

脉冲散裂中子源

沙 因

(中国科学院高能物理研究所)

一、中子与物质相互作用的特点及中子源的发展

自从1932年英国人查德威克发现中子以来,中子的应用已经有了很大的发展,其中两大应用已为世人所熟知,一个就是作为战争工具的大规模杀人武器——原子弹、氢弹等核武器,另一个是用于造福于人类的原子能发电站(即核电站)。中子的另一个目前还不为人们所熟悉的重要应用是它为研究凝聚态物质提供强有力的工具。中子已在物理、化学、生物、地质、矿物、冶金、材料科学等各个领域有了非常重要的应用。这是由中子本身的特性及其与物质的相互作用的特点所决定的。这些特点如下:

1. 在室温20℃时,热中子的波长为1.8 Å,这正好与晶体中的晶格间距(2 Å)相近;而热中子的能量为0.025eV,又正好与凝聚态物质中的晶格振动能量(约百分之几电子伏特)相匹配。因此,用中子散射技术,可研究晶体的结构和动力学性质。

2. 中子不带电荷,对物质有很强的穿透本领,它比带电粒子更适于做大块样品的研究。

3. 中子具有磁矩(-1.91核磁子),利用中子和原子外层未成对电子的散射来研究物质中原子磁矩的大小、分布和取向。中子磁性散射技术是直接观察磁性材料结构的重要手段。

4. 中子散射截面随原子序数、原子量的变化呈无规则变化,邻近元素甚至同位素之间的中子散射截面可以相差很远,在许多情况下,用中子散射技术可以很灵敏地识别邻近元素和同位素,这是优于X射线分析技术的。

5. 轻元素(如氢、碳、氧)对中子的散射截面

比较大(例如氢约80b),而重元素的散射截面小,所以中子散射技术很适合于研究有机化学,以及主要是碳、氢、氧等轻元素所构成的生物物质和重元素中的轻元素杂质的结构、分布和特性。

由于上述中子与物质相互作用的特点和中子的广泛而重要的应用,从六十年代起,世界各国开始兴建用作强中子源的高通量稳定态裂变反应堆(以下简称高通量堆)。如1972年建成的法国劳·朗之万研究所的高通量堆(简称ILL),是目前世界上最强的中子源,它可提供 1.2×10^{15} 中子/cm²·s的中子通量。它已经并且正在对日益增长的中子应用中计划提供有力的支持。仅在1978年,在ILL上就开展了880项实验。随着科学技术的发展,对中子通量的

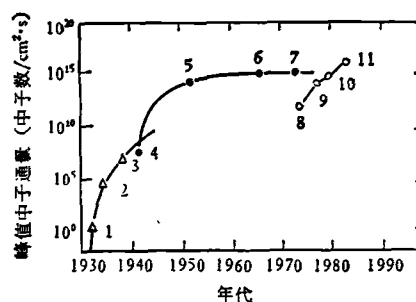


图1 中子通量逐年随反应堆、加速器发展情况^[1,2]

△为早期中子源; ●为反应堆中子源; ○为脉冲散裂中子源

1. CHADWICK, 1932年英国人查得威克发现中子;
2. FERMI, 意大利350mCi镭-铍中子源;
3. ALVAREZ, 美国加利福尼亚州贝克莱37"回旋加速器中子源;
4. CP-1, 美国芝加哥1号反应堆;
5. MTR, 美国爱得荷州材料试验堆;
6. HFBR, 美国纽约高通量束反应堆;
7. HFIR, 美国田纳西州高通量同位素生产堆;
8. ZING-P;
9. ZING-P';
10. IPNS-I;
11. IPNS-II, 美国阿贡实验室一系列脉冲散裂中子源

表1 世界各国脉冲散裂中子源发展概况

机构	名称	入射质子的能量 (MeV)	靶材料	快中子产生率 (中子/s)	峰值热中子通量 (中子/cm ² ·s)	经费(万美元)	运行时间
阿贡实验室 (美)	ZING-P	200	铅	5×10^{11}	5×10^{11}		1974
阿贡实验室 (美)	ZING-P'	500	钨	2.4×10^{14}	$\sim 10^{14}$		1977
阿贡实验室 (美)	IPNS-I	500	²³⁸ 铀	3×10^{15}	7.5×10^{14}	640	1981
阿贡实验室 (美)	IPNS-II	800	²³⁸ 铀	9×10^{16}	1.5×10^{16}	6900	未定
洛斯阿拉莫斯实验室 (美)	LAMPF-WNR	800	钨	$(1-2) \times 10^{15}$	5×10^{15}		1985
洛斯阿拉莫斯实验室 (美)		800		6×10^{15}	1.6×10^{16}		未定
卢瑟福实验室 (英)	SNS	800	²³⁸ 铀	4×10^{16}	7.5×10^{15}	2200	1984
高能物理研究所 (日)	KENS	500	钨, 铀	3×10^{14}	5×10^{14}	500	1980
卡尔斯卢厄 KFK 实验室 (西德)	ILL	600	铅/铋		(时间平均) 6×10^{14}		未定
卡尔斯卢厄/珠理世 KFK/KFA 实验室 (西德)	SNQ	1100					未定
原子核研究所 (瑞士)	SIN-SS	600	铅/铋	6×10^{16}			未定

要求也逐步提高。图1给出中子通量逐年随反应堆、加速器发展的情况^[1,2]。由图1可见,在近二十年来,稳定态裂变堆的中子通量只提高了三倍。以ILL为例,可以看到在技术和经济上的困难:(1)在燃料和冷却剂之间的热通量已接近于工程限制;(2)堆功率为50—100MW,每年所付燃料费用约500万美元,在这种运转费用下,再要提高中子通量,技术上很困难;(3)法国当初为建造ILL耗资6500万美元,现在则要一亿多美元,相当昂贵。由于这些原因,想用高通量堆来提高中子通量是相当困难的。为了满足研究工作对更高中子通量的要求,人们注意到发展脉冲散裂中子源的必要性。它用从质子同步加速器引出的、能量约为几百兆电子伏特的质子和重元素(如钨)靶核碰撞,轰击出大量的中子。每个质子约可产生20—40个中子。这种碰撞过程所发生的反应叫做散裂反应。利用散裂反应原理做的中子源叫做散裂中子源。人们把以脉冲方式工作的散裂中子源称为脉冲散裂中子源。

脉冲式的中子源可以在转瞬的时间里提供比高通量堆强得多的中子通量,因为脉冲仅仅在一小部分时间里工作,所以其能量耗散密度(即瞬时中子通量)可以非常高,而其平均能量耗散密度仍然在允许限额之内。表1给出了目

前世界各国脉冲散裂中子源的发展概况。

二、脉冲散裂中子源装置及其性能特点

自从 J. S. Fraser^[3] 提出用中能质子轰击重金属靶核时引起散裂反应并放出大量中子,从而可用作强中子源的设想以来,脉冲散裂中

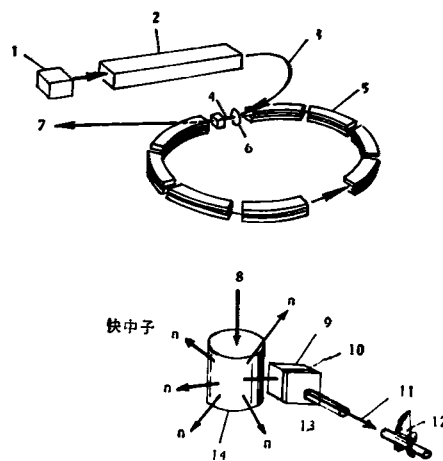


图2 一个典型的脉冲散裂中子源^[4]

1. 负氢离子源(H⁻); 2. 直线加速器; 3. 70 MeV 的 H⁻;
4. 质子; 5. 质子同步加速器; 6. 负离子剥离器;
7. 800MeV 的质子通向散裂靶; 8. 800MeV 的质子;
9. 聚乙烯慢化剂; 10. 铜片; 11. 中子束; 12. 实验装置;
13. 中子飞行管道; 14. 靶

子源有了很快的发展。典型的脉冲散裂中子源由 800MeV 的质子同步加速器、重金属靶、反射体、慢化剂和屏蔽物所组成。图 2 是脉冲散裂中子源的加速器、靶区及实验装置示意图^[4]。

由图 2 可见，负氢离子源产生的负氢离子在经过预注入器被加速到 750keV 后，进入直线加速器。负氢离子在直线加速器中被加速到 70MeV 后，被注入到质子同步加速器里去。在质子同步加速器的入口处有一个薄膜剥离装置，它能把负氢离子剥掉两个电子而成为正氢离子——质子。质子的能量在质子同步加速器里被加速到 800MeV，用快引出装置将其引出，此时质子束流的脉冲宽度为 0.2 μ s。被引出的能量为 800MeV 的脉冲质子束轰击到天然铀或贫化铀靶上，通过散裂反应而产生大量的脉冲快中子。这些脉冲快中子经过靶旁的聚乙烯慢化剂慢化。测得的中子能谱为一由慢中子到快中子的连续谱。

图 3 给出了美国阿贡实验室的强脉冲散裂中子源-II (简称 IPNS-II) 的峰值中子通量谱^[5]。为了比较，也画出了 ILL 的中子通量谱。

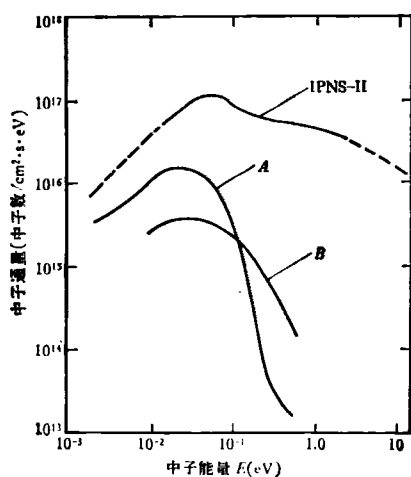


图 3 美国阿贡实验室强脉冲中子源-II 的峰值中子通量谱^[5]

IPNS-II, 慢化剂为聚乙烯, 温度 300K。为比较起见, 也给出了法国劳·朗之万研究所高通量堆 ILL 的中子通量谱 A 和 B。A, 慢化剂为重水, 温度 300 K; B, 慢化剂为石墨, 温度 2000K

由图 3 可见, IPNS-II 的热中子(能量 $E \sim 0.005-0.150\text{eV}$) 的通量约比 ILL 的要高十倍,

超热中子(能量 $E \sim 0.15-10\text{eV}$) 和快中子(能量 $E \geq 100\text{keV}$) 的通量要比 ILL 的高出好几个数量级。快中子通量大幅度提高, 对于可控热核聚变反应堆的材料研究有重要意义, 并使大剂量的辐照损伤测量成为可能。

和法国劳·朗之万研究所的高通量堆 ILL 相比, 美国阿贡实验室的强脉冲散裂中子源 IPNS-II 有如下特点: (1) 可望达到比 ILL 高十倍的脉冲峰值有效热中子通量 ($\sim 10^{16}$ 中子/ $\text{cm}^2 \cdot \text{s}$); (2) 中子能谱中超热中子含量丰富, 一般比 ILL 的高几个数量级; (3) 为获得超冷中子所需的冷冻机功率要比 ILL 上的低 10—100 倍; (4) 中子束流是脉冲式的, 实验时中子本底低; (5) 中子源有确定的分辨率, 且分辨率 ($\Delta E_0/E_0$) 近似为常数; (6) 在相同的脉冲峰值中子通量时, 其平均中子通量要比 ILL 的低好几个数量级。平均功率低, 因而对环境的污染问题也就相应地低得多; (7) 造价和运转费用较低, 不用珍贵的 ^{235}U 燃料; (8) 比 ILL 更适合于用中子飞行时间法进行测量。

尽管脉冲散裂中子源有上述优点, 但是它的平均中子通量远低于高通量堆。而有关用单晶衍射和色散的工作、中子活化实验、辐照实验和放射性同位素生产等方面的工作都需要高的平均中子通量, 所以即使在 IPNS-II 建成之后, 脉冲散裂中子源也不可能取代高通量堆, 高通量堆仍可在它的传统领域发挥其积极作用。

三、散裂反应原理

关于散裂反应, 人们一般采用 Serber 的两步模型 (two step model) 来解释。Serber 在解释质子轰击靶核时发生的散裂反应时指出, 散裂反应分两步进行, 第一步是核内串级 (intranuclear cascade) 过程, 第二步是蒸发过程。简称 (核内)串级——蒸发过程 (cascade—evaporation model), 这就是所谓的两步模型。

当入射质子的能量比靶核内核子之间的相互作用能量大, 即入射质子束的波长比核子之间的平均距离短时, 入射质子将和靶核内的单

个核子发生准自由碰撞。入射质子把一部分能量传交给某个核子。如果该核子获得的动能足够大,它可能直接从靶核逸出,也可能象入射质子那样,再和别的核子碰撞,这种多次碰撞过程一直要进行到不能再放出核子时为止。这就是核内串级过程。在此过程中,如果入射质子的能量足够大(例如大于 300MeV),在核子-核子相互碰撞过程中,还会伴随着放出 π 介子。在这第一步核内串级过程中发射核子的能谱是从 0 到质子入射能量之间的连续谱,核子的发射方向基本上和质子的入射方向相同。图 4 是质子轰击靶核发生核内串级过程的示意图^[6]。

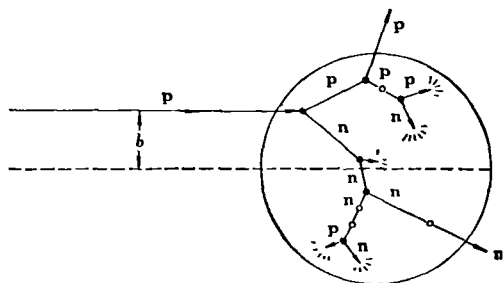


图 4 质子轰击靶核发生核内串级过程的示意图^[6]
 b 是碰撞参数; p, n, 分别为质子和中子; 实心圆点为发生碰撞的点; 空心圆点为由于泡利不相容原理不能发生碰撞的点; 靶核内的短箭头为核子最后被靶核俘获, 释出其能量, 激发整个靶核

由图 4 可见, 经过碰撞的核子可能立即从靶核逃逸出去, 但也可能经过数次碰撞后, 其动能逐渐减少, 最后被靶核俘获, 而停止在靶核内。这时这些核子的动能用来激发整个靶核, 图 4 短箭头所指的就是这种情形。有一点需要说明的是, 靶核内的其他核子对碰撞过程并不是完全不发生影响的。靶核内的其它核子占据着一定的量子态, 由于泡利不相容原理, 使得发生碰撞的核子不能以这些量子态作为它们的终态, 其结果便使得有效碰撞截面减少。图 4 中的实心圆点代表发生碰撞的点, 空心圆点表示由于泡利不相容原理而不能发生碰撞的点。

当核内串级过程结束后, 入射质子的部分动能留在剩余靶核里, 剩余靶核处于激发态。根据复合核蒸发模型的理论, 处于激发态的剩余靶核就开始第二步过程——蒸发过程。剩余

靶核蒸发出各种粒子, 如质子、中子、氘、氦粒子、核子团以及 γ 光子等等, 最后到达基态。在蒸发过程中, 蒸发出来的粒子角分布基本上是各向同性的, 即在各个方向上, 粒子的发射几率相同。

第一步过程进行得很快, 约 10^{-22} 秒钟, 所以可以叫做快核内串级过程。第二步过程进行得慢, 比第一步过程所需时间要多几个数量级, 所以又可叫做慢蒸发过程。

如果靶核是重元素(原子序数 Z_i 在 70 以上), 则在蒸发过程刚开始(刚蒸发出少数几个核子, 大多是中子)后不久, 接着会发生“裂变”反应。在这种“裂变”中放出两块碎片, 其质量数近似相等。在这种“裂变”产物的质量分布曲线中只有一个很宽的单峰, 而和慢中子引起的铀 ^{235}U 裂变产物的质量分布曲线呈现双峰的情况不同, 人们把这种“裂变”称为高能裂变反应。

为了更清楚, 可用下列方程来表示散裂反应:

$$q + Z_i^{A_i} = Z_i^{A_i} + \nu_1 p + \nu_2 n + \nu_3 d + \nu_4 \alpha + \nu_5 \gamma + \dots$$

式中表明, 入射粒子 q 轰击原子序数为 Z_i 、质量数为 A_i 的靶核, 产生原子序数为 Z_i 、质量数为 A_i 的散裂反应产物 (Z_i, A_i), 放射出 ν_1 个质子, ν_2 个中子, ν_3 个氘, ν_4 个氦粒子, ν_5 个 γ 光子等等。

四、中子产额及其能谱

中子产额是脉冲散裂中子源的重要参数。图 5^[3]给出了能量为 0.47—1.47GeV 的质子轰击不同材料和不同大小的厚金属靶时的快中子产额。

对直径为 10.2cm, 长度为 61cm 的靶子所得实验点进行合理拟合, 快中子产额可用下述函数表达式来表示:

$$Y(E) = \begin{cases} 0.1 \times (A + 20) \times (E - 0.120), & (A > 9, ^{238}\text{U} \text{ 除外}) \\ 50 \times (E - 0.120), & ^{238}\text{U} \end{cases}$$

其中 $0.5 \leq E \leq 1.5 \text{ GeV}$

式中 $Y(E)$ 表示入射质子能量为 $E \text{ GeV}$ 时的快中子产额; A 是靶核元素的质量数.

实验结果表明, 快中子产额和入射的质子能量 ($E - 0.120$) 成正比; 重元素靶快中子产额高, 而贫化铀靶的快中子产额突然增大是由于中子使铀裂变所引起的. 当用能量为 800 MeV 的质子轰击, 如果靶材料为铅时, 其快中子产额约为 18 (中子/质子); 如果靶材料为 ^{238}U 时, 其快中子产额约为 33 (中子/质子).

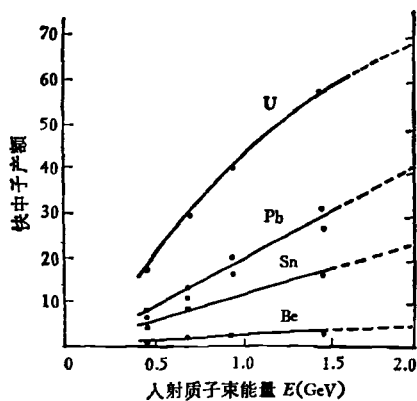


图5 用不同能量的质子束轰击不同材料和不同大小的靶时的快中子产额^[3]

实线为实验点连线, 虚线为外推线. U是铀棒, 尺寸为 $\phi 10.2 \text{ cm} \times 61 \text{ cm}$, Pb 是两根铅棒, 尺寸分别为 $\phi 20.4 \text{ cm} \times 61 \text{ cm}$ 和 $\phi 10.2 \text{ cm} \times 61 \text{ cm}$; Sn 是锡棒, 尺寸为 $\phi 10.2 \text{ cm} \times 61 \text{ cm}$; Be 是铍棒, 尺寸为 $10.2 \text{ cm} \times 10.2 \text{ cm} \times 91.6 \text{ cm}$

能量为 E 的质子轰到靶上所产生的中子能谱是从 $0-E$ 范围内的连续谱. 有人用蒙特-卡罗方法计算了能量为 800 MeV 的质子在直径为 15 cm , 长度为 30 cm 的 ^{238}U 和 Pb 圆柱体靶的轴向入射时所产生的 4π 中子能谱^[7], 如图 6.

由图 6 可见, 能量在 20 MeV 以下的蒸发中子在能谱中占绝大部分, ^{238}U 和 Pb 靶的蒸发中子约占 97% 和 95%. 其余的 3—5% 是核内串级中子. 虽然核内串级中子只占极少数, 但由于其能量高, 穿透力强, 而成了辐射屏蔽防护中的主要问题.

五、装置设计的初步考虑

靶子设计是脉冲散裂中子源设计中的重要

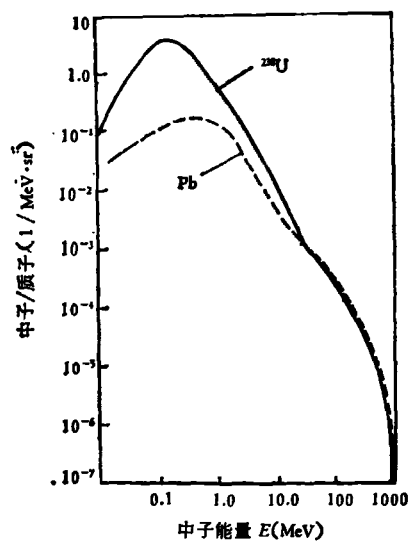


图 6^[7]

一环. 它对整个脉冲散裂中子源的成败和性能好坏都有重大影响. 对靶子的形状、尺寸、靶材料的选用以及靶子发热与冷却等问题应作综合、全面的考虑. 一方面要使散裂中子源的靶子能发射出尽可能多的中子, 另一方面是要及时输出靶热, 使靶子冷却而不致过热.

能量为 800 MeV 的质子在天然铀 (^{238}U , 其密度为 18 g/cm^3) 里的平均射程可用相当准确的经验关系式算得, 约为 25 cm ; 由质子轰击出来的高能核子 ($E \geq 50 \text{ MeV}$) 在天然铀中的平均自由程为 11 cm . 如前所述, 中能质子打在靶上所产生的中子角分布具有前冲性, 即中子的角分布不是各向同性的, 而在质子的入射方向上明显地有个峰. 鉴于这些因素, 靶子设计成直径为 15 cm 、长度为 30 cm 的圆柱体.

靶子在受到质子束流的轰击后, 由于质子的电离效应和核反冲效应 (铀靶还有中子的裂变效应) 将会产生很多热量, 使靶温骤升, 所以, 靶子需要有一套散热冷却系统. 一般是根据不同的散热要求选择不同的冷却剂. 对散热要求低的, 用水做冷却剂即可; 对散热要求高的, 可用液态金属 (钾钠合金) 作冷却剂.

在选择靶材时, 主要是根据快中子产额大小和导热性能好坏两个因素作综合考虑. 一般认为钨、钼、铅、铋、铅铋合金、铀和铀合金较好.

为要获得脉冲宽度比较窄的中子,一般多用含氢密度高的材料做慢化剂。常用的慢化剂有水、重水、聚乙烯等。为避免和减少中子的损失或逃逸,可在慢化剂外围加反射体,把中子反射回到慢化剂中去而被再一次慢化,使它在人们感兴趣的方向发射出来,从而提高中子强度。一般常用的反射体有水、重水、铍等。

脉冲散裂中子源对加速器有四个要求。一是加速器能量一般取几百 MeV 到两 GeV;二是脉冲重复频率取 10—100 脉冲/s;三是脉冲流强取 10^{12} — 10^{13} 质子/脉冲;二、三两项构成了平均质子束流强度;四是引出的质子脉冲宽度一般希望小于 $1\mu\text{s}$ (它对中子脉冲的宽度有影响)。这在质子同步加速器里是很容易实现的。

六、结 束 语

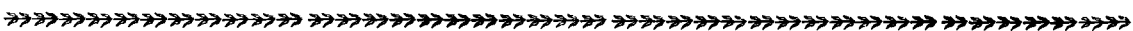
作为研究凝聚态物理新装置的脉冲散裂中子源,尽管还处于发展阶段,但利用脉冲散裂中子源有丰富的超热中子的特点,已经做出了一批具有特色的工作^[4]。例如:(1)进行液体、非晶体的物质结构研究,在高动量转移情况下,可测定原子的结构因子;(2)在中子波矢量转移值为 30\AA^{-1} 时,测得非晶态合金 $\text{Pd}_{0.8}\text{Si}_{0.2}$ 的清晰的径向分布函数;(3)用中子衍射法研究金

属氢化物 $\text{LaNi}_{4.5}\text{Al}_{0.5}\text{D}_6$ 的结构与其物理性能的关系,得到了比在高通量堆上得到的更进一步的结果;(4)在动态研究方面,用超热中子非弹性散射方法测定了 ZrH_2 分子中氢原子振动的三次谐波,从而得到了氢原子所在的位阱。

由于脉冲散裂中子源所具有的特点和已经显示出的强大生命力,引起了科技界的兴趣,世界各国的有关部门特别是高能物理研究机构已把脉冲散裂中子源作为一个重要应用项目,例如美国阿贡实验室和英国卢瑟福实验室均把脉冲散裂中子源作为该两机构的主攻方向。因此,这是值得我们重视的科技动向。

参 考 文 献

- [1] R. M. Brugger. *Phys. Today*, **21**(1968), 23.
- [2] J. M. Carpenter et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **145-1**(1977), 91.
- [3] J. S. Fraser et al., AECL-2600, G. A. Bartholomew and P. R. Tunnicliffe (Eds.), Chalk River, Chap. VII, (1966), 12.
- [4] J. M. Carpenter et al., *Phys. Today*, **32-12** (1979), 42.
- [5] J. M. Carpenter et al., Argonne National Laboratory Report ANL-78-88, November, (1978), 128.
- [6] Friedlander et al., *Nuclear and Radiochemistry*, 2d ed. Chap. 10, New York, Wiley, (1964).
- [7] R. E. Fullwood et al., LA-4789 (Los Alamos Scientific Laboratory) (1972),
- [8] 沙因, 高能物理, **1**(1982), 20.



(上接第 69 页)

- [3] E. Gross, *Nature*, **126**(1930), 201; **126**(1930), 400.
- [4] C. V. Raman and K. S. Krishnan, *Ind. J. Phys.*, **2**(1928), 387.
- [5] J. R. Sanderecock, *Light Scattering in Solids*, Flammarion Press (Paris), 1971, 9.
- [6] J. R. Sanderecock and W. Wettling, *Solid State Commun.*, **13**(1973), 1729.
- [7] P. Grünberg and F. Metawe, *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1978), 1561.
- [8] J. R. Sanderecock and W. Wettling, *IEEE Trans. on Magn.*, **MAG-14** (1978), 442.
- [9] P. H. Chang (张鹏翔), A. P. Malozemoff, M. Grimsditch, W. Senn and G. Winterling, *Solid State Commun.*, **27**(1978), 617.
- [10] J. G. Dil and E. M. Brody, *Phys. Rev. B*, **14** (1976), 5218.
- [11] J. R. Sanderecock. Proc. VIth Inter. Conf. on Raman Spectroscopy, 1981, 364.
- [12] G. B. Benedek and K. Fritsch, *Phys. Rev.*, **149** (1966), 647.
- [13] 张鹏翔等, 声学学报, **7**(1981), 51.
- [14] K. W. Damon and J. R. Eshbach, *J. Phys. Chem. Solids*, **19**(1961), 308.
- [15] M. Grimsditch, A. Malozemoff and A. Brunsch, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 711.
- [16] R. Loudon, Proc. VIIth Inter. Conf. on Raman Spectroscopy, 1981, 368.
- [17] W. Wettling, M. G. Cottam and J. R. Sanderecock, *J. Phys. C*, **8**(1975), 211.
- [18] 赖武彦、王鼎盛、潘富格, 物理学报, **26**(1977), 285.
- [19] V. Bortolani et al., *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979) 224.