

不安定核ビーム実験用
中性子検出器開発のためのシミュレーション

学士論文

東京工業大学理学部 応用物理学科
指導教官 中村 隆司
97-1037-0 黒川 三奈子

2001年3月5日

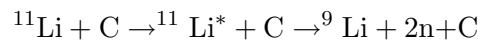
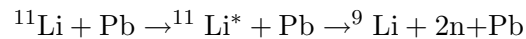
目次

第1章 序論	1
第2章 中性子検出の原理	2
2.1 中性子検出反応	2
2.1.1 反跳陽子法	2
2.1.2 核反応法	2
2.1.3 飛行時間法	3
2.2 シンチレーションカウンターの原理	4
2.3 光応答関数	5
第3章 中性子検出のシミュレーション	8
3.1 計算コードとシンチレーター	8
3.2 中性子検出反応	8
3.3 反応断面積	9
3.4 荷電粒子の飛程とエネルギー	9
3.5 各反応の角度分布及び特長	11
3.5.1 H(n,p) 弾性散乱	11
3.5.2 ^{12}C の弾性散乱	12
3.5.3 C(n,np) 及び C(n,2n) 反応	13
3.6 シミュレーションの結果	13
3.6.1 発光スペクトル	13
3.6.2 検出効率	14
3.6.3 シンチレーターの厚さ及び中性子エネルギーに対する検出効率依存性	14
3.6.4 断面積の検討と検出効率	18
第4章 まとめ及び今後の課題	20
付録A 核反応の断面積	21
付録B コンプトン効果	22
付録C H(n,p) 弾性散乱における角度分布の物理原理	23
C.1 $E_n < 30\text{Me}$	23
C.2 $E_n > 30\text{Me}$	25

第1章 序論

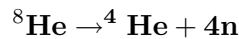
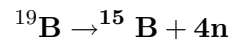
人工的に造った原子核を含め、現在までに存在が確かめられている原子核数は約 2000 種に及ぶ。近年、重イオン加速器技術の進展によりこれまで研究対象に成り得なかった約 1700 種の不安定原子核が二次ビームとして得られるようになり、不安定原子核構造の研究が進みつつある。

このような近年の不安定原子核研究により、例えば ^{11}Li が特異な二重構造¹をもつ中性子ハロー核であることが解明された。



この中性子ハロー核分解反応で放出される破砕片 ^9Li と 2 中性子の 4 元運動量を測定することにより、中間状態 $^{11}\text{Li}^*$ の不変質量を導出しハロー核 $^{11}\text{Li}^*$ の励起エネルギーを求めることができる。²このように中性子の運動量測定は中性子過剰核の構造を解明する上で非常に重要であり、方向とエネルギーが測定できる中性子検出器の開発が求められている。

将来的には、中性子過剰核 ^{19}B , ^8He の構造を研究するため



などの反応から放出する 4 個程度の中性子を検出する予定である。そのため、本論文では高効率・高精度な中性子検出器開発に必要な信頼性の高いシミュレーション計算コードの開発を目指し、その予備的な研究を行う。

また、理化学研究所ではこれまで主に 100MeV 以下の中性子における実験を行ってきたが、今後エネルギー範囲を 300MeV まで拡張する予定である。それに伴い、このエネルギー領域においても十分に信頼できる計算コードが求められており、本論文では特に Cecil[1] らが開発した ksuvax 計算コードに関して検討を試みた。

¹通常の原子核密度をもつコア部分 ^9Li とそのまわりに 2 個の中性子が広がったハロー部分

²アインシュタインの法則 $E^2 = (cp)^2 + (mc^2)^2$ は粒子が分裂、崩壊しても成立し、不変質量 m は分裂した粒子により以下のように表される。

$$m = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2}$$

この不変質量法を用いることにより直接的に測定できない粒子を、分裂粒子のエネルギーと運動量から間接的に求めることができる。

第2章 中性子検出の原理

2.1 中性子検出反応

中性子はそれ自身電荷をもたないため、他の荷電粒子検出のように物質原子との電磁相互作用を用いた直接的な検出を行うことが出来ない。このため、中性子と原子核との反応で生じる2次的な荷電粒子を検出することにより、間接的に中性子を検出することになる。代表的な中性子検出法及びその特長を以下に示す。

2.1.1 反跳陽子法

中性子と陽子との弾性散乱によって生じる反跳陽子を荷電粒子として検出する方法。陽子と中性子は質量がほぼ等しいので中性子のエネルギーを最も効率良く受け取ることができ、中性子検出反応において非常に重要な反応である。実験室系でのn-p散乱は、中性子の入射エネルギーを E 、中性子散乱角を φ (重心系では Φ)、反跳陽子のエネルギーを E_p 、その反跳角を θ とおくと、エネルギー保存則と運動量保存則より

$$E_p = \cos^2 \theta E = \frac{1 - \cos \Phi}{2} E \quad (2.1)$$

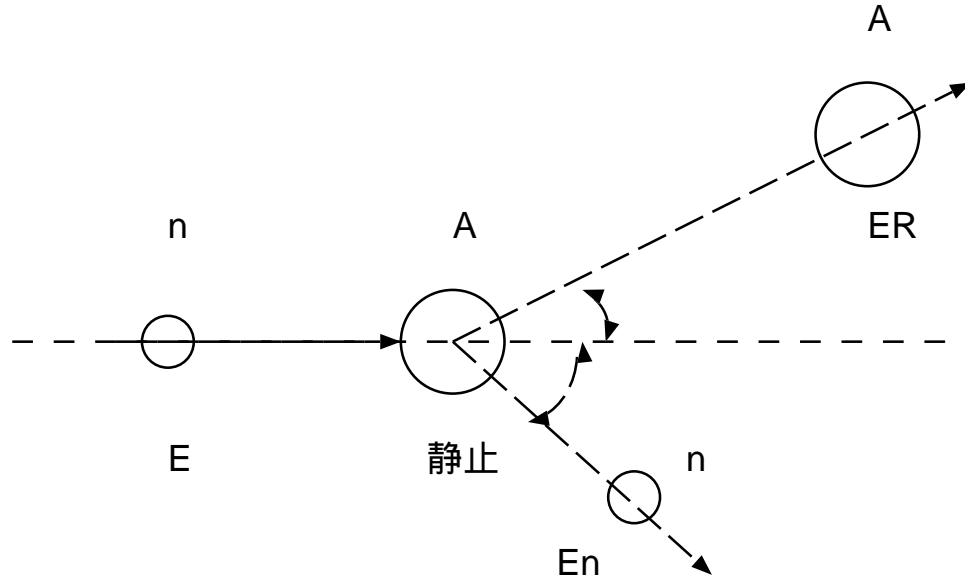
$$E_n = \sin^2 \theta E = \frac{1 + \cos \Phi}{2} E \quad (2.2)$$

$$\varphi = \frac{\pi}{2} - \theta \quad (2.3)$$

$\theta=0$ で反跳陽子が最大エネルギーになり、中性子の運動エネルギーを吸収できることが分かる。反跳陽子検出には、水素を含むガスを用いた電離箱比例計数管、プラスチックシンチレーションカウンター、原子核乾板など、ほとんどの検出器で測定することができる。

2.1.2 核反応法

中性子と軽い原子核との核反応によって生じた荷電粒子(p, α 粒子等)を検出する方法。弾性散乱では、中性子の入射エネルギーを E 、中性子散乱角を φ (重心系では Φ)、反跳原子核のエネルギーを E_R 、その反跳角を θ とおくと、エネルギー保存則と運動量保存則より



中性子と原子核の散乱

$$E_R = \frac{4A}{(1+A)^2} \cos^2 \theta E = \frac{2A}{(1+A)^2} (1 - \cos \Phi) E \quad (2.4)$$

$$E_n = \frac{4A}{(1+A)^2} \sin^2 \theta E = \frac{2A}{(1+A)^2} (1 + \cos \Phi) E \quad (2.5)$$

$$\cos \theta = \sin \frac{\Phi}{2} \quad (2.6)$$

反跳原子核が最大エネルギーをもつのは、 $\theta = 0$ のときである。表 2.1 は、さまざまな標的原子核について、入射中性子エネルギーに対する最大反跳原子核エネルギーの割合を示す。標的原子核の質量数が増加するにしたがい、 $\frac{E_R}{E_n}|_{max}$ は減少する。前述したように ^1H (陽子) との反応時 (反跳陽子法) にのみ、全入射中性子エネルギーが移行するので反跳検出器には水素が一般的に用いられている。弾性散乱以外の核反応を用いる検出方法で代表的なものを以下に示す。

- $^3\text{He}(n,p)^3\text{T}$ 反応： ^3He ガスを含む比例計数管として、速中性子の測定に用いられる。2次荷電粒子のエネルギーをはかることにより中性子のエネルギーが測れる。
- $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{T}$ ：熱中性子、速中性子の検出に用いられる。 $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ 結晶をケイ光体としたシンチレーション計数器や Li を含むガラスの線量計などがある。

2.1.3 飛行時間法

一定の運動量をもった粒子 (素粒子や原子核) が一定の距離を通過するのに要する時間を測定することにより粒子の速度を導出し粒子のエネルギーを正確に測定する方法。荷電粒子のように、電

標的原子核	A	$\frac{E_R}{E_n} _{max} = \frac{4A}{(1+A)^2}$
${}^1_1\text{H}$	1	1
${}^2_1\text{H}$	2	$8/9 = 0.889$
${}^3_2\text{He}$	3	$3/4 = 0.750$
${}^4_2\text{He}$	4	$16/25 = 0.640$
${}^{12}_6\text{C}$	12	$48/169 = 0.284$
${}^{16}_8\text{O}$	16	$64/289 = 0.221$

表 2.1: 中性子弾性散乱の最大エネルギー移行率

磁石を用いた運動量測定でエネルギーを測定することができない中性子にとってこの方法は大きな役割を果たす。通常は、加速器からのパルス化された荷電粒子ビームをターゲットに当て、核反応を起こしビーム・パルスと同期した電氣的なパルスを出発信号とする。終点到達時刻は、終点に置かれた中性子検出器にパルスが現れた瞬間を記録することによって決定される。これは、出力信号の立ち上がり時間が極めて早い有機ケイ光体をつかったシンチレーションカウンターを用いて、ケイ光体中の反跳陽子等により中性子を検出している。

2.2 シンチレーションカウンターの原理

荷電粒子はシンチレーター中を通過する際、その道筋にわたって電磁相互作用を起こし物質中の原子をイオン化したり励起状態に遷移させ、自分自身は電離損失(エネルギー損失)をして失速する。励起した原子はその励起状態のエネルギーの一部を光子(シンチレーション光)として通過後数ナノ秒後に放出し基底状態へと戻る。この時に放出した光子を光電子増倍管により電子へ変換し増倍して、数ナノ秒のパルス電流を発生させる。このパルス電流を測定することにより、荷電粒子の運動量推定や粒子の識別を行うことができる。

理想的なシンチレーターの物質として以下の性質が望まれる。

- ケイ光効率¹が高く、荷電粒子の運動エネルギーが測定可能な光へと変わる。
- 発光量は、出来る限り広範囲で電離損失に対し線形である。
- 早いパルス測定を可能にするため、ケイ光の減衰時間は短い。

このような条件を満たすシンチレーターとしては、無機アルカリハロゲン化結晶や液体、プラスチックの有機物が一般的に広く用いられている。無機物はケイ光効率が高く、発光量はエネルギーに対し線形であるが、相対的に応答時間が遅い。これに対し有機シンチレーターは、応答時間は早い、発光量が少ないという特性を示す。一般に、低エネルギー粒子や γ 線のエネルギー測定には密度が高く原子番号の大きい無機物シンチレーターが用いられ、 β 線分光や高速中性子検出には有機物シンチレーターが通常使用されている。

¹シンチレーター中での荷電粒子の電離損失のうちシンチレーション光になったエネルギーの割合

2.3 光応答関数

一般的にケイ光効率は、粒子の種類とそのエネルギーに依存する。しかし 125keV 以上の電子の場合、有機シンチレーターでは発光量がエネルギーに対して線形になり、ケイ光効率はエネルギーに依存しない。それに対し陽子や α 粒子のような重い荷電粒子は、同エネルギーの電子よりも発光量が常に少なくケイ光効率はエネルギーに依存してしまう。例えば数百 keV 程度のエネルギー領域では、陽子の発光量は同エネルギー電子のそれよりも 1/10 程度に少ない。エネルギーが上がるにつれ電子と荷電粒子の発光量差は減少するが、発光量は電子の方が常に多いという性質がある。電子と陽子における NE-102 シンチレーターの発光量を図 2.1 に示す。[2] (この図における発光量は相対的な値で詳細は後述する。)

次に、光応答関数について具体的に述べる。まず、ここでは以下の仮定を行う。

- 高い電離密度は消光を引き起こす。
- 励起した分子の密度は、直接電離密度に比例する。

図 2.1: 荷電粒子のエネルギーと発光量

この仮定のもとに、測定値に最小二乗法を適用して決定したパラメーターを用いると、単位経路当たりのケイ光エネルギー $\left(\frac{dL}{dx}\right)$ と荷電粒子のエネルギー損失 $\left(\frac{dE}{dx}\right)$ との半経験的關係式が導かれる。[3]

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx} + C \left(\frac{dE}{dx}\right)^2} \quad (2.7)$$

荷電粒子がシンチレーター内をつき抜けず全てのエネルギーをシンチレーター内で放出したとすると、シンチレ - ション光は式 (2.7) を積分し以下の形で表される。

$$L(E) = S \int_0^E \frac{d\epsilon}{1 + kB \left(\frac{dE}{dx}\right) + C \left(\frac{dE}{dx}\right)^2} \quad (2.8)$$

$$\begin{pmatrix} S & ; & \text{シンチレーション効率} \\ B(dE/dx) & ; & \text{電離密度} \\ k & ; & \text{相対的な消光確率に対応する比例定数} \end{pmatrix}$$

さらに $E \geq 125\text{keV}$ の電子はエネルギー - 損失とシンチレ - ション光量が線形であるので、上式において $dE/dx \approx 0$ と見なすことができる。各シンチレーターに対し電子エネルギー $E_e = 0.525\text{MeV}$ のシンチレ - ション光を相対的に $L_e = 1000$ と設定すると、電子の光応答関数 ($E \geq 125\text{keV}$) は、

$$L_e = S(E_e - 0.525) + 1000 \quad (2.9)$$

と表せる。各シンチレーターのパラメーター S は、電子の測定データを式 (2.9) にフィットすることにより算出される。NE-230 シンチレーターでは反跳重陽子、それ以外のシンチレーターでは反跳陽子に対する光応答関数式 (2.7) のパラメーターを以下の表に示す。

シンチレーター	粒子エネルギー範囲 (MeV)	dE/dx 範囲 (MeV·cm ² ·g ⁻¹)	S	kB (g·cm ² ·MeV ⁻¹)	C (g ² ·cm ⁻⁴ ·MeV ⁻²)
NE-102	0.35-15.0	30.3-494	2113	1.29×10 ⁻²	9.59×10 ⁻⁶
NE-213	0.24-15.0	30.4-601	1929	7.35×10 ⁻³	1.45×10 ⁻⁵
Pilot B	0.35-15.0	30.3-494	2232	1.29×10 ⁻²	1.05×10 ⁻⁵
Stilbene	0.35-15.0	30.2-489	1717	8.56×10 ⁻³	3.99×10 ⁻⁶
Anthracene	0.24-15.0	30.3-591	2074	1.45×10 ⁻²	1.61×10 ⁻⁶
NE-230	0.25-11.0	62.7-760	1915	9.17×10 ⁻³	4.60×10 ⁻⁶

表 2.2: 式 2.8 光応答関数のパラメーター

次に、荷電粒子エネルギー T と同量のシンチレーション光を放出する電子エネルギー T_e の半経験的關係式を示す。

$$T_e = a_1 T - a_2 [1.0 - \exp(-a_3 T^{a_4})] \quad (2.10)$$

式(2.9)で示したように電子のエネルギーと発光量は広範囲で線形関係にあるので、荷電粒子 T [MeV] の発光量をその発光量に相当する電子エネルギー T_e [MeV¹] で表現する方法がある。

粒子と シンチレーター	係数			
	a ₁	a ₂	a ₃	a ₄
p, NE-102	0.95	8.0	0.1	0.90
p, NE-213	0.83	2.82	0.25	0.93
p, NE-224	1.0	8.2	0.1	0.90
p, NE-228, NE-228A	0.95	8.4	0.1	0.90
α, 全てのシンチレーター	0.41	5.9	0.065	1.01

表 2.3: 式 2.10 光応答関数のパラメーター

図 2.2: 光応答関数

¹equivalent-electron energy

第3章 中性子検出のシミュレーション

3.1 計算コードとシンチレーター

今回の計算では、Cecilらが開発した中性子検出コード ksuvax を用いた。[1] 最新版の ksuvax では、放出する中性子の高次散乱もシミュレートしている。特長としては、非常に高いしきい値¹でも検出効率の精度がかなり高く、入射中性子エネルギーが 1~300[MeV] しきい値が 0.1~22[MeVee] 範囲内ではシミュレーション誤差が数%に抑えられている。(但ししきい値付近を除く) しきい値近付の中性子検出効率は実験パラメーター(検出器の形状及びしきい値設定、入射中性子のエネルギー幅等)に敏感に反応するので、設定しきい値の2倍以下における計算結果は一般的に信頼性が低いと考えられている。またシンチレーターは、幅が 108cm, 6cm, 6cm の直方体をした NE-102 プラスチックシンチレーター (^{12}C と H により構成) を想定し計算している。

3.2 中性子検出反応

反応過程	
$n+^{12}\text{C}$	$\rightarrow n+^{12}\text{C}$
$n+^{12}\text{C}$	$\rightarrow n+^{12}\text{C}^*$ $\leftrightarrow ^{12}\text{C}+\gamma (4.43\text{MeV})$
$n+^{12}\text{C}$	$\rightarrow \alpha+^9\text{Be}$
$n+^{12}\text{C}$	$\rightarrow n'+3\alpha$
$n+^{12}\text{C}$	$\rightarrow ^3\text{He}+^{10}\text{Be}$
$n+^{12}\text{C}$	$\rightarrow p+^{12}\text{B}$
$n+^{12}\text{C}$	$\rightarrow n+p+^{11}\text{B}$
$n+^{12}\text{C}$	$\rightarrow n+n+^{11}\text{C}$
$n+^{12}\text{C}$	$\rightarrow d+^{11}\text{B}$
$n+^{12}\text{C}$	$\rightarrow t+^{10}\text{B}$
$n+^{12}\text{C}$	$\rightarrow \gamma+^{13}\text{C}$

表 3.1: $n+^{12}\text{C}$ の第 1 反応過程

中性子とプラスチックシンチレーター内の H 及び ^{12}C との反応のうち、 ^{12}C との第一反応を表 3.1 に示す。その他、水素との反応を考慮に入れ、今回のシミュレーションで想定する種々の反応

¹検出器はこのしきい値以上のエネルギー粒子を検出する。

を次に示す。

No.	反応過程
反応 1.	$n+p \rightarrow n+p$ 弾性散乱
反応 2.	$n+^{12}\text{C} \rightarrow n+^{12}\text{C}$ 弾性散乱
反応 3.	$n+^{12}\text{C} \rightarrow n+^{12}\text{C}$ $\hookrightarrow ^{12}\text{C}+\gamma (4.43\text{MeV})$
反応 4.	$n+^{12}\text{C} \rightarrow \alpha+^9\text{Be}$
反応 5.	$n+^{12}\text{C} \rightarrow n'+3\alpha$
反応 6.	$n+^{12}\text{C} \rightarrow np+^{11}\text{B}$ and $n+^{12}\text{C} \rightarrow 2n+^{11}\text{C}$ or $n+^{12}\text{C} \rightarrow p+^{12}\text{B}$ and $n+^{12}\text{C} \rightarrow 2n+^{11}\text{C}$

表 3.2: ksuvax コードで想定する検出反応

3.3 反応断面積

今回のシミュレーションで用いた各反応の断面積を図 3.1 に示す。約 30MeV 以上の中性子エネルギー - 領域では ^{12}C の非弾性散乱断面積が大きくなり、中性子検出効率に大きな影響を与えるようになる。(図 3.1 参照)したがって高エネルギー中性子を扱うには、 ^{12}C との非弾性散乱断面積決定が重要な役割を果たす。特に約 40MeV 以上では $\text{C}(n,np)$ 反応の反応断面積が $\text{H}(n,p)$ 弾性散乱のそれより大きくなるので、最も重要な反応となる。

図 3.1 の断面積は、R.A.Cecil らが中性子検出効率コードのために改善したものである。これらのうち、 $\text{C}(n,np)$ 、 $\text{C}(n,2n)$ 反応以外は、McNaughton et al., Del Guerra et al. が推論した断面積に全般的に一致している。[1] 一方 $\text{C}(n,np)$ 反応はこの反応に関する実験データが少ないため、信頼できる断面積の測定値と一致し、なおかつコードと信頼性のある実験の中性子検出効率がよく一致するよう修正したものである。[1]

3.4 荷電粒子の飛程とエネルギー

荷電粒子は全エネルギーをシンチレーター中で損失するか、もしくはエネルギーの一部を失って通過するまでシンチレーター中を伝播する。前述したように、発光量は荷電粒子のシンチレーター中における電離損失に依るので、入射中性子のエネルギーと飛程の関係式は発光量を計算する上で不可欠である。

Pilot B シンチレーターに関する Janni の飛程とエネルギーの測定値から、最小二乗法を用いて飛程 $R(\text{mm})$ とエネルギー (MeV) に関する以下の経験的關係式が導かれている。[1]

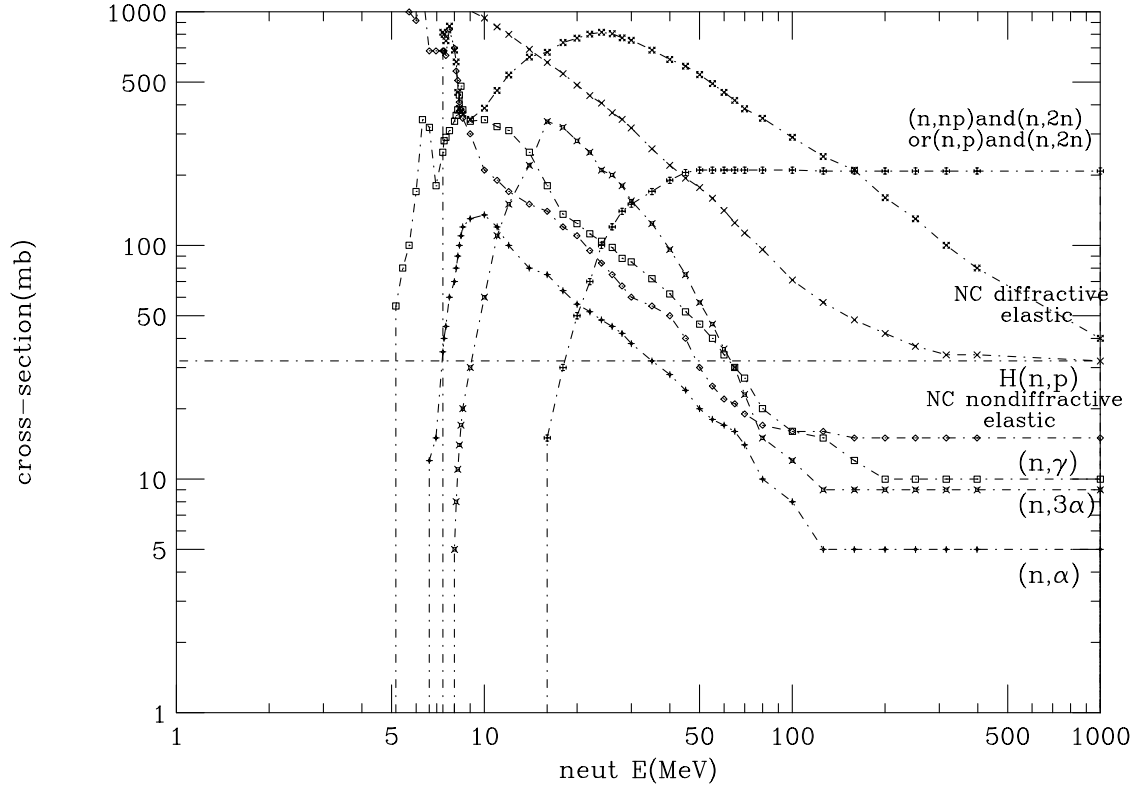


図 3.1: ksuvax コードにおける各反応の断面積

< 陽子 >

$$\begin{aligned} \ln R = & -3.8103 + 1.6171 \ln T + 0.08193 \ln^2 T - 0.020364 \ln^3 T \\ & + 0.003147 \ln^4 T - 0.0002321 \ln^5 T \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \ln T = & 2.1964 + 0.56148 \ln R + 0.0010055 \ln^2 R - 0.00008885 \ln^3 R \\ & - 0.0001821 \ln^4 R + 0.00002742 \ln^5 R \end{aligned} \quad (3.2)$$

< α 粒子 >

$$R_\alpha = R_p(T_\alpha/4) \quad (3.3)$$

$$T_\alpha = 4T_p(R_\alpha) \quad (3.4)$$

今回の計算で想定した NE-102 と Pilot B は、

- NE-102 : 密度 1.032[g/cm³]、H/C 原子数比 1.104 のプラスチックシンチレータ -
- Pilot B : 密度 1.032[g/cm³]、H/C 原子数比 1.100 のプラスチックシンチレータ -

と、密度及び化学組成が非常によく一致しているので、Cecil のコードでは上式を適用し発光量を算出している。

3.5 各反応の角度分布及び特長

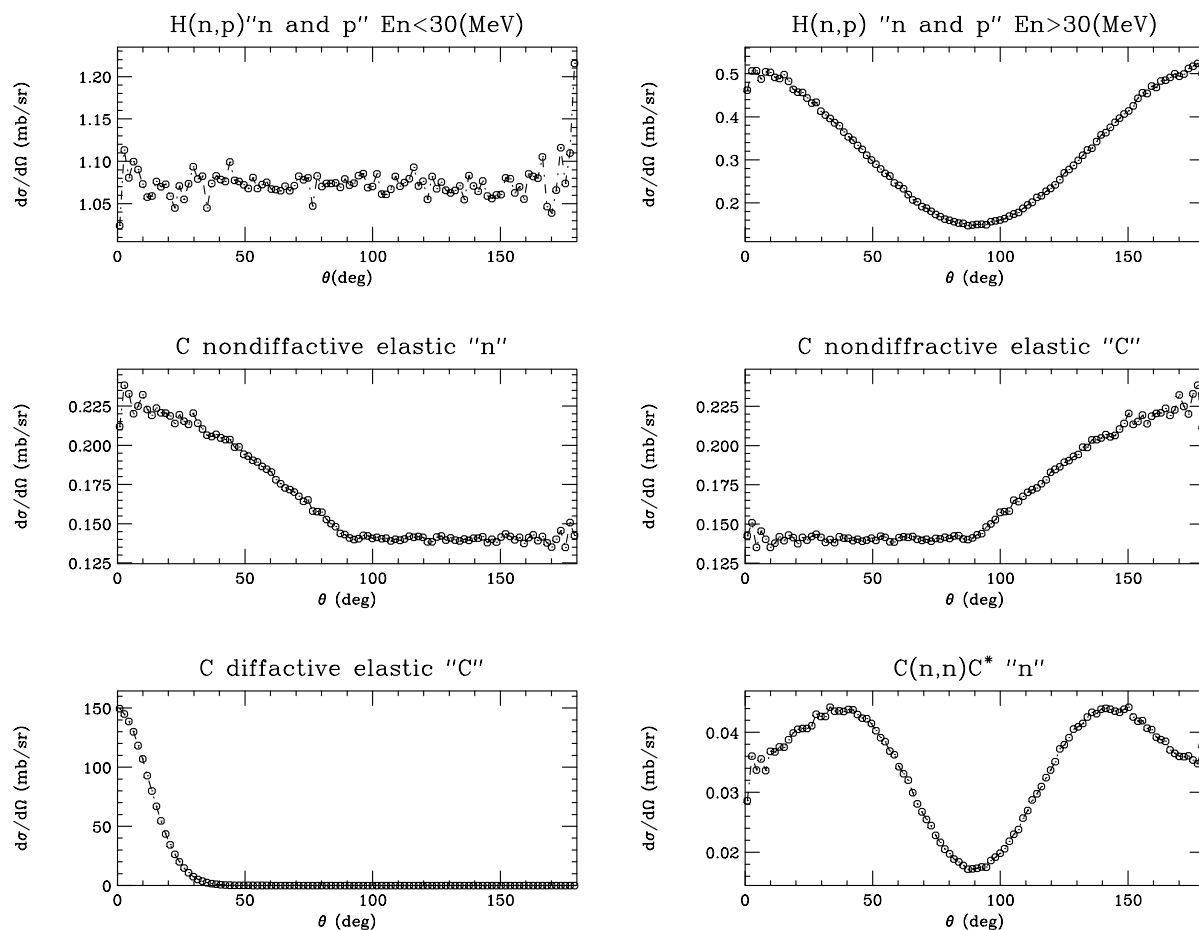


図 3.2: 各反応における角度分布

$\theta(\text{deg})$: 入射中性子に対する検出粒子の散乱角, $d\sigma/d\Omega(\text{mb/sr})$: 微分断面積
ksuvax コードで想定している各反応の中性子又は荷電粒子角度分布を図 3.2, 図 3.3 に示す。

3.5.1 H(n,p) 弾性散乱

この反応では、中性子エネルギー - 30MeV を境に異なる角度分布を示している。 $E_n \leq 30\text{MeV}$ では等方散乱を、 $E_n \geq 30\text{MeV}$ では、 90° 対称の前方及び後方散乱をしていることが分かる。この角度分布が物理的にどう理解されるかについては、付録 C で述べる。

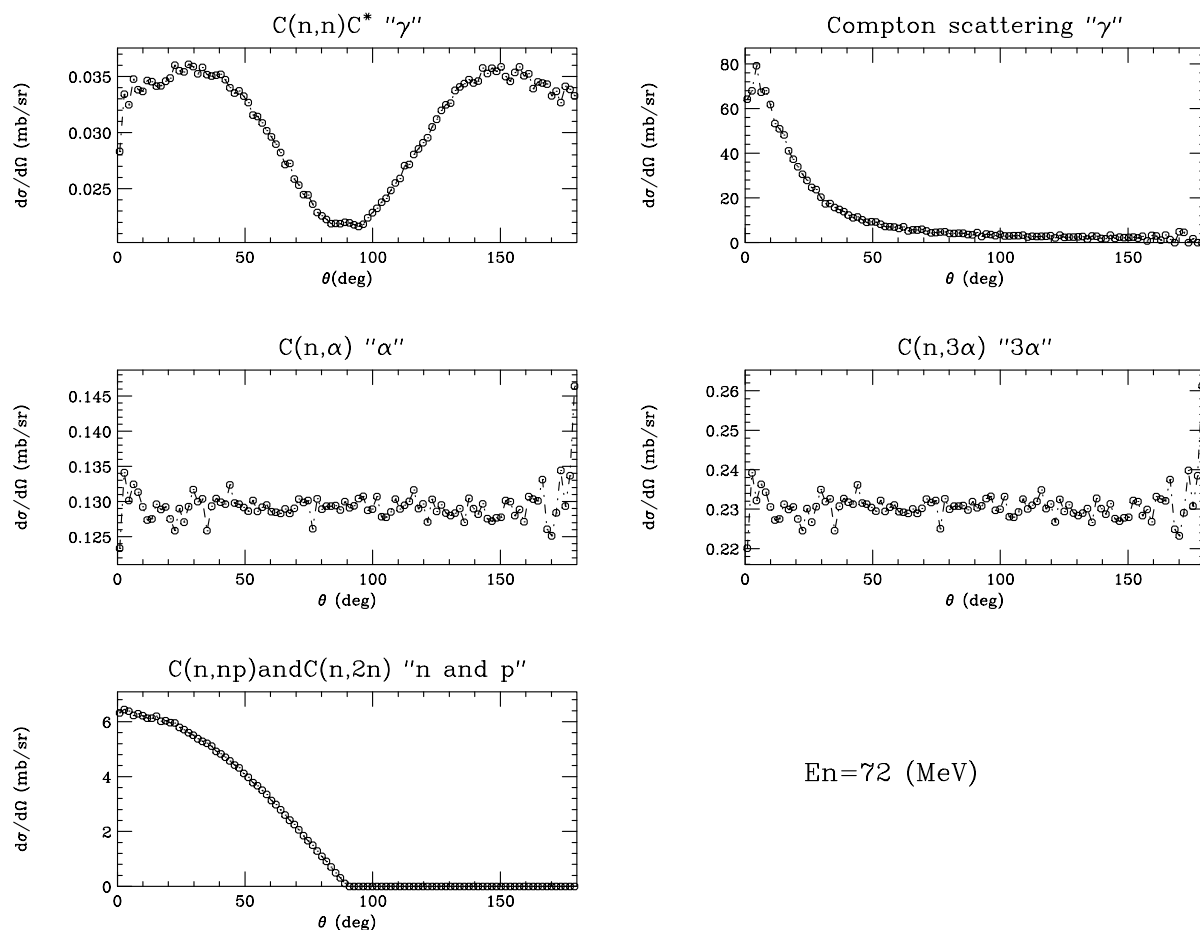


図 3.3: 各反応における角度分布

3.5.2 ¹²C の弾性散乱

¹²C との弾性散乱には回折散乱と非回折散乱がある。非回折散乱では $9 \leq E_n \leq 999 \text{ MeV}$ 領域の角度分布を示した。この角度分布は等方散乱 $\dots 86.9\%$ 、前方散乱 $\dots 13.1\%$ 、後方散乱 $\dots 0.0\%$ の比率で中性子が散乱している。一方回折散乱の角度分布は回折現象特有の前方散乱を示している。この現象は中性子のエネルギーが大きくなり原子核に対して中性子の波長が短くなりことにより引き起こされる。

C への弾性散乱断面積は他の反応の断面積に比べかなり大きい、中性子に対し C の質量が大きいため

$$\frac{E_C}{E_n} \Big|_{max} = 0.284$$

となり中性子エネルギーを受け取る効率が悪い。(参照表 2.1) さらに C の光応答関数は、

$$\text{発光量 [MeVee]} = 0.017 \times (\text{反跳炭素のエネルギー})$$

と表され、他の荷電粒子に比べほとんど光らない。(参照図 2.2) したがって C との弾性散乱は、中

中性子検出効率においてほとんど無視することができる。

3.5.3 $C(n,np)$ 及び $C(n,2n)$ 反応

$C(n,np)$ 反応は中性子と陽子が同方向に散乱すると考え、各散乱粒子のエネルギーは $0 \sim E_{\max}$ まで一様に分布しているとする。また $C(n,2n)$ 反応も $C(n,np)$ 反応と同様に散乱、分布すると仮定すると、これらの反応から生成される粒子の角度分布は全て、図 3.3 のように前方散乱になる。 $C(n,2n)$ 反応で生じた中性子のうち一方の散乱中性子は、更に $C(n,np)$ 反応を行うと仮定してシミュレートしている。

3.6 シミュレーションの結果

3.6.1 発光スペクトル

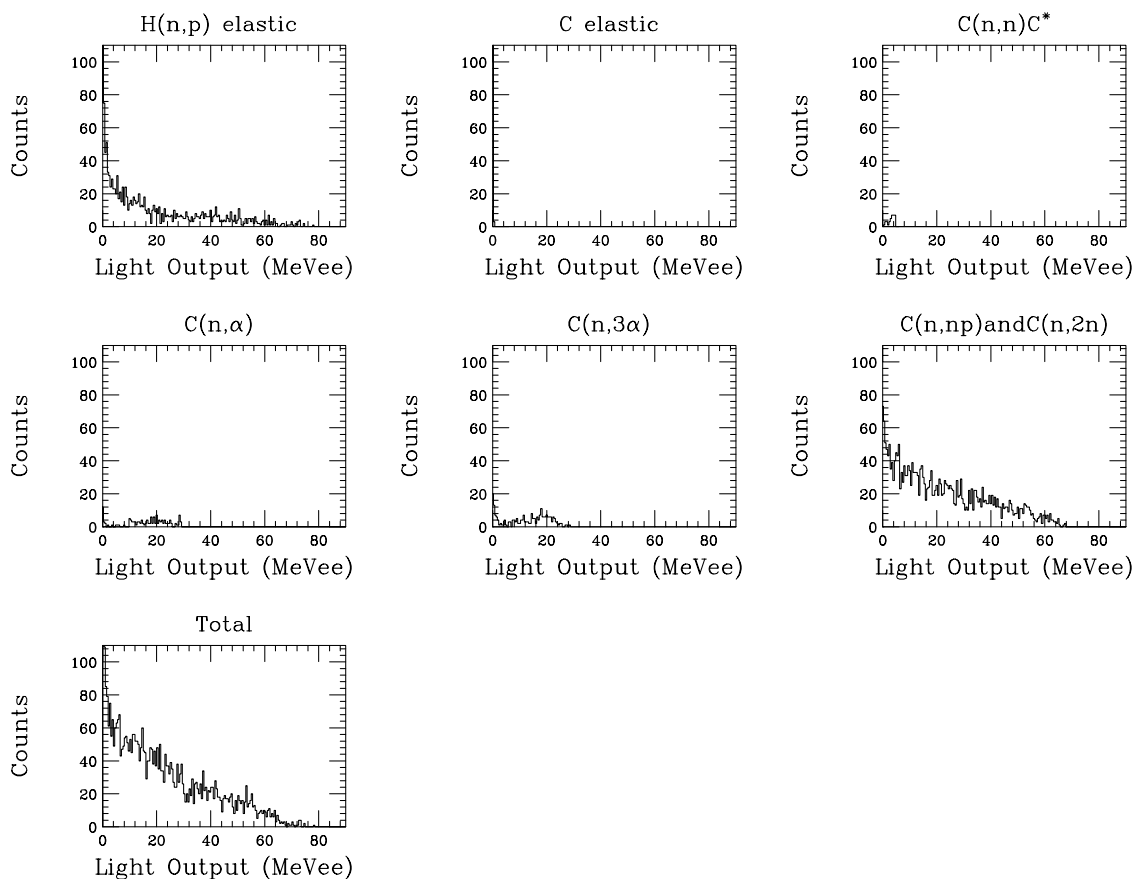


図 3.4: 中性子エネルギー 100[MeV] における各反応及び全発光スペクトル

100MeV 中性子に対する発光スペクトルを図 3.4 に示す。但し、入射粒子数を 50000 個とした。前述した通り発光量を電子のエネルギー - 損失 [MeVee] で表していることに注意されたい。

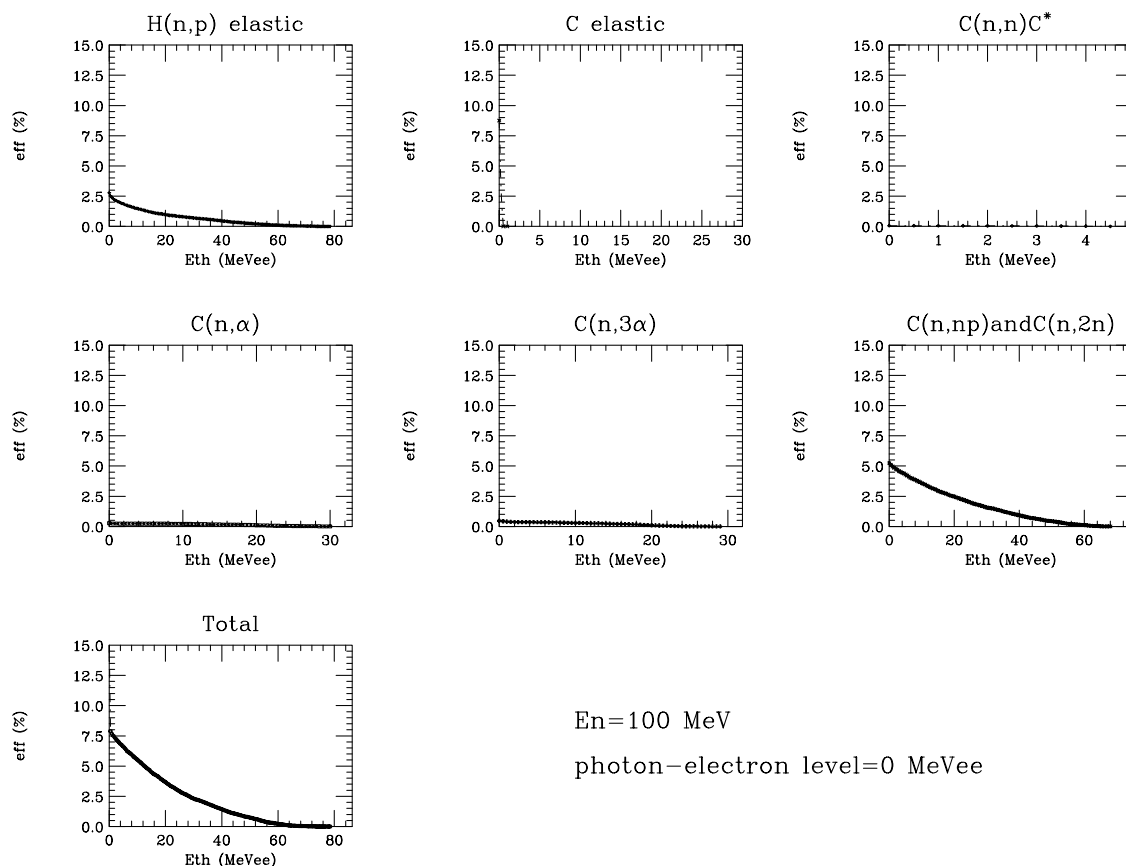


図 3.5: 中性子エネルギー 100[MeV] における各反応及び全中性子検出効率

全発光量は、この発光スペクトルをしきい値から積分することにより得られる。

3.6.2 検出効率

前述したように図 3.4 をしきい値から積分し求めた中性子検出効率を図 3.5 に示す。数 MeV のしきい値では、8~9%の検出効率であることが分かる。想定した 6 反応のうち、H(n,p) と H(n,np) , H(n,2n) 反応が非常に大きく検出効率に寄与しており、C(n,n)C* の効率が数 % である事を除けば、他の反応における効率はごく少数といえる。

3.6.3 シンチレーターの厚さ及び中性子エネルギーに対する検出効率依存性

しきい値 1、5、8MeVee について、シンチレーターの幅と検出効率の関係をそれぞれ図 3.6, 図 3.7, 図 3.8 に示す。中性子エネルギーはそれぞれ 100、200、300MeV とした。但し、1 光電子が光電子増倍管の陰極中から放出するのに必要なエネルギーを 0.06MeV とした。シンチレーターの厚さに対する効率 $\epsilon = 1 - \exp(-\mu x)$ (式 (A.4) 参照) のおおまかな形状が確かめられる。

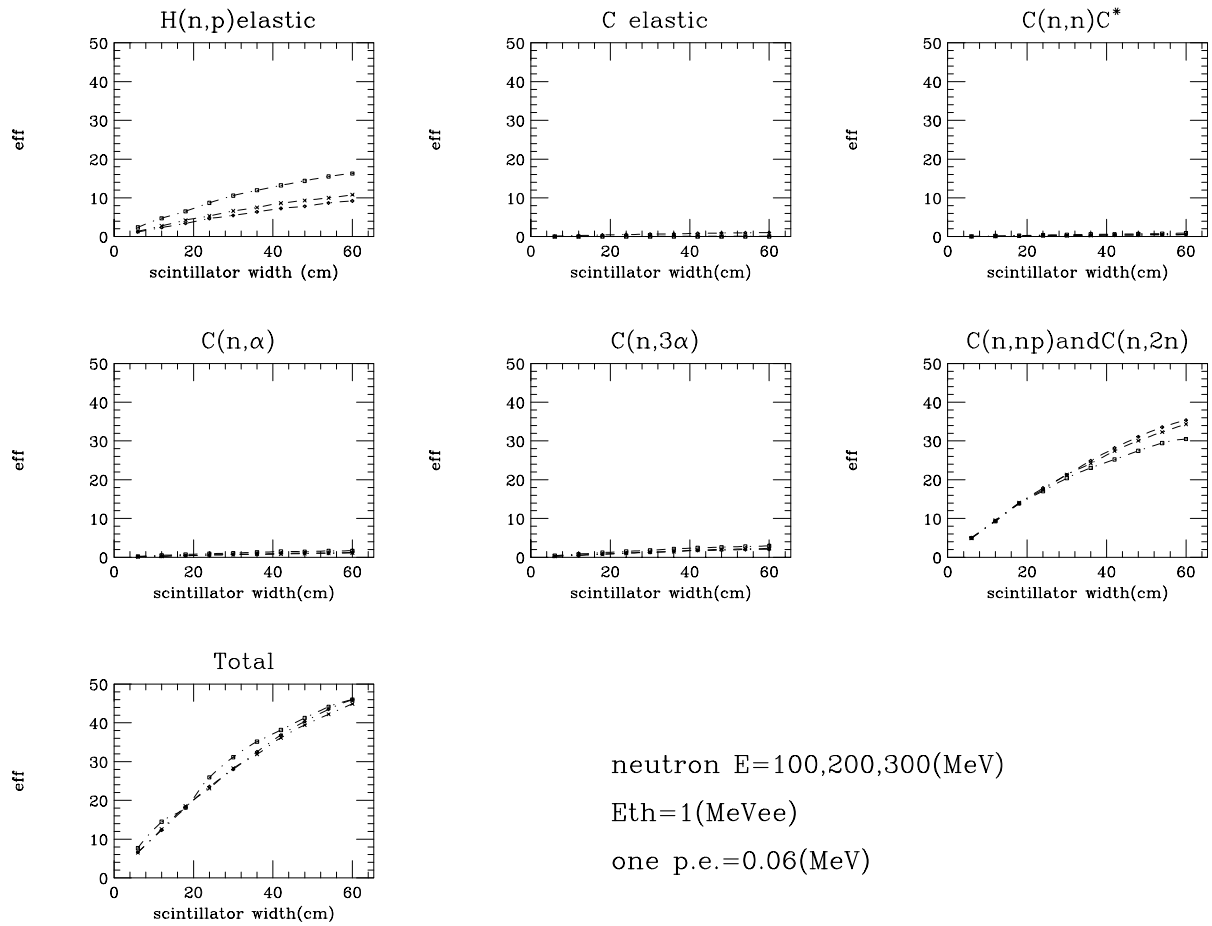


図 3.6: しきい値 = 1[MeVee], 検出効率におけるシンチレーター幅の依存性

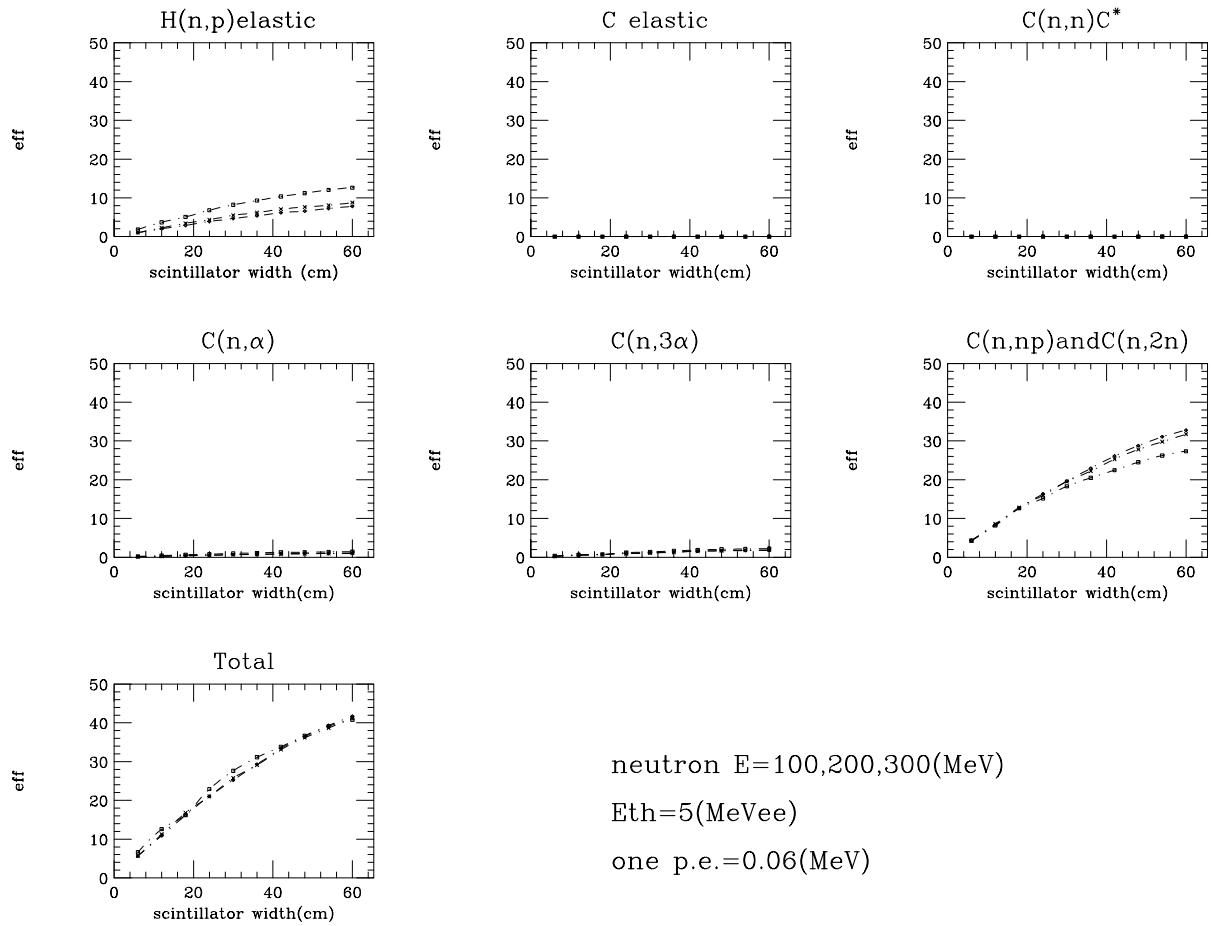


図 3.7: しきい値 = 5 [MeVee], 検出効率におけるシンチレーター幅の依存性

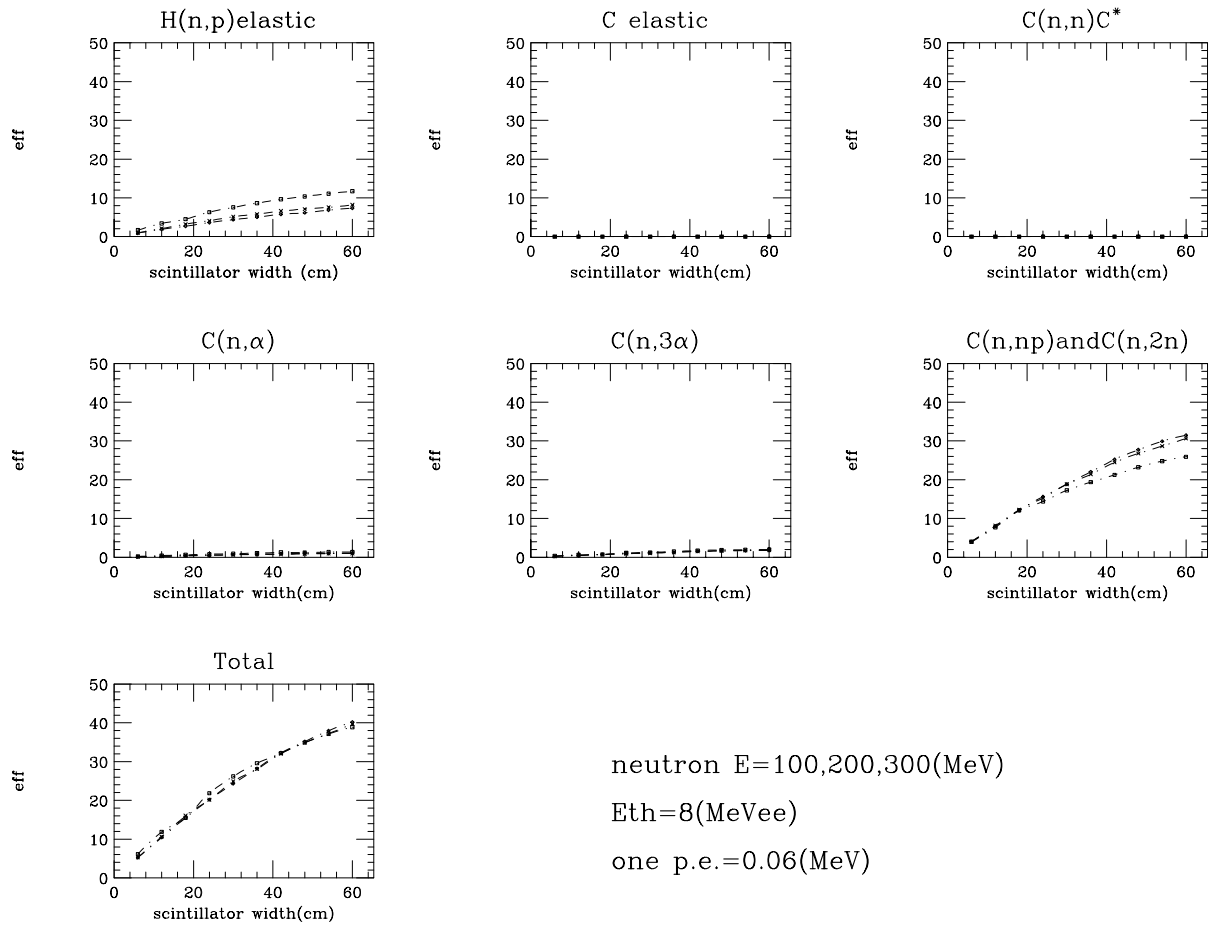


図 3.8: しきい値 = 8 [MeVee], 検出効率におけるシンチレーター幅の依存性

3.6.4 断面積の検討と検出効率

$C(n,np)$ 及び $C(n,2n)$ 反応は入射中性子エネルギーが約 40[MeV] 付近で陽子との弾性散乱と断面積がおおよそ同程度になり、それ以上のエネルギー領域では最も断面積の大きい反応となる。それゆえこの反応の断面積を改善し多重散乱を厳密にシミュレートすることは、中性子検出において重要な役割を果たす。一方で $C(n,2n)$ 反応は、荷電粒子が発生しないので測定困難であり、なおかつ複雑な多重中性子散乱をすると考えられるので、粒子の振る舞いを厳密に追跡するのは非常に難しい。今回はこの $C(n,np)$ 及び $C(n,2n)$ 反応における断面積を検討し検出効率を比較した。

まず、 $^{12}\text{C}(n,np)$ 断面積の比較として、I.Slypen らが測定した $^{12}\text{C}(n,px)$ 断面積と INCA 計算コードの $^{12}\text{C}(n,px)$ 断面積を用いた。[4][5] $C(n,2n)$ 断面積は HARADA らが評価したものを採用し、それぞれ Slypen と INCA の断面積とを加えて比較した。[6] 各反応および全反応の断面積を図 3.8、これらの断面積を用いて検出効率計算したものを図 3.9 に示す。 $C(n,np)$ と $C(n,2n)$ 断面積のうち、最も近い値を示したのは INCA の $C(n,np)$ と HARADA の $C(n,2n)$ であり、その検出効率は Cecil のそれより、数 MeV のしきい値においては 1~2% 減少する結果を得た。

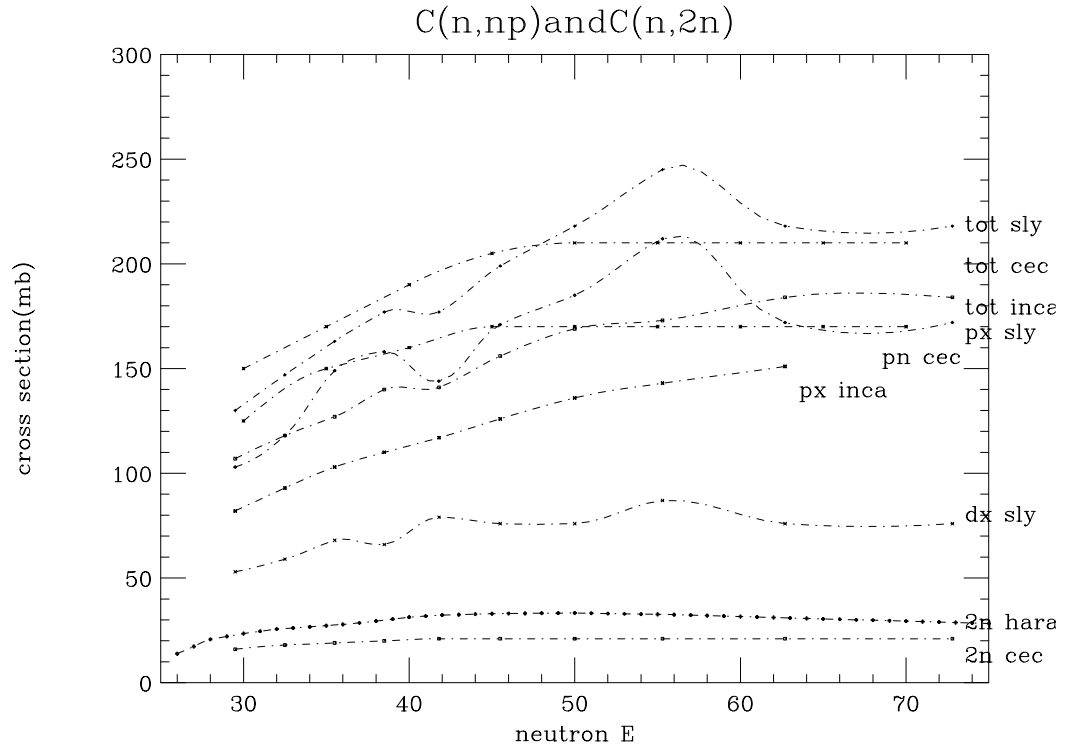


図 3.8 $C(n,np), C(n,2n), C(n,np)$ and $C(n,2n)$ における断面積

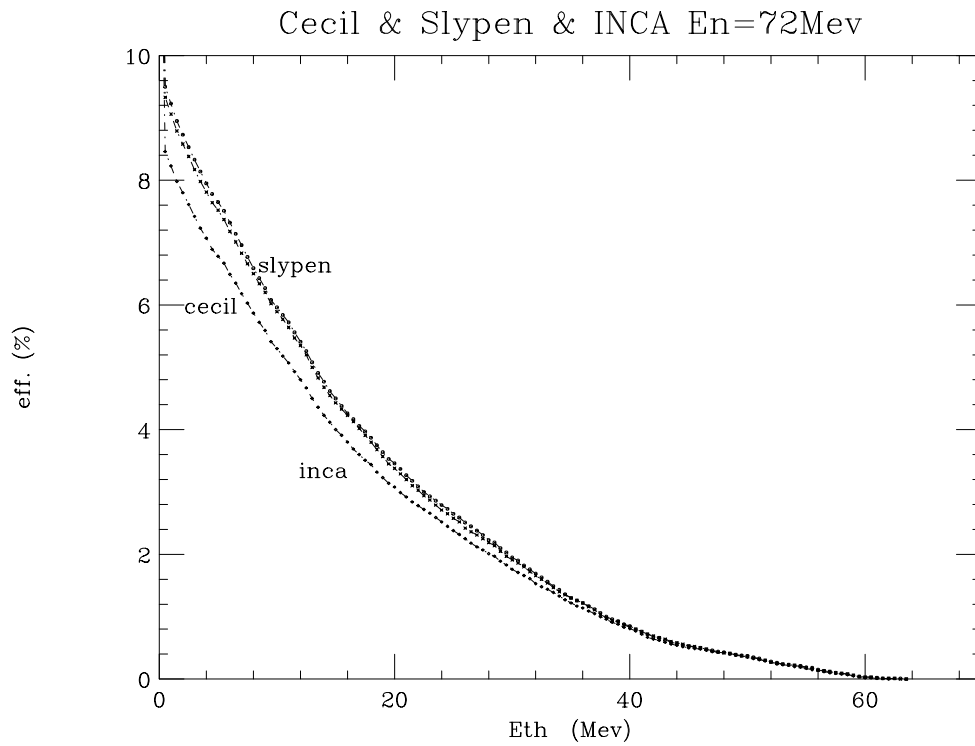


図 3.9 各断面積を用いた検出効率

第4章 まとめ及び今後の課題

本研究では、将来の高効率・高精度な中性子検出器を開発する際に必要となる信頼性の高いシミュレーション計算コードの開発を目指し、その予備的な研究を行った。ここではプラスチックシンチレーター (^{12}C と H により構成される) による中性子検出を対象とし、特に 200 - 300MeV の高エネルギー領域においても十分に信頼できる計算コード開発を目的とした。

まず、中性子によるプラスチックシンチレーター中でのさまざまな核反応についてエネルギー依存性、角度依存性、シンチレーター奥行き依存性を詳細に調べた。さらに、一般に広く用いられている Cecil らが開発した ksuvax 計算コードに関して検討を試みた。このコードで想定している反応のうち高エネルギー中性子領域で断面積が大きい $^{12}\text{C}(n,np)$ 及び $^{12}\text{C}(n,2n)$ 反応に着目し断面積の改善を行った。本研究では以下の断面積を採用し、Cecil の断面積と検出効率の比較検討を行った。

- Slypen らにより測定された $^{12}\text{C}(n,px)$ 断面積
- INCA code で用いられている $^{12}\text{C}(n,px)$ 断面積
- HARADA らによって評価された $^{12}\text{C}(n,2n)$ 断面積

これらの評価によると $\text{C}(n,np)$ 断面積は $\text{C}(n,2n)$ 断面積の値は 5 倍近くあり、8.5 倍近く異なる値をとる Cecil の評価とは異なっていた。これら断面積を利用して検出効率を求めると Cecil のそれより、数 MeV のしきい値においては 1~2% の減少を示した。今後これらの反応における精度の高い断面積測定がさらに進むことが望まれる。

一方 Slypen らの断面積を用いた検出効率は Cecil らのそれに対しほぼ全般的に一致した。(図 3.9 参照) この事は $^{12}\text{C}(n,np)$ と $^{12}\text{C}(n,2n)$ 断面積が大きく異なる値であることを無視すれば、Cecil らが開発した ksuvax コードの信頼性を裏付ける結果と云える。

今後他の断面積を適用し比較検討することによって、さらに計算コードの改善が進むと期待される。さらに多重中性子の放出シミュレーションコードの開発に進展させたい。

付録A 核反応の断面積

入射粒子はターゲットの原子核に衝突すると散乱を起こすが、それ以外の所にあたると散乱は起こらず入射粒子は通過する。標的原子核1つの面積を σ とおくと、厚さが dx のターゲットに入射した場合、

$$\text{散乱の起こる確率} = \frac{S \text{ の中で原子核にあたる面積}}{\text{入射ビームのあたる面積 } S} \quad (\text{A.1})$$

$$-\frac{dN}{N} = -\frac{(nSdx)\sigma}{S} = n\sigma dx \quad (\text{A.2})$$

$$\left(\begin{array}{l} N : \text{入射粒子数の数} \\ -dN : \text{散乱される粒子数} \\ n : \text{単位体積当たりの標的核の数} \end{array} \right) \quad (\text{A.3})$$

と表せる。上式を積分すると、散乱せずに通過する粒子数 $N(x) = N_0 e^{-n\sigma x}$ を得る。したがって、散乱される粒子数 $N_{SC}(x)$ は、

$$N_{SC}(x) = N_0(1 - e^{-n\sigma x}) \quad (\text{A.4})$$

全方向の散乱断面積をあらわしているこれまでの σ (全散乱断面積) に対し、ある方向 (θ, φ) のまわりの単位立体角当たりに散乱させる散乱微分断面積 $d\sigma/d\Omega$ を用いると以下の関係式が成立している。

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \quad (\text{A.5})$$

特に、入射粒子あるいはターゲットがかたよっておらず、散乱する方向が φ に依らない場合には、

$$\sigma = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (\text{A.6})$$

となる。

付録B コンプトン効果

γ 線と物質との相互作用は、光電効果、Compton効果、電子対創生の3つである。そのうちCompton効果は、 γ 線との非弾性散乱により放出される電子を検出することにより、 γ 線を検出できる。入射 γ 線に対し θ 方向に散乱された γ 線のエネルギー E' は、エネルギー E 及び運動量保存則より

$$E' = h\nu' = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (\text{B.1})$$

$$Ee' = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{\left(\frac{1 - \cos \theta}{m_e^2} E_\gamma + 1 \right)} \right) \quad (\text{B.2})$$

$$\cos \theta = 1 - \frac{\left(\frac{E_\gamma}{E'} - 1 \right)}{E_\gamma} m_e c^2 \quad (\text{B.3})$$

$$m_e c^2 = 0.5111 \text{ [MeV]}$$

中性子検出反応で発生する γ 線を検出する際には、このコンプトン効果によって散乱された電子の電離損失をシンチレタ - 光に変換する。散乱 γ 線によりCompton衝突は連続的に起きるので、シンチレータ中の全散乱電子を検出する。今回の中性子検出効率シミュレートで用いた断面積を以下に示す。

$$\sigma = 0.4989 \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha \log(1 + 2\alpha)} \right] + \frac{0.5}{\alpha \log(1 + 2\alpha)} - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \quad (\text{B.4})$$

$$\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

E_γ : 入射 γ 線のエネルギー

特に中性子と ^{12}C の反応で生じる γ 線は第1励起状態のCが基底状態へ遷移する時に放出されるので、 $E_\gamma = 4.43 \text{ (MeV)}$ である。

付録C H(n,p)弾性散乱における角度分布の物理原理

C.1 $E_n < 30\text{Me}$

重心系での、中性子の陽子に対する相対運動の波動関数は、スピン部分と空間部分の波動関数の積で表されるが、スピンによる散乱の異方性が少ないとみなし、空間部分 $\phi(r)$ のみの波動関数と考える。中性子が低エネルギー領域である場合、核力ポテンシャル $V(\text{中心力})$ が r だけの関数とみなせるので、波動関数の Schrödinger 方程式をたてると、

$$-\frac{\hbar^2}{M}\Delta\phi + (V - E)\phi = 0, \quad i = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{C.1})$$

$$E = E_0/2$$

$$\left(\begin{array}{l} V(r) : \text{核力ポテンシャル} \\ E : \text{重心系での陽子に対する中性子の相対運動エネルギー} \\ E_0 : \text{実験室系での中性子運動エネルギー} \end{array} \right.$$

入射波の進行方向を z 軸にとると中性子と陽子が十分離れた位置での波動関数は、入射する平面波 e^{ikz} と原点から外向きに発散していく散乱球面波 $f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r}$ との和で表されるはずであるので

$$\phi \rightarrow e^{ikz} + f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r} \quad (r \rightarrow \infty) \quad (\text{C.2})$$

但し $k = \frac{\sqrt{ME}}{\hbar}$ 、入射平面波の振幅を 1、散乱球面波の振幅を θ に依存する $f(\theta)$ (散乱振幅)とした。

確率の流れの公式

$$S = \frac{\hbar}{iM}(\phi^*\nabla\phi - \phi\nabla\phi^*) \quad (\text{C.3})$$

を用いて、散乱波の立体角要素 $d\Omega$ の方向への流れの強さ $I(\theta, \varphi)d\Omega$ を求めるには、式 (C.3) に散乱球面波を代入し、 S の動径方向の成分 S_r に $r^2d\Omega$ を掛ける。

$$I(\theta, \varphi)d\Omega = \frac{2\hbar k}{M} |f|^2 d\Omega$$

となる。ただし r を十分大きいとした。同様に入射波について S_z を求めるとそれは入射強度 I_0 に等しいので、

$$I_0 = \frac{2\hbar k}{M}$$

を得る。したがって、微分断面積は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{I}{I_0} = |f(\theta)|^2 \quad (\text{C.4})$$

次に $f(\theta)$ を求める。まず、波動関数を球関数 Y_{l0} (φ にはよらない) で展開し、いろいろな軌道角運動量をもつ部分波の和として表すと、

$$\phi(r) = \sum_{l=0}^{\infty} A_l R_l(r) Y_{l0}(\theta) \quad (\text{C.5})$$

$$\left(\begin{array}{l} A_l \quad : \quad \text{部分波の係数} \\ R_l(r) \quad : \quad \text{部分波の動径関数} \end{array} \right.$$

上式を Schrödinger 方程式に代入し Y_{l0}^* を掛けて角度 θ, φ で積分すると、変数分離により部分波の動径関数 $R_l(r)$ の方程式が得られる。この方程式の $r \rightarrow \infty$ 漸近形は、

$$R_l(r) \rightarrow \frac{\sin(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l)}{kr}, \quad (r \rightarrow \infty) \quad (\text{C.6})$$

という形をもつ。

次に入射波も同様に球関数を用いて、1の部分波の和で表してみる。

$$e^{ikz} = \sqrt{4\pi} \sum_l (2l+1)^{1/2} i^l j_l(kr) Y_{l0}(\theta) \quad (\text{C.7})$$

動径関数 $j_l(kr)$ は球面ベッセル関数で、 $r \rightarrow \infty$ 漸近形は、

$$j_l(kr) \rightarrow \frac{\sin(kr - \frac{l\pi}{2})}{kr}, \quad (r \rightarrow \infty) \quad (\text{C.8})$$

という形になる。波動関数の式 (C.6)、平面波の式 (C.8) を比べると、軌道角運動量が l の部分波の動径関数は平面波の対応する部分波の動径関数に比べて、 $r \rightarrow \infty$ で位相が δ_l だけずれていることが分かる。

さらに、 $r \rightarrow \infty$ では

$$\phi(r) - e^{ikz} = (kz)^{-1} \sum_l \left\{ A_l Y_{l0} \sin(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l) - \sqrt{4\pi} (2l+1)^{1/2} i^l \sin(kr - \frac{l\pi}{2}) \right\} Y_{l0}(\theta) \quad (\text{C.9})$$

この式の右辺を $\sin \theta = (1/2i)(e^{i\theta} - e^{-i\theta})$ の公式で変形すると、 $r^{-1}e^{-ikr}$ の項がでてくる。しかし $r \rightarrow \infty$ では、式 (C.2) の漸近形をしているので、 $r^{-1}e^{-ikr}$ の項の係数が 0 でなければならない。この条件から ϕ の係数 A_l を以下のように選ぶ。

$$A_l = \sqrt{4\pi} (2l+1)^{1/2} i^l \exp(i\delta_l) \quad (\text{C.10})$$

この式を式 (C.11) に代入し式 (C.2) と見比べると、散乱振幅 $f(\theta)$ が軌道角運動量の和で表される。

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_l \sqrt{4\pi} (2l+1) \{ \exp(2i\delta_l) - 1 \} Y_{l0}(\theta) \quad (\text{C.11})$$

上式の散乱振幅は一般的に求めたものであったが、次に低エネルギー領域の微分断面積を求める。衝突パラメータ¹が b^1 、運動量 $p = \hbar k$ をもつ入射粒子は、角運動量 $= l\hbar = b \cdot \hbar k$ となる。一方で入射粒子がターゲットと相互作用を行うには、 b が核力のおよぶ範囲内 r_0 に入らなければならないので、 $b \leq r_0$ 、つまり、 $l \leq kr_0$ という条件が加わる。したがって波動関数が $l = 0$ 、S波のみの場合には、 $kr_0 < 1$ となり低エネルギーではS波だけが問題となる。

そこで低エネルギーの入射中性子に対し、S波近似 ($l = 0$ のみ) を行う。散乱振幅 f は、式 (C.11) から

$$f = \frac{1}{k} \exp(i\delta_0) \sin \delta_0 \quad (\text{C.12})$$

となり、微分断面積は

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 = \frac{1}{k^2} \sin^2 \delta_0 \quad (\text{C.13})$$

と計算される。以上により低エネルギー領域での微分断面積は散乱角 θ に依存せず、等方散乱することが分かる。

C.2 $E_n > 30\text{Me}$

入射エネルギーが高くなると波長は短くなり、核力の作用範囲内で散乱に寄与する軌道角運動量は $l = 0$ のみではなくなってくる。したがって入射エネルギーが高くなると散乱の角度分布は異方性を示す。古典論を用いると粒子の散乱角は、粒子が力の作用圏の中を通過する間に軌道に垂直に働く力に比例する。速い粒子ほど、作用圏内を通過する時間は短くなり力積は小さくなるので、前方散乱を引き起こす。

しかし、実際の散乱分布は同程度の前方及び後方散乱を行う。中性子と陽子の相対速度を v 、核力ポテンシャルを V 、到達距離を b とおくとこの衝突における力積は、以下で表せる。

$$\text{力積} = \Delta p(\text{最大}) = \overline{F} \cdot \Delta t = \frac{V}{b} \cdot \frac{b}{v} = \frac{V}{v}$$

ここで、入射中性子が衝突後止まり反跳陽子が前方散乱する後方散乱では、入射中性子の運動量 p_n が $p_n \simeq \Delta p$ となるはずである。しかし実験条件では $Mv^2 \sim$ 数 100MeV 、 $V \sim 20\text{MeV}$ なので、 $V/v \ll p_n$ となり後方散乱は起こらないように思われる。このように非交換力だけでは実際の角度分布を説明することができず、交換力が作用していると解釈する。つまり非交換力によって衝突の際に電荷の交換が起こり、中性子が陽子に変わって前方散乱すると理解する。さらに H(n,p) 反応の角度分布が 90° 対称であることにより、交換力と非交換力の割合が $1:1$ であると云える。

¹ ターゲット中心と粒子の波束の中心との最短距離

関連図書

- [1] R.A.Cecil, B.D.Anderson and R.Madey, Nucl.Instrum.Meth.161,439-447(1979)
- [2] Glenn F.Knoll, Radiation detection and measurement Second edition, Wiley
- [3] R.L.Craun and D.L.Smith, Nucl.Instrum.Meth.80,239-244(1970)
- [4] I.Slypen,S.Benck,J.P.Meulders,V.Corcalciuc, Nucl.Phys.A 671(2000)3-19
- [5] D.J.Brenner,R.E.Prael, Atomic and Nucl.Data Tables 41(1989)71
- [6] M.Harada,Y.Watanabe, Jour.Nucl.Sci.and Tech.,Vol.34,No.2,p.116-127(1997)
- [7] 杉本 健三 岡村 光男, 原子核物理学, 共立出版
- [8] 八木 浩輔, 原子核物理学, 朝倉書店
- [9] 阿部 健一, 修士論文. 大阪大学 (1992), 不安定核ビームを用いた二中性子移行反応