

# 用具有磁反馈的 de Haas-van Alphen 效应 研究铅传导电子的轨道自旋劈裂因子<sup>1)</sup>

任 燕 如

北京师范大学物理系

1988 年 11 月 28 日收到

本文运用磁反馈技术,通过测量 de Haas-van Alphen 振荡的谐波振幅的相对强度,详细研究了金属铅中传导电子在费密面极值轨道上的自旋劈裂因子  $g_c$ 。作者特别强调了样品的非均匀性对磁反馈技术的影响。文中给出了在磁场平行于 [100], [110], [111] 三个高对称方向上费密面各极值轨道上的  $g_c$  实验值。这些  $g_c$  值在 0.71 至 1.147 之间,与自由电子的  $g$  值有较大偏离。作者认为这是强自旋-轨道耦合和强电子-声子相互作用的结果。

## 一、引 言

测量金属中传导电子的自旋劈裂因子 ( $g$  因子)通常有两种实验方法,即传导电子自旋共振 (CESR) 和 de Haas-van Alphen (dHvA) 效应。与 CESR 测得的  $g$  因子不同,用 dHvA 效应得到的是垂直于磁场方向费密面极值轨道上的轨道自旋劈裂因子<sup>[1,2]</sup> (以下记为  $g_c$ ),它不仅受到自旋-轨道相互作用的影响,而且受到多体相互作用 (包括电子-声子相互作用和电子-电子相互作用) 的影响<sup>[3]</sup>。同时因各个方向上极值截面大小不同,对不同的磁场方向表现出各向异性。因而受到人们的关注 (参见文献 [4] 的评述及所引文献)。

在实验上,  $g_c$  值是通过 dHvA 振荡的谐波振幅  $A_r$  间接得到的 ( $r$  代表谐波次数)。由于 Shoenberg 磁相互作用<sup>[5-7]</sup> (magnetic interactions, 以下简记为 MI) 的影响, dHvA 振荡的波形会发生畸变,从而给  $g_c$  测量带来严重的系统误差。能否克服这种畸变从而获得准确的  $A_r$  值,就成为实验的关键。Gold 和 Van Schyndel<sup>[8]</sup> 指出,这种畸变可以通过磁反馈 (magnetic feedback, 以下简记为 MFB) 技术用实验方法消除。但他们的讨论是在假定样品是完整单晶的前提下进行的,因而与实验结果有一定距离。

以前轨道自旋劈裂因子的实验研究主要局限在碱金属和贵金属,它们的费密面都比较简单。对于像铅这样的多价金属,由于其费密面形状复杂,影响  $g_c$  因子的因素又比较多,加之 dHvA 波形畸变严重,造成了实验技术与理论分析的困难,已有的资料非常有限<sup>[8,9]</sup>。本文在考虑到样品非均匀性影响的前提下,用具有磁反馈的 dHvA 实验,详细研究了铅传导电子的  $g_c$  因子,并给出了尽可能完整的  $g_c$  值。

1) 本工作在列颠哥伦比亚大学完成,并得到加拿大自然科学与工程研究委员会部分资助。

## 二、样品的非均匀性对 MFB 的影响

在 Lifshitz-Kosevich (LK)<sup>[10]</sup> 关于 dHvA 效应的理论中, dHvA 磁化强度  $M$  是磁化强度  $B$  的函数,

$$M = \sum_r A_r \sin \left[ 2\pi r \left( \frac{F}{B} - \gamma \right) \mp \frac{\pi}{4} \right]. \quad (1)$$

式中  $F$  是 dHvA 频率,  $\gamma$  是 Onsager 相因子, 为一常数. 另一个相因子  $\pi/4$  对垂直磁场的费密面截面积积极大时取“ $-$ ”号, 极小时取“ $+$ ”号.  $B, H, M$  之间的关系为

$$B = H + 4\pi(1 - \delta)M. \quad (2)$$

式中  $\delta$  是退磁因子, 由样品的几何形状决定. 这里我们假定样品为椭球形,  $B, H, M$  相互平行且平行于椭球的一个主轴方向. 在实验中总是把  $M$  作为  $H$  的函数来测量的. 尽管  $M$  很弱从而  $B$  与  $H$  的差别很小, 却会使得 dHvA 波形偏离 LK 理论形式而产生严重的畸变, 这就是所谓 MI. 如果将一个与  $M$  成正比的均匀弱场  $h_f = -\beta M$  加到外磁场  $H$  上, 即

$$B = H + 4\pi(1 - \delta)M - \beta M. \quad (3)$$

通过调节反馈系数  $\beta$  使它等于  $4\pi(1 - \delta)$ , 即可抵消式中的  $4\pi(1 - \delta)M$  项, 从而使得样品中的磁感应强度  $B$  和外加磁场  $H$  相等, 这就是 MFB. 其详细原理和实验方法可参见文献 [8], 本文不再详述.

众所周知, 尽管在单晶样品的制备过程中十分小心, 缺陷总是不可避免的. 缺陷的存在使样品内部的磁化不均匀. 而在实验中反馈场  $h_f$  是从环绕在球形样品外面的探测线圈中的信号得到的, 它与整个样品中的平均磁化  $\bar{M}$  成正比, 即  $h_f = -\beta\bar{M}$ , 因而无法在样品中每一个局部都完全抵消它的局域磁化  $M_L$ . 这个问题是在实验中必须考虑的, 而文献 [8] 恰恰忽略了这一点.

Shoenberg<sup>[7]</sup> 指出, 对非均匀样品, dHvA 振幅的 Dingle 衰减

$$K_r = \exp(-rxm_c^* T_D / H m_0)$$

主要是由样品中不同区域的 dHvA 振荡的位相差决定的. 式中

$$x = 2\pi^2 k_B m_0 / e\hbar = 1.469 \times 10^5 \text{GK}^{-1}$$

为常数,  $T_D$  是一个具有温度量纲的量, 叫做 Dingle 温度. 因此应当先考虑样品中一个均匀磁化的小区域中的 MI, 然后再考虑不同区域间不同的位相差造成的振幅衰减. 将 Shoenberg 的讨论推广到有 MFB 的情形, 局域磁感应强度  $B_L$  可以表示为

$$B_L = H + 4\pi(1 - \delta)M_L - \beta\bar{M} = H + 4\pi(1 - \delta)[s\bar{M} + (M_L - \bar{M})]. \quad (4)$$

式中  $s = 1 - \beta/4\pi(1 - \delta)$ .

当 dHvA 振荡仅含有一个费密面的极值轨道时, 观察到的 dHvA 谐波振幅  $A'_i$  与 LK 理论值  $A_i$  的关系可以用迭代法<sup>[11]</sup>求得. 在一般实验条件下, 由于

$$|4\pi(1 - \delta)M_L - \beta\bar{M}| \ll H,$$

可以取最低级近似. 计算表明, 样品的非均匀性对最低级近似没有影响, 因此 MI 仍可通过设定反馈系数  $\beta = 4\pi(1 - \delta)$  而有效地消除.

问题出在 dHvA 振荡来源于费密面上两个(或两个以上)极值截面的情形。这时 MI 不仅会影响这两个组分的 dHvA 振幅,而且还会产生频率为两个 dHvA 频率和、差的新组分。设两个 dHvA 频率为  $F_a$ , 且  $F_b, F_a \gg F_b$ , 振幅  $A_a \ll A_b$ 。这时 MI 与两个 dHvA 位相  $\Delta\varphi_a, \Delta\varphi_b$  的相关性有关 ( $\Delta\varphi$  表示局部 dHvA 位相  $\varphi_L$  与整个样品的平均 dHvA 位相  $\bar{\varphi}$  的差  $\Delta\varphi = \varphi_L - \bar{\varphi}$ 。  $\varphi$  代表 (1) 式中正弦振荡的幅角)。这时, 实验观测到的振幅  $A_a, A_b$  对反馈系数的关系可以算出为

$$A'_b = A_b, \quad (5)$$

$$A_a = A_a \left[ J_0(\kappa_a A_{b0}) J_0 \left( \frac{\beta \kappa_a A_b}{4\pi(1-\delta)} \right) + (p^+ + p^-) K_b J_1(\kappa_a A_{b0}) J_1 \left( \frac{\beta \kappa_a A_b}{4\pi(1-\delta)} \right) \right]. \quad (6)$$

式中  $\kappa = 8\pi^2(1-\delta)F/H^2$ 。对于 MI 引起的频率为  $F_{a\pm b} = F_a \pm F_b$  的组分, 计算表明其振幅为

$$A_{a+b} = A_a \left[ -p^+ K_b J_1(\kappa_a A_{b0}) J_0 \left( \frac{\beta \kappa_a A_b}{4\pi(1-\delta)} \right) + J_0(\kappa_a A_{b0}) J_1 \left( \frac{\beta \kappa_a A_b}{4\pi(1-\delta)} \right) \right] + A_b \left[ -p^+ K_a J_1(\kappa_b A_{a0}) J_0 \left( \frac{\beta \kappa_b A_a}{4\pi(1-\delta)} \right) + J_0(\kappa_b A_{a0}) J_1 \left( \frac{\beta \kappa_b A_a}{4\pi(1-\delta)} \right) \right] \quad (7)$$

和

$$A'_{a-b} = A_a \left[ p^- K_b J_1(\kappa_a A_{b0}) J_0 \left( \frac{\beta \kappa_a A_b}{4\pi(1-\delta)} \right) - J_0(\kappa_a A_{b0}) J_1 \left( \frac{\beta \kappa_a A_b}{4\pi(1-\delta)} \right) \right] - A_b \left[ p^- K_a J_1(\kappa_b A_{a0}) J_0 \left( \frac{\beta \kappa_b A_a}{4\pi(1-\delta)} \right) - J_0(\kappa_b A_{a0}) J_1 \left( \frac{\beta \kappa_b A_a}{4\pi(1-\delta)} \right) \right]. \quad (8)$$

式中  $J_n(x)$  是  $n$  阶贝塞耳函数,  $p^+, p^-$  是与  $\Delta\varphi_a + \Delta\varphi_b, \Delta\varphi_a - \Delta\varphi_b$  分别有关的两个相关系数。  $A_0$  是 Dingle 衰减前的理想 LK 振幅, 它与衰减后的理想 LK 振幅  $A$  的关系是  $A = A_0 K$  (其中  $K$  是 Dingle 衰减因子)。

将 (6)–(8) 式中的贝塞耳函数在近最佳反馈附近展开到二次项, 得到

$$A'_i = A_a \left\{ 1 - \frac{1}{4} \kappa_a^2 A_b^2 \left[ \left( \frac{\beta}{4\pi(1-\delta)} - \frac{p^+ + p^-}{2} \right) + \frac{1}{K_b^2} - \left( \frac{p^+ + p^-}{2} \right)^2 \right] \right\}, \quad (6')$$

$$A'_{a+b} = -\frac{A_a A_b}{2} (\kappa_a + \kappa_b) \left[ p^+ - \frac{\beta}{4\pi(1-\delta)} \right], \quad (7')$$

$$A'_{a-b} = \frac{A_a A_b}{2} (\kappa_a - \kappa_b) \left[ p^- - \frac{\beta}{4\pi(1-\delta)} \right]. \quad (8')$$

于是, 要消除 MI 的影响, 即令  $A'_{a+b}$  与  $A'_{a-b}$  分别为零, 需要不同的反馈系数,

$$\beta^+ = 4\pi(1-\delta)p^+ \quad (\text{使 } A'_{a+b} = 0), \quad (9a)$$

$$\beta^- = 4\pi(1-\delta)p^- \quad (\text{使 } A'_{a-b} = 0), \quad (9b)$$

一般说来, 我们无法找到一个反馈系数使得  $A'_i = A_i$ , 即完全消除 MI 对  $A_i$  的影响。为了尽量减少  $A'_i$  与  $A_i$  的差别, 需设反馈系数

$$\beta = 2\pi(1-\delta)(p^+ + p^-) = (\beta^+ + \beta^-)/2. \quad (9c)$$

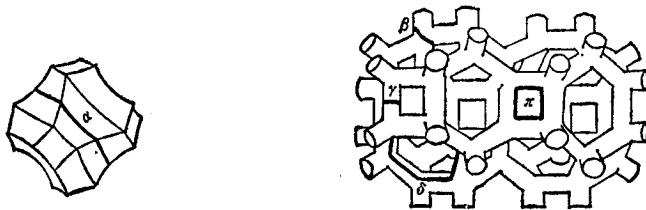
而且仅在

$$\frac{1}{4} \kappa_a^2 A_b' \left[ \frac{1}{K_b^2} - \left( \frac{p^+ + p^-}{2} \right)^2 \right] \ll 1$$

的条件下,可以近似认为  $A_b' = A_b$ . 总之,即使仅考虑最低级近似,MI 的影响也不可能完全消除. 而在文献 [8] 中,由于仅考虑到均匀样品,只要统一地设  $\beta = 4\pi(1 - \delta)$  即可同时使  $A_{a+b}' = A_{a-b}' = 0$ , 且  $A_a' = A_a$ . 上述论断的实验证明将在下节与实验结果一并讨论.

### 三、实验结果

金属铅的晶格为面心立方结构,每个原胞含有四个传导电子. 理论和实验表明,铅的费密面由在第二布里渊区的一个封闭的空穴面和第三布里渊区的一个多连通管状电子面构成. 如图 1 所示. 由于在同一方向上存在多个极值截面,因而 dHvA 谱中含有多个振



(a) 第二布里渊区的空穴面

(b) 第三布里渊区的电子面

图 1 铅的费密面的空晶格模型(取自文献 [11])

荡. 这些振荡在磁场平行于三个主要对称方向,即  $[100]$ ,  $[110]$ ,  $[111]$  方向上频率的实验值见表 1, 典型的 dHvA 谱见图 2.

在实验中,自旋劈裂参数  $S = g_c m_c^* / 2m_0$  (式中  $m_c^*$  是迴旋有效质量,  $m_0$  是自由电子质量)可以从 (1) 两个谐波振幅比  $A_2/A_1$ ,  $A_3/A_1$  中获得<sup>[12]</sup>; 也可从 (2) 头三个谐波振幅的比例因子  $\alpha = A_2^2/A_1 A_3$  中获得<sup>[9]</sup>. 在 (1) 法中, 在已知  $m_c^*$  和  $T_D$  的条件下由比值

$$A_r/A_1 (r = 2, 3)$$

按 LK 理论先求得  $|\cos(r\pi S)/\cos(\pi S)|$ , 然后可分别求得  $S$ . 在 (2) 法中, 保持磁场  $H$  不变, 测量不同温度下的谐波振幅比, 并以  $|A_1/A_3|$  为纵轴,  $(A_1/A_2)^2$  为横轴作图, 按 LK 理论应得一直线, 其斜率就是  $T \rightarrow \infty$  极限条件下的  $\alpha$  值  $\alpha_\infty$ , 由  $\alpha_\infty$  可以求得  $S$ . 实验中需要的  $T_D$  和  $m_c^*$  也可以从不同温度、磁场下的 dHvA 振幅中得到<sup>[12]</sup>.  $m_c^*$  可由有效质量图的斜率  $-rxm_c^*/m_0$  得到,  $T_D$  可由 Dingle 图的斜率  $-rxm_c^*T_D/m_0$  求得. 上述方法得到的  $m_c^*/m_0$  和  $T_D$  值也列入表 1. 由谐波振幅比推出的  $|\cos(r\pi S)/\cos(\pi S)|$  和  $|\alpha_\infty|$  值, 以及由此求得的  $S$  值 ( $0 \leq S \leq \frac{1}{2}$ ) 则列入表 2. 由于  $S$  值, 从而  $g_c$  值包含

在三角函数的幅角中, 因此是多值的. 从所有可能值中选出真正的  $g_c$  值, 需要考虑能带和多体相互作用的特点, 我们留待下节讨论. 下面将对不同方向上不同振荡的特殊性做些简要说明.

表 1 铅的 dHvA 振荡频率  $F$ , 迴旋有效质量  $m_e^*$  和 Dingle 温度  $T_D$

	$F(\text{MG})^{1)}$	$r$	$\frac{m_e^*}{m_0}$ 的实验值	$\frac{m_e^*}{m_0}$ 的能带 计算值 <sup>2)</sup>	$1 + \lambda = \frac{m_e^* (\text{实验})}{m_e^* (\text{能带})}$	$T_D(\text{K})$
$\alpha[100]$	$204.4 \pm 0.1$	1	$1.53 \pm 0.03$	0.750	$2.04 \pm 0.04$	$0.68 \pm 0.05$
$\alpha[110]$	$159.17 \pm 0.10$	1	$1.126 \pm 0.004$	0.556	$2.205 \pm 0.007$	$0.26 \pm 0.02$
$\alpha[111]$	$154.72 \pm 0.10$	1	$1.114 \pm 0.007$	0.546	$2.038 \pm 0.009$	$0.57 \pm 0.03$
		2	$1.106 \pm 0.018$			$0.59 \pm 0.04$
		平均	$1.113 \pm 0.005$			$0.58 \pm 0.03$
$\gamma[110]^{3)}$	$17.85 \pm 0.02$	1	$0.554 \pm 0.003$	0.246	$2.26 \pm 0.01$	$0.27 \pm 0.05$
		2	$0.540 \pm 0.008$			$0.31 \pm 0.07$
		3	$0.57 \pm 0.02$			—
		平均	$0.555 \pm 0.003$			$0.29 \pm 0.04$
$\beta[100]$	$51.26 \pm 0.02$	1	$1.235 \pm 0.005$	0.607	$2.031 \pm 0.008$	$0.11 \pm 0.01$
		2	$1.214 \pm 0.015$			—
		平均	$1.233 \pm 0.005$			$0.11 \pm 0.01$
$\pi[100]$	$35.64 \pm 0.02$	1	$0.945 \pm 0.005$	0.362	$2.61 \pm 0.01$	$0.20 \pm 0.02$
$\delta[111]$	$109.21 \pm 0.01$	1	$1.196 \pm 0.005$	0.549	$2.18 \pm 0.01$	$0.22 \pm 0.02$
		2	$1.15 \pm 0.03$			—
		平均	$1.196 \pm 0.005$			$0.22 \pm 0.02$

注: 1) 引自文献 [22].

2) 引自 A. V. Gold, P. M. Holtam and A. J. Van Schyndel, 私人通讯.

3) 所给数据是中心截面与非中心截面轨道的平均值, 中心截面与非中心截面的 dHvA 频率分别为  $F_c = 18.06 \pm 0.02 \text{MG}$ ,  $F_{ac} = 17.6 \pm 0.02 \text{MG}^{(2)}$ , 相应的迴旋有效质量实验值分别为  $(m_e^*/m_0)_c = 0.539 \pm 0.006$  和  $(m_e^*/m_0)_{ac} = 0.571 \pm 0.007^{(2)}$ .

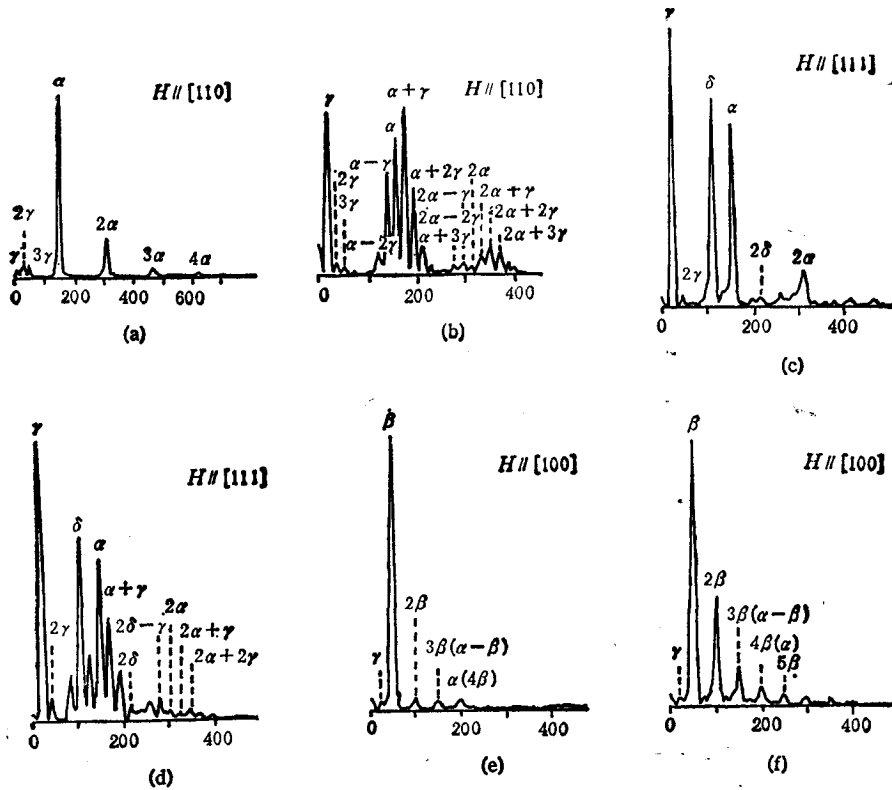


图2 典型的 dHvA 振荡的傅里叶谱 横轴为 dHvA 频率  $F$  (单位: MG); 纵轴为振幅 (任意单位): (a)  $H//[110]$ ,  $H = 73.39\text{kG}$ ,  $T = 1.19\text{K}$ , 最佳反馈条件; (b)  $H//[110]$ ,  $H = 60.48\text{kG}$ ,  $T = 1.19\text{K}$ , 未加 MFB, 显示 MI 的复杂性; (c)  $H//[111]$ ,  $H = 72.07\text{kG}$ ,  $T = 1.18\text{K}$ , 最佳反馈条件; (d) 同上, 但未加 MFB, (e)  $H//[100]$ ,  $H = 53.29\text{kG}$ ,  $T = 1.15\text{K}$ , 最佳反馈条件; (f) 同 (e), 但未加 MFB.  $\pi$  振荡极弱, 图中未能显示

表2 铅的轨道自旋劈裂因子

	$r$	$ \cos(r\pi S)/\cos(\pi S) $	$ \alpha_m $	$S \left(0 \leq S \leq \frac{1}{2}\right)$	$\epsilon_c$
$\alpha[110]$	2	$1.146 \pm 0.071$	$0.705 \pm 0.059$	$0.356 \pm 0.004$	$1.147 \pm 0.008$
	3	$2.53 \pm 0.27$		$0.389 \pm 0.039$	
	1, 2, 3			$0.352 \pm 0.004$	
	平均			$0.354 \pm 0.004$	
$\alpha[111]$	2	$7.67 \pm 0.27$		$0.460 \pm 0.004$	$0.827 \pm 0.008$ 或 $0.970 \pm 0.008$
$\gamma[110]$	2	$0.484 \pm 0.028$	$0.556 \pm 0.035$	$0.184 \pm 0.005$	$0.70 \pm 0.02$
	3	$0.431 \pm 0.052$		$0.204 \pm 0.005$	
	1, 2, 3			$0.192 \pm 0.009$	
	平均			$0.194 \pm 0.004$	
$\beta[100]$	2	$0.561 \pm 0.035$		$0.303 \pm 0.003$	$1.131 \pm 0.007$
$\delta[111]$	2	$1.426 \pm 0.070$		$0.357 \pm 0.003$	$1.075 \pm 0.007$

### 1. [110] $\gamma$ 振荡

当磁场方向与晶体的 [110] 方向平行时,  $\gamma$  振荡实际是由振幅几乎相等、中心频率为  $F_\gamma = 17.85\text{MG}$ , 频率差为  $\Delta F = 0.42\text{MG}$  的两个振荡组成的, 因而形成含 42.5 个 dHvA

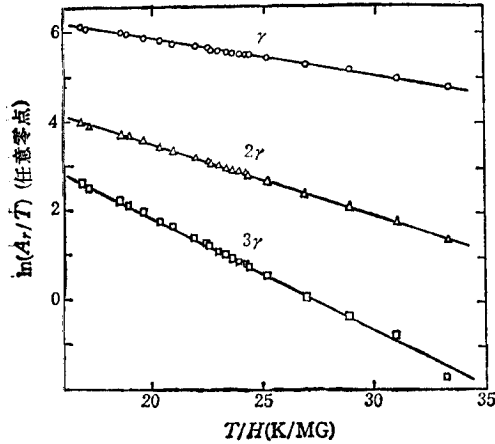


图3 在  $H = 69.45\text{kG}$ , 采用最佳反馈得到的 [110]  $\gamma$  振荡头三个谐波的有效质量图

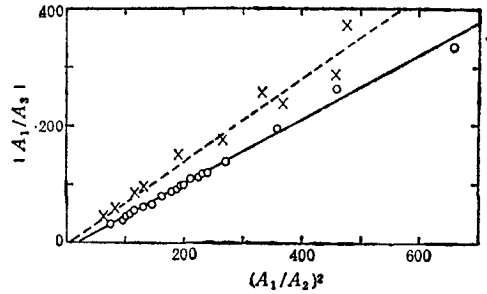


图4 [110]  $\gamma$  振荡(实线)与  $\alpha$  振荡(虚线)的三谐波振幅比图示

振荡周期的拍。分析认为<sup>[12,13]</sup>, 这两个频率分别是由第三布里渊区内管状费密面的中心截面及两个相等的非中心截面引起的。因此在做有效质量图及求谐波振幅比时除了正确设定反馈系数  $\beta$  外, 还必须考虑拍对振幅的影响而进行修正<sup>[8]</sup>。在同一磁场下所做的头三个谐波的有效质量图如图 3 所示。三直线的斜率  $-r x m_0^*/m_0$  的比为 1:1.95:3.11, 在误差范围内符合 1:2:3 的理论值。  $|A_1/A_3| - (A_1/A_2)^2$  为理论预期的线性关系 (见图 4)。 [100] 和 [111] 方向对第三布里渊区的管状费密面来说不是高对称方向, 因此在实验中未做研究。

### 2. [110] $\alpha$ 振荡

当磁场平行于晶体的 [110] 方向时, 另一个 dHvA 振荡是起源于第二布里渊区空穴面的  $\alpha$  振荡, 其频率约为  $\gamma$  振荡的 9 倍, 而振幅远比  $\gamma$  振荡的振幅小, 恰好符合我们在第二节中讨论的条件。由图 2(b) 可以看出, 在没有 MFB 时,

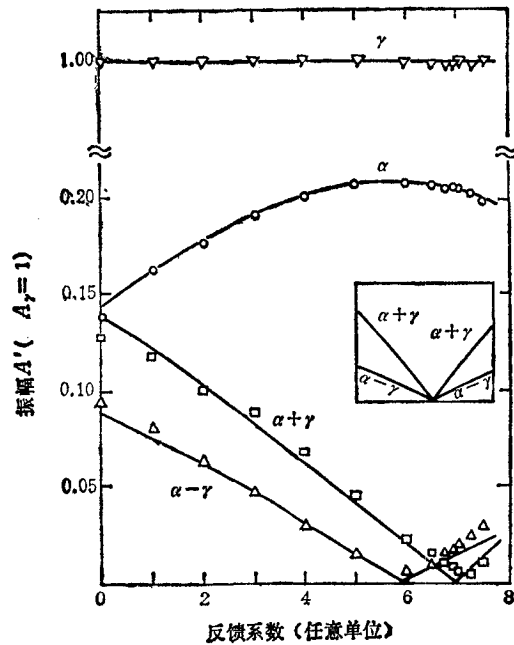


图5 在不同反馈系数下观察到的  $H//[110]$  方向的 dHvA 振幅  $A'_i$  ( $\nabla$ ),  $A'_\alpha$  ( $\circ$ ),  $A'_{\alpha+\gamma}$  ( $\square$ ) 和  $A'_{\alpha-\gamma}$  ( $\Delta$ )。曲线是按 (6)–(8) 式用最小二乘法拟合得到的。插入的小图表示文献 [8] 预言的振幅随反馈系数的变化关系

由于 MI 的影响, 观察到的 dHvA 振荡谱十分复杂. 图 5 是振幅  $A'_r$ ,  $A'_a$ ,  $A'_{a+r}$  和  $A'_{a-r}$  随反馈系数变化的情况, 与第二节的分析一致, 而与文献 [8] 的理论不符, 可见我们的处理更符合实际. 尽管单纯依靠 MFB 不能完全消除 MI 的影响, 但我们可以选择适当的磁场强度而使得  $r$  振荡处于拍的极小值 (近似为零), 从而使得  $r$  振荡对  $a$  振荡的影响降低到最小. 实验找到的这一磁场强度为 73.39 kG. 这时的 dHvA 振荡谱见图 2(a). 而  $a$  振荡的基频对高次谐波的影响则可通过 MFB 消除.

### 3. [111] $\alpha$ 和 $\delta$ 振荡

当磁场与晶体的 [111] 方向平行时, dHvA 振荡由  $r$ ,  $\delta$ ,  $\alpha$  组成, 其中  $\delta$  振荡来源于第三布里渊区中以  $L$  点为中心的六角形轨道 (见图 1). 已知<sup>[4]</sup>对 [111] 方向的  $\alpha$  和  $\delta$  振荡, 基频与高次谐波间的 MI 极弱, 因此选择反馈系数主要应考虑  $r$  振荡对它们的影响 (见图 2(c), (d)).  $\alpha$  和  $\delta$  振荡的三次谐波信号极弱, 无法测到, 因此  $S$  值仅能从  $|A_2/A_1|$  获得.

### 4. [100] $\beta$ 振荡

在磁场与晶体的 [100] 方向平行时, dHvA 振荡包括  $r$ ,  $\beta$ ,  $\pi$  和  $\alpha$ . 最强的  $\beta$  振荡来源于第三布里渊区费密面围绕  $W$  点的四个柱形连接处的轨道 (图 1).  $\pi$  振荡起源于第三布里渊区以  $X$  点为中心的方形轨道.  $\alpha$  和  $\pi$  振荡都比较弱, 即使是二次谐波也很难准确测得, 因此无法通过谐波振幅比来决定  $g_c$  因子.  $\beta$  振荡也是由两个相近频率组成的, 中心频率为  $F_\beta = 51.26\text{MG}$ , 二者之差为  $\Delta F = 0.0877\text{MG}$ . 经对振幅修正后, 它的有效质量图和 Dingle 图均为直线. 因为  $\beta$  振荡的频率远较  $\alpha$  和  $\pi$  低, 而振幅又远比它们的大, 所以主要的 MI 来自  $\beta$  基频与高次谐波的相互作用. 选择合适的反馈系数可以消除 MI 的影响, 从而得到可靠的  $|A_2/A_1|$  值. 然而解得的  $S$  值在主值区间内有两个可能的解. 通过 dHvA 振荡不同谐波间的位相关系可以将其中之一排除<sup>[4]</sup>, 从而得到唯一的  $S = 0.303 \pm 0.003$ .  $\beta$  振荡的三次谐波频率为  $F_{3\beta} = 154\text{MG}$ , 与  $\alpha$  和  $\beta$  振荡相互作用产生的  $\alpha$ - $\beta$  振荡的频率  $F_{\alpha-\beta} = 153\text{MG}$  几乎相同, 实验中无法将它们分开, 因此  $A_3$  的实验值并不可靠. 文献 [9] 曾用三谐波振幅比求得  $\beta$  振荡的  $S = 0.236 \pm 0.002$ , 比我们的  $S$  值低, 这很可能是因为他们忽略了  $\alpha$ - $\beta$  的影响, 而误将  $3\beta$  与  $\alpha$ - $\beta$  的混合  $A_{3\beta} + A_{\alpha-\beta}$  当成纯  $A_{3\beta}$  造成的.

## 四、 $g_c$ 的确定

到目前为止, 我们从实验数据出发, 确定了处于三角函数主值区间内的  $S_0$  值. 但由于三角函数的多值性, 尚无法排除  $S = n \pm S_0$  ( $n$  为整数) 的可能性. 由此求得的  $g_c$  值也有多种可能. 从中选择正确的结果有赖于下面的理论分析.

我们在引言中已经指出, dHvA 实验得到的轨道自旋劈裂因子  $g_c$  偏离自由电子的  $g_0 = 2$ , 是因为受到自旋-轨道耦合和多体相互作用 (包括电子-电子和电子-声子相互作用) 的影响, 因此需要估计这些影响的大小. 由于计算的复杂性, 目前尚未见到在能带论

的基础上对自旋-轨道耦合下  $g_c$  因子的定量计算。文献 [15] 从紧束缚近似出发, 曾经给出了由自旋-轨道耦合造成的金属中传导电子  $g$  因子偏离自由电子值  $g_0$  的上限为

$$|\delta g|_{\max} = \frac{4l^2\Delta}{(2l+1)\delta E}, \quad (10)$$

式中  $\Delta$  是与费密面上电子态有关的原子态的最大自旋-轨道耦合能,  $l$  是相应原子态的角量子数,  $\delta E$  是费密面上的电子能带与最靠近它的另一能带的带隙, 这一半定量估计曾用来研究碱金属和贵金属的  $g$  值<sup>[15,16]</sup>。尽管这一估计没有给出能带杂化时各原子轨道的贡献, 也无法给出  $\delta g$  的正负, 但毕竟给出了  $\delta g$  的数量级。对铅来说, 自旋-轨道耦合主要来源于 p 态的贡献, 即  $l=1$ 。从文献 [17] 的表 2 中查到  $\Delta=1.35\text{eV}$ 。从文献 [18] 的能带计算得出  $\delta E=3.3\text{eV}$ 。因此, 由上式估算的  $|\delta g|$  上限为 0.55。

理论证明<sup>[13,19]</sup>, 与金属中传导电子的泡利顺磁磁化率一样, 自旋劈裂参数  $S=g_c m_c^*/2m_0$  仅受到电子-电子相互作用的影响而与电子-声子相互作用无关。因此电子-电子相互作用的影响可以从泡利磁化率的实验中得到。对金属铅直接测得的

$$\chi/\chi_0 = 1.2 \pm 0.1^{[20,21]},$$

$\chi_0$  是按自由电子模型不计电子-电子相互作用计算的泡利磁化率。

迴旋有效质量  $m_c^*$  的电子-声子增强因子是  $1+\lambda$ , 因此  $g_c$  将因电子-声子相互作用而减小  $1+\lambda$  倍, 才能使得  $S$  与电子-声子相互作用无关。对每一极值轨道,  $1+\lambda$  值可由实验测得的  $m_c^*$  值与能带计算得到的  $m_{c\text{带}}^*$  值的比求得, 由能带计算数据<sup>1)</sup>求得的这些  $1+\lambda$  值列于表 1。

综合以上考虑, 有物理意义的  $g_c$  值必将在

$$g_{\max} = 1.2 \cdot \frac{2.00 + 0.55}{1 + \lambda} \quad \text{和} \quad g_{\min} = 1.2 \cdot \frac{2.00 - 0.55}{1 + \lambda}$$

之间。于是我们在实验中求得的所有可能的  $g_c$  值中选择处于上述区间内的值作为最后的结果, 列于表 2 内。其中 [111]  $\alpha$  振荡的  $g_c$  有两个可能值,  $g_c=0.970$  和  $g_c=0.827$ 。因为这两个值都在上述区间内, 我们无法排除任何一个。绝大多数  $g_c$  值都接近 1。这是因为对铅来说,  $g_c$  值的减小主要是由电子-声子相互作用引起的, 而各轨道的  $1+\lambda$  值都接近 2。

本文给出的金属铅的轨道自旋劈裂因子的实验值是迄今为止最完整的。以前的文献中仅给出了 [110]  $\gamma$  振荡<sup>[8]</sup>和 [100]  $\beta$  振荡<sup>[9]</sup>的  $g_c$  值。前者为 0.704 (未给出误差), 与本文结果  $g_c=0.70 \pm 0.02$  一致。而后者为  $2.01 \pm 0.03$ , 与本文的  $g_c=1.131 \pm 0.007$  相差很大, 原因已在三、4 节中叙述。

本工作是在 A. V. Gold 教授指导下完成的, 作者谨致谢忱。在实验过程中, A. J. Van Schyndel 博士提出过许多具体建议; 俄勒冈大学的 R. J. Higgins 教授, 剑桥大学的 G. G. Lonzarich 博士曾与作者进行过富有启发性的讨论; 维多利亚大学的 P. M. Holtham 教授欣然同意作者引用他未发表的能带计算结果; 多伦多大学的 J. M. Perz 教授在结果讨论上提出过很好的建议; 在此一并致谢。

1) A. V. Gold, P. M. Holtham and A. J. Van Schyndel, 私人通讯。

- [1] D. L. Randles, *Proc. Roy. Soc. London*, **A331**(1972), 85.  
 [2] P. M. Holtham, *Can. J. Phys.*, **51**(1973), 368.  
 [3] S. Engelsberg and G. Simpson, *Phys. Rev.*, **B2**(1970), 1657.  
 [4] D. Shoenberg, *Magnetic Oscillations in Metals*, Cambridge University Press, Cambridge (1984), p. 425.  
 [5] D. Shoenberg, *Phil. Tran. Roy. Soc. London*, **A225**(1962), 85.  
 [6] D. Shoenberg, *Can. J. Phys.*, **46**(1968), 1915.  
 [7] D. Shoenberg, *J. Low Temp. Phys.*, **25**(1976), 755.  
 [8] A. V. Gold and A. J. Van Schyndel, *J. Low Temp. Phys.*, **44**(1981), 73.  
 [9] A. V. Gold and P. W. Schmor, *Can. J. Phys.*, **54**(1976), 2445.  
 [10] I. M. Lifshitz and A. M. Kosevich, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **29**(1955), 730; 英译文见 *Sov. Phys. JETP*, **2**(1956), 636.  
 [11] R. A. Phillips and A. V. Gold, *Phys. Rev.*, **178**(1969), 932.  
 [12] K. Ogawa, H. Aoki and I. Nakatani, *J. Phys. Chem. Solids*, **40**(1979), 469.  
 [13] K. Ogawa and H. Aoki, *J. Phys. F*, **8**(1978), 1169.  
 [14] R. J. Higgins and D. H. Lowndes, in *Electrons at the Fermi Surface*, M. Springford ed., Cambridge University Press, Cambridge, (1980), p. 393.  
 [15] R. Dupree and B. W. Holland, *Phys. Stat. Sol.*, **24**(1967), 275.  
 [16] J. M. Perz and D. Shoenberg, *J. Low Temp. Phys.*, **25**(1976), 275.  
 [17] Y. Yafet, *Solid State Phys.*, **14**(1963), 1.  
 [18] W. Looney and J. A. Dreesen, *Phys. Rev.* **B20**(1979), 3051.  
 [19] R. E. Prange and A. Sachs, *Phys. Rev.*, **158**(1967), 672.  
 [20] R. Dupree and E. F. W. Seymour, *Phys. Kond. Mater.*, **12**(1970), 97.  
 [21] R. Dupree and D. J. W. Geldart, *Solid State Comm.*, **9**(1971), 145.  
 [22] W. Joss, *Phys. Rev.*, **B23**(1981), 4913.

## ORBITAL SPIN-SPLITTING FACTORS FOR CONDUCTION ELECTRONS IN LEAD: DE HAAS-VAN ALPHEN STUDIES WITH MAGNETIC FEEDBACK

REN YAN-RU

*Department of Physics, Beijing Normal University*

(Received 28 November 1988)

### ABSTRACT

Using the magnetic feedback technique, a detailed experimental study has been made on the spin-splitting factors  $g_e$  associated with the conduction electrons in extremal orbits on the Fermi surface of lead, by measuring the relative strengths of the harmonic amplitudes of the de Haas-van Alphen waveform. Particular attention has been paid to the influence of sample inhomogeneity. Experimental  $g_e$  values are given for most of the extremal orbits on the lead Fermi surface for high-symmetry directions of [100], [110], and [111] of the magnetic field. These  $g_e$  values are found to span the range from 0.71 to 1.147. The large deviation from the free-electron value are consequences of strong spin-orbit and electron-phonon interactions.