

学 术 争 鸣

编者按: 本刊试办“学术争鸣”专栏, 提倡在学术上解放思想, 各抒己见, 勇于争鸣, 探索和认识客观世界的规律。本专栏拟

刊登原子能科学技术领域内新提出的或有争议的各种学术见解、观点、建议等, 欢迎读者来稿, 或对所发表的文章展开讨论。

利用 ${}^4\text{He}({}^{13}\text{C}, n){}^{16}\text{O}$ 和 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反应 作中子源的建议

卢希庭

(北京大学技术物理系)

一、 ${}^4\text{He}({}^{13}\text{C}, n){}^{16}\text{O}$ 中子源

在核物理研究和一些应用中需要单能快中子源, 通常在加速器上利用下面四个核反应来产生: $\text{T}(d, n){}^4\text{He}$, $\text{D}(d, n){}^3\text{He}$, $\text{T}(p, n){}^3\text{He}$ 和 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 。当入射粒子能量大于有关竞争反应(三体反应或剩余核处于激发态的反应)的阈值时, 单能中子受到干扰。因而, 这四个反应能提供的单能中子仅限于一定的能量范围, 如表 1 所示。

表 1 常用的加速器单能中子源

核 反 应	竞 争 反 应	竞争反应阈, 兆电子伏	入射中子能区, 兆电子伏	单能中子范围, 兆电子伏
$\text{T}(d, n){}^4\text{He}$	$\text{T}(d, np)\text{T}$	3.71	0.1~3.71	11.8~20.5
$\text{D}(d, n){}^3\text{He}$	$\text{D}(d, np)\text{D}$	4.45	0.1~4.45	1.7~7.7
$\text{T}(p, n){}^3\text{He}$	$\text{T}(p, np)\text{D}$	8.34	1.15~8.34	0.3~7.5
${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$	${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}^*$	2.37	1.92~2.37	0.1~0.6

由表 1 可见, 除了 7.7~11.8 兆电子伏的能区外, 利用以上四个反应可以产生 0.1~20.5 兆电子伏的单能中子源。但是, 在核物理和核工程中, 8~12 兆电子伏能区的单能中子源是十分需要的。1963 年德查斯(W. Deuchars)等人^[1]提出 ${}^1\text{H}(t, n){}^3\text{He}$ 中子源。由于 ${}^1\text{H}(t, np)\text{D}$ 反应的阈值比 $\text{T}(p, np)\text{D}$ 反应大三倍, 因此, 用加速 3.06~25 兆电子伏的氘去轰击氢能产生 0.575~17.5 兆电子伏的中子而不受三体反应中子的干扰。他们利用此反应获得了 1.4~7.7 兆电子伏的中子。应该指出, 由于核反应运动学的关系, 利用此反应能探测到中子的任何角度上一般都存在高能和低能两组中子, 上面所讨论的是高能组中子。虽然, 低能组中子能量很低(几十至几百千电子伏), 而且强度要比高能组弱很多, 但严格讲, 此反应还不是一个纯粹的单能中子源。因此, 它不适用于低能中子有影响的工作。严重的问题是, 随着加速粒子氘的能量的提高, 氘与沾污物质(例如碳)或结构材料的作用有可能产生大量中子, 造成严重的本底。

为了设法提供 8~12 兆电子伏能区的单能中子, 本文提出 ${}^4\text{He}({}^{13}\text{C}, n){}^{16}\text{O}$ 中子源, 试

图部分弥补这一能区的空白。该中子源适宜于提供能量为 6.2~10.6 兆电子伏的单能中子。在一系列能量点上, 计算给出, 靶厚为 90 千电子伏时, 0° 方向的产额约为 $(1\sim6) \times 10^6$ 中子/球面度·秒·微安, 靶厚引起的中子能散为 ± 22 千电子伏。具体数据见表 2。

表 2 $^4\text{He}(^{13}\text{C}, n)^{16}\text{O}$ 中子源

^{13}C 能量, 兆电子伏	中子能量, 兆电子伏	产额* $\times 10^6$ 中子/球面度·秒·微安	^{13}C 能量, 兆电子伏	中子能量, 兆电子伏	产额* $\times 10^6$ 中子/球面度·秒·微安
7.3	6.2	3.0	12.1	8.5	1.0
7.9	6.5	2.4	13.4	9.1	1.5
8.8	6.9	3.0	14.3	9.6	3.7
9.2	7.1	5.5	14.9	9.9	3.8
10.9	7.9	5.7	16.2	10.5	3.2
11.1	8.0	5.6			

* 产额取靶厚为 90 千电子伏时计算, 相应的中子能散为 ± 22 千电子伏。

表 2 中的产额是根据 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反应的 180° 的微分截面^[47]估算的。仅对 11 个能量点列了数据。对中子能量为 6.2~10.6 兆电子伏范围内的其它能量点的产额有的比表中数据小几倍, 一般不小过一个数量级。

此中子源产生单能中子的能量上限是被竞争反应 $^4\text{He}(^{13}\text{C}, n)^{16}\text{O}^*$ 的阈值决定的。该反应是指剩余核处于第一激发态(6.06 兆电子伏)时的反应, 其阈能为 16.4 兆电子伏。当入射碳离子能量超过 16.4 兆电子伏继续增至 21 兆电子伏时, 将先后出现几组低能中子。如果某些实验可不考虑低能中子的影响时(如研究某些阈值较高的 (n, p) 和 (n, α) 反应), 则此中子源所提供的中子能量可扩展至 12.7 兆电子伏。此时低能中子的能量小于 3.9 兆电子伏。进一步提高入射粒子能量时, 则将出现三体反应 $^4\text{He}(^{13}\text{C}, n\alpha)^{12}\text{C}$ 的中子的干扰。

$^4\text{He}(^{13}\text{C}, n)^{16}\text{O}$ 中子源的优点之一是不存在入射碳离子与沾污物质或结构材料的作用而产生大量本底中子的问题。它也没有象在 $^1\text{H}(t, n)^3\text{He}$ 中子源中加速带有放射性的氚离子时所遇到的困难。

二、 $^1\text{H}(^7\text{Li}, n)^7\text{Be}$ 中子源

高通量快中子源在活化分析、中子辐照和核物理研究中得到广泛的应用。本文提出用加速 ^7Li 离子去轰击氢, 可产生高通量的定向快中子束, 此即利用 $^1\text{H}(^7\text{Li}, n)^7\text{Be}$ 核反应。该反应本质上就是 $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ 核反应, 所不同的只是入射粒子与靶核互相调换而已。利用 $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ 反应 180° 的微分截面数据^[5], 可以计算出, $^1\text{H}(^7\text{Li}, n)^7\text{Be}$ 反应当 ^7Li 离子能量为 15.1 兆电子伏时, 0° 方向的微分截面高达 ~ 620 毫靶/球面度, 此时中子能量为 3.0 兆电子伏, 而且中子束都集中在向前方向半张角为 $\sim 20^\circ$ 的圆锥内。根据“圆锥”效应, 还存在一组低能中子, 其能量为 0.7 兆电子伏。

计算给出, 当靶厚为 100 千电子伏时, 0° 方向能量为 3.0 兆电子伏的中子产额为 0.9×10^9 中子/球面度·秒·微安, 靶厚引起的中子能散为 ± 26 千电子伏, 该反应的产额比 $\text{D}(d, n)^3\text{He}$ 和 $\text{T}(p, n)^3\text{He}$ 反应的产额要大得多。

$^1\text{H}(^7\text{Li}, n)^7\text{Be}$ 中子源的优点之一是中子束集中在向前方向的不大的圆锥内。这对于核

物理工作中降低本底很有好处,对于某些应用工作也十分有利,例如用定向中子来治癌(虽然中子的能量低了一些),不仅可以减少对中子的防护,而且可以大大缩短病人与中子源之间的距离,从而提高了中子通量,缩短了被中子源照射的时间。

本文提出的两种中子源都是利用重离子束轰击轻靶核的核反应,是重离子束的一种应用。利用直线加速器来产生这种中子源,可提供较强的中子束。在中子强度要求不太大的情况下,可利用能量较高的静电加速器或串列静电加速器来产生这种中子源。当采用有窗气体靶时,由于重离子束经过靶窗时会引起较大能散,因此对于 ${}^4\text{He}({}^{13}\text{C}, n){}^{16}\text{O}$ 中子源,用无窗流气式气体靶为宜。对于 ${}^1\text{H}({}^7\text{Li}, n){}^7\text{Be}$ 中子源,在中子强度要求较高时,则可采用有窗气体靶。窗材料应选用较重元素,例如镍。入射锂束在镍窗中的能量损失小于1兆电子伏是不难做到的。

作者感谢胡济民教授对本工作的关心与讨论。

参 考 文 献

- [1] W. Deuchars et al., *Nucl. Instrum. Methods*, **23**, 305(1963).
- [2] G. W. Kerr et al., *Nucl. Phys.*, **A 110**, 637 (1968).
- [3] J. P. Schiffer et al., *Phys. Rev.*, **105**, 1811 (1956).
- [4] J. E. Brolley Jr. et al., *Fast Neutron Physics*, Part I, Interscience, 1960.
- [5] 马鸿昌、李际周,加速器单能中子源常用数据手册,内部资料,1976.

不定度规量子理论中负几率等困难的解决办法

文 克 玲

根据对狄拉克旋量的研究,在不定度规量子理论中引进几率算符和修改本征方程等,就能解决负几率和鬼态等困难。

一、引 言

态向量空间中可定义任意两个态向量 $|\varphi\rangle$ 和 $|\psi\rangle$ 的内积 $\langle\varphi|\psi\rangle$ 。通常的量子力学还附加了条件:任意态向量 $|\psi\rangle$ 的模方 $\langle\psi|\psi\rangle\geq 0$,其中等号只在 $|\psi\rangle=0$ 时成立^[1]。这样的态向量空间叫做正定度规的。如果去掉这个条件,允许模方 $\langle\psi|\psi\rangle\leq 0$,则态向量空间叫做不定度规的。

1942年狄拉克首先建议在量子电动力学中引进不定度规来消除紫外发散困难^[2]。1950年格普塔(S.N. Gupta)和布劳勒(M. Bleuler)用不定度规建立了明显协变的量子电动力学^[3,4]。此后,不定度规量子场论得到了多方面的发展。

不定度规理论的发展遇到了很大的困难。在正定度规量子力学中态向量的模方被解释为几率。在不定度规时如果仍把模方解释为几率,则模方等于或小于零的态将有零或负的几率。这个负几率是根本无法理解的奇异概念。三十多年来人们未能找到代替模方的几率解释的办法,只好设法去限制这些负几率态的坏影响,但是至今未能作到。

在不定度规下,即使 \hat{H} 是厄米算符: