

超导 In-Sn 合金膜临界场的 非线性非定域效应*

张 裕 恒
(中国科学院)

提 要

本文对 In + 2% Sn, In + 3% Sn 的不同厚度合金膜的临界场 H_c 进行了研究,从实验上第一次提供了电子平均自由程 $l \approx \infty$ 时的 $H_c \sim d$ 的数据。这些实验结果表明,关于超导膜临界场问题只能用非线性非定域理论描述,在薄膜极限下,不论纯膜或合金膜, $H_c \propto d^{-3/2}$; 定域的 London, Г-Л 理论和线性非定域的 Ittner 理论皆不适用。一部分文献中给出 $H_c \propto d^{-1}$ 的结论,是由于那些作者分析实验结果的方法不当所致。

一、引 言

关于超导膜临界场的问题至今已有很多研究工作。最早, F. London 和 H. London^[1] 提出超导性的宏观理论后, F. London^[2] 就算出了膜的临界场 H_c , 在 $d \ll \lambda_L(T)$ 时

$$\frac{H_c(T)}{H_{cm}(T)} = 2\sqrt{3} \frac{\lambda_L(T)}{d}, \quad (1)$$

式中 $H_{cm}(T)$ 是大块物质临界场, d 是膜的厚度, $\lambda_L(T)$ 是 London 穿透深度, 它只与温度及物质性质有关, 与膜的厚度无关。

Appleyard 等^[3]为了验证 London 理论, 对淀积在 64°K 底板上的 Hg 膜的临界场 H_c 作了测量, 得出不一致于理论的结果。实验结果在薄膜极限下偏离于 $H_c \propto \frac{1}{d}$ 。

由于 London 理论是弱场理论, 所以它不适于描述场强接近于临界场的许多问题。Гинзбург-Ландау^[4] 进一步发展了适用于强场下的超导性的非线性理论 (以后简称 Г-Л 理论)。他们指出: 当 $d < d_c = \sqrt{5} \delta_0$ 时, 膜在临界场下的转变是二级相变, 二级相变的临界场是

$$\frac{H_c(T)}{H_{cm}(T)} = 2\sqrt{6} \frac{\delta_0(T)}{d}, \quad (2)$$
$$\delta_0(T) \equiv \frac{mc^2}{4\pi e^2 \phi_0^2},$$

ϕ_0 是零场中的有序参量, $\delta_0(T)$ 是物质常数, 它只依赖于温度, 与膜的厚度 d 无关。

Заварицкий^[5,6] 对 Sn, Tl, In 膜, Гинзбург-Шальников^[7] 对 Sn 膜, Хухарева^[8] 对 Hg

* 1965 年 8 月 12 日收到。

膜进行了测量, 得出 H_c 与 d 的关系符合 Γ -Л 理论的结论. 由于 Γ -Л 理论被人们广泛地应用, 同时文献 [5—8] 又从实验上证明了 Γ -Л 理论, 因此在较长时间内人们很少对此提出异议.

此外, Горьков^[9], Douglass 和 Blumberg^[10] 认为: 相关长度 ξ 通过 $\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l_{\text{eff}}}$ 的关系被样品的界面散射所限制, 而穿透深度 λ 又是随着膜厚度的减小而增加; 那么, 当膜很薄时, $\lambda \gg \xi$ 是满足的, 所以薄膜区是 London 极限.

但是近年来从很多更为仔细的实验中发现, 对足够薄的超导膜来说, 其临界场不符合于 London 理论公式 (1) 或 Γ -Л 理论公式 (2). Ittner^[11] 对 Sn 膜, Toxen^[12,13] 对 In 膜, Douglass 和 Blumberg^[10] 对 Sn 膜, Blumberg^[14] 对 Sn 膜临界场的测量发现, 穿透深度 λ 不仅依赖于不同的物质和温度, 而且还是膜厚度的函数. H_c 和厚度 d 的关系不是 $H_c \propto d^{-1}$, 而是 $H_c \propto d^{-3/2}$. 在理论方面, Ittner^[11] 和 Toxen^[13] 分别对 London 理论和 Γ -Л 理论进行了非定域的修正, 吴杭生^[15] 从微观理论出发进行分析, 他们都得出在薄膜极限下 $H_c \propto d^{-3/2}$ 的结论.

虽然 Ittner, Toxen, 吴杭生等作者都说他们的理论与实验结果很好的符合, 而且 Ittner 理论常被引用, 但是我们注意到, 这些作者都是选取在大块物质电子平均自由程 $l = \infty$ 的实验结果来与理论作比较. 在 $l = \infty$ 的情况下, 上述各个理论的结果相差不大; 然而在 $l \neq \infty$ (如 $l = 1000 \text{ \AA}$) 的情况下, 上述各理论之间显示出很大的分歧, 甚至在定性上都不一致. 因此, 为了进一步地研究超导膜的非定域理论, 必须将 $l \neq \infty$ 的实验结果与理论比较, 才能鉴别各个理论之正确性. Toxen^[16] 对 In + 0—4.6% Sn 膜作了研究, 他由不同厚度不同杂质含量的膜的实验结果推论, $\xi_0 \lambda_L^2$ 及 ξ_0 的值不受掺杂的影响, 但是从他发表的实验结果中整理不出在一定杂质含量下不同厚度膜的临界场的系统数据, 因此不能用以鉴别上述各理论的正确性.

本工作对厚度从 $2.89 \times 10^{-6} \text{ cm}$ 到 $2.4 \times 10^{-4} \text{ cm}$ 的一系列 In + 2% (原子比) Sn, In + 3% (原子比) Sn 合金膜样品的临界温度 T_c 、临界场 H_c 、剩余电阻 $R_{4.2^\circ\text{K}}$ 作了测量. 由 H_c 的测量结果和上述各理论进行比较得出: 非线性非定域的吴杭生理论和 Toxen 理论很好地符合于实验结果; 定域的 London 理论和 Γ -Л 理论及线性非定域的 Ittner 理论都是不适用的.

为了讨论薄膜区属于 London 极限还是属于 Pippard 极限, 我们解出了在薄膜极限下的 Pippard 方程, 从理论上说明薄膜属于 Pippard 极限而不是 London 极限. 提出大块超导体的定域判据 $\xi \ll \lambda$ 不适用于 $\xi \geq d$ 的薄膜区.

我们重新分析了 Заварицкий 的结果, 看出 Заварицкий 等得出实验符合于 Γ -Л 理论的结论是错误的, 因为他们用了一个不恰当的描述方法, 掩盖了问题的本质. 实际上, 正确分析他们的实验结果同样也得出临界场 H_c 是正比于 $d^{-3/2}$, 而不是 d^{-1} .

由剩余电阻的测量得出膜的界面散射是属于漫散射类型. 但就临界场的问题而言, 把本文的实验结果与镜面反射的吴杭生理论, Toxen 理论及我们解出的漫散射结果作比较, 得出镜面反射理论却更好地符合于实验的结果, 这是一个不清楚的问题, 有待于进一步的研究.

二、实验方法

1. In 掺 Sn 合金膜的制备

In-Sn 合金膜是由真空蒸发淀积制备。蒸发设备如图 1 所示^[17]。底板架水平地放在系统的上部空间,在它下面约 15 cm 处有一个蒸发坩埚,底板和坩埚之间设置一个转动挡板,系统中还安装了一个环形液氮冷阱。底板架做成阶梯式,一次蒸发可制备三种不同厚度的合金膜,其厚度比约为 17:20:23。为了防止蒸发源的辐射热烤热真空系统而造成系统各部件的表面释气,蒸发源外附有冷却水套。真空中装置环形液氮冷阱,一方面可以提高蒸发前的真空度,另一方面使蒸发时真空度变化不大。

掺杂含量不变、厚度不同的合金膜的制备过程是:将清洗干净的软玻璃底板固定于底板架上。为了防止膜中形成团状结构,用液氮来冷却底板^[18],因此将底板架固定在冷却器上,使玻璃底板与底板架保持良好的接触,然后,把用称重法配好比例的纯度各为 99.99% 的 In 和 Sn 放在同一个钼坩埚中。当真空系统中真空度为 1×10^{-5} 毛时,将液氮注入环形冷阱,注满 20 分钟后,再将液氮注入底板冷却装置中,这样能保证一些水汽及其它剩余气体尽量少地凝在玻璃底板上。当系统中真空度是 7×10^{-7} 毛到 2×10^{-6} 毛时,通大电流(80 安以上)直接加热蒸发源,将所有配料一次蒸发光,蒸发时其真空度一般在 $2-8 \times 10^{-6}$ 毛,估计淀积率在 $150-250 \text{ \AA}/\text{秒}$ 。制出样品放在低真空干燥器中保存好。

用这种方法制备样品能够比较严格地控制杂质含量。但是,由于 In 和 Sn 的蒸发率不同,因此刚制成的膜在厚度上杂质的分布可能是不均匀的。不过室温已是 In 的退火温度,而样品都是室温下放置在低真空的干燥器中经过三天以上才进行测试的。放置三天和放置几十天的膜的剩余电阻 $R_{4.2^\circ\text{K}}$ 和临界温度 T_c 相同;由 Sondheimer^[19] 法算出的对于 $d > 1000 \text{ \AA}$ 的膜, $l_{4.2^\circ\text{K}}$ 的值大致是一致的,这些都表示膜是均匀化的。

我们制出的膜是光亮致密的。根据文献[20]的实验结果,对于充分除气,仔细制备出的纯 In 膜,低温等效大块平均自由程能接近于大块的纯 In 的低温平均自由程,而且膜有较好的一致性。对于我们的合金膜其等效大块平均自由程是一致的,看不到逐次蒸发制膜时真空度变化引起的影响。

2. 温度的测量

低温恒温器及测量温度系统绘在图 2 上。套在液氮杜瓦瓶与磁场线圈外面的液氮杜

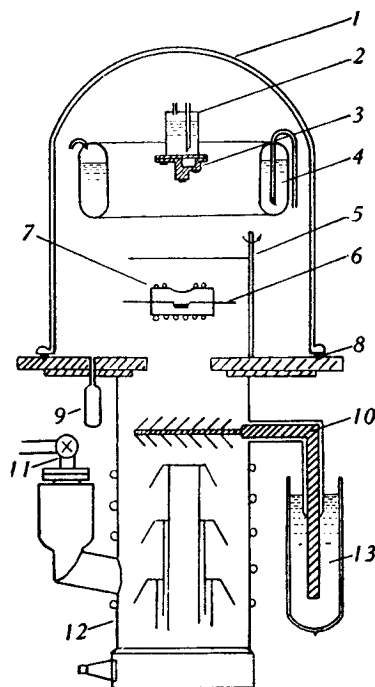


图1 高真空蒸发设备

1. 玻璃钟罩, 2. 底板冷却装置, 3. 底板架, 4. 环形液氮冷阱, 5. 转动挡板, 6. 蒸发坩埚, 7. 水冷套, 8. 真空橡皮圈, 9. 热阴极电离真空规, 10. 挡油冷阱, 11. 系统隔离阀, 12. 金属扩散泵, 13. 液氮杜瓦瓶。

瓦瓶在图中略去。液池内的温度是由控制液面蒸汽压而获得所需的恒定的温度值。采用 1958 年 He^4 蒸汽压温标来定出温度。 He^4 蒸汽压由水银压力计读出。为了能在较小的范围内调节温度,我们用油恒压指示器来指示温度。为了使恒压指示器有足够的灵敏度,我们在其右支加上一个体积为 2000 cm^3 的玻璃容器(见图 2)。

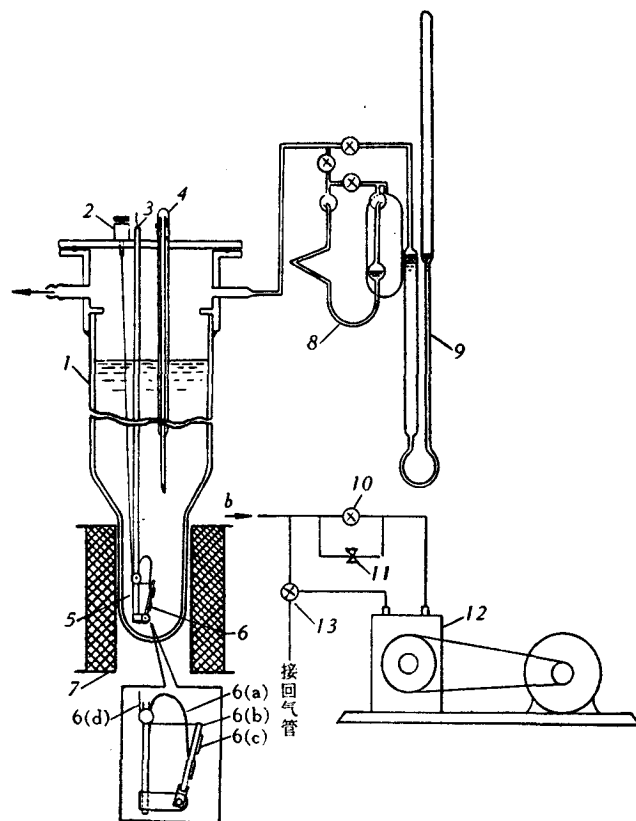


图 2 温度测量及磁场测量简图

1.液氮杜瓦瓶; 2.调平行的升降装置; 3.引线; 4.输液管; 5.注银管(内装引线); 6.样品架; (6a) 磷铜弹簧片, (6b) 可转动的样品架, (6c) 膜, (6d) 牵引线; 7.磁场线圈; 8.恒压指示器; 9.水银压力计; 10.粗调压力的开关; 11.细调压力的针尖阀; 12.机工泵; 13.三通开关。

在测量电阻温度转变曲线 $R-T$ 时,我们在样品架上靠近被测样品的位置处,安放一个碳电阻温度计。直接利用检流计作为微伏计,将膜的电位引线直接连到检流计上,调节通过膜的电流使之完全恢复电阻时能有足够大的最大偏转(例如 10 cm),由于合金膜的剩余电阻较大,一般只需很小的电流,例如几十微安。实验指出,几十微安的电流对 T_c 影响很小。碳电阻测量线路是分别的。降低温度,在膜正常——超导转变开始时,稳住温度,记录碳电阻阻值及相应的汞柱高(温度),随后人工控制针尖阀缓慢降低温度,恒压指示器油柱面垂直距离的变化大约在 2 mm/秒 (相应于温度变化 $\sim 2 \times 10^{-4} \text{ }^\circ\text{K/秒}$)。同时读出膜电阻值和碳电阻值,得出膜电阻的温度转变曲线。

人工控制针尖阀使恒压指示器的油面高度可稳在 3 mm 以内。水银柱的高度用测高仪读出,测高仪读数误差在 0.3 mm 以内,因此总的压力误差在 0.5 mm 汞柱高以内,相应于

在 3.6°K 的温度误差为 0.001°K .

此外,应对液氮的静水压差和室温偏离于 20°C 对汞柱密度的影响进行修正,在 3.6°K 附近,每一厘米高的液柱产生附加温度为 $2.5 \times 10^{-4}^\circ\text{K}$. 室温在 $20 \pm 10^\circ\text{C}$ 范围内,汞密度的改变将引起 $\pm 1.3 \times 10^{-3}^\circ\text{K}$ 的温度修正. 这些因素将会给我们测温带来 $4-6 \times 10^{-3}^\circ\text{K}$ 的误差.

虽然测量温度的绝对值会有 $4-6 \times 10^{-3}^\circ\text{K}$ 的误差,而且这些误差可以修正,但是我们未作修正,因为这对我们的实验结果并不重要,在 $H_c \sim \Delta T$ 的实验中,我们的测量依次从高温向低温进行.在温度高时,液氮静水压差变化的影响可以忽略,当测到较低温度时,液柱降低很多,但相对误差不大,同时这时温度变化对临界场的影响小,而且每次测试中室温变化不大,因此我们测得的 $H_c \sim \Delta T$ 仍然是精确的. 在 $H_c \sim d$ 的表达中都是采用相同的 $t \equiv \frac{T}{T_c}$, 温度的相对误差很小,不影响我们的结果.

临界温度 T_c 是相应于取 $R = \frac{1}{2} R_{4.2^\circ\text{K}}$ 的温度,转变宽度大约在 $0.01-0.02^\circ\text{K}$ 以内.

典型的温度转变曲线绘在图 3 上,这是对 In + 2% Sn 不同厚度膜的结果. In + 3% Sn 的转变与此类似.

3. 临界场的测量

磁场是由液氮冷却的螺线管产生的(见图 2). 在每次测量时所有样品放置的位置上,场的均匀度约为 0.4% . 临界场是指纵场的临界值,场与膜的平行度是由在一定场下调整膜的平行方向,直到电阻达到最小值而定.

膜相对于场的平行度对临界场随温度变化规律影响很大,特别是薄的膜. 薄膜 $H_c \propto (1-t)^{1/2}$, 如场不平行于膜面,则 H_c 与 $(1-t)$ 的关系偏离于 $1/2$ 次方规律. 本实验中平行度调到 0.1° 以内.

为了避免膜边缘的阴影效应对膜临界场的影响^[21],样品用划膜机经针尖刻划出. 划出的样品如图 4. 膜的长度一般在 $7-8.5\text{ mm}$, 宽大约是 0.5 到 1 mm . 宽度的测量可到 0.02 mm , 这样在相应的厚度计算中将带进 $2-5\%$ 的偏差.

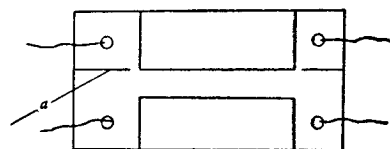


图 4 样品的形状

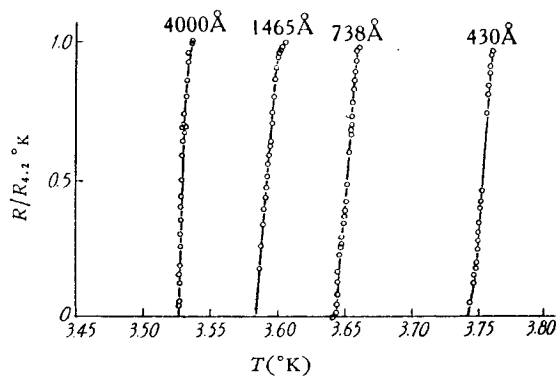


图 3 In + 2% Sn 不同厚度膜的电阻温度转变曲线

电位的测量用图 4 的四端引线法. 图上电位引线的安排可以减小膜电阻的测量误差. 如不划出线 a , 将电流和电位接点分开, 则在线条以外的膜中电阻也被测进去了^[20].

临界场 H_c 是定为相应于 $R = \frac{1}{2} R_{4.2^\circ\text{K}}$ 的场值,

转变宽度大约在 $3-5\%$ 之间. 比较厚的膜在远离临界温度 T_c 处有滞后, 滞后的大小随着温度的降低而增加. 当膜的电阻只恢复一部分时, 减小磁场, 滞后宽度不变.

典型的 $R-H$ 转变曲线绘在图 5 和图 6 上。

4. 厚度的测定

样品的厚度是用电阻法算出

$$R_{293^{\circ}\text{K}} - R_{4.2^{\circ}\text{K}} = \rho_{293^{\circ}\text{K}} \frac{l}{Wd}, \quad (3)$$

$R_{293^{\circ}\text{K}}$ 和 $R_{4.2^{\circ}\text{K}}$ 分别是 293°K 和 4.2°K 的电阻值, $\rho_{293^{\circ}\text{K}}$ 是纯 In 膜的电阻率, d 是膜的厚度, W 是膜的宽度, l 是膜的长度。

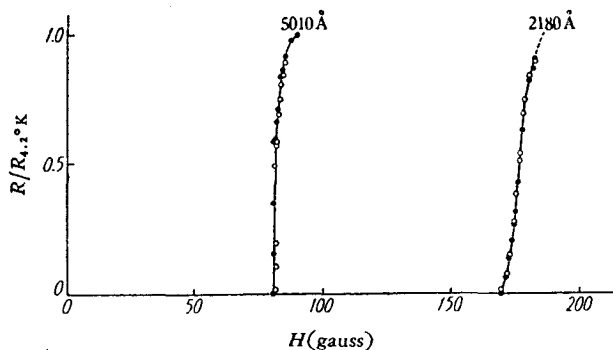


图 5 在磁场中合金膜的超导转变曲线
In + 3% Sn, 3.28°K
● 增加磁场 ○ 减小磁场

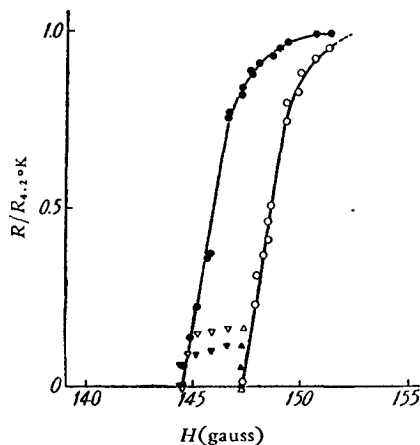


图 6 较厚的合金膜在较低的温度下, 当
磁场增加或减小时超导转变情况
In + 3% Sn $7130 \text{ \AA}$
 $T_c = 3.580^{\circ}\text{K}$
 $T = 2.757^{\circ}\text{K}$

测量程序:

○ 增加磁场 → ● 减小磁场 → △ 增加
磁场 → ▽ 减小磁场 → ▲ 增加磁场
→ ▼ 减小磁场

这样计算法得到的厚度, 从膜的长度和宽度的测量上能引起 2—5% 的误差。按照 Fuchs^[22] 理论, 界面散射对电阻的贡献随着温度和膜中杂质含量的改变而有所变化, 因此严格说来(3)式不成立。但是从附录中可以看到, 在我们所用的膜的厚度范围内, 用(3)式定膜的厚度是满意的。

三、实验结果及其与理论比较

对淀积在玻璃底板上的 In + 2% (原子比) Sn 和 In + 3% (原子比) Sn 两种掺杂量, 厚度为 $2.9 \times 10^{-6}\text{cm}$ 到 $2.4 \times 10^{-4}\text{cm}$ 的膜进行了 $R_{4.2^{\circ}\text{K}}$, T_c 和 $H_c(T)$ 的测量。

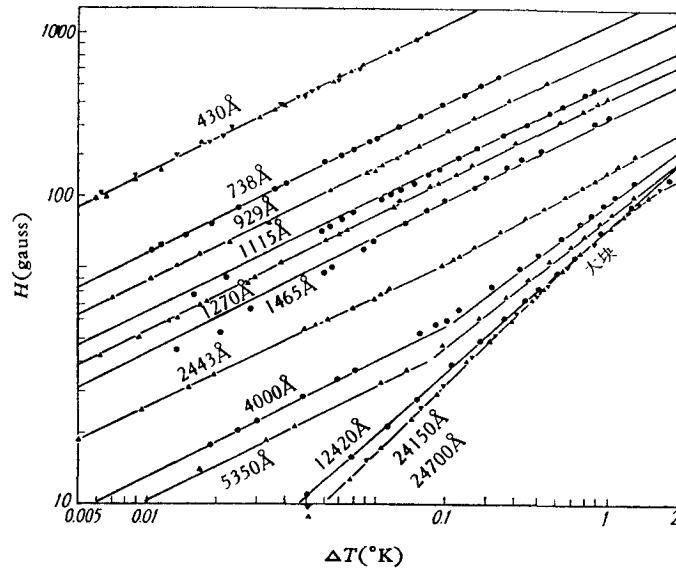
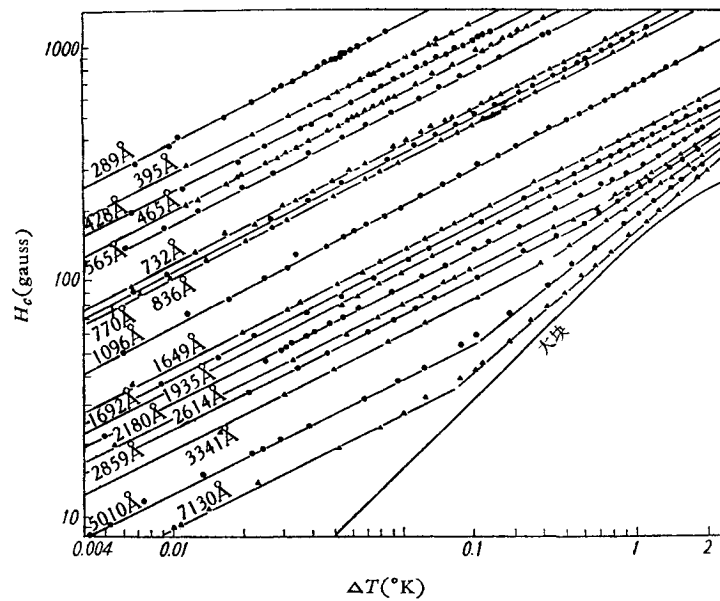
$H_c(T)$ 的测量结果见图 7 与图 8。

从图 7、图 8 上可以看到, 我们实验点分散程度是不大的。图 7 中 $430 \text{ \AA}$ 和 $1270 \text{ \AA}$ 实验点各是同样厚度的两个膜的结果; 图 8 中 $7130 \text{ \AA}$ 的实验点是不同时间两次实验测量的结果。只有很少的结果(如图 7 上 $1465 \text{ \AA}$), 其实验点偏离于 $H_c \propto (\Delta T)^{1/2}$ 曲线, 这可能是实验中场与膜面平行度没有调好之故。

对于纯膜没有另进行实验测量, 在以下与纯 In 膜的实验结果作比较时, 都是引用 Toxen 的实验结果^[13]。

1. 膜的剩余电阻与界面散射类型

将实验中测定的不同厚度膜的剩余电阻 $R_{4.2^{\circ}\text{K}}$ 与 Fuchs^[22] 理论计算的 $\frac{\sigma_0}{\sigma} \sim \frac{d}{l_T^2}$ 作比较。In + 2% Sn 的实验结果与理论曲线绘在图 9 上, 当取 $\rho l = 2 \times 10^{-11} \Omega\text{-cm}^2$ 时, 实验

图 7 In + 2% Sn 不同厚度膜临界场 H_c 与温度差 $\Delta T = T_c - T$ 之间关系图 8 In + 3% Sn 不同厚度膜临界场 H_c 与温度差 $\Delta T = T_c - T$ 之间关系

点很好的位于 $\epsilon = 0$ 的曲线上。这和 Toxen^[16] 给出的对 In + 0—4.6% Sn 的膜, $\rho l = 2 \times 10^{-11} \Omega\text{-cm}^2$ 是一致的。

但是我们注意到, 对大块物质 Roberts^[23] 得到 $\rho l = 0.89 \times 10^{-11} \Omega\text{-cm}^2$, Dheer^[24] 得到 $\rho l = 0.57 \times 10^{-11} \Omega\text{-cm}^2$ 。如采用这些值, 那么实验点将系统地向右移, 整个实验点高于 $\epsilon = 0$ 的理论曲线, 这说明用上述大块的 ρl 值是不适当的。薄膜的 ρl 应不小于 $2 \times 10^{-11} \Omega\text{-cm}^2$, 但是并不能排除 $\rho l > 2 \times 10^{-11} \Omega\text{-cm}^2$ 的可能性。如果我们取 $\rho l = 3 \times 10^{-11}$

$Q\text{-cm}^2$, 那么 $l_{4.2}^\circ\text{K}$ 将是 $5300 \text{ \AA}$, 实验点系统的向左移, 但所有的实验点仍在 $\epsilon = \frac{1}{2}$ 曲线之上, 而且还比较靠近 $\epsilon = 0$ 的理论曲线. 因此, 若是薄膜的 ρl 不比大块的差得太多的话, 我们可以说界面散射是属于漫散射类型的或者说是以漫散射为主的.

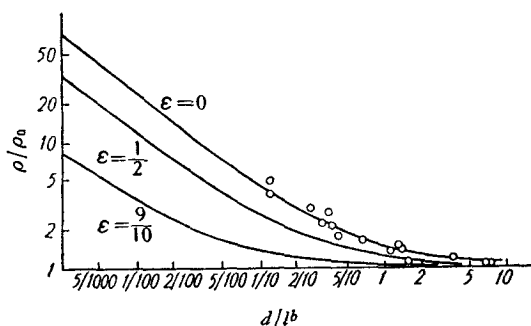


图9 In + 2% Sn 膜的剩余电阻率与厚比之间关系. 实线是 Fuchs 理论曲线, ϵ 是电子在膜面上受到弹性反射的部分, $(1 - \epsilon)$ 是受到漫散射的部分. 在把实验点与理论曲线作比较时, 采用大块平均自由程 $l_{4.2}^\circ\text{K} = 3550 \text{ \AA}$.

○ In + 2% Sn

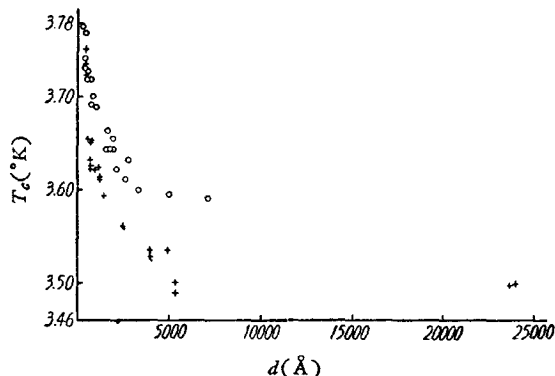


图10 In + 2% Sn, In + 3% Sn 膜的厚度 d 与其临界温度 T_c 之间的关系

+ In + 2% Sn; ○ In + 3% Sn.

2. 临界温度 T_c

我们测量了 In + 2% Sn 和 In + 3% Sn 不同厚度合金膜的临界温度 T_c . 图10给出了 In + 2% Sn 和 In + 3% Sn 合金膜的临界温度 T_c 与其厚度 d 之间的关系. 在 $d \lesssim 2500 \text{ \AA}$ 时, T_c 迅速增加. 对厚度在 $2500 \text{ \AA}$ 到 $3500 \text{ \AA}$ 之间的纯 In 膜^[20] 其临界温度 T_c 在 3.42°K 左右, 而 In + 2% Sn 和 In + 3% Sn 的合金膜, T_c 分别在 $3.54 - 3.56^\circ\text{K}$ 及 $3.60 - 3.62^\circ\text{K}$ 范围内, 因此很清楚地看到, 随杂质的增加 T_c 增高.

3. $H_c - \Delta T$ 曲线

从图7, 图8上看到, 对于薄的膜, 临界场和温度关系的实验值很好的位于 $H_c \propto (1 - t)^{1/2}$ 的直线上. 对比较厚的膜, $H_c - \Delta T$ 曲线分为两部分, 靠近临界温度的是 $H_c \propto (1 - t)^{1/2}$, 显示出薄膜的特性; 远离临界温度, H_c 接近正比于 $(1 - t)$, 这是大块的特性. 整个曲线可以被一个折点分开, 这个结果和一些作者^[5-8,10] 的结果一致. 厚膜 $H_c - \Delta T$ 关系分为两部分的原因

是: 由于接近 T_c , 穿透深度 λ 迅速增加, 使得膜的有效厚度属于薄膜区. 这个特性与定域和非定域理论结果也是符合的.

4. $H_c - d$ 的实验结果及其与理论比较

由图7, 图8上给出的 $H_c - \Delta T$ 关系的实验结果, 得出在一定 t 下, 不同厚度膜的临界场值. 将 H_c 和 d 关系的实验点绘在图11上, 我们看到, 在薄膜极限下, 实验点很好地接近于 $H_c \propto d^{-3/2}$. 同一 t , 不同 Sn 含量的膜, $H_c - d$ 曲线在 d 大和 d 小两端汇合, 中间差别大. Sn 含量多时, 要到更小的 d 才趋向于 $H_c \propto d^{-3/2}$.

图12和图13上分别绘出 In + 2% Sn, In + 3% Sn 在不同 t 下的 $H_c - d$ 曲线. 对于厚度小于 $1100 \text{ \AA}$ 、同一 Sn 含量的膜, 在不同的 t 下, $H_c - d$ 曲线是彼此平行的 $H_c \propto d^{-3/2}$ 线.

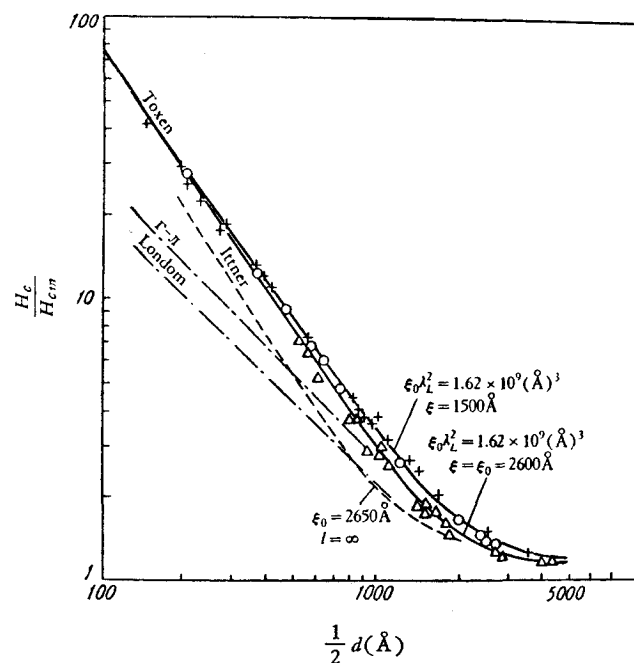
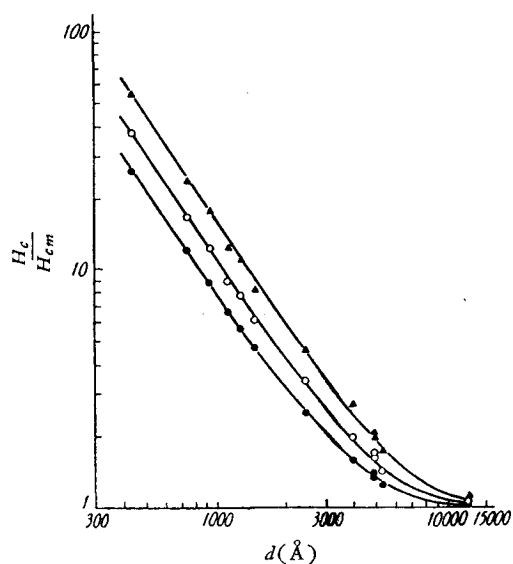
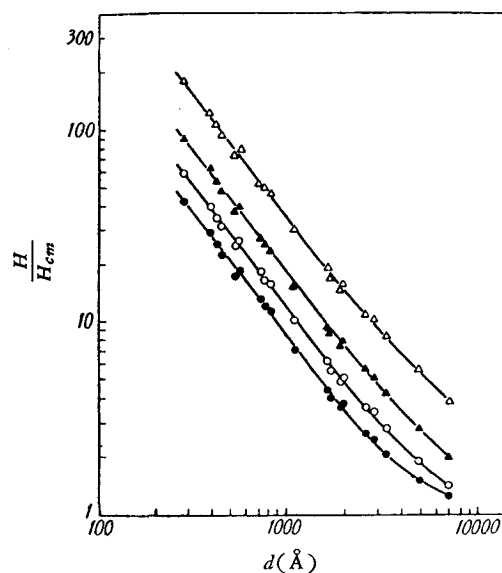


图 11 膜的临界场随厚度的变化关系

- 是 Toxen 理论曲线, $\xi_0 \lambda_L^2 = 1.62 \times 10^9 (\text{\AA})^3$, $\xi_0 = 2600 \text{\AA}$
 ---- 是 Iffner 理论曲线, $\xi_0 = 2650 \text{\AA}$, $l = \infty$
 -·-·- 是 London 和 Γ -J 理论曲线, 其穿透深度 $\lambda(0)$ 分别是 $350 \text{\AA}$ 和 $640 \text{\AA}$.
 ○ In + 2% Sn; + In + 3% Sn; △ 纯 In (Toxen); $T = 0.9 T_c$.

图 12 In + 2% Sn 膜在不同温度 t 下, 临界场随厚度 d 的变化关系

- In + 2% Sn
 ▲ $0.98 T_c$; ○ $0.95 T_c$; ● $0.90 T_c$.

图 13 In + 3% Sn 膜在不同温度下, 临界场随厚度 d 的变化关系

- In + 3% Sn
 △ $0.995 T_c$; ▲ $0.98 T_c$; ○ $0.95 T_c$;
 ● $0.90 T_c$.

现将实验结果与诸理论进行比较。在临界场理论中,理论上往往给出 H_c-d 的关系,但有时为了保持着 $H_c \propto d^{-1}$ 形式,认为 λ 与 d 有关。将 H_c-d 关系写成 $H_c = \frac{\lambda}{d}$, $\lambda = \lambda(d)$ 。用 $\lambda = \lambda(d)$ 的表示方法时,不同结果的差别表现得更明显。我们也采用这表示法。

(1) 定域理论

将定域的 London 公式 (1) 和 Γ -JI 公式 (2) 绘在图 11 上。图 15 上给出了 London 穿透深度 $\lambda_L(0, d)$ 和 Γ -JI 理论穿透深度 $\delta_0(0, d)$ [13, 15]。

我们看到两个定域理论与实验结果分歧很大,不仅在定量上,就是在定性上都十分明显地显现出。在极限情况下, London 和 Γ -JI 的定域理论给出 $H_c \propto d^{-1}$, 而我们的实验点则接近于 $H_c \propto d^{-3/2}$ 。就穿透深度而言,定域理论给出的 $\lambda_L(0, d)$ 和 $\delta_0(0, d)$ 是与厚度无关的量,实验上得到 $\lambda(0, d)$ 是 d 的函数,在薄膜极限下它接近正比于 $d^{-1/2}$ 。

(2) 非定域理论

(i) Ittner 对 London 理论的修正 [11]

Ittner 认为只要用一个有效穿透深度 λ_e 代替 London 穿透深度 λ_L , 那么, London 方程就可以用于描述薄膜临界场问题。 λ_e 的非定域修正就是这样得到的:

Schrieffer [25] 应用镜面反射界面条件得出磁场在膜中深度上的分布 $H(x)$ 为

$$\frac{H(x)}{H_0} = \frac{4}{d} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_n \sin k_n x}{k_n^2 + K(k_n)}, \quad (4)$$

式中 $k_n = (2n+1)\pi/d$; H_0 是膜边缘上的场,

$$K(k_n) \equiv -\frac{4\pi J(k)}{cA(k)}. \quad (5)$$

Ittner 将 London 方程中的 λ_L 看作一个参变量 λ_e , 然后调整 λ_e 使由 London 方程得出的 $\frac{H(x)}{H_0}-x$ 曲线,与应用 BCS 核 $K(k_n)$ 由 (4) 算出的 $\frac{H(x)}{H_0}-x$ 曲线在膜中心处重合 (这里假定薄膜中 λ_e 不随 H 变化)。Ittner 得出的 λ_e-d 理论曲线画在图 14 上。

(ii) Γ -JI 理论的非定域修正

Горьков [9] 指出, Γ -JI 方程可以由 BCS [26] 理论在极限下导出,所以 Γ -JI 方程是严格的。 Γ -JI 方程又是描述强场问题的,故可适用于临界场。

Toxen [13] 将 Γ -JI 方程给出的 $\frac{H_c}{H_{cm}} \sim \frac{\kappa}{\kappa_0}$ (膜的磁化率与大块磁化率之比) 关系中的 $\frac{\kappa}{\kappa_0}$ 代以 Schrieffer [25] 的非定域关系表示,得出非定域的临界场。

在 Γ -JI 理论中, $\frac{H_c}{H_{cm}}$ 与 $\frac{\delta}{2d}$ 之间的关系可以由数值计算得到。将它表示为一个函数

$$\left(\frac{H_c}{H_{cm}}\right) = F\left(\frac{\delta_0}{2d}\right). \quad (6)$$

对于弱场磁化 κ 与 δ_0 之间关系, Γ -JI 方程给出

$$\frac{\kappa}{\kappa_0} = 1 - \frac{2\delta_0}{d} \tanh \frac{d}{2\delta_0}. \quad (7)$$

解方程 (6), (7) 可得到膜的临界场与磁化率之间的关系

$$\frac{H_c}{H_{cm}} = G\left(\frac{\kappa}{\kappa_0}\right). \quad (8)$$

同时 Schrieffer^[25] 给出非定域的弱场磁化率

$$\left(\frac{\kappa}{\kappa_0}\right)_{\text{镜反射}} = 1 - \frac{2}{\left(\frac{d}{2}\right)^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{k_n^2 + K^2(k_n)}. \quad (9)$$

将 (9) 代入 (8) 即得到临界场的非定域修正.

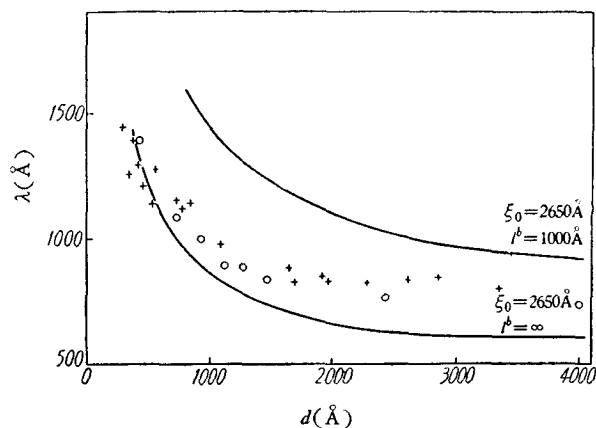


图 14 穿透深度 λ 随厚度 d 的变化曲线

○ In + 2% Sn; + In + 3% Sn

实线是 Ittner 理论曲线

我们把 Toxen 的这个结果在薄膜极限下取到二级近似, 得

$$\left(\frac{H_c}{H_{cm}}\right)_{\text{镜反射}} = \frac{\sqrt{2} \left(\frac{1}{3} \pi \xi_0 \lambda_L^2\right)^{1/2}}{\left[0.518 - 0.618 \frac{a}{\frac{1}{2} \pi \xi}\right]^{1/2} a^{3/2}}, \quad (10)$$

$$\lambda = \frac{\left(\frac{1}{3} \pi \xi_0 \lambda_L^2\right)^{1/2}}{\sqrt{3} \left[0.518 - 0.618 \frac{a}{\frac{1}{2} \pi \xi}\right]^{1/2} a^{1/2}}, \quad (11)$$

式中 $a = \frac{1}{2} d$. Toxen 理论曲线被绘在图 11 和图 15 上.

(iii) 微观理论

吴杭生^[15]认为, 对 London 理论或 Γ - Π 理论进行非定域修正缺乏可靠的理论根据, 所以他从微观理论直接求出了强场非定域薄膜超导性理论.

只要

$$0.364 \frac{d}{\xi_0} < 1, \quad (12)$$

则

$$\lambda(0, d) = \frac{2.36\hbar c}{1510\xi_0^{1/2}d^{1/2}[1 - \mu(x)]^{1/2}}, \quad (13)$$

$$\mu(x) = 0.78 \frac{d}{2l} + 0.185x \left(2.29 + \log \frac{1}{x} \right) \left(1 - \frac{d}{2l} \right),$$

$$x = \frac{d}{\xi_0}. \quad (14)$$

图 16 给出了吴杭生的理论曲线, 其中 $\xi_0 = 1800 \text{ \AA}$.

将我们的实验结果描绘在图 11, 14, 15, 16 上, 与这些理论曲线作比较. 发现 Ittner 理论曲线与实验偏离很大. Ittner 的 $l \neq \infty$ 的理论曲线是与我们在第四节中作出的结论不符合的.

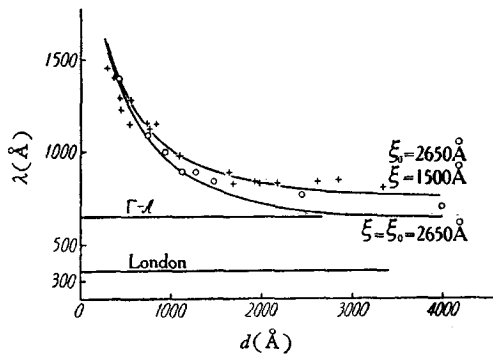


图 15 穿透深度 $\lambda(0, d)$ 与厚度 d 之间关系. Toxen 曲线取参量 $\xi_0 \lambda_L^2 = 1.62 \times 10^9 (\text{\AA})^3$, $\xi_0 = 2600 \pm 400 \text{ \AA}$. London 穿透深度 $\lambda_L(0, d) = 350 \text{ \AA}$, Γ - Π 穿透深度 $\delta_0(0, d) = 640 \text{ \AA}$

○ In + 2% Sn; + In + 3% Sn
实线是 Toxen 理论曲线

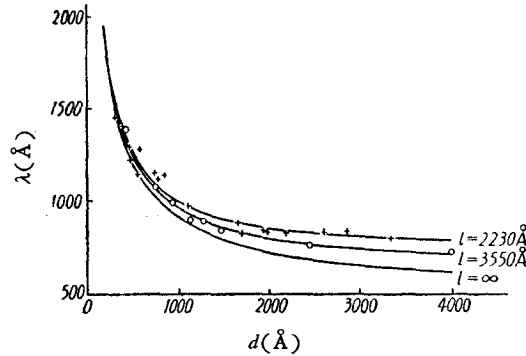


图 16 穿透深度 $\lambda(0, d)$ 与厚度 d 之间关系
+ In + 3% Sn; ○ In + 2% Sn
实线是吴杭生理论曲线, $\xi_0 = 1800 \text{ \AA}$.

将 Toxen 的理论曲线与我们的实验结果作比较, 定性上理论与实验的符合程度还令人满意. 我们的 In + 3% Sn 的实验点比 Toxen 的 $\xi_0 = 2600 \pm 400 \text{ \AA}$, $\xi = 1500 \text{ \AA}$ 的理论曲线稍高, In + 2% Sn 的数据比此曲线稍低. 用 Toxen 的 $\xi_0 = 2600 \text{ \AA}$, 和我们实验定出的 $l_{4.2^\circ\text{K}}$ 及 $\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l}$ 关系, 得出: 对于 In + 2% Sn, $\xi = 1500 \text{ \AA}$.

在吴杭生的理论中, 当 ξ_0 取作 $1800 \text{ \AA}$ 时, 定性上理论与相应的 In + 2% Sn, In + 3% Sn 的实验结果很好地一致.

在与实验符合比较好的两个非定域理论中, ξ_0 分别是 $2600 \pm 400 \text{ \AA}$ 和 $1800 \text{ \AA}$. 不过, 目前阶段, 还不能确定 ξ_0 的值, 因此实验与理论的符合还只是定性的.

四、讨 论

1. 超导 In-Sn 合金膜临界场的非线性非定域效应

从实验结果我们可以看到, 与 Toxen 的纯膜中的结果相同, 临界场 H_c 和厚度 d 之间的关系, 在薄膜极限下是 $H_c \propto d^{-3/2}$.

虽然在杂质含量增多时,从表面看来,对于中间厚度的膜,逐渐趋向于 $H_c \propto d^{-1}$,但在很薄膜中, H_c 与 d 的关系仍然逐渐趋于 $H_c \propto d^{-3/2}$ 的关系. 而定域的 London 理论和 Γ - Π 理论给出在薄膜极限下,临界场 H_c 与厚度 d 之间关系是相同的,都是 $H_c \propto d^{-1}$. 这规律与实验结果不符合.

如引言中所述,文献[11—15]中都说他们的理论与实验符合得令人满意,但是我们注意到这些作者将理论与实验进行比较时,都是在平均自由程 $l = \infty$ 这特殊情况下进行的. 在 $l = \infty$ 的情况下,各个理论的 λ - d 曲线之间差别不大,定性上的差别在实验误差范围以内. 然而 $l \neq \infty$ 时,这些理论正确与否还没有经过实验的检验.

我们的实验结果明显地偏离于 Ittner^[11] 的 $l = \infty$ 的理论曲线. 其实, Ittner 理论对纯物质也是不正确的. 虽然 Ittner, Toxer Blumberg 等将他们的纯物质的实验结果与 Ittner 的 λ - d 曲线作比较得出理论符合于实验,但是他们没有深入一步的研究 H_c - d 的关系,我们将 Ittner 的 $\lambda_c(d)$ 代到 London 方程中,发现 H_c - d 的理论曲线比上述作者的实验结果低得多. 实际上, London 理论是弱场理论,在薄膜极限下,它得出的临界场值是 $H_c = 2\sqrt{3} \frac{\lambda_L}{d} H_{cm}$, 而强场的 Γ - Π 方程却是 $H_c = 2\sqrt{6} \frac{\delta_0(T)}{d} H_{cm}$. 如 $\lambda_L = \delta$, 那么, Γ - Π 理论给出的 H_c 将比 London 理论给出的 H_c 高 $\sqrt{2}$ 倍. 这里, Ittner 描述薄膜临界场的理论是建立在 London 理论基础上的,因此 Ittner 给出的场值低于实验结果是不奇怪的.

虽然 Ittner 理论不能用于描述超导膜的临界场,但是他的理论还有一定成功之处,用这个理论描述纯 In 膜的穿透深度 λ 与 d 之间关系,定性上与实验符合, $\lambda \propto d^{-1/2}$.

吴杭生, Toxen 理论比较好地符合于实验,说明了非线性非定域理论描述薄膜临界场问题是适合的. Toxen 理论中非定域修正是借用弱场下的非定域效应,看来也许这是它与实验符合程度不及吴杭生理论好的一个原因.

从上述讨论可以得到一个结论: 只有非线性非定域理论才能描述薄膜的临界场.

Douglass-Blumberg 等人认为,当膜薄时 λ 增大、 ξ 减小,满足 $\lambda \gg \xi$, 则薄膜过渡到定域极限. 按此推论,在薄膜极限下, $H_c \propto d^{-1}$. 初一看来这个推断是对的,但这却与我们前面讨论的在薄膜极限下 $H_c \propto d^{-3/2}$ 矛盾.

我们认为通常判断定域与非定域的标准 $\lambda \gg \xi$ 或 $\lambda \lesssim \xi$, 用于薄膜上是不完全的,这只是大块物质的判据. 对于薄膜只有在 $\xi \ll \lambda$ 及 $\xi \ll d$ 的情况下,才过渡到定域(即 London)极限. 实际上,所谓非定域即是指某一点的电流密度 $\mathbf{j}(\mathbf{r})$, 决定于它周围空间中某一个相关区(相关长度 ξ) 中矢势 $\mathbf{A}(\mathbf{r}')$ 的积分作用. 在薄膜极限下,虽然 $\mathbf{A}(\mathbf{r}')$ 在膜中变化很小,但是 $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ 和 $\mathbf{A}(\mathbf{r}')$ 之间作用决定于膜的空间区域(厚度 d), 换句话说,当膜厚度减小时,相关作用减小,因而场的穿透增加.

非定域的 Pippard 方程给出

$$\mathbf{J}(\mathbf{R}) = - \frac{3ne^2}{4\pi c \xi_0 m} \int \frac{\mathbf{R} \cdot (\mathbf{R} \cdot \mathbf{A})}{R^4} e^{-R/\xi} d\tau, \quad (15)$$

在薄膜极限下, $\mathbf{A}$ 可认为与空间座标无关. 设 $\mathbf{A}$ 在 y 方向, z 轴垂直于膜的表面(如图 17), 取球座标则

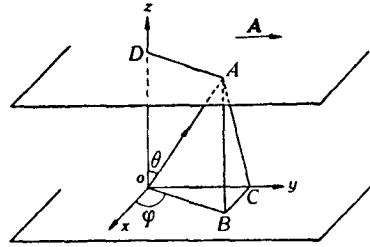


图 17

$$\begin{cases} \mathbf{R} \cdot \mathbf{A} = RA \sin \theta \sin \varphi, \\ R_A = R \sin \theta \sin \varphi, \\ d\tau = R^2 \sin \theta dR d\theta d\varphi. \end{cases} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \therefore \mathbf{J}(\mathbf{r}) &= -\frac{3ne^2}{4\pi c \xi_0 m} \int_0^{d/\cos\theta} dR \int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi [e^{-R/\xi} \sin^3 \theta \sin^2 \varphi] \mathbf{A} \\ &= -\frac{3ne^2 \xi}{4cm\xi_0} \left[-\int_1^\infty e^{-\frac{d}{\xi}x} \left(1 - \frac{1}{x^2}\right) \frac{1}{x^2} dx + \frac{4}{3} \right] \mathbf{A} \\ &= -\frac{3ne^2 \xi}{4cm\xi_0} \left\{ \frac{2}{3} (1 - e^{-\frac{d}{2\xi}}) - \frac{1}{6} \frac{d}{2\xi} e^{-\frac{d}{2\xi}} \left(1 - \frac{d}{2\xi}\right) - \right. \\ &\quad \left. - \left[\frac{d}{2\xi} - \frac{1}{6} \left(\frac{d}{2\xi}\right)^3 \right] \text{Ei}\left(-\frac{d}{2\xi}\right) \right\} \mathbf{A}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$- \text{Ei}(-u) = \int_1^\infty \frac{e^{-ux}}{x} dx, \quad (18)$$

Γ -JL 理论作出

$$-\frac{4\pi}{c} \mathbf{J}(\mathbf{r}) = \frac{4\pi e^2}{mc^2} |\psi|^2 \mathbf{A}(\mathbf{r}), \quad (19)$$

$$\delta_0^2 = \frac{mc^2}{4\pi e^2 |\psi|^2}.$$

比较 (18) 和 (19) 得

$$\lambda^2 = \frac{4}{3} \frac{\xi_0 \lambda_L^2}{\xi} \frac{1}{\frac{2}{3} \left(1 - e^{-\frac{d}{2\xi}}\right) - \frac{1}{6} \left(\frac{d}{2\xi}\right) e^{-\frac{d}{2\xi}} \left(1 - \frac{d}{2\xi}\right) - \left[\frac{d}{2\xi} - \frac{1}{6} \left(\frac{d}{2\xi}\right)^3\right] \text{Ei}\left(-\frac{d}{2\xi}\right)}, \quad (20)$$

式中 $\lambda_L^2 = \frac{mc^2}{4\pi ne^2}$. 在我们的计算中, 所取的积分限相应于漫散射界面条件, 我们由 (20),

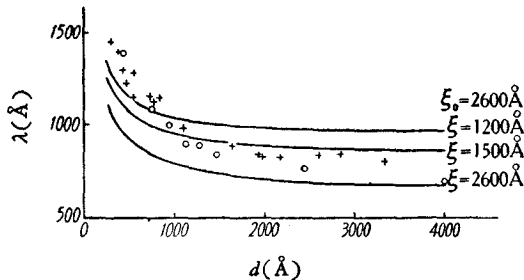


图 18 当膜的界面是漫散射, 在薄膜极限下, 从 Pippard 方程解出的 λ 随 d 的变化

○ In + 2% Sn; + In + 3% Sn;
实线从 Pippard 方程解得。

并取 $\xi_0 = 2600 \text{ \AA}$, $\xi_0 \lambda_L^2 = 1.62 \times 10^9 (\text{ \AA})^3$, 计算出 λ - d 曲线, 绘在图 18 上. 随着 d 的减小, λ 明显地依赖于 d , 而不是与 d 无关. 因此我们看到薄膜极限下, 虽然在膜空间矢势 $\mathbf{A}$ 不变, 但是相关作用却决定于膜空间的大小, 这正是非定域情况.

我们从实验中得到图 11 的曲线, 随着杂质含量的增多, 从表面看来 H_c - d 关系在较厚的膜中逐渐趋向于 d^{-1} , 显现定域性, 但实际上, 只不过是 $H_c \propto d^{-3/2}$ 推到更低

的 d , 在薄膜极限下, 仍然是非定域。其次, 对同一杂质含量、不同约化温度 t 的 H_c - d 曲线, 虽然当很近 T_c 时 (如 $T = 0.995 T_c$), λ 迅速增加, 但是在薄膜极限下, 它们是平行于 $d^{-3/2}$ 线 (见图 12, 13)。这都强有力地说明了薄膜是属于非定域。

总结上述理论和实验的讨论, 我们可以得到一个结论: 薄膜是 Pippard 极限而不是 London 极限。

2. 所谓实验结果符合 $H_c \propto d^{-1}$ 的错误所在

Заварицкий^[5,6], Гинзбург-Шальников^[7], Хухарева^[8] 等作者在退过火的 Sn, In, Tl 和 Hg 上测量了膜的临界场, 得出实验结果符合于 $\frac{H_c}{H_{cm}} = 2\sqrt{6} \frac{\delta_d(T)}{d}$ 。典型的结果绘在图 19、图 20 上。

但是, 我们注意到, 为了将定域理论和非定域理论与实验比较, 最灵敏的是比较 H_c 随 d 的变化, 特别是作出 H_c 和 d 的对数曲线。我们发现 Заварицкий, Хухарева 等作者所描述的方法是给出对于 d 和 T 都变的 $H_c - \frac{\delta(T)}{d}$ 曲线, 这种表述掩盖了理论与实验的分歧。实际上 Заварицкий, Хухарева 等作者的结果并没有证实 Г-Л 理论, 相反从他们的实验结果发现, 实验点倒是比较好地接近于非定域情况。

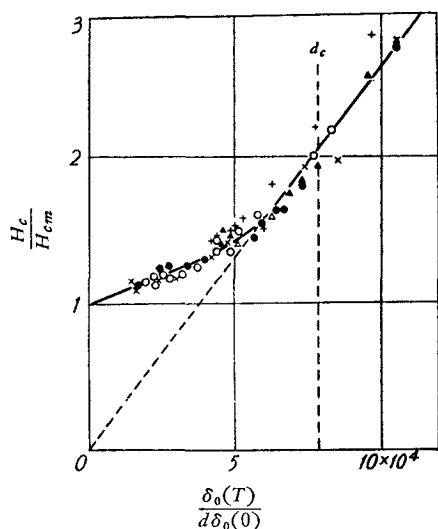


图 19 Заварицкий 对于 In 的实验结果与理论比较

实线是 Г-Л 理论曲线, d_k 是临界厚度, $d_k = \sqrt{5} \delta(T)$. $\delta(T)$ 和 δ 分别是 $T^\circ K$ 和 $0^\circ K$ 的穿透深度, 与 d 无关。

+ 2.7×10^{-5} ; $\blacktriangle$ 2.9×10^{-5} ; $\circ$ 5.7×10^{-5} ;
 $\bullet$ 5.8×10^{-5} ; $\times$ 8.5×10^{-5} .

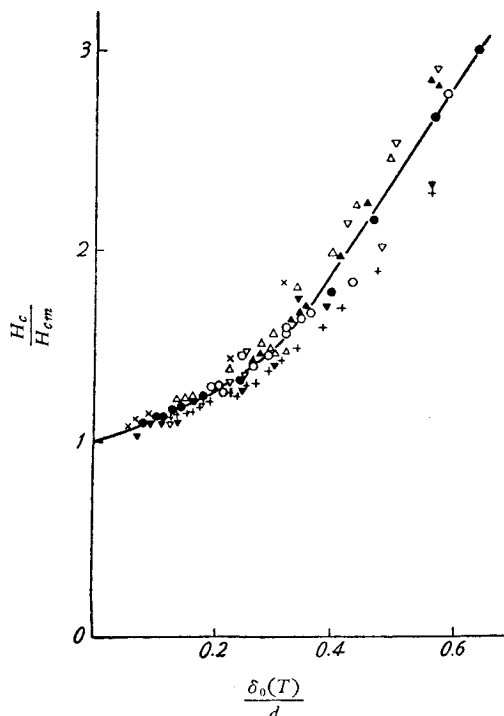


图 20 Заварицкий 对于 Sn 的实验结果与理论比较
 实线是 Г-Л 理论曲线, $\delta(T)$ 是穿透深度, 它只与温度有关, 与厚度 d 无关。

$\blacktriangle$ $2.77 \times 10^{-5} \text{cm}$; ∇ $3.12 \times 10^{-5} \text{cm}$; $\circ$ $4.35 \times 10^{-5} \text{cm}$;
 $\triangle$ $5.73 \times 10^{-5} \text{cm}$; $+$ $6.30 \times 10^{-5} \text{cm}$; $\bullet$ $7.10 \times 10^{-5} \text{cm}$;
 $\blacktriangledown$ $1.30 \times 10^{-4} \text{cm}$; $\times$ $1.48 \times 10^{-4} \text{cm}$.

从图 19, 图 20 可以看到, 实验点与 Г-Л 理论分歧很大。图 19 上给出的实验分散度大约在 25% 左右。但是仔细地分析一下图 19 和图 20 的实验点, 发现一个有趣的现象,

我们看到其分散并非是由于偶然的实验误差,而是有一定规律性的。对于薄膜,实验点高于理论曲线,随着厚度的增加,实验点逐渐降低,厚膜的实验点系统地低于理论曲线。而且图 19 和图 20 上给出的都是厚度在 $2700 \text{ \AA}$ 以上的膜,我们可以预计,对于厚度小于 $1000 \text{ \AA}$ 的膜,实验点将是远高于理论值,这个有趣的现象是定域理论的必然结果。但是假

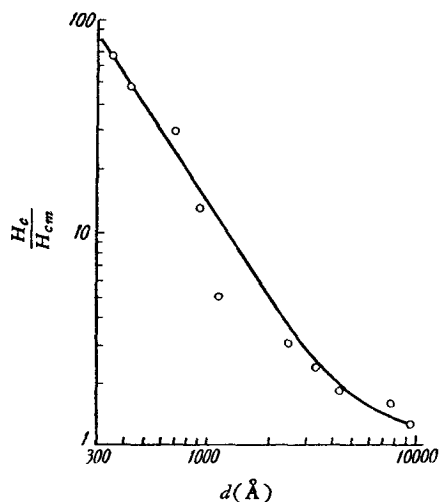


图 21 对不同厚度 Tl 膜 H_c 随厚度 d 的变化 (实验取自 Заварицкий 的结果).

○ Tl Заварицкий

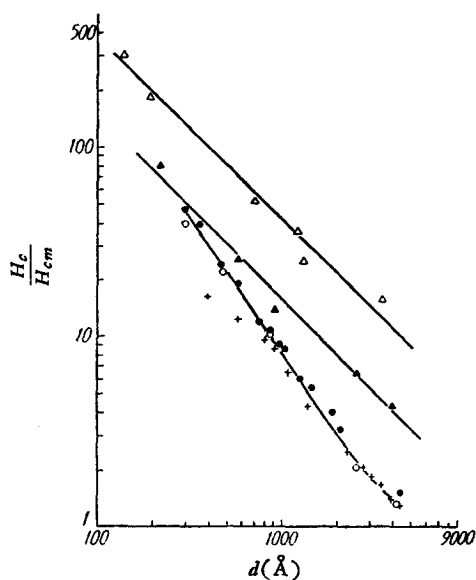


图 22 退火 Sn 膜与在 2°K , 80°K 下淀积的未退火的 Sn 膜, 临界场 H_c 与厚度 d 之间的关系

△ Sn (2°K) Заварицкий;
▲ Sn (80°K) Заварицкий;
○ Sn (退火), Dooglass-Blumberg;
● Sn (退火) Blumberg;
+ Sn (退火) Заварицкий.

如放弃 $H_c \propto d^{-1}$ 的概念, 将图 19 和图 20 的横坐标换成 $\delta(T)/d^{-3/2}$, 这样将使实验点的分散程度减小。为了更明确地说明这问题, 我们对 Заварицкий^[5,6] 的结果进行分析, 将他的实验结果, 在一定的 t 下, 用 H_c-d 的对数坐标表示在图 21 和图 22 上 (实验值不是取自于图 19 和 20, 而是取自于文献 [5, 6] 中对不同厚度 Sn, Tl 膜 H_c-T 曲线的实验数据)。虽然实验点很分散, 但是实验点是趋于 $H_c \propto d^{-3/2}$, 而不是趋于 $H_c \propto d^{-1}$ 。为了便于比较, 在图 22 上我们同时绘出由文献 [10, 14] 给出的退火 Sn 膜的实验数据 (他们未对此进行讨论)。

从上述分析可以看到, 所有作者的实验结果并没有矛盾, H_c 都是接近正比于 $d^{-3/2}$ 。我们的关于合金膜的实验结果也很好给出 $H_c \propto d^{-3/2}$ 。文献 [5—8] 给出 $H_c \propto d^{-1}$ 的结论是他们描述方法不恰当, 以致掩盖了问题的本质。

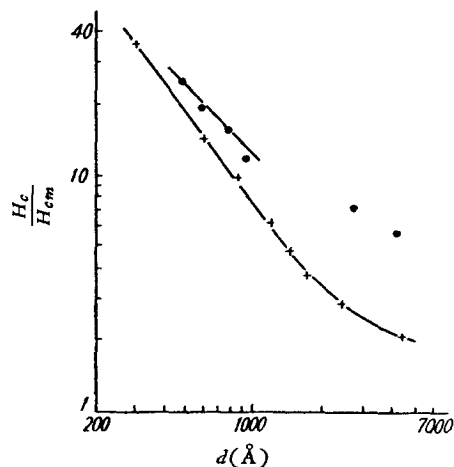


图 23 在 64°K 与 4°K 底板上淀积的 Hg 膜, 其临界场 H_c 与厚度 d 之间的关系.

● Hg (4.2°K) Хухарева;
+ Hg (64°K) Appleyard 等.

由此我们可以肯定, 定域的 London 理论和 Γ -Л 理论都不能用来描述一般薄膜的临界场问题。

由上述的分析还不能得出定域理论就是不对的结论。如上节所述, 当物质的相关长度 ξ (或 l) $\ll \lambda$, 而且 ξ (或 l) $\ll d$ 时, 定域条件是满足的, 那么 H_c 应当正比于 d^{-1} 。

Заварицкий^[5], Хухарева^[8] 分别对淀积在 80°K 和淀积在 2°K 下没有退火的 Sn 膜及淀积在 4.2°K 下没有退火的 Hg 膜进行研究。但是他们只注意到分析 $R_{4.2^\circ K}$, T_c , H_c 等绝对值的变化, 而没有将这些结果与定域理论作比较。Хухарева^[8] 给出低温淀积膜的剩余电阻在退火以后大大地改变, 退火膜的剩余电阻率降低 10 倍还要多, 而且低温淀积膜的剩余电阻率从厚膜直到他们工作中所用的最薄的膜 (450 Å) 都不变。由这个结果可以得出, 低温淀积膜的电子平均自由程比退火后膜的电子平均自由程要小一个数量级, 而且没有退火膜的电子平均自由程是该物质的内禀平均自由程 (界面散射的贡献可以忽略)。因此 ξ (或 l) $\ll \lambda$, ξ (或 l) $\ll d$ 是满足的, 对这些膜可以用定域理论描述。我们用他们的实验资料与定域理论作比较, 将淀积在 4.2°K 下的未退火的 Hg 膜实验数据绘在图 23 上; 淀积在 2°K 和 80°K 下 Sn 膜的实验数据绘在图 22 上。退火与未退火膜的 H_c - d 关系有明显地不同, 退火膜 $H_c \propto d^{-3/2}$, 低温淀积膜 $H_c \propto d^{-1}$ 。

3. 界面效应

在实验和理论比较中, 我们得到实验结果很好地符合于吴杭生, Toxen 理论。但是这两个理论都是采用镜面反射条件, 他们理论中的 ξ (或 l) 都是对大块物质而言, 不管界面散射的影响。而剩余电阻测量中得到膜的界面散射是属于漫散射类型的。此外, 我们用漫散射界面直接解 Pippard 方程得出的结果与实验符合程度, 比 Toxen 用镜面条件 Pippard 核 ($K(k_n)$) 得出的结果也差得多 (见图 23)。

因此, 虽然我们得到在正常态膜中, 对正常电子的界面散射是漫散射类型, 但是在超导态中, 界面条件对超导特性的影响应如何考虑, 还是一个不清楚的问题。

五、结 论

关于超导膜临界场问题, 虽然理论与实验的研究很多, 但是还存在一些不一致的结论。

在本工作中, 由合金膜的实验结果与定域及非定域理论作比较可以看到, 线性定域的 London 理论和非线性定域的 Γ -Л 理论不符合于实验结果, 线性非定域的 Ittner 理论也不符合于实验结果, 只有非线性非定域的吴杭生, Toxen 理论符合于实验结果。因此我们得到一个结论: 超导膜的临界场问题只能被非线性非定域理论描述。

从理论计算和实验结果的分析中得出薄膜是 Pippard 极限, 而不是 London 极限, 大块超导体定域的判据 $\lambda \gg \xi$ 不能适用于 $d \leq \xi$ 的薄膜。膜的定域判据是 $\lambda \gg \xi$ (或 l) 及 $d \gg \xi$ (或 l)。

本文重新分析 Заварицкий 等实验数据后看出, Заварицкий^[5,6], Хухарева^[8] 等作者得出 $H_c \propto d^{-1}$ 符合于实验的结论是它们的描述方法不恰当而致。

本文和文献 [12, 16] 虽然都得出膜的界面散射是属于漫散射类型, 但都是从正常态电阻的测量结果与理论比较或借助于与临界场的理论与实验比较而得。不过界面决不会

是镜面反射, 因为镜面反射膜的剩余电阻将与膜的厚度无关。然而用镜面反射界面条件计算出的临界场却更符合于实验, 这些问题将有待于理论和实验深入一步地去研究。

本工作是在导师洪朝生先生指导下进行的, 洪先生对实验工作和理论分析给予很多指导和帮助, 并且几次阅改初稿, 在此表示感谢。制膜设备是范世绵、宁永俭同志建立的; 测量设备是同孟庆惠同志一起建立的; 在实验中得到暴永兰、金书林等同志的帮助; 与于淦、吴杭生等同志讨论过, 作者一并致谢。

附 录

按照 Fuchs 理论, 界面散射对电阻的贡献随着温度和膜中杂质含量的改变而有所变化, 因此严格说来, $R_{293^\circ\text{K}}^f - R_{4.2^\circ\text{K}}^f = \rho_{293^\circ\text{K}}^b \frac{t}{Wd}$ 的关系并不成立。以下讨论在甚么条件下用这个关系来定厚度可以得出近似正确的结果。

设膜的真实厚度是 d_1 。用 $\rho l = 2 \times 10^{-11} \Omega\text{-cm}^2$, $\rho_{293^\circ\text{K}}^b = 8.8 \times 10^{-6} \Omega\text{-cm}$, In+2% Sn 膜大块等效平均自由程是 $l_{4.2^\circ\text{K}}^f \sim 3550 \text{ \AA}$ 。

用 Sondheimer 算法, 由 $\frac{l_{4.2^\circ\text{K}}^f}{d_1}$ 可得 $\frac{l_{4.2^\circ\text{K}}^f}{d_1}$, 再由 $\rho l = 2 \times 10^{-11} \Omega\text{-cm}^2$ 可得到 $\rho_{4.2^\circ\text{K}}^f$ 。

$$\text{从} \quad l_{293^\circ\text{K}}^b = \left[\frac{1}{l_{293^\circ\text{K}}^b} + \frac{1}{l_{4.2^\circ\text{K}}^f} \right]^{-1},$$

得到 $l_{293^\circ\text{K}}^b$ 。如上所述, 同样得出 $\rho_{293^\circ\text{K}}^f$ 。

$$\text{由} \quad R_{293^\circ\text{K}}^f - R_{4.2^\circ\text{K}}^f = \rho_{293^\circ\text{K}}^b \frac{t}{Wd},$$

$$\text{得} \quad \rho_{293^\circ\text{K}}^f - \rho_{4.2^\circ\text{K}}^f = \rho_{293^\circ\text{K}}^b \frac{d_1}{d}.$$

$$\therefore \quad d = \frac{\rho_{293^\circ\text{K}}^b d_1}{\rho_{293^\circ\text{K}}^f - \rho_{4.2^\circ\text{K}}^f}.$$

表 1 给出不同厚度的膜的计算值 d 及其与真实值 d_1 的百分误差。从表 1 可以看到, 几乎所有的膜都在实验误差范围 (2—5%) 之内, 因此, 此厚度算法完全适用。

表 1

$d_1 (\text{\AA})$	300	400	600	800	1000	2000	4000	5000
$d (\text{\AA})$	282	382	583	785	995	1981	4070	5075
$\frac{d_1 - d}{d_1} (\%)$	-6	-4.5	-2.8	-1.9	-0.5	-0.45	+1.8	+1.5

参 考 文 献

- [1] London, F., London, H., *Proc. Roy. Soc.*, **A149** (1935), 71.
- [2] London, F., *Superfluids*, Vol. 1 (1960).

- [3] Appleyard, E. T. S., Bristow, J. R., London, H. and Misener, A. D., *Proc. Roy. Soc.*, **A172** (1939), 540.
- [4] Гинзбург, В. Л., Ландау, Л. Д., *ЖЭТФ*, **20** (1950), 1064.
- [5] Заварицкий, Н. В., *ДАН СССР*, **78** (1951), 665.
- [6] Заварицкий, Н. В., *ДАН СССР*, **85** (1952), 749.
- [7] Гинзбург, Н. И., Шальников, А. И., *ЖЭТФ*, **37** (1959), 399.
- [8] Хухарева, И. С., *ЖЭТФ*, **41** (1961), 728.
- [9] Горьков, В. Л., *ЖЭТФ*, **36** (1959), 1918.
- [10] Douglass, D. H., Bloumberg, R. H., *Phys. Rev.*, **127** (1962), 2038.
- [11] Ittner, B., *Phys. Rev.*, **119** (1960), 1591.
- [12] Toxen, A. M., *Phys. Rev.*, **123** (1961), 442.
- [13] Toxen, A. M., *Phys. Rev.*, **127** (1962), 382.
- [14] Blumberg, R. H., *J. Appl. Phys.*, **133** (1962), 1822.
- [15] 吴杭生, *物理学报*, **21** (1965), 132.
- [16] Toxen, A. M., *Phys. Rev.*, **130** (1963), 1808.
- [17] 范世绵、宁永俭, *科学仪器*, **3**(1965), 291.
- [18] 李长惠 (未发表).
- [19] Sondheimer, E. H., *Advances in Phys.*, **1** (1952), 1.
- [20] 孟庆惠、郑家祺、暴永兰 (未发表).
- [21] White, G. K., Woods, S. B., *Rev. Sci. Instr.*, **28** (1957), 638.
- [22] Fuchs, K., *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **34** (1938), 100.
- [23] Roberts, D. C., Toxeu, A. M., *Phys. Rev.*, **130** (1963), 1808.
- [24] Dheer, P. N., *Proc. Roy. Soc.*, **A260** (1961), 333.
- [25] Schrieffer, J. R., *Phys. Rev.*, **106** (1957), 47.
- [26] Bardeen, J., Cooper, L. N., and Schrieffer, J. R., *Phys. Rev.*, **108** (1957), 1175.

NON-LINEAL AND NON-LOCAL EFFECTS ON THE CRITICAL MAGNETIC FIELD FOR SUPERCONDUCTING In-Sn ALLOYED FILMS

ZHANG YÜ-HENG

ABSTRACT

In this work we report experimental studies of the critical magnetic field for indium films of different thicknesses alloyed with 2 at.% and 3 at.% of tin, thus furnishing, for the first time, experimental data of $H_c \sim d$ for the case of finite electronic mean free path. From these data, it is concluded that the critical magnetic field of thin films can only be discussed in the light of the non-local, nonlinear theories, and that in the thin film limit, $H_c \propto d^{-3/2}$ for both pure and alloyed films. The local theories of London and of Гинзбург-Ландау, and the non-local, linear theory of Ittner, are inapplicable. The erroneous conclusion of $H_c \propto d^{-1}$ made by certain authors, is due to their incorrect analyses of their experimental data.