

核反应理论方法及其应用文集

二机部核数据中心编



原子能出版社

核反应理论方法及其应用文集

二机部核数据中心编

原子能出版社

一九八〇年八月

内 容 简 介

本文集收集了有关核反应理论方法及其应用的研究成果共三十四篇。这些成果包括了核反应理论中最常用的方法,并应用于处理中子在不同靶核上引起的各种类型核反应的截面、角分布和能谱的计算。所采用的理论方法包括中子在少数核子体系中所引起的核反应的理论方法、光学模型理论、核反应统计理论(包括预平衡机制的统计理论)、直接相互作用的反应理论等。处理的核反应过程有弹性散射、非弹性散射、辐射俘获、裂变以及多次反应过程。

本书可供核物理理论和实验研究人员、从事核物理应用工作的同志以及大专院校有关专业的师生参考。

核反应理论方法及其应用文集

二机部核数据中心编

原子能出版社出版

【北京2100信箱】

重庆印制一厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

☆

开本 $787 \times 1092 \frac{1}{16}$ ·印张22 $\frac{1}{4}$ ·字数532千字

1981年3月重庆第一版·1981年3月重庆第一次印刷

印数001—1900 统一书号: 15175·300

定价: 3.15元

前 言

为了扩大交流,促进工作,本文集收集了近年来国内一些大学和研究所的核理论工作者在核反应理论方法的研究和应用方面所取得的部分成果。这些成果包括了最常用的核反应理论方法和对核反应截面、角分布及能谱等计算的应用。

《文集》中处理的基本问题是中子在不同靶核上所引起的各种类型的核反应。靶核从氢直到铀、钚同位素,中子入射能量从 1keV 直到 20MeV 。所包括的核反应类型很多,有弹性、非弹性散射过程;有俘获中子放出 γ 光子的辐射俘获过程;有 $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, $(n, n'f)$ ……多次过程;对铀、钚同位素还包括裂变过程。这样多的反应过程的处理,所涉及到的理论方法是各种各样的。例如,中子在少数核子体系中所引起的核反应理论方法(相移分析、三体法捷耶夫方程及共振群理论等);光学模型理论;核反应统计理论(包括预平衡发射的统计理论);直接相互作用反应理论等等。上述的理论方法无疑都是在核反应的研究中应用得最普遍的理论方法。

《文集》中所选的文章,绝大部分都是针对着具体的核反应问题,从方法的选取直到给出计算结果都有详细的讨论。同时我们也适当地收集和撰写了有关理论方法的综述性文章。由于有上述的特点,《文集》可供从事核反应理论和实验的研究人员、从事核物理应用工作的同志以及核物理专业的师生参考。

《文集》的编辑基本上是按照靶核质量数的顺序编排的,对理论方法相近的内容做了适当的集中。由于我们的水平有限,加之缺乏经验和时间仓促,难免有不少缺点和错误,敬请读者批评指正。

参加《文集》编辑工作的有苏宗涤、王书暖、申庆彪、王焕昕、汪晋忠和周俞斌等同志。在整个编辑出版中得到有关单位和不少同志的大力支持和热情帮助,在此谨致谢意。

编者 一九八〇年八月

目 录

中子与氢核作用全截面、微分截面和极化的计算[hsj-78211(11js)]	邴庚元 叶 慧 (1)
n-D散射截面的理论评价[hsj-78212(11js)]	裘志洪 王炎森 沈锡初 陈建新 (18)
D(n, 2n)出射中子的分角度能谱理论计算[hsj-78232(11js)]	储连元 黎和平 华大平 (26)
n-T, n- ³ He弹性散射截面计算[hsj-78213(11js)]	南京大学物理系核理论小组 (45)
T(n, 2n)D反应的共振群理论[hsj-78214(11js)]	南京大学物理系核理论小组 (53)
³ He(n, n)和 ³ He(n, p)截面的计算[hsj-78215(11js)]	南京大学物理系核理论小组 (57)
用蒸发模型计算 ³ H(n, 2n)d和 ³ H(n, 3n)p的截面[hsj-78245(11js)]	施士元 (63)
群论在共振群理论中的应用[hsj-78238(11js)]	南京大学物理系核理论小组 (69)
关于中子与 ⁴ He反应截面理论计算概况[hsj-78231(11js)]	张竞上 (77)
³ He中子散射的光学模型分析[hsj-78218(11js)]	杨善德 朱自强 杨克力 张玉君 (86)
^{6,7} Li快中子散射的光学模型分析[hsj-78216(11js)]	杨善德 朱自强 张玉君 张邦固 (90)
Li中子非弹性散射直接作用模型的计算结果[hsj-78217(11js)]	朱耀银 姚玉洁 骆兴叶 吴成礼 吴式枢 (97)
$E_n < 1.7\text{MeV}$ 的n + ⁶ Li体系的R矩阵分析[hsj-78244(11js)]	朱诚久 井孝功 吴成礼 (108)
6MeV以上 ⁹ Be的中子弹弹性散射角分布计算[hsj-78233(11js)]	张本爱 张玉兰 莫俊永 (115)
⁹ Be(n, 2n)反应次级中子谱计算[hsj-78234(11js)]	杜书华 李曼莉 刘广华 (122)
中子在铅、钨、铁、铝上的弹性散射微分截面的光学模型计算[hsj-78219(11js)]	万鸿声 周 兰 等 (130)
W的中子非弹性散射截面的理论计算[hsj-78223(11js)]	周治宁 杨泽森 (140)
中子辐射俘获理论及计算 ($E_n \leq 3\text{MeV}$) [hsj-78240(11js)]	杨立铭 (150)
^{88,89} Y(n, γ)反应截面的理论计算[hsj-78222(11js)]	齐 辉 周治宁 (167)
¹⁹⁷ Au, ¹⁹⁸ Au, ¹⁸¹ Ta及 ¹⁶⁹ Tm辐射俘获截面的计算[hsj-78242(11js)]	钟毓澍 林纯镇 成 琍 (180)
快中子辐射俘获的直接和半直接过程[hsj-78230(11js)]	马中玉 高良俊 (192)
中子能量为1keV到20MeV铀、钚同位素的光学模型计算[hsj-78224(11js)]	申庆彪 赵小麟 顾英圻 卞晓云 (202)
中子能量为1keV到20MeV ²³⁸ U和 ²³⁹ Pu的耦合道理论计算[hsj-78228(11js)]	申庆彪 赵小麟 顾英圻 马中玉 张本爱 (210)
用包括平衡前发射的统计模型计算(n, xn), (n, F)反应截面和次级中子能谱	

- [hsj-78220(11js)]毛铭德 陈星堃 刘敦桓 王顺金 郑卫汉 (216)
- 中子能量 $E_n \geq 3\text{MeV}$ 铜系核中子反应截面统计理论的计算[hsj-78227(11js)]
张竞上 王书暖 (226)
- 核反应统计理论及铀、钚同位素中子反应截面的计算[hsj-78226(11js)]
苏宗涤 施向军 唐学田 田野 王翠兰 张其欣 (243)
- Hauser-Feshbach 理论在中子与重核复合核反应截面计算中的应用[hsj-78237
 (11js)]施向军 田野 苏宗涤 唐学田 (260)
- Hauser-Feshbach统计理论对铜系核中子裂变截面的简化计算[hsj-78225(11js)]
张竞上 冯仁发 (269)
- 铀、钚裂变瞬发中子能谱计算[hsj-78221(11js)].....胡济民 王正行 (280)
- 推算瞬发平均中子数 $\bar{\nu}_p(Z, A, E)$ 的一个半经验理论[hsj-78235(11js)]
丘锡钧 李盘林 张金根 (285)
- 核能级密度的费米气体模型理论[hsj-78239(11js)].....卓益忠 苏宗涤 (292)
- 原子核能级密度的微观理论及计算方法[hsj-78236(11js)].....陆中道 卓益忠 (320)
- 各类能级密度公式间的比较[hsj-78229(11js)].....张竞上 苏宗涤 (329)
- 一个供小型电子计算机使用的光学模型计算程序[hsj-78241(11js)].....赵小麟 (338)

中子与氢核作用全截面、微分截面 和极化的计算

郇庚元 叶 慧

(复旦大学 物理二系)

我们在1keV—30MeV能区内, 采用了Lomon-Wilson和Dilg推荐的低能中子和质子相互作用的参数, 并考虑了高级波修正项, 用有效力程近似计算了中子-质子弹性散射截面 $\sigma_{n,n}$. 另外, 用Horsley 推荐的俘获截面表示式计算了氢的中子俘获截面 $\sigma_{n,\gamma}$, 从而求得中子和氢作用的全截面 σ_t . 同时, 根据 Yale N-N相互作用小组方案, 分别采用Yale, LRL, Arndt相移分析的相移, 以及Hamada-Johnston势模型相移, 分别计算了微分截面 $\sigma_{n,n}(\theta)$ 和极化 $P(\theta)$, 并与实验数据进行比较分析, 最后确定用H-J势模型所给的相移进行计算, 从而获得了0.1—30MeV较佳的微分截面和极化的计算值.

一、前 言

核子-核子相互作用在核物理中是最基本的相互作用. 有关这方面的实验工作进行得很多, 人们获得的知识也很丰富. 这里我们主要讨论中子-质子的相互作用, 计算它们相互作用的全截面以及弹性散射的微分截面. 我们在计算中采用了核子间相互作用的电荷对称性和电荷无关性这一概念. 这对我们需要计算的中子-质子相互作用截面的精度来说是足够了. 这样, 在计算微分截面时, 我们可以利用相移分析中大量的质子-质子散射的精确测量数据.

氢的中子全截面可以十分精确地测量出来. 而且, 随入射中子能量的变化简单平滑以及有较好的理论基础, 因此有可能获得非常精确的实验值和理论值, 人们常用氢的截面来作为核测量中的标准截面. 长期以来人们曾进行了大量的工作, 从事氢的中子截面的实验测量和理论计算. 随着技术的发展现在还在精益求精.

由于中子-质子相互作用可在两个不同的自旋态即单态和三重态中出现, 而且由于张量力的作用使宇称相同的和总角动量 J 相同的三重态之间出现了混合. 因而, 在微分截面的计算中, 不但要考虑高级分波的贡献, 而且必须考虑三重态耦合的贡献. 我们在计算中发现微分截面的形状随着高级分波和耦合参数的变化而相当灵敏地变化, 尤其是180°处的微分截面对 P 波 (1P_1 , 3P_0 , 3P_1 , 3P_2) 和耦合参数 ϵ_1 特别敏感.

在氢的中子全截面 σ_t 的计算中, 我们根据Horsley^[1]推荐的俘获截面 $\sigma_{n,\gamma}$ 表示式, (见(1)式) 计算了氢的中子俘获截面. 对中子-质子弹性散射截面 $\sigma_{n,n}$ 的计算, 我们曾以三种方式进行: 一种方式是分别采用 Yale 的相移^[2]、LRL 强制相移^[3]、Arndt 相移^[4]以及 Hamada-Johnston(H-J)势模型相移^[5], 由 $\sigma_{n,n}$ 的表示式(见表示式(2))计算获得中子-质子弹性散射截面. 另一种方式是对我们计算的微分截面 $\sigma_{n,n}(\theta)$ 求积分而获得的, 这在求微

分截面归一化时曾作了这方面的工作。第三种方式是我们选取了目前推荐的, 最佳的两组低能N-P参数 (Lomon-Wilson^[6], Dilg^[7]) 和Langsford-Clements^[8]的参数, 由有效力程近似计算其主要部分 $l=0$ 态 (S波) 的贡献, 再用 H-J 势模型相移计算得出高级波对截面的贡献, 作为修正项。将所有这些计算结果与实验数据拟合值比较分析后, 获得其中一组最好的计算值, 即选取Dilg^[7]发表的与形状无关的参数 (即 S. I. 参数), 用有效力程法计算弹性散射截面再加上高级波的修正。将此计算值与俘获截面 $\sigma_{n,\gamma}$ 相加, 即得氢的中子全截面。

对中子-质子微分截面 $\sigma_{n,n}(\theta)$ 以及极化 $P(\theta)$ 的计算, 是以Yale N-N相互作用小组的公式为基础的。我们采用H-J和Yale相移分别计算了0.1—30MeV共39个能点以及个别有实验数据的能点的全套 $\sigma_{n,n}(\theta)$ 和 $P(\theta)$ 数值。

计算结果表明: 在10MeV以下的角分布并不具有通常假定的各向同性; 而且, 在30MeV以下, 质心系微分截面的形状也远非90°对称, $\sigma_{n,n}(0^\circ)$ 都小于 $\sigma_{n,n}(180^\circ)$ 。

二、氢的中子全截面 σ_t 的计算

对氢的中子全截面 σ_t 的评价, 人们曾进行大量的工作^[1,6,8-13]。早期的工作大多是依据实验数据作半经验表述或求实验数据的最佳拟合值, 近期的工作大多是结合实验数据进行理论计算。

氢的中子全截面是中子与氢核 (即N-P) 弹性散射截面 $\sigma_{n,n}$ 与俘获截面 $\sigma_{n,\gamma}$ 之和。我们主要考虑中子能量在0.001—30MeV能区。在这能量范围内俘获截面 $\sigma_{n,\gamma}$ 值很小, 通常可以忽略不计。我们为了提高全截面 σ_t 的精度, 对俘获截面也作了计算。

1. 俘获截面 $\sigma_{n,\gamma}$ 的计算

H(n, γ)D 反应的实验数据很少, 但氘核的光致分裂反应 D(γ , n)H 却有很多较精确的数据, 这两种反应截面之间有以下关系:

$$\sigma_{n,\gamma}(E) = \frac{3k^2}{2K^2} \sigma_{\gamma,n}(E_\gamma).$$

其中 k 为 γ 射线的波数, K 为质心系中子的波数。在依据H(n, γ)D反应和D(γ , n)H反应的实验数据的基础上, Horsley^[11]推荐了以下俘获截面 $\sigma_{n,\gamma}(E_n)$ 公式:

$$\sigma_{n,\gamma}(E_n) = 0.0528 E_n^{-1/2} (1 + 0.2244 E_n) (1 + 0.0103 E_n)^2 \times (1 + 7.46 E_n + 0.158 E_n^2)^{-1} + 0.143 E_n^{1/2} (4.46 + E_n)^{-1}. \quad (1)$$

俘获截面以mb为单位, 其中 E_n 是实验室系的中子能量, 以MeV为单位。Horsley认为此式计算值的精度可高于2%。

在1keV—30MeV能量范围内, 我们由(1)式计算了俘获截面 $\sigma_{n,\gamma}(E_n)$ 值, 计算结果如图1所示。

2. 中子-质子弹性散射截面 $\sigma_{n,n}(E_n)$ 的计算

由于实验测量的精度不断提高, 因此, 我们企图一方面通过建立在大量核子-核子散射实验数据基础上的相移分析所获得的相移, 来计算出弹性散射截面; 另一方面由目前测量精度已非常高的近“零”能截面 σ_0 、相干散射长度 f 、氘核结合能以及一些在几个MeV能量范

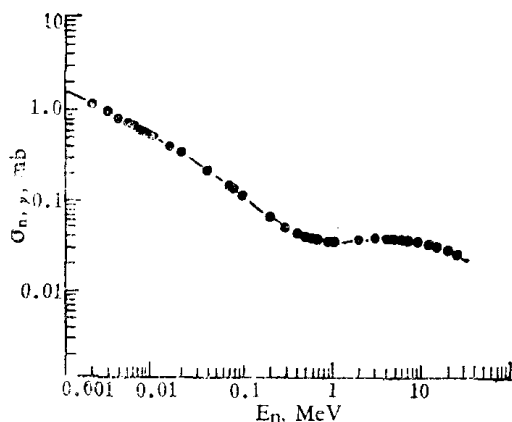


图1 氢的中子俘获截面 $\sigma_{n,\gamma}$ 与能量 E_n 的关系

围内的精确的全截面数据等推导得的 N-P 低能参数, 用有效力程近似来对中子-质子弹性散射截面进行计算。

(1) 用相移来计算中子-质子弹性散射截面:

中子-质子弹性散射截面 $\sigma_{n,n}(E_n)$ 公式为:

$$\sigma_{n,n}(E_n) = \left(\frac{\pi}{K^2} \right) \sum_{J=0} (2J+1) [(\sin^2 \delta_J^1)^2 + (\sin^2 \delta_J^3)^2 + (\sin^2 \delta_J^\alpha)^2 + (\sin^2 \delta_J^\beta)^2 + (\sin^2 \delta_J^\gamma)^2]. \quad (2)$$

其中 K 为中子波数; $K^2 = 0.012056 E_n (\text{MeV}) \times 10^{28} \text{cm}^{-2}$; $^1\delta_J$, $^3\delta_J$ 分别表示总角动量量子数为 J 、单态的相移和三重态的相移; α 表示 $l=J-1$; β 表示 $l=J$; γ 表示 $l=J+1$ 。

如果我们能获得与中子能量相应的全部相移, 则可由(2)式计算出与中子能量相应的弹性散射截面 $\sigma_{n,n}(E_n)$ 。我们在计算中计入了与 $J=0, 1, 2, 3, 4, 5$ 相应的所有相移。

我们分别采用 Yale 相移、LRL 强制相移、Arndt 相移、以及 H-J 势模型相移, 进行了中子-质子弹性散射截面 $\sigma_{n,n}(E_n)$ 的计算。计算结果在附表1中给出, 并与实验拟合值进行了比较。在附表1中还给出Gammel^[9]所给的数据。

(2) 有效力程近似

① 中子-质子相互作用在能量为10MeV以下时, 角动量 $l=0$ 的态(S波)起绝对主要作用, 当能量高于10MeV时高级分波的贡献逐渐比较明显, 因此必须考虑高级分波的修正^[14]。这些修正可以通过高能数据和零能数据之间的内插来求得。在零能时, 只有S波相互作用。在零能时, 可以利用实验数据来进行相移分析以获得相移, 或用一个相互作用势模型来求得相移。但是, 对于势模型, 我们必须调节它的参数, 使应用这个模型给出的低能数据符合精确的测量值。

对于S波, 弹性散射角分布是各向同性的, 其弹性散射截面 $\sigma_{l=0}$ 为:

$$\sigma_{l=0} = \left(\frac{3\pi}{K^2} \right) (\sin^2 \delta_0^3)^2 + \frac{\pi}{K^2} (\sin^2 \delta_0^1)^2. \quad (3)$$

其中 $^3\delta_0$ 是三重态S波的相移, $^1\delta_0$ 是单态S波的相移, K 是中子波数。

对S波, 其相移 δ_0 按通常的有效力程展开式为:

$$K \cot \delta_0 = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} K^2 r_0 - PK^4 r_0^3 + QK^6 r_0^5. \quad (4)$$

对三重态和单态的S波相移, 可以分别得出与上式形式相同的展开式。若在展开式中保留三项, 则中子-质子作用的S波弹性散射截面为:

$$\sigma_{l=0} = 3\pi \left\{ K^2 + \left[\frac{1}{a_t} - \frac{1}{2} K^2 r_{ot} (1 - 2P_t r_{ot}^2 K^2) \right]^2 \right\}^{-1} + \pi \left\{ K^2 + \left[\frac{1}{a_s} - \frac{1}{2} K^2 r_{os} (1 - 2P_s r_{os}^2 K^2) \right]^2 \right\}^{-1}. \quad (5)$$

其中: a_t 为三重态散射长度;

a_s 为单态散射长度;

r_{oi} 为三重态有效力程;

r_{os} 为单态有效力程;

P_t 为三重态形状参数;

P_s 为单态形状参数。

(5) 式通常称为与形状有关的 (Shape dependent) 有效力程近似 (用符号 S. D. 表示), 如果在展开式 (4) 中只取两项, 则得通常称为与形状无关的 (Shape independent) 有效力程近似 (用符号 S. I. 表示), 表示式如下:

$$\sigma_{l=0} = 3\pi \left[K^2 + \left(\frac{1}{a_t} - \frac{1}{2} K^2 r_{oi} \right)^2 \right]^{-1} + \pi \left[K^2 + \left(\frac{1}{a_s} - \frac{1}{2} K^2 r_{os} \right)^2 \right]^{-1} \quad (6)$$

关于有效力程参数的确定, 长期以来, 人们曾进行了大量的工作。这些基本参数的精确性是 与一些低能实验数据的精确性密切相关的。随着实验数据的精度不断提高, 这些参数的精度亦不断提高。目前氢的近“零”能量的全截面 σ_0 已精确到 0.1% 或更高^[7,15], 相干散射长度 f 已精确到 0.05%^[16], 由氘核结合能直接求得的 r_{oi} 亦已精确到 0.5%, 这在表 1 中可以看出。在表 1 中列出 Lomon-Wilson^[6] 和 Dilg^[7] 推荐的最佳值, 还列出了 Langsford-Clements^[8] 的推荐值, 由不同作者提供和推荐的这种参数很多, 我们不一一列出了。

表 1 低能中子-质子相互作用参数

参 数	Lomon-Wilson ^[6] (1974)		Dilg ^[7] (1975)	Langsford-Clements ^[8]
	S.D.	S.I.		
e_D (keV)	2224.644 ± 0.046	2224.644	2224.644 ± 0.046	2224.644 ± 0.046
σ_0 (b)	20.436 ± 0.023	20.436	20.491 ± 0.014	20.436 ± 0.023
f (fm)	-3.739 ± 0.003	-3.739	-3.739 ± 0.003	-3.721 ± 0.004
a_t (fm)	5.414 ± 0.005	5.414	5.423 ± 0.004	5.426
a_s (fm)	-23.719 ± 0.013	-23.719	-23.749 ± 0.009	-23.715
r_{oi} (fm)	1.750 ± 0.005	1.748	1.760 ± 0.005	1.763
r_{os} (fm)	2.76 ± 0.05	2.76	2.81 ± 0.05 (BCM) 2.78 ± 0.05 (OPEP) 2.77 ± 0.05 (S.I.)	2.68

其中 e_D 为氘核的结合能。

② 关于形状参数: 三重态和单态形状参数 P_t , P_s , 我们曾采用以下两种形式:

(i) 根据 Feshbach-Lomon 边界条件模型^[17]求得在 $E_n = 5\text{MeV}$ 和 10MeV 处 P_t 和 P_s 的数值为:

$$E_n = 5\text{MeV}, \quad P_t = -0.012, \quad P_s = 0.018;$$

$$E_n = 10\text{MeV}, \quad P_t = -0.015, \quad P_s = 0.012;$$

据此, 在我们所考虑的能区内, 对 P_t , P_s 分别作线性内插^[15]和外推。计算结果发现 P_t , P_s 如用外推值时误差太大。

(ii) Noyes^[18]根据单 π 介子交换模型计算获得 $P_t = 0.025$, $P_s = 0.050$, 把 P_t 和 P_s 分别看成两个不随能量变化的常数。

我们分别用上述两种形式的形状参数按(5)式计算,结果发现不及用Dilg^[7]的S.I.参数按(6)式计算再加上高级分波修正项来得理想。

③ 关于高级分波的修正:利用有效力程展开式计算 $\sigma_{l=0}$ 时仅仅考虑了S波的贡献,而忽略了高级波的贡献,因此中子-质子弹性散射截面 $\sigma_{n,p}$ 应为:

$$\sigma_{n,p} = \sigma_{l=0} + \Delta\sigma_{l \geq 1}. \quad (7)$$

其中 $\Delta\sigma_{l \geq 1}$ 为高级分波的贡献,其值为:

$$\Delta\sigma_{l \geq 1} = \left(\frac{\pi}{K^2} \right) \sum_J' (2J+1) [(\sin^{-1}\delta_J)^2 + (\sin^{-3}\delta_J^\alpha)^2 + (\sin^{-3}\delta_J^\beta)^2 + (\sin^{-3}\delta_J^\gamma)^2]. \quad (8)$$

在 $\sum'$ 中不计入S波的相移 $\delta(^1s_0)$, $\delta(^3s_1)$ 而只计入 $J=0, 1, 2, 3, 4, 5$ 所有高级波的相移。我们采用H-J势模型相移。 $\Delta\sigma_{l \geq 1}$ 的计算结果列于表2。

表2 高级波修正 $\Delta\sigma_{l \geq 1}$ (用H-J相移计算)

E_n (MeV)	高级波修正 $\Delta\sigma_{l \geq 1}$ (mb)	E_n (MeV)	高级波修正 $\Delta\sigma_{l \geq 1}$ (mb)
1	0.04	16	7.99
2	0.17	17	8.49
3	0.39	18	8.98
4	0.71	19	9.45
5	1.12	20	9.92
6	1.62	21	10.37
7	2.24	22	10.81
8	2.96	23	11.24
9	3.81	24	11.66
10	4.78	25	12.07
11	5.33	26	12.47
12	5.88	27	12.86
13	6.43	28	13.24
14	6.96	29	13.61
15	7.48	30	13.98

3. 氢的中子全截面 $\sigma_t(E)$ 的计算结果

在1keV—30MeV能区内,我们曾采用Lomon-Wilson^[6]和Dilg^[7]推荐的最佳参数值(见表1)分别就S.I.和S.D.进行中子-质子弹性散射截面全套数据的计算,而且在1MeV—30MeV的计算结果中加入高级波的修正项 $\Delta\sigma_{l \geq 1}$,把这些计算结果和实验拟合值比较(见附表1),最后采用Dilg^[7]与形状无关的低能参数进行有效力程近似计算,在1MeV—30MeV能区加上高级波的修正,由此得到全套中子-质子弹性散射截面,再加上俘获截面后即得中子和氢核作用的全截面。其数据见表3。

表 3 中子与氢核相互作用的弹性散射截面、俘获截面和全截面

能量 E_n (MeV)	弹性散射截面 $\sigma_{n,n}$ (mb)	俘获截面 $\sigma_{n,\gamma}$ (mb)	全截面 σ_t (mb)
0.001	20356.59	1.66	20358.25
0.005	19839.31	0.72	19840.03
0.010	19233.48	0.50	19233.98
0.050	15578.46	0.18	15578.64
0.100	12769.54	0.11	12769.65
0.500	6137.68	0.04	6137.72
1.000	4255.28	0.03	4255.31
2.000	2911.41	0.03	2911.44
4.000	1901.94	0.04	1901.98
6.000	1425.31	0.03	1425.34
8.000	1135.90	0.03	1135.93
10.000	939.93	0.03	939.96
12.000	797.39	0.03	797.42
14.000	689.41	0.03	689.44
16.000	604.92	0.03	604.95
18.000	537.14	0.03	537.17
20.000	481.67	0.03	481.70
22.000	435.54	0.03	435.57
24.000	396.64	0.03	396.67
26.000	363.48	0.02	363.50
28.000	334.92	0.02	334.94
30.000	310.11	0.02	310.13

与几家高精度实验数据的比较见图 2。

我们取了八家共85个精确的实验数据^[8,10-25]和理论插入值比较后求得 χ^2 为:

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_i^N \frac{[\sigma_i(\text{理}) - \sigma_i(\text{实})]^2}{[\Delta\sigma_i(\text{实})]^2} \quad (9)$$

$$= 1.202 .$$

三、微分截面 $\sigma(\theta)$ 与极化 $P(\theta)$ 的计算

1. 微分截面 $\sigma(\theta)$ 的计算

目前, 中子-质子弹性散射微分截面 $\sigma_{n,n}(\theta)$ 的实验测量数据仍较少, 而且精度一般也远不及全截面。特别是在14MeV以下, 可信的微分截面测量数据就更少, 几乎没有。因此, 如果要获得 180° 的微分截面或角分布, 就必须利用理论或理论与实验数据相结合的方法进行计算。

直到1966年, 国外一些对氢的中子弹性散射微分截面进行评价工作的有: 如 Horsley^[11]和 Schmidt^[12]等尚认为直到 9 或 10MeV, 可以只需要考虑 S 波的相互作用, 大于此能量,

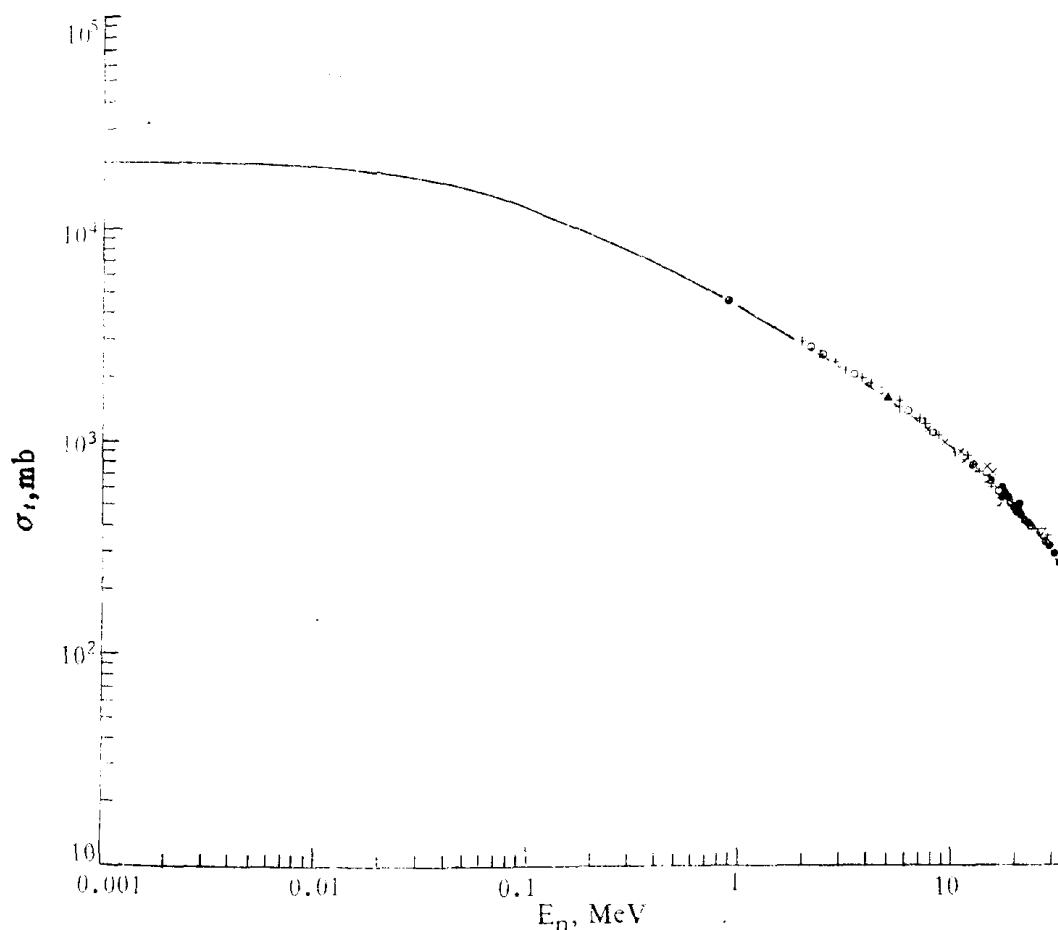


图2 中子和氢核作用全截面与能量 E_n 的关系

○—A. Langsford 等人^[8]; +—J. S. Davis 等人^[19]; △—D. C. Groce 等人^[20];
 ●—P. H. Bowen 等人^[21]; ×—A. Bratenahl 等人^[22]; ⊙—H. L. Poss 等人^[23];
 ▲—E. M. Hafner 等人^[24]; ▽—F. P. Brady 等人^[25]; —理论曲线。

Horsley推荐采用 Gammel^[9]的微分截面表示式。而 Gammel 微分截面表述是假定在质心系是 90° 对称的,不存在 P 波,并根据 90MeV 的中子和氢核散射角分布实验数据获得半经验公式。自五十年代末期以来,它就以私人通讯方式被人们广泛地使用着。在质心系中,由 Gammel 微分截面表达式可得到:

$$\frac{\sigma_{n,n}(180^\circ, E_n)}{\sigma_{n,n}(90^\circ, E_n)} = 1 + 2 \left(\frac{E_n}{90} \right)^2. \quad (10)$$

其中 E_n 为实验室系中以 MeV 为单位的中子能量。

1971年 Hopkins^[12]采用 Yale 相移和 LRL 强制相移,分别计算 0.1—30 MeV 的微分截面。计算结果表明,10 MeV 以下的微分截面并不具有通常假定的各向同性,而且,形状也远非 90° 对称的。

对中子-质子弹性散射微分截面的计算,最初,我们曾采用 Rohrlich^[27],以及 Matsumoto^[28]方法,计算了一些能量的微分截面,但这种计算方法计入的高级分波较少($J \leq 3$)。为了尽可能多地计入高级分波的贡献,我们又采用了在相移分析中常用的方法^[29-31],将中子-质子弹性散射微分截面以质心系表示为:

$$\sigma_{n,n}(\theta, E_n) = \frac{1}{2} |M_{11}|^2 + \frac{1}{4} |M_{00}|^2 + \frac{1}{4} |M_{ss}|^2 + \frac{1}{2} |M_{10}|^2 + \frac{1}{2} |M_{01}|^2 + \frac{1}{2} |M_{1-1}|^2, \quad (11)$$

其中 M_{ss} , M_{11} , M_{00} , M_{01} , M_{10} , 和 M_{1-1} 皆为自旋空间的矩阵元, 分别表示如下:

$$\left. \begin{aligned} M_{ss} &= (iK)^{-1} \sum_l P_l(\cos \theta) \left(\frac{2l+1}{2} \right) R_l, \\ M_{11} &= (iK)^{-1} \sum_l P_l(\cos \theta) \left\{ \left(\frac{l+2}{4} \right) R_{l,l+1} + \left(\frac{2l+1}{4} \right) R_{l,l} + \left(\frac{l-1}{4} \right) R_{l,l-1} \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{4} [(l+1)(l+2)]^{1/2} R^{l+1} - \frac{1}{4} [(l-1)l]^{1/2} R^{l-1} \right\}, \\ M_{00} &= (iK)^{-1} \sum_l P_l(\cos \theta) \left\{ \left(\frac{l+1}{2} \right) R_{l,l+1} + \left(\frac{l}{2} \right) R_{l,l-1} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} [(l+1)(l+2)]^{1/2} R^{l+1} + \frac{1}{2} [(l-1)l]^{1/2} R^{l-1} \right\}, \\ M_{01} &= (iK)^{-1} \sum_l P_l^1(\cos \theta) \left\{ -\frac{\sqrt{2}}{4} \left(\frac{l+2}{l+1} \right) R_{l,l+1} + \frac{\sqrt{2}}{4} \left[\frac{2l+1}{l(l+1)} \right] R_{l,l} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\sqrt{2}}{4} \left(\frac{l-1}{l} \right) R_{l,l-1} + \frac{\sqrt{2}}{4} \left(\frac{l+2}{l+1} \right)^{1/2} R^{l+1} - \frac{\sqrt{2}}{4} \left(\frac{l-1}{l} \right)^{1/2} R^{l-1} \right\}, \\ M_{10} &= (iK)^{-1} \sum_l P_l^1(\cos \theta) \left\{ \left(\frac{\sqrt{2}}{4} \right) R_{l,l+1} - \left(\frac{\sqrt{2}}{4} \right) R_{l,l-1} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\sqrt{2}}{4} \left(\frac{l+2}{l+1} \right)^{1/2} R^{l+1} - \frac{\sqrt{2}}{4} \left(\frac{l-1}{l} \right)^{1/2} R^{l-1} \right\}, \\ M_{1-1} &= (iK)^{-1} \sum_l P_l^2(\cos \theta) \left\{ \left[\frac{1}{4(l+1)} \right] R_{l,l+1} - \left[\frac{2l+1}{4l(l+1)} \right] R_{l,l} \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{1}{4l} \right) R_{l,l-1} - \frac{1}{4} [(l+1)(l+2)]^{-1/2} R^{l+1} - \frac{1}{4} [(l-1)l]^{-1/2} R^{l-1} \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

其中 $P_l^m(\cos \theta)$ 为缩合勒让德多项式, $P_l(\cos \theta)$ 为勒让德多项式。其中 R 矩阵元又可表示为:

$$\left. \begin{aligned} R_l &= e^{2i\delta_l} - 1, \\ R_{l,j} &= e^{2i\delta_{l,j}} - 1, \quad \text{当 } j=l \text{ 时.} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

如果采用 Hamada-Johnston (H-J) 相移, 则

$$\left. \begin{aligned} R_{j\pm 1,j} &= \cos^2 \varepsilon_j e^{2i\delta_{j\pm 1,j}} + \sin^2 \varepsilon_j e^{2i\delta_{j\mp 1,j}} - 1 \\ R_j &= \frac{1}{2} \sin 2\varepsilon_j (e^{2i\delta_{j\mp 1,j}} - e^{2i\delta_{j\pm 1,j}}) \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

如果采用 Yale 相移, 则

$$\left. \begin{aligned} R_{j\pm 1,j} &= \cos 2\bar{\epsilon}_j \exp(2i\bar{\delta}_{j\pm 1,j}) - 1, \\ R^j &= i \sin 2\bar{\epsilon}_j \exp[i(\bar{\delta}_{j+1,j} + \bar{\delta}_{j-1,j})], \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Yale小组没有直接给出耦合参数 $\bar{\epsilon}_j$ ，而给出与耦合参数有关的 ρ_j 值。我们以后就称 ρ_j 值为Yale的耦合参数。而

$$\rho_j = \sin(2\bar{\epsilon}_j). \quad (16)$$

在计算 $R_{j\pm 1,j}$ 和 R^j 时，根据定义，当 $j < 0$ ， $R_{j\pm 1,j} = 0$ ；当 $j \leq 0$ 时 $R^j = 0$ 。

我们在微分截面的计算中，考虑了 $\sum_{l=0}^5$ 的各级分波及其相应的三重态耦合的贡献。因此，各级分波的相移 δ_{lj} 共有22个，耦合参数 ϵ_j 共有五个：

$$\epsilon_1(^3S_1 + ^3D_1), \epsilon_2(^3P_2 + ^3F_2), \epsilon_3(^3D_3 + ^3G_3), \epsilon_4(^3F_4 + ^3H_4), \epsilon_5(^3G_5 + ^3I_5).$$

因此，如果我们能求得各个能量下的所有22个相移和5个耦合参数，则可由上述计算公式进行微分截面的计算。问题在于要获得最佳的微分截面计算值，就必须采用最佳的相移。而微分截面随相移值的变化是十分灵敏的。在0.1—30 MeV能区内，通过我们的大量计算，表明微分截面的形状不仅随 P 波(1P_0 , 3P_0 , 3P_1 , 3P_2)，而且对耦合参数 ϵ_1 特别敏感。

2. 极化 $P(\theta)$ 的计算

在工作过程中，为了希望进一步帮助我们鉴别出最佳的相移，我们又对中子-质子弹性散射的极化 $P(\theta)$ 进行了计算^[32]。在质心系，中子-质子的极化 $P(\theta)$ 计算公式为：

$$\begin{aligned} P(\theta, E_n) &= \frac{\left(\frac{\sqrt{2}}{4}\right) \operatorname{Re}[i(M_{10} - M_{01})(M_{11} - M_{1-1} + M_{00})^*]}{\frac{1}{2}|M_{11}|^2 + \frac{1}{4}|M_{00}|^2 + \frac{1}{4}|M_{ss}|^2 + \frac{1}{2}|M_{10}|^2 + \frac{1}{2}|M_{01}|^2 + \frac{1}{2}|M_{1-1}|^2} \\ &= \frac{1}{\sigma_{n,n}(\theta, E_n)} \cdot \frac{\sqrt{2}}{4} \operatorname{Re}[i(M_{10} - M_{01})(M_{11} - M_{1-1} + M_{00})^*]. \end{aligned} \quad (17)$$

其中自旋空间的矩阵元 M_{10} , M_{01} , M_{ss} , M_{11} , M_{1-1} , M_{00} 以及 R 矩阵元分别如(12)式以及(13), (14), (15)式所示。 $\operatorname{Re}[i(M_{10} - M_{01})(M_{11} - M_{1-1} + M_{00})^*]$ 表示 $[i(M_{10} - M_{01})(M_{11} - M_{1-1} + M_{00})^*]$ 的实数部分。

3. 微分截面 $\sigma(\theta)$ 和极化 $P(\theta)$ 的计算结果

为了与中子-质子角分布实验数据比较，以获得较好的微分截面计算值，我们经过调研后决定选取了一些目前认为最好的相移，其中有(i) Seamon等人^[2]的Yale相移；(ii) MacGregor等人^[3]的LRL强制相移；(iii) Arndt等人^[4]的Arndt相移；(iv) Hamada-Johnston (H-J) 势模型相移^[5]；(v) 西德的 Holinde-Machleidt^[33]的OBEP相移。在有较好的中子-质子角分布实验数据的14 MeV^[34-39]，24 MeV^[40-42]以及27.5 MeV^[43]等能点，我们采用以上几组相移分别进行了微分截面的计算，并和实验值相比，计算结果如图3—图5所示。为了进行比较，我们又在图中画出Gammel^[9]和Binstock^[10]的计算结果。

由上述角分布图中可见：除Gammel给的值外，所有其它的计算结果都显然表明中子-质子角分布不存在90°对称，而且Gammel, Binstock, Arndt计算结果与实验数据符合得较差。

另外，我们又对一些有较好极化实验数据的能点进行了极化 $P(\theta)$ 计算。图6、图7就

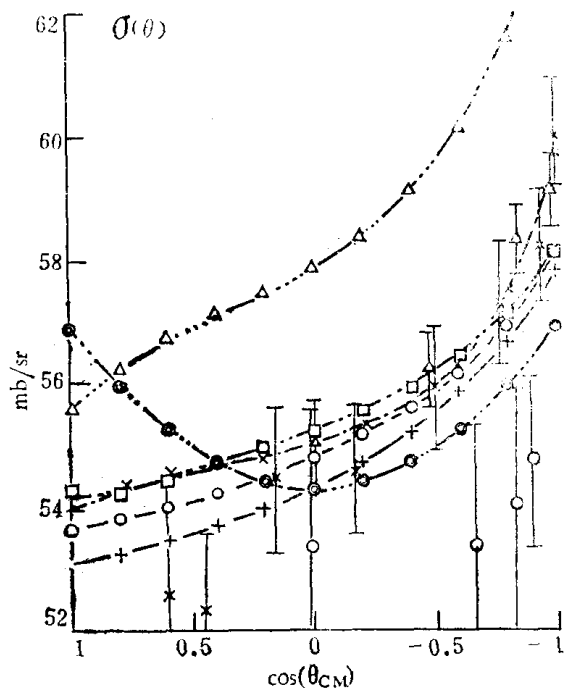


图3 14 MeV中子-质子弹性散射微分截面

+ — H-J^[5]; ○ — Yale^[2]; × — Arndt^[4];
 □ — LRL^[3]; ⊙ — Gammel^[9]; △ — Binstock^[10];
 ⊠ — S. Shirato等人^[38]; ⊞ — T. Nakamura^[37];
 ⊡ — J. C. Allred等人^[35].

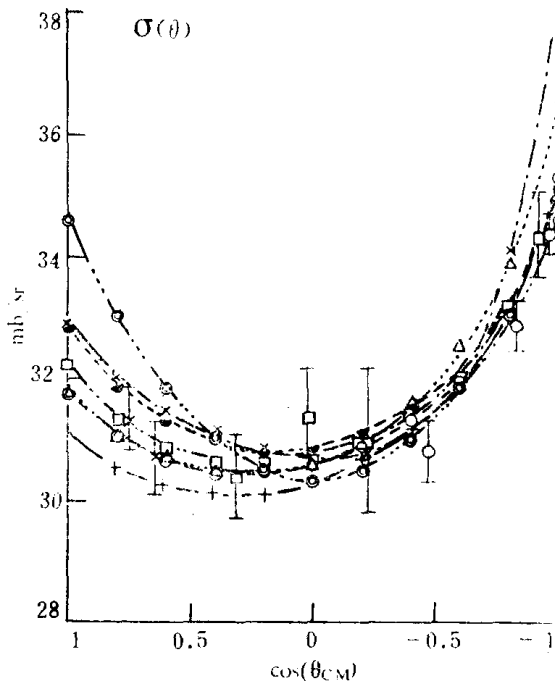


图4 24 MeV中子-质子弹性散射微分截面

+ — H-J^[5]; ● — Yale^[2]; × — Arndt^[4];
 □ — LRL^[3]; ⊙ — Gammel^[9]; ○ — HM2^[33];
 △ — Binstock^[10]; ⊠ — T. G. Masterson^[42];
 ⊡ — L. N. Rothenberg^[40];
 ⊞ — T. W. Burrows^[41].

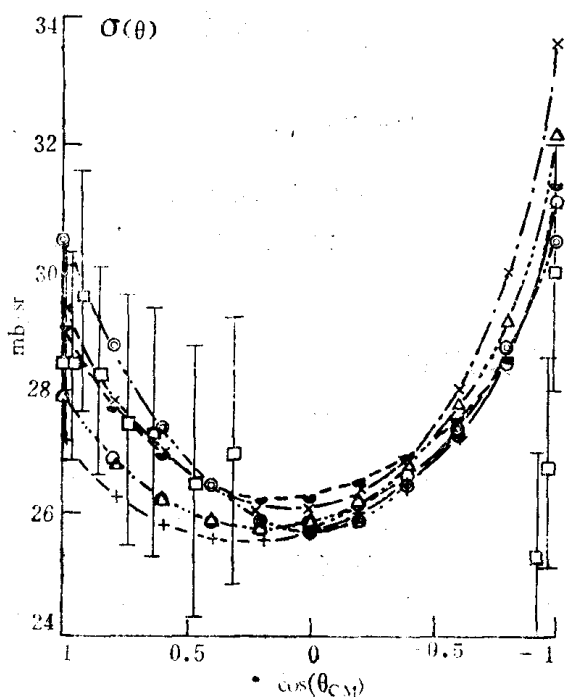


图5 27.5 MeV中子-质子弹性散射微分截面

+ — H-J^[5]; ● — Yale^[2]; × — Arndt^[4];
 □ — LRL^[3]; ⊙ — Gammel^[9]; ○ — HM2^[33];
 △ — Binstock^[10]; ⊡ — Scanlon等人^[43].

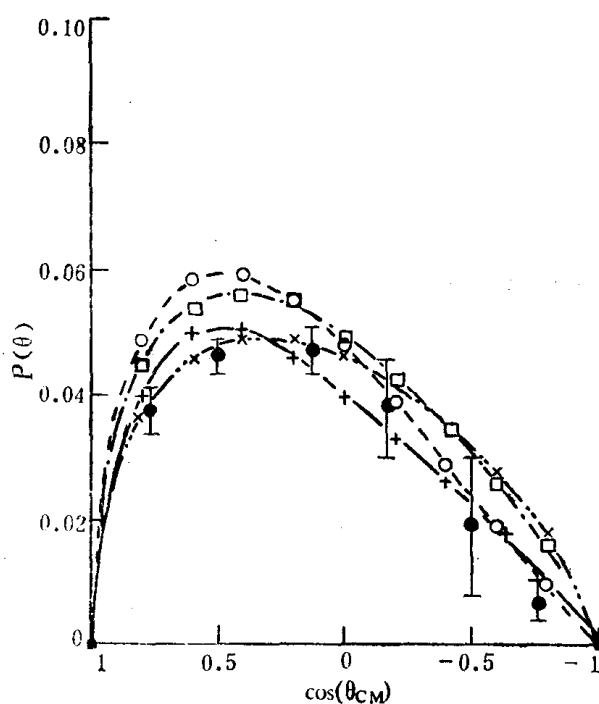


图6 21.10 MeV中子-质子作用极化角分布

+ — H-J; ○ — Yale; □ — Arndt; × — LRL;
 ⊠ — Morris, *Phys. Rev.*, C9, 924(1974).

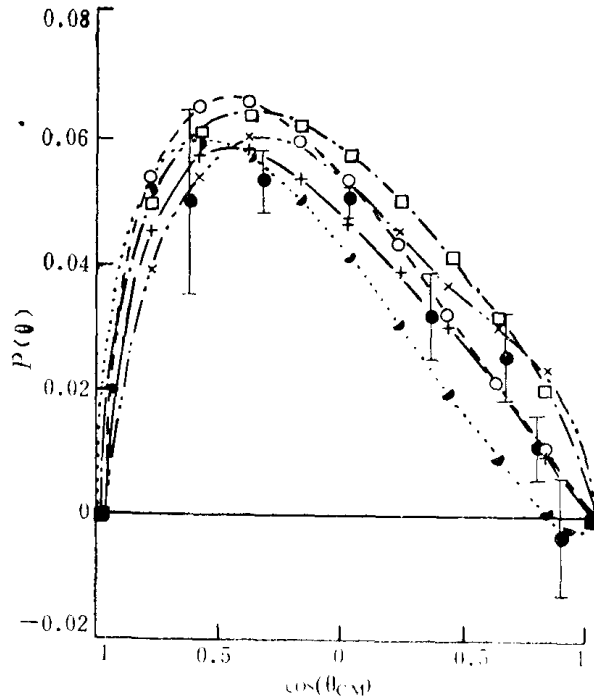


图 7 23.10 MeV 中子-质子作用极化角分布
 +——H-J; ○——Yale; □——Arndt; ×——LRL;
 ●——HM2^[33]; ▣——Mutchler, *Rhys. Rev.*,
 C4, 67(1971).

是其中的两张,从图中可看到用 H-J 势得到的相移,计算极化值与实验数据符合较好。

根据以上各种计算结果与实验数据的比较我们认为选用 H-J 相移,可获得好的微分截面计算值。我们在 0.1—30.0 MeV 能区除了计算系统的能点的微分截面和极化外,还计算了 14.1 和 27.5 MeV 有实验数据的微分截面,并给出了微分截面对应的勒让德多项式的展开系数。(具体数据可参见“评价中子数据汇编(下册)”^[1] H 的中子数据)图 8 至图 13 给出了 0.1, 1.0, 5.0, 10.0, 20.0 和 30.0 MeV 中子-质子弹性散射微分截面图。

图 14 和图 15 分别给出 14.1 和 27.5 MeV 中子-质子弹性散射微分截面并与实验数据比较。

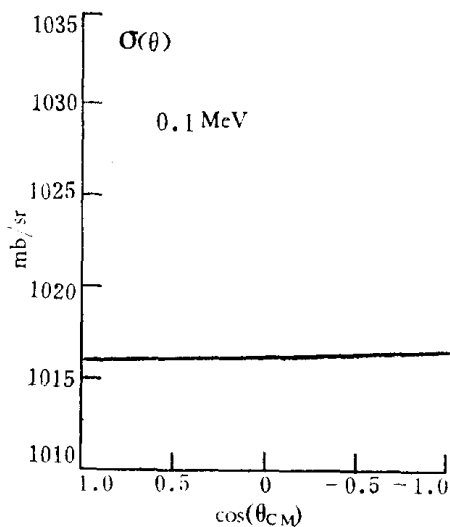


图 8

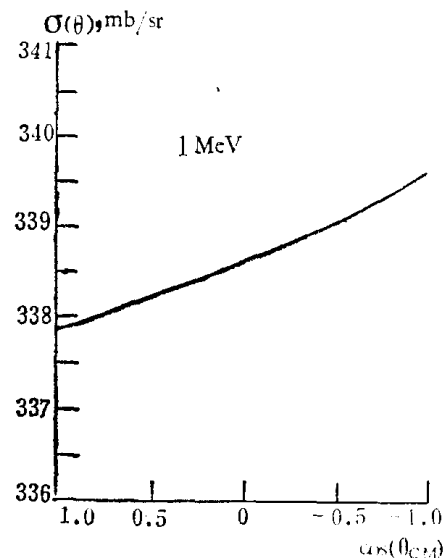


图 9