sub-Coulomb-barrier protons. It is found by Grimes et al. in 14 MeV-neutron experiments by an intense neutron source, Rotating Target Neutron Source-I. They predicted that the spectra calculated from the multi-step Hauser-Feshbach model agreed with the experimental ones.

We have calculated in the same ways the proton spectra in the neutron-induced reactions for Ni isotopes near 10 MeV. It has been concluded that the protons emitted by (n, np) reactions can be distinguished from the protons from the other reactions on the proton spectra if the incident neutron energies beyond about 3 MeV from the threshold energy of the (n, np) reaction. The experiments are proposed and being made by Grimes expecting to check the reaction mechanism of emission of sub-Coulomb-barrier protons.

緒 言

原子炉の設計を中心として、原子核物理の応用分野では、多種多様の核データを必要とする。この中で特に重要な物理量は中性子断面積である。核種毎、反応毎そしてエネルギー変化を考慮するとその内容は膨大なものとなる。これら総てを測定して求めることが望ましいが、中性子源および測定技術の制約から、必要な量の一部しか測定されていない。測定データも測定者によって大きく異なるものが多い。これらの事情から、実験値ばかりでなく、核反応模型を用いた計算値も利用して、必要な中性子断面積の値を決める。これを中性子断面積の評価といい、核データ評価の一部をなすものである。

熱中性子炉、高速増殖炉そして核融合炉と開発が進

むに従って、必要な核データの内容は増加している。また、原子炉以外での応用分野も拡がりつつある。特に最近重要となっているのは中性子断面積の中で陽子および α 粒子を放出する断面積であって、ガス生成断面積とも呼ばれている。物質中に生成される H および He は材料強度を弱める働きをするため、原子炉の長時間運転後の構造材強度の予測、新たな構造材の開発に重要となっている。この種の反応断面積は特に高速中性子に対して大きな断面積を持つので、高速増殖炉および核融合炉が必要となる。

ガス生成反応としては (n, p), (n, α) のように一粒子放出反応だけでなく、中性子エネルギーが高くなると (n, np), (n, n α), (n, 2p) 等の二粒子放出反応さらに三粒子放出反応のチャンネルも開いてくる。これらの反応の断面積は測定値が極めて少ない。また、測定されていても、せいぜい 14 MeV の中性子エネルギーでの一点で、測定値があればむしろよい方である。これは、D-T 反応による中性子源が測定に利用される以外に適当な中性子源がないためである。この

エネルギー変換工学専攻

* 同上博士課程

** 同上修士課程

*** 同上修士課程 (現在, 松下電工(株))

ため、これらの核データは核反応模型を用いた計算に頼る以外に方法がない。しかし、現在使用できる核反応模型には幾つものパラメータが含まれていて、それらも実験データから決定されなければならない。

ガス生成反応のチャンネルは中性子エネルギーの MeV 領域で開く。この領域で応用可能な核反応模型は幾つかあるが、核データ評価に使うためには、核物理学で使うのとは別な制約がある。その一つは断面積の絶対値が求まること、このためにパラメータを実験値から決定しても良いが、そのパラメータには系統性がある、利用可能な少ない測定値で決めたパラメータで測定データのない断面積あるいは中性子エネルギー領域を計算出来ること。これが第二の条件である。核反応の光学模型はこれらの条件を満すのでよく使用される。しかし、ガス生成断面積を直接に計算できない。第三の条件は計算時間が短いこと。測定データをよく再現する核反応模型であっても長い計算時間を必要としては多核種の広い中性子エネルギーを計算して実験との比較や検討が必要である核データ評価には使えない。

上の条件を満たす核反応模型としてよく用いられるのは、光学模型、Hauser-Feshbach 模型そして前平衡過程模型を組合わせた方法である。本報告の計算もこの方法によってなされた。これらの方法の問題点は、詳細には異なった形の式を用いた幾つかの方法があるので、それらを相互に比較した時いずれが良いか、また、それに伴うパラメータにはどんな値を使うのがよいかを決定することにある。今迄に多くの研究があり、パラメータの系統性が論じられて来たのに対して、本報告の意義は次の様な点にある。

従来、ガス生成断面積は 14 MeV 中性子による放射化法で測定されて来た。それ以外の方法による測定は、これに比べると極めて少なく、あっても精度が悪い等の欠点が多かった。理由は前述した如く、中性子源および測定技術が未熟だったためである。最近、核融合炉開発に必要な核データの要請に呼応した測定技術の開発で、今迄に測定されていなかった物理量が精度よく測定されるようになって来た。その一つが 14 MeV 中性子によって放出される陽子、 α -粒子およびその他の荷電粒子のエネルギー・スペクトルである。これらは、核反応模型の選択およびそれらのパラメータの決定には断面積より有力な情報となる。本報告はこの観点から、放出陽子のスペクトルを計算し、核反

応機構との関連を議論し、測定への提言をしようとしている。

2. サブ・クーロン障壁陽子の放出

Grimes 等¹⁾²⁾ は回転ターゲットを使用した強力 14 MeV 中性子源 RTNS-I (Rotating Target Neutron Source I, Lawrence Livermore Laboratory) と四重極磁気スペクトロメーターを用いて、多くの濃縮同位元素試料から放出される荷電粒子のエネルギー・スペクトルを測定した。それらの中で、陽子のスペクトルの低エネルギー側に特徴的なピークを見出した。この放出機構は、二次粒子放出の際に陽子と中性子の結合エネルギーの差から (n, np) のしきい値が (n, 2n) のそれより低くなり、クーロン障壁以下でも陽子放出の確率が高くなるためであると説明された。Hauser-Feshbach 模型で計算したスペクトルと測定スペクトルとの比較から、この解釈が裏付けられた。若し、14 MeV 以外の中性子エネルギーでの陽子スペクトルも同様に測定と計算を比較すれば、これらの中性子エネルギー領域での Hauser-Feshbach 模型の適用性の検討、それに関係あるパラメータの決定も可能となる。同時に、複合核過程と直接過程との

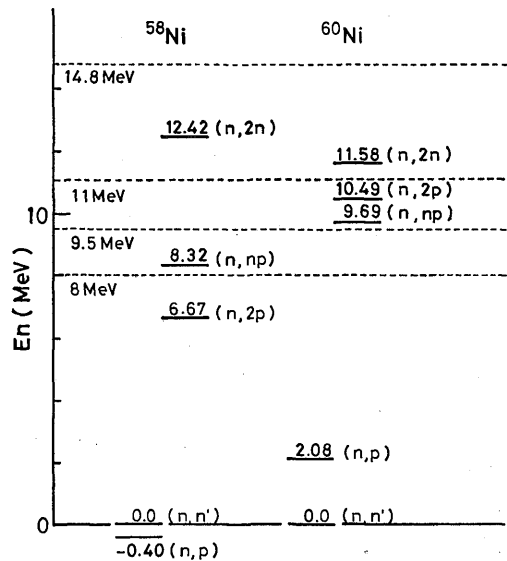


Fig. 1 The threshold energies of neutron-induced reactions for ⁵⁸Ni and ⁶⁰Ni are shown with the incident neutron energies calculated in the present work. These programs are proposed by Grims.³⁾

割合を定量的に求められる。

Grimes³⁾ は、現在、オハイオ大学でタンデム加速器を中性子発生装置とし、三連四重極磁気スペクトロメーターで放出陽子のスペクトルを測定中である。試料としては ^{58}Ni と ^{60}Ni の濃縮同位元素を使用する。中性子エネルギーは 8.0, 9.5 および 11.0 MeV が予定されている。これらのエネルギーの選択は Ni の両同位核における (n, np) と (n, 2n) のしきい値の関係でなされた。Fig. 1 はその関係を示した。8 MeV 中性子では ^{58}Ni および ^{60}Ni 共に (n, np) のしきい値以下のためのサブ・クーロン障壁陽子の放出はあり得ない。中性子エネルギーが 9.5 MeV になると、 ^{58}Ni (n, np) のみが可能で ^{60}Ni (n, np) はまだエネルギー保存則から不可能である。11 MeV 中性子になると、両同位核で (n, np) のチャンネルが開かれる。この様に、14 MeV 中性子では両同位元素に出ているサブ・クーロン障壁陽子が、中性子エネルギーを変化させることで放出の可能性が変化する。これらの結果を測定と計算について比較することにより、核反応機構への仮定の妥当性を検証できる。

測定と計算の比較で予想される問題点が幾つかある。入射中性子エネルギーとしきい値との関係からは上記の如き議論が出来るが、しきい値を余り大きく越えていない中性子エネルギー領域では陽子の透過率は必ずしも大きくないので、有意の比較が出来る程度の変化がありうるか。特に、他の陽子放出反応 (n, p), (n, 2p) からの陽子が今対象としている (n, np) からの陽子を目立たないものにしてしまわないか。計算には多くのパラメータが使用されるが、それらの中には必ずしも定量的に確定されていないものもあるので、その影響で反応機構の議論が出来ないこともありうる。また、これらのパラメータは核種毎に変化し、或る物理量に対して系統性が確立されていないので、測定と計算との比較からそれに対する情報を与えることも期待される。

核データ評価において核反応模型による計算の役割を考えると、パラメータを含めて定量的に確定されなければ利用価値がない。このための研究は今迄にも多くなされているにも拘らず、一部の量には合うが、他には合わないという状態が続いている。本研究の目的は、今までとは異った量であるサブ・クーロン障壁陽子スペクトルを対象とし、二次粒子放出反応に関する核データ評価に適用可能な計算法の検討にある。その

ために、 ^{58}Ni と ^{60}Ni を具体例として計算し、測定の場合への提言をする。

3. 計 算 方 法

本報告の計算に使用する核反応模型は、複合核模型と前平衡崩壊過程を含むが、両者は独立であると仮定している。これら 2 種類の核反応模型を大型計算機用にプログラム化したコードは幾つかある。複合模型については著者⁴⁾ もすでにコード化して、本報告とは別の問題を議論している。従って、本報告に使用する関係式はここでは示さず、詳細は文献に譲ることとし、以下には計算方式の概略を述べる。

使用した複合核模型は基本的には Hauser-Feshbach 模型である。複合核の形成、複合核の崩壊による一次粒子の放出、残留核の形成すなわち中間複合核の形成、これらの二次粒子放出による崩壊、その結果としての残留核の形成、更に高次粒子放出と残留核の形成と連鎖的に考える。この間に、エネルギー、角運動量およびパリティの保存則が成立するように計算する。各崩壊の確率は光学模型から求められる透過率を用いて計算する。 γ 線については巨大共鳴吸収の式を応用して求める。残留核のエネルギー準位は、低い方には実験的に求められている離散的準位の測定が不十分な領域は連続と仮定してフェルミ・ガス模型による単位密度の公式を使用する。高い角運動量の分布はイラスト準位を導入して制限する。

前平衡崩壊過程には Braga-Marcuzzan 等⁵⁾ が提示した式を基本にしている。この式は Griffin⁶⁾ の提唱した exciton 模型を定式化したものである。この模型では角運動量とパリティに関する依存性を考慮する方式は確立されていないので、上の複合核模型の計算と整合させる手段として、角運動量、パリティに関する分布は複合核模型の結果に等しいと仮定して定量的な取扱いをする。

本報告では Young と Arthur⁷⁾ によって作成されたコード GNASH を改良して使用した。それは、GNASH コードが各種パラメータを内蔵し、使用に便利のためである。しかし、本研究に不便な点もあり改良を加えた。その主な点は、単位密度公式には Gilbert-Cameron の式のみが組み込まれていたものを、back-shift 型の単位密度公式も選択使用可能としている。後の議論に必要なので、これらの式を次に示す。

(a) Gilbert-Cameron の単位密度公式

Gilbert-Cameron⁹⁾ はエネルギー単位密度を高エネルギー側にはフェルミ・ガス模型を基にした公式、低エネルギー側には Constant Temperature の式と呼ばれ型の式を使って表わし、両者が滑らかにつながる様に核種毎に定数を決めることを提案し、当時測定されていたデータを使って具体的に定数を求めた。これらの定数の系統性を調べて、公式に使用するパラメータを内外挿で求める式も得ている。この単位密度公式は、断面積や放出粒子のスペクトルの計算によく用いられている。

高エネルギー側では、励起エネルギー E において、角運動量 J 、パリティ π の単位密度 $\rho(E, J, \pi)$ を次のように表わす。

$$\rho(E, J, \pi) = \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{aU})}{24 a^{1/4} \sigma^{5/4}} \times \frac{(2J+1)\exp[-(J+1/2)^2/2\sigma^2]}{2\sqrt{2\pi}\sigma^2} \quad (1)$$

$$U = E - P(Z) - P(N) \quad (2)$$

$$\sigma^2 = 0.0888(aU)^{1/2} A^{1/3} \quad (3)$$

a は単位密度パラメータと呼ばれ、低速中性子の共鳴現象の測定から得られる単位密度に合うように決めるのが最も直接的に決める方法である。しかしこれから求められた値を用いて計算した反応断面積とか放出粒子スペクトルと実験とは必ずしも一致しない。従って、 a をあくまでパラメータとして各種実験結果と合うように決めて使用するのが現状である。 $P(Z)$ と $P(N)$ はそれぞれ陽子と中性子の対エネルギー、 A は核種の質量数である。 σ はスピン・カットオフ・パラメータと呼ばれ式 (3) で与えられる。

低エネルギー側では次の公式を使う。

$$\rho(E, J, \pi) = \frac{1}{2T} \exp[(E - E_0)/T] \times \frac{(2J+1)\exp[-(J+1/2)^2/2\sigma^2]}{2\sqrt{2\pi}\sigma^2} \quad (4)$$

T は核温度と呼ばれ式 (1) における単位密度パラメータ同様、実験に合うように決められる量である。 E_0 は高エネルギーと低エネルギー両側で式 (1) と (2) が滑らかにつながるように接合するエネルギー点を定めるためのパラメータである。これも実験に合うように決定する。

(b) Back-shift 型の単位密度公式

Dilg 等¹⁰⁾ は次の様な back-shift 型の単位密度公式 $\rho(E, J, \pi)$ を用いて実験値に合わせ、式 (3) に含まれる各パラメータを決定した。

$$\rho(E, J, \pi) = \frac{\sqrt{\pi}}{24} \cdot \frac{1}{a^{1/4}(E - d + t)^{5/4}} \times \frac{(2J+1)\exp[-J(J+1)/2\sigma^2]}{2\sqrt{2\pi}\sigma^2} \quad (5)$$

ここで、 a は単位密度パラメータ、 d はエネルギー・シフトでいずれも実験に合うように決められるパラメータである。スピン・カットオフ・パラメータ σ は式 (5) では次のように与えられる値を使う。

$$\sigma^2 = 0.015 \cdot A^{5/3} t \quad (6)$$

$$E - d = at^2 - t \quad (7)$$

Gilbert-Cameron の公式 (1) と Back-shift 型の公式 (5) は形が違うので、同じ名称ではあるが a の値は異なるのが当然である。

4. 放出陽子スペクトルの計算

計算に必要な入力は大きく分類して次の 4 種類に分けられる。i) 各種粒子の透過係数を求める光学模型のパラメータ。ii) r 線強度関数。iii) 各反応の残留核のエネルギー単位密度。iv) 前平衡崩壊過程の割合。従来の研究を参考にして順次各パラメータを決定した。

計算は 3 次粒子放出まで考慮した。放出される粒子は r 線、中性子、陽子および α 粒子の 4 種類である。これら粒子について、2 次粒子放出までは全て考慮し、3 次粒子放出は $(n, 2nr)$, $(n, 3n)$, $(n, 2np)$, および $(n, 2n\alpha)$ の 4 種のみとした。都合 24 種の残留核種について計算した。

中性子、陽子および α 粒子の透過係数は光学模型計算コード ELIESE-3¹¹⁾ を使用した。ポテンシャル・パラメータは、中性子については Wilmore-Hodgson¹²⁾、陽子に対しては Menet 等¹³⁾、 α 粒子には Huizenga-Igo¹⁴⁾ の値を使用した。これらの値は、核種が異れば原子番号、質量数に応じて変化し各透過係数も変わるが、予備的計算により目的とする量への寄与は小さいことが確認されたので、各粒子については一種類の透過係数を使用し、残留核種による差は無視出来るとした。

γ 線遷移は E1, M1 及び E2 遷移を考慮する. E1 遷移強度は巨大共鳴理論を基にした Brink-Axel の式を用いて計算した. それ以外の遷移強度は E1 遷移強度を 1 として, M1 及び E2 の遷移強度をそれぞれ $10 \cdot (\hbar/McR)^2$ 及び 10^{-6} とした. ここに, \hbar はプランクの定数を 2π で割った値, M は核子の質量, c は光速, R は核半径である. γ 線遷移強度の変化に対するスペクトルの変化は小さいことを実際に確かめたので, これらの値は固定する.

基底状態に近い離散的励起エネルギー準位は, 個々に観測されているものが多いので, それらを入力して使用する. このエネルギー範囲には前節で述べた単位密度公式は使わない. 具体的な値は Nuclear Data Sheets¹⁵⁾ に励起エネルギー, 角運動量, およびパリティがすべて記載されている準位を低エネルギー側から採用し, これらのいずれかが不明の準位が現れれば, それ以上を連続領域とみなして単位密度公式を用いた.

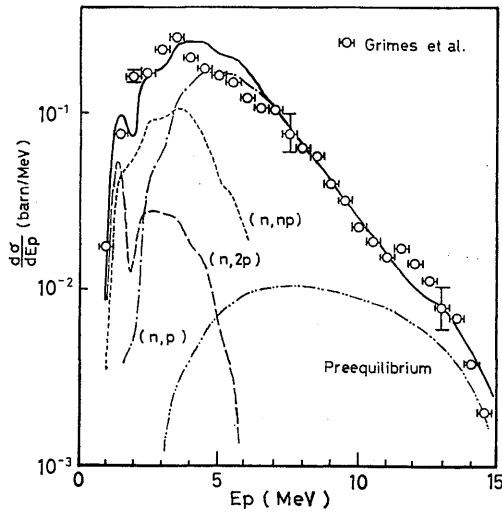


Fig. 2 The proton spectra from 14.8 MeV-neutron-induced reactions for ^{58}Ni calculated with a Gilbert-Cameron's level density formula and the parameters of Cook et al.¹⁶⁾ The solid line are composed of three reactions (n, p), (n, np) and (n, 2p) via compound nuclei and pre-equilibrium reactions shown by dot-dashed, dotted, dashed and two-dots-dashed lines, respectively. The circles with error bars are experimental points cited from Grimes et al.²⁾

前平衡崩壊過程で放出される陽子はエネルギーは高エネルギー領域に分布する. 本報告で問題としているサブ・クーロン障壁陽子は低エネルギー側に分布するので, この過程で放出される陽子とスペクトルの上での重なりが殆どない. しかし, スペクトルの計算には重要な因子の一つであるから, スペクトルの高エネルギー成分が実験値に合うようにパラメータを決めて計算を進める.

計算の際のエネルギー分割は予備的計算から分割幅が 0.5 MeV 以下であればよいことがわかった. 14.8 MeV 中性子による測定スペクトルも 0.5 MeV 幅で整理されているので, この点からも計算のエネルギー幅を 0.5 MeV とするのが適当であるので, この値を採用した.

以上の各パラメータは固定した上で関連核種の単位密度パラメータ a を 14.8 MeV における Grimes 等²⁾ の実験値に合うように決め, それらを用いて, 各中性子エネルギーで計算する. 14.8 MeV 中性子の入

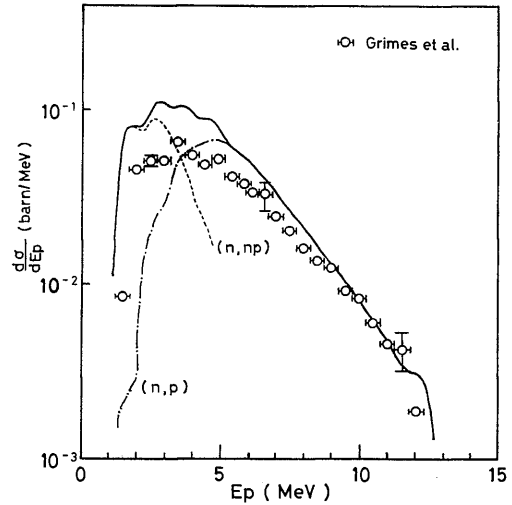


Fig. 3 The proton spectra from 14.8 MeV-neutron-induced reactions for ^{60}Ni calculated with the Gilbert-Cameron's level density formula and the parameters of Cook et al.¹⁶⁾ The solid line are composed of three reactions (n, p), (n, np) and (n, 2p) via compound nuclei and pre-equilibrium reactions. The dominant (n, p) and (n, np) are shown by dot-dashed and dotted lines, respectively. The circles with error bars are experimental points cited from Grimes et al.²⁾

射の際の ^{58}Ni および ^{60}Ni からの陽子スペクトルを計算値と実験値を比較した図をそれぞれ Fig. 2 および Fig. 3 に示す. これらの図に示した計算値は, Gilbert-Cameron の準位密度公式に, Cook 等¹⁶⁾ が与えた a の値を代入して求めた. 全陽子スペクトルを実線で示し, 個々の反応からのスペクトルは点線等で反応の型を附して示した.

^{58}Ni の場合は計算値は実験値をよく再現しているが, ^{60}Ni では, 6 MeV 以下の領域で計算値は実験値に比べて高くなっている. (n, p) , (n, np) いずれの放出陽子も多い. 複合核からの陽子, 中性子および r 線の放出確率を各々の部分幅によって調べると, 残留核の準位密度を替えると放出陽子スペクトルが変化することが予想される. この計算に用いた Cook 等の a の値を変化させれば準位密度は変化するが, a の系統性を保存する形では大きな変化は予想されない. そこで, 準位密度公式に back-shift 型を採用し, 準位密度パラメータに Dilg 等¹⁰⁾ の値を使用して, 同様の計算を行った. その結果と実験結果との比較を Fig. 4 に示す. この計算値は実験と良い一致を示す.

以上のように 14.8 MeV 中性子においては, ^{58}Ni では, Gilbert-Cameron 型と Cook 等¹⁶⁾, ^{60}Ni に対しては, back-shift 型と Dilg 等¹⁰⁾ の準位密度公

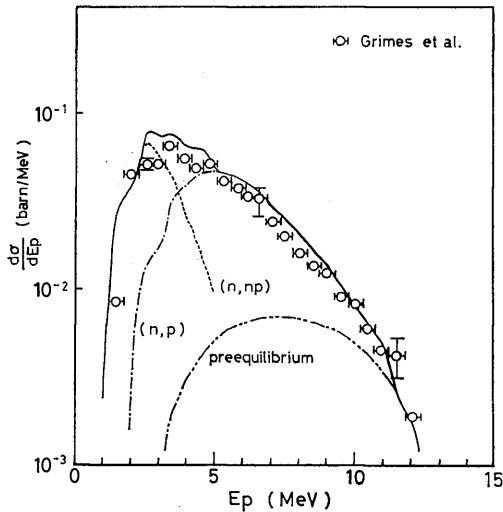


Fig. 4 The proton spectra from 14.8 MeV neutron-induced reactions for ^{60}Ni calculated with the back-shifted level density formula and the parameters of Dilg et al.¹⁰⁾ Refer the captions of Figs. 2 and 3.

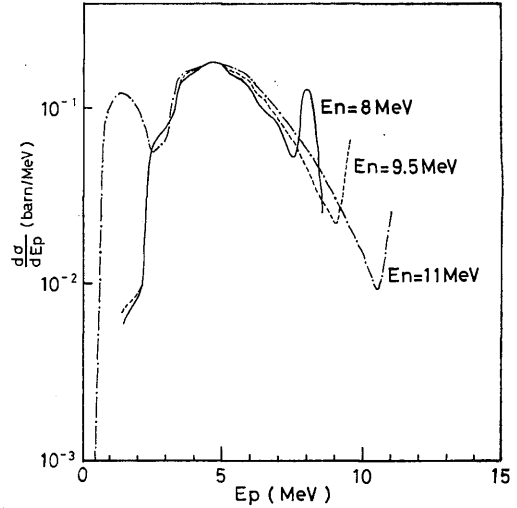


Fig. 5 The proton reactions of the neutron-induced reactions for ^{58}Ni at 8.0, 9.5 and 11 MeV, shown by the solid, dotted and dot-dashed lines, respectively, are calculated with the Gilbert-Cameron's level density formula and the parameters of Cook et al.¹⁶⁾

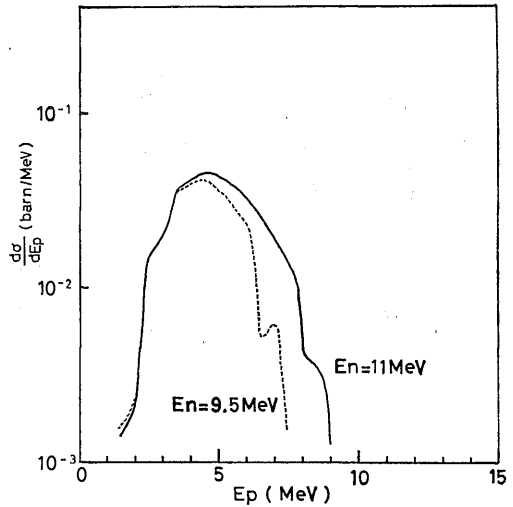


Fig. 6 The proton spectra of the neutron-induced reactions for ^{60}Ni at 9.5 and 11 MeV, shown by the dotted and solid lines, respectively, are calculated with the back-shifted level density formula and the parameters of Dilg et al.¹⁰⁾

Table 1. Fractions of protons emitted by the reactions induced by the neutrons (in %). The calculations are made with the Gilbert-Cameron's level density formula and the parameters of Cook et al.¹⁶⁾ for ⁵⁸Ni and with the back-shifted level density formula and the parameters of Dilg et al.¹⁰⁾ for ⁶⁰Ni.

Isotope	Incident neutron energy (MeV)	Reactions		
		(n, p)	(n, np)	(n, 2p)
⁵⁸ Ni	8.0	100	0	0
	9.5	99.8	0.06	0.14
	11.0	83.0	15.3	1.7
	14.8	65.5	27.0	7.5
⁶⁰ Ni	9.5	100	0	0
	11.0	99.98	0.02	0
	14.8	62.6	37.4	0.001

式と a の値の組合わせで実験値に合う計算結果が得られた。これらのパラメータを用いて前述の中性子エネルギーで計算した結果を ⁵⁸Ni 及び ⁶⁰Ni の場合をそれぞれ Fig. 5 及び Fig. 6 に示した。図中高エネルギー側に出ているピークは離散的準位に崩壊する際の放出陽子スペクトルである。

⁵⁸Ni の 11 MeV 中性子による陽子スペクトルにのみサブ・クーロン障壁陽子が顕著な形で現われている。他の中性子エネルギーではスペクトルは認められない。

Table 1 にそれぞれの反応断面積の陽子放出全断面積に対する割合を示した。

5. 議論と結論

⁵⁸Ni と ⁶⁰Ni に対する 14.8 MeV 中子の実験値を同じ準位密度公式で再現することは出来なかった。しかし、この傾向は従来も各種データで現われており、それへの対策の一つが異った準位密度公式およびそのパラメータ a の系統性を検討する試みである。使用した核反応モデルを基にすれば、準位密度公式が統一的ではないが、サブ・クーロン障壁陽子のスペクトルの形が説明されるので、多次粒子放出反応にこの計算方式を拡張することは妥当である。定量的には問題があるので、計算結果の精度がどの程度かを評価する必要がある。それには 14.8 MeV 以外の中性子エネルギーによる測定と計算値との比較が一つの有効な手段である。

本報告の目的の一つであるしきい値附近の中性子エネルギーによる放出陽子スペクトルの変化の検討のため

に、14.8 MeV 中子の実験結果を再現するパラメータでもっと低い中性子エネルギーの計算をした。その結果は Fig. 5 と Fig. 6 に示した。これらと Table 1 の数値を考慮すると、しきい値を 3 MeV 以上越えた中性子エネルギーでスペクトルを測定すれば、サブ・クーロン障壁陽子が確認できることがわかる。この際、放出陽子スペクトルは 0.5 MeV の幅で充分であるが、11 MeV 中性子入射の場合統計精度は 30 % 以下でないとサブ・クーロン放出陽子のピークを確認できないことがわかる。

中性子エネルギーを 8.0, 9.5 および 11 MeV で計画中の Grimes²⁾ の実験は、Table 1 の各反応の割合を見ると、11 MeV で特に有意であると予想される。Fig. 1 からわかるように、⁶⁰Ni の場合、(n, np) 反応のしきい値に 3 MeV 加えると、(n, 2n) 反応のしきい値を大きく越え、中子子の放出確率が大きくなりサブ・クーロン陽子放出確率がそう大きくなり得ることが予想される。従って、この実験は 11 MeV 中子で精度よく放出陽子スペクトルを測定することでその放出機構を議論するのが適切であるとの結論を得る。

以上の議論から、本研究で使用した光学模型、Hauser-Feshbach 模型および前平衡過程模型を基にした計算で、放出陽子スペクトルを或る程度の精度で求めることが可能であることがわかった。Ni の 2 アイソトープについても準位密度公式は異った式の方がよく合うという矛盾があるにしても、多粒子放出反応の断面積の評価には有力な手法である。この限界と可能性をどの様に解決するかが今後の課題である。

本研究の動機は著者の一人 (Y.K.) がオハイオ大学滞在中 (昭和 57 年春) に Grimes 教授との議論から生まれたことを記し、同教授に深く感謝の意を表わす。

参 考 文 献

- 1) S. M. Grimes, R. C. Haight, K. R. Alvar, H. H. Barschall, and R. R. Borrchers: *Phys. Rev.* **C19**, 2127 (1979)
- 2) S. M. Grimes, R. C. Haight, and J. D. Anderson: *Nucl. Sci. Eng.* **62**, 187 (1977)
R. C. Haight, S. M. Grimes, and J. D. Anderson: *Nucl. Sci. Eng.* **63**, 200 (1977)
S. M. Grimes, R. C. Haight, and J. D. Anderson: *Phys. Rev.* **C17**, 508 (1978)
R. C. Haight, S. M. Grimes, and R. G. Johnson: *Phys. Rev.* **C23**, 700 (1981)
- 3) S. M. Grimes: Private Communication (1982)
- 4) Y. Kanda: *Nucl. Phys.* **A185**, 177 (1972)
- 5) G. M. Braga-Marcazzan, E. Godidli-Erba, L. Milazzo-Colli, and P. G. Sona: *Phys. Rev.* **C6**, 1398 (1972)
- 6) J. J. Griffin: *Phys. Rev. Lett.* **17**, 478 (1966)
- 7) M. Blann: *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1357 (1968)
- 8) P. G. Young and E. D. Arthur: LA-6974, "GNASH, A Pre-equilibrium, Statistical Nuclear-Model Code for Calculation of Cross Section and Emission Spectra" (1977, Los Alamos Scientific Laboratory)
- 9) A. Gilbert and A. C. W. Cameron: *Can. J. Phys.* **43**, 1446 (1965)
- 10) W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, and M. Uhl: *Nucl. Phys.* **A217**, 269 (1973)
- 11) S. Igarashi: JAERI-1224, "Program ELI-ESE-3, Program for Calculation of the Nuclear Cross Sections by Using Local and Non-Local Optical Models and Statistical Model" (1972, Japan Atomic Energy Research Institute)
- 12) D. Wilmore and P. E. Hodgson: *Nucl. Phys.* **29**, 462 (1962)
- 13) J. J. Menet et al.: *Phys. Rev.* **C4**, 114 (1971)
- 14) J. R. Huizenga and G. Igo: *Nucl. Phys.* **29**, 462 (1962)
- 15) Nuclear Data Sheets (Academic Press), ⁶¹Ni: **16**, 1 (1975), ⁶⁰Ni: **16**, 317 (1975), ⁵⁹Co: **17**, 485 (1976), ⁵⁸Nb: **19**, 445 (1976), ⁵⁶Fe: **20**, 253 (1977), ⁵⁷Fe: **20**, 327 (1977), ⁵³Cr: **21**, 323 (1977)
- 16) J. L. Cook, H. Ferguson, and A. R. del. Musgrove: *Aust. J. Phys.* **20**, 477 (1967)