



# 热中子散射

——一门发展中的边缘学科

杨 楨

(中国科学院原子能研究所)

## 摘 要

利用热中子散射研究物质结构(包括静态和动态)是一个具有一定特点的边缘学科。十多年来,它所研究的领域不断扩大,逐步涉及固体、液体、磁性、低温、化学等许多部门,对基础理论和实际应用方面都作出了一定的结果,是国际上在应用核物理方面一个值得注意的发展动向。本文按照“洋为中用”的原则,概略地介绍了这一新生部门,第一、二两节说明它的基本原理和与相邻学科之间的关系,第三、四两节重点介绍了非弹性散射测量方法和它在上述各个部门里的进展简况。

中子是原子核的基本组成部分之一。自从它被发现以后,人们就广泛地利用它和原子核之间所引起的各种反应(吸收、散射、裂变等)作为研究核反应和核结构的工具,由此逐步形成了一个独立的学科“中子物理”,这是大家比较熟悉的。但也差不多就在中子被发现的同时,有人就提出来可以利用它作为研究各种固体、液体等物质结构的工具。这一设想不但由于反应堆等强中子源的诞生而变为现实,而且目前已发展成为一个研究对象非常广泛的边缘学科“热中子散射”,它不像中子物理那样为人们所熟知,但却是一个值得注意的动向。本文主要就是对在这个新兴的领域,作一个简略的介绍。

## 一、基本原理

为什么中子可以用来研究物质结构呢?我们可以从中子和一般物质的基本特性来说明这个问题。

先看中子。我们知道它具有以下性质:

$$\text{静止质量 } m = 1.00894 \text{ a. m. u.}, \quad (1)$$

$$\text{动能 } (v \ll c \text{ 时}) \quad E = \frac{1}{2} mv^2, \quad (2)$$

$$\text{动量 } K = mv, \quad (3)$$

$$\text{磁矩 } M = -1.913 \text{ 核磁单位}, \quad (4)$$

$$\text{波长 } \lambda = 0.286 E^{-1/2} \text{ \AA}. \quad (5)$$

为了有一个定量的概念,在图1中我们把热中子(简称热中子)的能量、波长和所对应的温度对比列出,可供以下参考。

再看一般物质,它们的特性也可以用两个范畴大体概括:

1. 静态特性:泛指构成物质的各种分子、原子间的空间分布,例如原子间距、相互位置、晶体的晶格常数等。这些特点可以用“距离”概念表示,对于常见的物质,这种距离一般在  $1 \text{ \AA} - 10 \text{ \AA}$  之间。

2. 动态特性:物质的分子和原子处在不停的运动过程中,可以是振动、旋转、扩散等等形式;这些特点可以用“能量”或“动量”来概括。我们知道,对于常见的

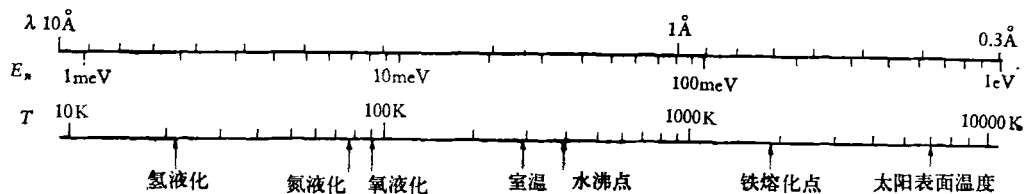


图1 热中子的动能  $E_n$  (以毫电子伏为单位)、波长  $\lambda$  (以埃“ $\text{\AA}$ ”为单位) 及对应的温度  $T$  (绝对温度)三者之间的关系

物质,它每个分子的平均能量近于  $kT$  值 ( $k$  为波尔兹曼常数,  $T$  为绝对温度)。在通常的温度范围 (10K—1000K),  $kT$  的数值约在 1meV—100meV 之间。

因之,为了研究物质的上述两种特性,我们原则上需要有两种“测尺”:

一个是长度的测尺,它应具有  $\sim 1\text{Å}—10\text{Å}$  左右的长度,与物质分子间的静态距离相适应,用以测定它们的静态结构;

一个是能量的测尺,它应具有  $\sim 1\text{meV}—100\text{meV}$  左右的能量,与物质分子的运动相适应,用以测定物质的动态性能。

而我们从图 1 中立即可以看到,热中子恰好兼具有这两种特性:

1. 它的波长恰在  $\sim 1\text{Å}—10\text{Å}$  之间,适应于原子的间距。因而我们可以把它作为“尺”,利用例如布喇格衍射关系<sup>[1]</sup>(图 2):

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

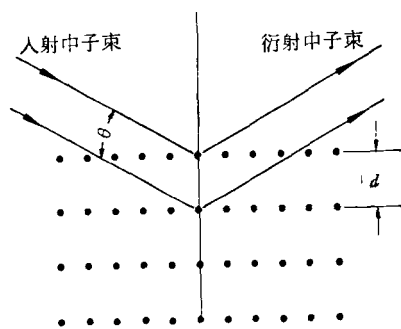


图 2 布喇格衍射原理,黑点表示原子;  $d$  表示晶面间距;  $\theta$  表示波长为  $\lambda$  的中子束入射和衍射方向。如果它们符合(6)式关系,就在出射方向得出一个衍射中子束。

通过衍射中子束所在的角度  $\theta$  和中子波长  $\lambda$  算出原子的间距。这也就是中子衍射(弹性散射)的基本原理。

2. 它的能量恰恰落在 1meV—100meV 之间,适应于分子的平均能量,因而我们可以利用它和分子(或原子)一次碰撞后的能量变化

$$\Delta E = E_n - E'_n = \text{分子吸收(或给出)的能量} \quad (7)$$

来探测分子能量的分布,从而研究物质的动态微观特性。这就是热中子非弹性散射的基本原理。

由于以上的原因,热中子散射(包括弹性和非弹性)就有可能被应用于物质特性的研究。

## 二、和邻近学科的关系

从上节的论述我们可以看到,从原则上讲,中子是可以用来研究物质特性的。但是,研究物质特性,例如固体物理这一部门,可以用许多种其他方法,因而人们要问:为什么非用中子方法不可呢?它有什么独特之

处?和其他方法相比,有那些优、缺点呢?这就涉及到热中子散射和其他学科(或方法)的关系问题。在这里,我们也可以大体分为静态(衍射)和动态(非弹性散射)两方面来说明。

先看衍射。中子衍射所占据的领域 ( $1\text{Å}—10\text{Å}$  结构分析) 和 X 射线基本一致。但实际上它们又不完全相同,差别主要在以下几点:

1. 从对不同元素的灵敏度看, X 射线是与核外电子相互作用,它的衍射强度大体上正比于原子序数  $Z$  的平方值,因而它对于轻元素(例如氢)就很不灵敏,对于  $Z$  值相近的元素(例如碳和氮)鉴别能力就较差。反之,中子衍射则是通过中子与原子核相互作用,它的灵敏度随核(及同位素)的性质可以有很大的不同,并不正比于  $Z$  值。例如取氢、氘、氮、碳而言,它们的中子相干散射截面各为 1.79、5.4、5.5 及 11.4 巴,这样,它就可以补充 X 射线的不足之处,特别可期望对于某些轻元素例如有机分子等的分析,作出更好的结果。

2. 中子具有磁矩,因而对于磁结构(例如磁性晶胞的大小位置等)灵敏,而电磁波(包括 X 光)无此特性,这是中子的独到之处。

3. 从目前设备看,中子衍射仪器较笨重,且须配合强中子源(反应堆、加速器),所需样品也较大,而 X 射线衍射设备比较轻巧,所需样品量也较小,测定较简单。

因而,这二者可以说是各有长短,可以互相补充的,常被结合起来应用,例如维生素  $B_{12}$  的结构就是兼用这两种方法分析后综合得出的<sup>[1]</sup>。

再看非弹性散射。在这个领域里, X 光能不能代替中子呢?不能。因为波长  $\sim 1\text{Å}—10\text{Å}$  的 X 光,它的能量大体为 10,000 eV。这个“尺”远远大于常温下分子的动能。按(7)式计算,它经过一次非弹性散射后的能量改变仅为初始入射能量的几十万分之一,几乎无法区别,不像热中子的动能本来就与分子的动能相近,经一次非弹性碰撞后可以改变百分之几十以上的能量,很容易识别。这也就是说,在动态测量的领域里, X 光是不能代替中子的。

那么,我们是否可以降低 X 射线的能量,使之近于物质分子的平均  $kT$  值呢?降低能量就是改用长波,这里目前存在着两种常用的技术,就是拉曼散射和红外谱学。它们的能量是近于分子的平均动能了,但是它们又引起了另一个问题。我们知道,作为电磁波,其动量为  $h\nu/c$ ; 对红外线而言,这个数值远远低于一般分子运动的动量;或者换用波动的概念说,就是它们的波长 ( $\sim 5000\text{Å}$ ) 远远大于分子的间距和一般分子振动的波长,因而这种技术仅能用于极小动量的变化(极长波的激发),也无法代替中子所能研究的、典型的动量改变范围。我们可以说, X 光、红外线和中子(还有电子、 $\gamma$  线等其他技术)在研究物质动态上是“各占一方”

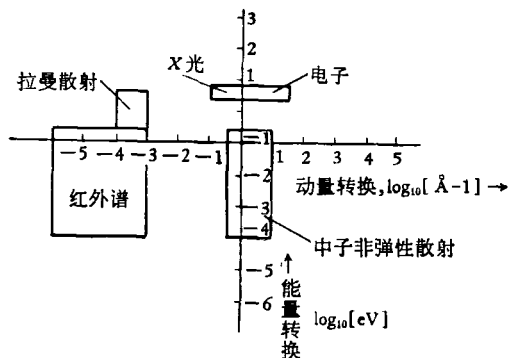


图3 中子非弹性散射和其相邻学科(X射线、红外等)各自占据的能量-动量转换区域(转引自文献[3])。

(见图3)。它们虽然也可以说是“互相补充”，但却并不意味着能代替中子所占据的“空白领域”。当然，中子还具有许多其他优点：高穿透性（没有透光性的限制）；作用机制不同（没有红外、拉曼跃迁禁戒律的限制）；无电荷（不受带电粒子的库仑力干扰），以及上面已提过的带有磁矩，对轻元素灵敏等等，正因为这些优点和对这个领域中的“独占”性，使得热中子非弹性散射十多年来蓬勃发展，成为一个包括众多部门的、新生的“边缘”学科。

由于衍射方面已很成熟，下面就不再详述了，读者可自行参阅有关材料<sup>[1]</sup>。以下着重介绍近年来发展较快的、非弹性散射（动态研究）方面的情况。

### 三、非弹性散射的测量方法

前已提及，对于非弹性散射而言，我们测量的就是能量和动量的变化值。测量的原理可用图4表示：一束能量为 $E$ 的热中子入射于样品 $S$ ，经过一次非弹性碰撞后，一部分中子能量变为 $E'$ ，沿 $\theta$ 角方向射出。这

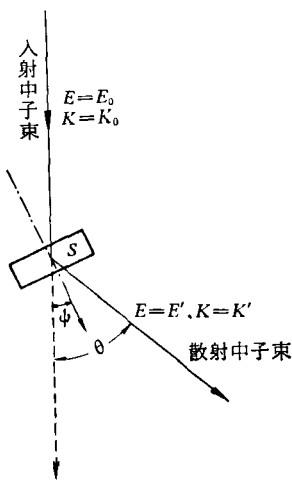


图4 非弹性散射示意图

时能量和动量的变化可用下式表示：

$$\Delta E = E - E' = \hbar\omega, \quad (8)$$

$$\Delta K = K - K' = Q. \quad (9)$$

式中我们用 $\hbar\omega$ 和 $Q$ 分别表示能量和动量的变化。它的意义将在后面阐述。由于中子的能量和动量间有一定的关系（见前(2)、(3)两式），测定了 $E$ 、 $E'$ 、 $\theta$ 三个量后，就可以定出 $\Delta E$ 和 $\Delta K$ 值。此外，对于某些具有一定取向的样品（例如单晶），还有一个晶向与入射中子之间的夹角 $\psi$ 。因而，对于实验而言，定出了 $E$ 、 $E'$ 、 $\theta$ 、 $\psi$ 四个参数，就可以得到一组有关的非弹性散射数据。这看来是很简单的，但是，它和许多具体研究对象结合起来，却可以得出式样繁多，极其丰富多采的结果，这我们将在以下看到。

从测量技术上讲，除了 $\theta$ 、 $\psi$ 等几何角度测定外，主要就是要获得单能中子束和分析散射束的能量。目前大体存在着两种方式：一种是沿用衍射原理，利用单晶衍射方法从反应堆等的多能量中子束中选出单能中子，射到样品上，再利用另一个单晶衍射来分析从样品中散射出的中子能量 $E'$ ，这就是通称的“三轴谱仪”；另一种是利用不同能量的中子速度不同，因而飞过一段距离的时间不同这一特点，用旋转单晶、机械转子、时间分析器等分别选出单能中子束并测定散射后的能量分布，这就是通称的飞行时间法。此外也有一些兼用两种方式的综合设备，它们各有其特点和适应的领域。有关仪器设备的细节请参考文献[4]—[6]。

### 四、热中子非弹性散射的研究对象

如前所述，只要研究对象的分子平均能量处在一般的 $kT$ 值范围内，都可以通过非弹性散射研究其动态特性，因而它的研究对象是很广的。例如从物态讲，可以是固体、液体、气体；可以是金属、半导体、绝缘体或磁性物质；从温度讲，可以从超低温（1K以下）直到高温；从研究的动态分类，可以是振动、旋转、扩散以至于晶体相变、化学催化、高分子运动等等，近十多年来几乎各种领域都有涉及。由于涉及的面很广，涉及的专门知识也很多，这里只能就其最主要的方面作一些轮廓性的简介。

#### 1. 固体

固体，特别是固体中的晶体（包括金属、非金属和半导体）是最早也是目前最广泛被研究的对象。我们知道，固体的原子是在不停地振动，而其振动又与邻近的原子相联系，形成一种特殊的“栅格波”。从量子概念出发，这种波的元激发（量子）通常称为“声子”；因为，在经典的意义上，它对应于机械振动即声波式振动。通过中子与晶体栅格的非弹性碰撞，可以由前(8)(9)式的关系定出被激发的声子的能量 $\hbar\omega$ 和动量

9:

$$\Delta E = \hbar\omega, \quad \Delta K = Q = 2\pi\tau + q. \quad (10)$$

式中  $2\pi\tau$  为整个晶格吸收的动量, 可由矢量方法定出<sup>[11]</sup>.

对于声子, 它的能量和动量之间存在着一个一定的关系, 即通称的“色散”关系<sup>[1]</sup>:

$$\omega_i = \omega_i(q). \quad (11)$$

利用前面 (10) 式, 可以通过非弹性散射测定一个单晶沿各个晶向  $i$  的色散关系曲线.

测色散曲线的目的有多个. 很早博恩(Born)和黄昆等<sup>[12]</sup>就在简化的条件下推导出色散曲线和晶格内诸原子间的作用力存在着直接的连系<sup>[1]</sup>:

$$\begin{cases} 4\pi^2 M\omega^2 = \sum_{n=1}^N \Phi_n (1 - \cos \pi q/q_M) & (12) \\ \Phi_n = \sum_i p_i \alpha_i & (13) \end{cases}$$

式中  $q_M$ ,  $p_i$  为常数,  $\Phi_n$  和  $\alpha_i$  分别表示晶体中某一个原子和与它相邻的诸晶面 ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) 以及相邻的诸原子 ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ) 之间的相互作用力, 也就是晶体结构的最基本微观参数, 此原理早已明确, 但过去一直苦于没有找到可行的、测量色散曲线的方法, 仅在 40 年代有人用 X 光作了一些很粗糙的结果. 中子非弹性散射问世后, 就代之而成为盛极一时的直接测量方法. 十多年来被分析的各种单晶已达百种以上, 相应的理论也因此得到发展, 目前已在很多方面超出了博恩等当时所设想的简单图象范围, 对不同类型的金属、半导体、离子型晶体等都建立了相应的专门理论, 进一步丰富了我们对于晶体结构的知识.

除了上述典型的工作以外, 在这个领域里目前较受注意的另一个课题是对所谓“异常”现象的研究: 在精密的测量中, 常常发现色散曲线出现各种“异常”, 其中最常见的大体可以分为两类, 一类是由科恩 (Kohn) 首先从理论上提出<sup>[13]</sup>. 此后由实验验证了的现象, 因而一般称为“科恩异常”, 它主要反映金属中电子与声子的相互作用, 通过它可以研究这种作用的机制, 测定金属在不同温度下费米面的形状和位置、费米电子分布情况等, 是一个很有意义的工作; 另一类“异常”常和栅格对某一态 (Mode) 的振动不稳定有关, 此振动态有时称为软模 (soft mode), 它和晶体的相变以及某些宏观特性的改变 (如压电  $\rightleftharpoons$  铁电态) 都有一定连系, 这些连系首先由科克伦 (Cochran) 等从微观角度上给了系统的解释<sup>[14]</sup>. 由于它无论从理论上和应用上都有较大的意义, 目前也是被重视的另一个课题. 此外还有许多其他方面, 例如通过非弹性散射峰的强度和宽度研究栅格波的非谱性, 通过引入杂质原子后色散曲线的变化研究杂质原子和寄主间的相互作用, 等等, 都是很有意义的工作, 不一一列举了.

## 2. 液体

液体(包括非晶型固体)无论对理论和实验都是个难题, 主要是找不到恰当描述它的方式. 在目前, 较广泛的是从范·霍夫 (Van Hove) 关于散射截面、散射律和关联函数三者间的关系入手:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} = N \frac{\sigma}{4\pi} \frac{K'}{K} S(\mathbf{Q}, \omega), \quad (14)$$

$$G(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int S(\mathbf{Q}, \omega) e^{-i(\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r} - \omega t)} d\mathbf{Q} d\omega \quad (15)$$

式中  $N$  为原子数,  $\mathbf{K}$  与  $\mathbf{Q}$  的意义与 (9) 式同. 由 (14) 式我们可以看出, 一个三变量的微分散射截面 (截面  $\sigma$  随中子能量的改变  $\omega$  和散射角  $\Omega$  的关系) 可以简化为一个二变量的所谓“散射律”  $S(\mathbf{Q}, \omega)$  (亦称动态结构因子) 关系. 由 (15) 式我们又看出, 关联函数  $G(\mathbf{r}, t)$  可由散射律  $S(\mathbf{Q}, \omega)$  经过双重傅立叶变换得出. 在经典物理的意义上,  $G(\mathbf{r}, t)$  表示介质分子的动态分布, 例如其中的自关联项  $G_i(\mathbf{r}, t)$  反映一个在  $t = 0$  时位于  $\mathbf{r} = 0$  处的粒子经过某段时间  $t$  后在  $\mathbf{r}$  位置上出现的几率, 也就是反映了分子的扩散关系.

从上面的基本概念出发, 对液体的研究大致可以归纳为三个方面: 一个就是散射律的测定. 由于它给我们提供了某种材料(不限于液体)的、不依赖于入射中子能量的“普遍”散射规律, 因而对从理论上计算反应堆等核设备中的中子慢化、输运、扩散等过程提供了比较精确的原始数据, 具有很大的实用价值. 第二个方面是由散射律经过一定的处理<sup>[15]</sup>可以得出液体的频谱  $Z(\omega)$  (这个概念可以和光谱相比拟, 仅仅这里是机械振动而不是光). 这个意义是两方面的: 一方面由于  $Z(\omega)$  反映了液体或介质的更具体的物理特性, 通过它可以研究介质的动态; 另一方面, 由于实验技术所限, 往往不能测出全范围的  $S(\mathbf{Q}, \omega)$  值, 因而从 (14) 式转换为散射截面有困难, 而通过频谱却可能从理论上补足未测全的  $S(\mathbf{Q}, \omega)$ , 这就可以提供出更完整的、供工程计算的散射数据. 因此求频谱是无论在基础研究或应用上都感兴趣的. 对液体研究的第三个方面就是观察介质分子(或分子团)的扩散运动过程, 这可以通过将  $S(\mathbf{Q}, \omega)$  按 (15) 式转换为关联函数, 或者更直接由准弹性散射峰的形状分析<sup>[16]</sup>等法来进行. 这方面也导致了許多理论模型和有趣的实验现象. 例如曾用冷中子散射方法测定了在  $-7^\circ\text{C}$  时甘油中的氢原子

- 1) “色散”这个名辞是从光学中借用的, 因为从“波动”的观点看, 声子的能量和动量实际上对应于栅格波的频率和波长. 而在介质中频率和波长的关系即我们熟知的光学中所谓“色散”(如白光透过三稜镜)关系.
- 2) 为了便于说明问题, 本文中引用的数学公式尽量采取简化后的形式. 详细的理论推导和原式可参考有关的文献.

扩散速度,发现它比由粘度关系计算得的甘油分子扩散速度大一千倍<sup>[17]</sup>,暗示可能有氢键断裂现象。还有人测定了液晶分子沿不同晶向的扩散速度,等等,这些都是用其他方法无法观测的效应。在技术上,也有人利用通过较多晶过滤后的、能量小于 5meV 的冷中子直接入射于样品以观察散射谱中的“向上”散射(即  $E' > E$ ) 峰,这就和拉曼散射更近似了。

应该指出的是,由于理论和实验上的困难,在上述的一些处理过程中[例如从  $S(\mathbf{Q}, \omega)$  转向  $Z(\omega)$  或  $G(\mathbf{r}, t)$ ]往往不得不引入较多的近似,因而对某些结果的分析也往往仅是初步、近似的,这是液体研究方面亟待改进的一个问题。

### 3. 磁学

对磁性的研究,有些方式近于固体,有些则近于液体。我们知道,处于铁磁态和反铁磁态的物质,其晶格原子之间由于电磁交换力的作用,使得原子磁矩作有序的排列(平行、反平行或螺旋等)。这时如果某一原子的磁矩取向受到扰动,它也会牵动整个“磁链”而引起相邻磁矩的振动,形成磁性物质特有的“自旋波”。正如对声子一样,通过中子的磁矩与磁性物质的原子磁矩之间的非弹性相互作用,也可以导致自旋波元激发(磁振子)的产生和湮灭。在这个过程中中子将其一部分能量和动量转移给磁振子,因而通过非弹性散射方法同样可以测定磁振子的色散关系,从而研究各种类型的磁性材料在不同温度下原子间的磁相互作用,并与相应的理论作比较,有时也可以利用此关系观察磁振子与声子等其他元激发的相互作用<sup>[19]</sup>和所引起的色散异常<sup>[20]</sup>。

温度升高,磁性物质内部热扰动加强,磁振子激发增多,寿命下降,稳定磁畴缩小。在温度达到临界点(即通称的“居里点”和“尼尔点”)附近时,自旋的有序度——它的时空关联函数——随温度强烈变化,相应的中子散射情况也产生急剧改变,出现类似于光学中乳浊泛射(*Opalescence*)的所谓“临界散射”现象,此时磁性结构逐渐由晶态“熔解”为非晶态,因而其中子研究方式也相应地由晶态的色散方法转而由范·霍夫理论出发,通过小角散射或  $d^2\sigma/d\omega d\Omega$  的测量来研究其自旋的关联程和弛豫时间等因素,对于这种“临界现象”,最近用中子作了不少工作,也建立了比较完整的理论<sup>[21]</sup>。

当磁性物质的温度远高于其临界温度时,自旋的排列变为完全无序,这时介质处在通常所谓的“顺磁态”。在顺磁体内,如果磁性原子相距甚远(例如和非磁性原子合组成晶体)、它们彼此间的相互作用可以基本略去时,则可以考虑其原子磁矩与晶格内电场相互作用而导致的能级分裂现象。在某些情况下(最常见为稀土族元素),这种能隙恰位于中子非弹性散射能量

范围( $\sim 10$  meV—100 meV)内,因而可以通过此种现象用中子方法测定晶格内电场强度及其分布状况<sup>[22]</sup>。

在弹性散射方面,中子是研究磁晶结构的重要工具,前面已经提及。此外,利用中子在磁化晶体上的相干散射(衍射)可以获得单能的极化中子,是一个有用的实验技术。

### 4. 低温

在低温物理方面,中子非弹性散射主要集中在两类工作上;一类是对低温量子现象的研究。我们知道,当物质的温度降低时,热扰动“澄静”下来,在平常温度下不能观测到的宏观量子现象开始出现。这首先是由发现 He<sup>4</sup> 在 2.7K 以下出现的“超流”现象引起的,对此状态兰道(Ландау)等曾从理论上作了比较成功的解释<sup>[23]</sup>,此理论预言液 He-II 具有类似固体的声子色散曲线,此曲线并具有一个对应于另一种元激发(旋子, roton)的“拐点”,这已为大量的中子非弹性散射工作所证实<sup>[24]</sup>。对固态氦即与一般晶体不同的所谓“量子晶体”,最近也有人作了研究<sup>[25]</sup>。此外,在低温下液氦中出现的玻色凝聚现象,也是从基本理论上讲很有意义的问题。这是一个难度较大的实验,最近也由哈林,穆克(Harling, Mook)等作出了初步的结果<sup>[26]</sup>。这都是此方面工作的一些例子。

低温工作的另一个方面就是对超导现象的研究,特别在提高超导体转变温度方面,具有很大的应用价值。根据巴丁(Bardeen)等人提出的 BCS 理论,超导机制和金属中电子-声子相互作用有密切的联系。具有超导性的金属大都在色散关系上出现“科恩异常”(见前“固体”一节),有时还出现与此种异常类似的频谱软化( $\omega$  下降)现象,这一点已在中子研究中被观察到。目前问题是怎样从理论方面出发,利用中子非弹性散射测量一些有关的机制例如上述的频谱或声子寿命变化等,从而探索提高转变温度的可能性<sup>[27]</sup>。

### 5. 化学催化、聚合物、大分子等等

这是一个新近发展的领域,还谈不上定型。大体说来,它主要是灵活地应用了中子非弹性散射所独具的对氢灵敏、高穿透性、不受某些选择律限制等特点,解决了在这些领域中用其他方法不能解决的问题。例如可以通过它测定聚合物的全频谱以与理论上由位阱模型推导的结果相比较,并由色散关系定出聚合物长链之间的弹性模数<sup>[28]</sup>;观测某些用其他方法不能激发的分子能级<sup>[29]</sup>;研究含氢化合物在重金属或分子筛型催化剂上的吸附、裂解过程<sup>[30]</sup>等等,最近都出现了若干报导,引起人们对这方面的注意。

除了上述这些领域之外,从更进一步的发展看,最具有吸引力的前景应该是生命科学了。现在已经看出,热中子散射的某些特点使得它有希望用于对生命

的基本结构——核酸、蛋白等大分子的研究。当然,在目前这还仅仅处在探索阶段<sup>[31]</sup>,主要由于中子源强还不够,但是,随着技术的进展,它将涉足于这个领域看来也是无疑的了。

\* \* \*

从上面的简单介绍里我们可以看到,热中子散射以它独特的优点和适应性,十多年来已经在许多有关部门里占据了一定的位置,作出了成果,并且无论在深度和广度方面都还在继续发展之中。当然,作为一个新的学科,它目前也还有一定的弱点:设备较大,要求的样品条件较苛,对许多工作而言目前中子源的强度还不够,等等。但是,从总的方面看,它还是一个值得我们注意的一个新领域。我们也应当根据我国自己的特点,有目的、有计划地选择其中若干对我们有用的课题,开展有关的研究工作,让这门年青的学科在我国的社会主义建设事业中,发挥它应有的作用。

### 参 考 文 献

(读者如希望对这一领域作进一步的了解,有关衍射方面可参考文献[1],有关非弹性散射方面可参考文献[4—9])

- [1] Bacon, G. E., *Neutron Diffraction*, Clarendon Press, Oxford (1962), 5.
- [2] Moore, F. M., et al., *Nature*, **214** (1967), 129.
- [3] Trevino, S. F., et al., *Prog. in Nuclear Energy*, Series IX, Vol. II, Pergamon Press, Oxford (1972), 37.
- [4] Egelstaff, P. A., *Thermal Neutron Scattering*, Academic Press, London (1965).
- [5] *Inelastic Scattering of Neutrons (Proceedings of the Symposium on Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids held at Vienna, 1960)*. IAEA, Vienna (1961).
- [6] 同上 (held at Chalk River, 1962) IAEA, Vienna (1963).
- [7] 同上 (held at Bombay, 1964) IAEA, Vienna (1965).
- [8] 同上 (held at Copenhagen, 1968) IAEA, Vienna (1968).
- [9] 同上 (held at Grenoble, 1972) IAEA, Vienna (1972).
- [10] *Instrumentation for Neutron Inelastic Scattering Research*, (Proc. of a Panel held at Vienna, 1969). IAEA, Vienna (1970).
- [11] 例如,可参看文献[1]第7.2节,187页。
- [12] Born, M., 黄昆: *Dynamical Theory of Crystal Lattices*, Clarendon Press, Oxford (1954).
- [13] Kohn, W., *Phys. Rev. Letters*, **2** (1959), 393.
- [14] Cochran, W., *Advances in Physics*, **9** (1960), 387-10 (1961), 404.
- [15] 可参看文献[4]或: Egelstaff P. A., et al., *Experimental Neutron Thermalization*, Pergamon Press, Oxford (1969).
- [16] Brockhouse, B. N., *Nuovo Cimento (Suppl.)*, **9** (1958), 45.
- [17] Larson, K. E., et al., *Physica*, **30** (1964), 561.

- [18] Janik, J. A., et al., 文献[9],第515页。
- [19] Rainford, B. D., et al., 文献[9],第655页。
- [20] Frikkee, E., et al., *Proc. of the International Conf. on Magnetism, Nottingham*, 299.
- [21] Passell, L., et al., 文献[9],第619页。
- [22] Furrer, A., et al., 同上第653页。
- [23] Ландау, Л. Д., *ЖЭТФ*, **11** (1941), 592.
- [24] Woods, A. D. B., 文献[7]卷II,第191页。
- [25] Traylor, J. G., et al., 文献[9],第129页。
- [26] (a) Harling, O. K., *Phys. Rev. Letters*, **24** (1970), 1046.  
(b) Weinberg, A. M., *ORNL Review*, **6** (1973 Winter), 12.
- [27] Axe, J. D., et al., *Phys. Rev. Letters*, **30** (1973), 214.
- [28] Twisleton, J. F., et al., 文献[9],第301页。
- [29] Powell, B. M., et al., 同上,第207页。
- [30] White, J. W., 同上,第315页。
- [31] *Physics Today*, **26-3** (1973), 19.



### 热中子

在习惯上常将中子按其能量加以区分。对于动能在 $\sim 0.01-0.1$  eV 间的中子,因为它的能量和一般分子的热运动相近,故常称之为“热中子”。

### 相干和非相干散射

中子在各种原子上进行散射时,散射出来的中子(波)通常有两种成份:一种可以和由其他原子散射出来的中子波相互间产生干涉效应,这一部分称之为“相干散射”(类似于相干光);另一种则不能与其他原子散射出来的中子波相互干涉,称为“非相干散射”。两种成分的比例随核而异。衍射就是利用相干部分而得的效应。

### 拉曼效应,拉曼谱学

当一束单色光在某些介质(固体、液体或气体)上受到散射时,可以由于入射光和介质的分子或原子间的相互作用而使得散射光波长改变。此效应称为拉曼效应;利用这种效应来研究固体、液体等性质的技术称为拉曼谱学。

### 金属费米面

金属中的自由电子服从费米分布律。也就是说,当温度降到0 K 时它们也不完全静止,而是按一定能级分布直到某一最大能量 $E_0$ 为止。如果我们用电子的动量 $K_x, K_y, K_z$ 为坐标画出在金属晶格中等能量的电子曲面,则对应于 $E_0$ 的电子等能面一般称为此金属(下转第74页)