

用简并双模腔测量微波霍耳迁移率*

魏策军 Dr. W. Bauhofer** 周洁 张执中

(中国科学院半导体研究所)

提 要

本文描述用微波技术无接触测量半导体霍耳系数的方法。利用简并双模圆柱腔(TE_{111} 模),把样品置于电场极大处并加一直流磁场,可以很容易观察法拉第旋转效应并加以测量。利用腔的等效电路和微扰理论进行了理论分析,确立了腔的散射参量与样品的导电张量之间关系。随之霍耳迁移率以腔的传输系数、负载和未负载反射系数来表示。无样品时两模的谐振频率及未负载 Q 的差别也加以了考虑。实验结果表明与直流参数的一致性,因而说明了理论的有效性。

一、引 言

用微波与固体相互作用研究固体的性质始终是固体物理与化学的一个重要方法与手段,即所谓微波波谱学。众所周知,诸如电子自旋共振谱可以给出固体中顺磁离子的电子能态,回旋共振谱可以给出能带极值附近的电子性能。还有所谓光与微波或射频与微波的双共振谱,以及介电谱,霍耳效应谱等等。这些研究不但对于基础科学,而且对于应用科学都有重要的作用。

本文讨论用微波测量霍耳系数。霍耳效应的研究可以给出固体中载流子输运过程的散射机构的重要信息。近年来,所谓材料工程的发展,大量新材料问世,人们当然需要了解它们的电学性能。一个典型例子是目前盛行的对所谓低维导体或半导体的导电性能各向异性的研究。这些新材料往往是难以制备欧姆接触的,因此必须采用无接触测量,以测量它们的电阻率及迁移率等参数。采用微波测量方法的优点是:①除单晶外,还可测量多晶,它可以大大排除晶界的影响;②灵敏度高,因此样品可以很小;③可以区分电导机构是跳跃电导还是导带电导,这是因为跳跃电导随频率的增加而增加,而导带电导随频率增加而降低;④测量霍耳效应随外磁场的变化可测量回旋共振谱。

已有很多文献论及了微波霍耳系数的测量理论及其方法,在实验上也有大量的材料被测量了。S. H. Liu 和 Y. Nishina^[1,2]作出了双模矩形腔的理论分析与实验,但他们用的计算公式必须用已知的迁移率材料加以校准。Trukan 或 Eley^[3-5]的计算公式有大至5%的误差,M. M. Sayed^[6]等得到了一个较精确的计算公式,但他没有考虑到由于样品

* 1979年5月20日收到。

** Dr. W. Bauhofer 在西德马克斯-普朗克固体研究所工作,于1979年1-4月来中国科学院半导体所进行协作。

形状或性能的各向异性使两个未加载模式 Q 值的差异。

本文从半导体等离子导电性能的经典处理出发, 导出半导体的等效介电张量, 然后对简并双模圆柱腔进行分析, 利用微扰理论计算了包含样品的腔的散射矩阵, 其散射矩阵的非对角元与霍耳角成正比, 最后把公式中各 Q 值改换成可直接测量的反射系数与传输系数。我们的结果修正了 M. M. Sayed 的结果。在实验中对 N 型与 P 型硅样品进行了测量, 表明所得的霍耳迁移率与直流的参数有较好的符合。

二、半导体中的复介电常数

为简单起见, 假定半导体样品被置于恒定的外磁场与交变电磁场中, 认为内部载流子分布在空间中是均匀的, 其等效电位移矢量为

$$\mathbf{D} = \epsilon_r \epsilon_0 \mathbf{E} + \frac{\mathbf{j}}{i\omega} = \boldsymbol{\epsilon} \mathbf{E} \quad (1)$$

其中

$$\boldsymbol{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{bmatrix}$$

称为等效介电张量; \mathbf{J} 为质点电流。根据波尔茨曼方程的积分结果, 在绝热条件下, 有下列运动方程

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{e}{m^*} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nu_c \mathbf{v} + \frac{KT_c}{m^*} \cdot \frac{1}{\rho} \nabla_r \rho \quad (2)$$

式中右边第一项为作用在载流子上的电磁力, 第二项为由于散射引起的弛豫项, 第三项为扩散压力项。由于假定空间是均匀的, 故可略去第三项。而第二项中的 ν_c 称为弛豫频率或散射率 $\nu_c = \frac{1}{\tau_c}$, τ_c 为散射时间, 一般应为电子波矢的函数。由 (1)(2) 两式, 并设外磁场 \mathbf{B} 沿 z 方向, 则有

$$\boldsymbol{\epsilon} = \epsilon_0 \epsilon_L \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & -j\epsilon_{xy} & 0 \\ j\epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

其中

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = 1 - \frac{\omega_{pc}^2 (\omega - i\nu_c)}{\omega [(\omega - i\nu_c)^2 - \omega_{cc}^2]}, \quad (4)$$

$$\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} = \frac{\omega_{pc}^2 \nu_{cc}}{\omega [(\omega - i\nu_c)^2 - \omega_{cc}^2]}, \quad (5)$$

$$\epsilon_{zz} = 1 - \frac{\omega_{pc}^2}{\omega(\omega - i\nu_c)}, \quad (6)$$

且

$$\omega_{pc} = \left[\frac{ne^2}{m^* \epsilon_0 \epsilon_L} \right]^{1/2}$$

称等离子频率 (n 为电子浓度),

$$\omega_{ce} = \frac{|e|}{m^*} B$$

为迴旋共振频率, ϵ_L 为晶格介电常数.

在室温下 $\omega \ll \nu_c$, 而在一般磁场条件下, $\omega_{ce} \ll \nu_c$, 则有下列近似式

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} \doteq 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{j\omega\nu_c} \left[1 - \left(\frac{\omega_{ce}}{\nu_c} \right)^2 \right] = 1 + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon_0\epsilon_L} \left[1 - \left(\frac{eB}{m\nu_c} \right)^2 \right], \quad (7)$$

$$\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} \doteq \frac{\omega_{pe}^2\omega_{ce}}{-\omega\nu_c^2} = -\frac{\mu_H B\sigma}{\omega}, \quad (8)$$

$$\epsilon_{zx} = 1 + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon_0\epsilon_L}. \quad (9)$$

其中 $\sigma = ne\mu = ne \frac{e\tau_c}{m^*}$, 当 τ_c 不为常数时, $\sigma = ne^2 \frac{\langle \tau_c \rangle}{m^*}$, $\langle \tau_c \rangle$ 表示对载流子分布函数的平均值, μ_H 为霍耳迁移率, 当 τ_c 为常数时, $\mu_H = \mu$, 但当 τ_c 为电子波矢函数时, 从(8)式可知

$$\mu_H/\mu = \langle \tau_c^2 \rangle / \langle \tau_c \rangle^2.$$

第(7)(9)两式中第二项为电导项, 而(7)式中第三项为磁阻项, 在我们测量中将它略去, 而第(8)式则是我们关心的霍耳偏转项.

也可把(1)式改写为电导率张量, 它是与质点电流相关的项.

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} = (\mathbf{D} - \epsilon_0 \epsilon_L \mathbf{E}) j\omega, \quad (10)$$

在上述近似下, σ 可写为:

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma \left[1 - \left(\frac{eB}{m^* \nu_c} \right)^2 \right] & -\mu_H B \sigma & 0 \\ \mu_H B \sigma & \sigma \left[1 - \left(\frac{eB}{m^* \nu_c} \right)^2 \right] & 0 \\ 0 & 0 & \sigma \end{bmatrix}. \quad (11)$$

必须指出一般情形例如低温下, 则仍采用(3)(4)(5)(6)式, 从此可测迴旋共振谱, 例如对价带可给出价带顶的几个简并次带的有效质量.

三、简并双模圆柱腔的散射矩阵

我们采用了 TE_{112} 模的圆柱腔, 其电场方向在垂直于圆柱轴的横截面内, 其极化方向可以转动而谐振频率不变. 因此可以把它分解为两个基模, 其共振频率是相同的(在理想圆柱条件下), 故称为简并双模圆柱腔.

参看图 1, 从输入端激励的电场 \mathbf{E}_1 , 可以分解为

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_a + \mathbf{E}_b = a\mathbf{E}_{a0} + b\mathbf{E}_{b0}. \quad (12)$$

其中 \mathbf{E}_{a0} , \mathbf{E}_{b0} 为归一化基模 a 场与 b 场, 其方向如图 1, $\mathbf{E}_{a0} = \mathbf{E}_{b0}$ 并满足

$$\frac{1}{V_c} \int_{V_c} E_{a0}^2 dv = \frac{1}{V_c} \int_{V_c} E_{b0}^2 dv = 1. \quad (13)$$

其中积分遍及腔体积 V_c .

显然 E_a 应等于 E_b , 因而在 E_2 方向上无电场分量, 而 E_2 方向电场是与输出波导的激励相对应的, 故此时输出为零, 这正是无磁场时(但有样品)所应保证的测量条件。

如若写成标量形式, 所需的条件是

$$\begin{aligned} a = b, \quad E_1 &= \frac{a}{\sqrt{2}} (E_{a0} + E_{b0}), \\ E_2 &= 0. \end{aligned} \quad (14)$$

当加上磁场 B 时(顺同轴腔的轴向), E_a 将在 b 方向以左旋或右旋方向产生霍尔电场 E_{hb} , E_b 则在 a 方向同样旋转方式产生霍尔电场 E_{ha} , 这时

$$E_2 = \frac{-1}{\sqrt{2}} (E_{ha} + E_{hb}) = \frac{-1}{\sqrt{2}} (T_{ha}E_{a0} + T_{hb}E_{b0}). \quad (15)$$

注意这里 E_{ha} 与 E_{hb} 为在整个腔体内产生的微扰电场, 而不是在样品内的电场。

据以上分析, 我们可以画出以下的等效电路(见图 2), a 模与 b 模分别用谐振回路表示, 在完善调整条件下, 两者的谐振频率与 Q 值完全相同, 每一模回路中的附加激励源 I_a , I_b 是与另一模产生的霍尔信号有关。变压比参数 n_1 , n_2 分别为腔体对输入和输出的耦合参数, 由于分解为 a 模与 b 模的向量, 故引入了因子 $\sqrt{2}$ 。从上述所有

$$\omega_a = \omega_b = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0, \quad (16)$$

$$\frac{1}{G} \sqrt{\frac{C}{L}} = \frac{1}{Q_u} + \frac{1}{Q_s} = \frac{1}{Q_0}. \quad (17)$$

其中 Q_0 为包括腔体的无载 Q_u 与样品引入腔体产生的损耗的 Q_s 值。

令

$$\beta_a = \frac{1}{n_1^2 Z_0 G} = \frac{Q_0}{Q_{ext1}}, \quad \beta_b = \frac{1}{n_2^2 Z_0 G} = \frac{Q_0}{Q_{ext2}},$$

分别为输入端与输出端的耦合系数, 而每一模的导纳均为

$$Y_c = G + j\omega C + \frac{1}{j\omega L} = \frac{C}{\omega} \left[\frac{\omega\omega_0}{Q_0} + j(\omega^2 - \omega_0^2) \right]. \quad (18)$$

电流源 I_a , I_b 则与霍尔电场 E_{ha} , E_{hb} 相关, 在准确到一常数因子范围内,

$$I_a = Y_c T_{ha}, \quad I_b = Y_c T_{hb}. \quad (19)$$

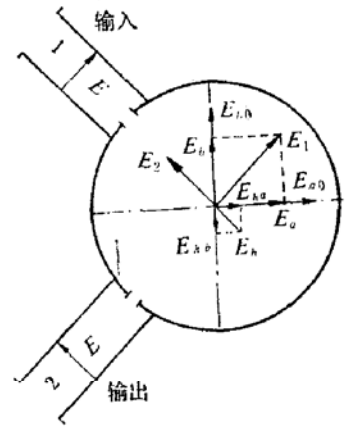


图 1 腔内电场的分解以及所产生的霍尔电场示意图

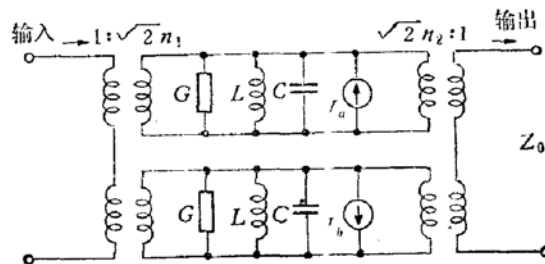


图 2 双模简并腔等效电路

一般,比例常数将依赖于微波阻抗的定义,比例常数的大小并不重要,因为变换为散射矩阵后此常数并不进入到最后结果中。

至此,可以容易地写出阻抗矩阵如下

$$Z_{11} = \frac{1}{Y_c} \cdot \frac{1}{n_1^2} \left[1 - \frac{I_a}{2I_{in1}} - \frac{I_b}{2I_{in1}} \right] \doteq \frac{1}{n_1^2 Y_c}, \quad (20)$$

$$Z_{22} = \frac{1}{Y_c} \cdot \frac{1}{n_2^2} \left[1 - \frac{I_a}{2I_{in2}} - \frac{I_b}{2I_{in2}} \right] \doteq \frac{1}{n_2^2 Y_c}, \quad (21)$$

$$Z_{12} = -Z_{21} = \frac{1}{\sqrt{2n_2}} \cdot \frac{1}{Y_c} \cdot \frac{I_a + I_b}{I_{in1}}. \quad (22)$$

其中 I_{in1} , I_{in2} 表示从 1 端或 2 端输入的激励电流。在未加外磁场时,由于 $I_a = I_b = 0$, $Z_{12} = -Z_{21} = 0$, 加上磁场后,其转移阻抗不为零,而且是非可逆的。

把 Z 矩阵变换为 S 矩阵(散射矩阵)

$$\mathbf{S} = [\mathbf{Z} - \mathbf{Z}_0][\mathbf{Z} + \mathbf{Z}_0]^{-1}, \quad (23)$$

展开后得

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\Delta} \begin{bmatrix} (Z_{11} - Z_0)(Z_{22} + Z_0) - Z_{12}Z_{21} & 2Z_{12}Z_0 \\ 2Z_{21}Z_0 & (Z_{11} + Z_0)(Z_{22} - Z_0) - Z_{12}Z_{21} \end{bmatrix}. \quad (24)$$

其中

$$\Delta = (Z_{11} + Z_0)(Z_{22} + Z_0) - Z_{12}Z_{21}. \quad (25)$$

当 Z 矩阵求出后,代入上式就可求得 S 矩阵。

现求霍耳效应引入的微扰场 \mathbf{E}_h

$$\mathbf{E}_h = \mathbf{E}_{ha} + \mathbf{E}_{hb} = T_{ha}\mathbf{E}_{a0} + T_{hb}\mathbf{E}_{b0}, \quad (26)$$

T_{ha} , T_{hb} 可以根据 R. N. Ghose 求出^[7] (其中忽略由于腔本身损耗引入的共振频率变化部分),有

$$\left(-\omega^2 + \omega_a^2 + \frac{j\omega\omega_a}{Q_a} \right) T_{ha} = \frac{I_a}{\mu_m \epsilon_0}, \quad (27)$$

$$\left(-\omega^2 + \omega_b^2 + \frac{j\omega\omega_b}{Q_b} \right) T_{hb} = \frac{I_b}{\mu_m \epsilon_0}, \quad (28)$$

且有

$$I_a = \frac{j\omega\mu_m}{V_c} \int_{V_s} \mathbf{J}(r, t) \cdot \mathbf{E}_a dv, \quad (29)$$

$$I_b = \frac{j\omega\mu_m}{V_c} \int_{V_s} \mathbf{J}(r, t) \cdot \mathbf{E}_b dv. \quad (30)$$

其中 μ_m 为导磁率, V_c 为腔体积, V_s 为样品体积。根据式(10),式(11)其微扰电流主要来自 σ 的非对角元,故以上两式为

$$I_a = \frac{j\omega\mu_m a}{V_c} \int_{V_s} \sigma_{xy} \cdot E_{bs0} \cdot E_{a0} dv = \frac{j\omega\mu_m a}{V_c} \int_{V_s} (\mu_H B) \sigma E_{bs0} \cdot E_{a0} dv, \quad (31)$$

$$I_b = \frac{j\omega\mu_m a}{V_c} \int_{V_s} \sigma_{yx} \cdot E_{as0} \cdot E_{b0} dv = \frac{j\omega\mu_m a}{V_c} \int_{V_s} (\mu_H B) \sigma E_{as0} \cdot E_{b0} dv. \quad (32)$$

其中 E_{as0} , E_{bs0} 为归一化模电场, E_{a0} , E_{b0} 为在样品内产生的电场,故

$$E_{as0} = \frac{E_{a0}}{1 + N_a(\epsilon_L - 1)}, \quad E_{bs0} = \frac{E_{b0}}{1 + N_b(\epsilon_L - 1)}.$$

N_a, N_b 各为 a, b 方向的退极化因子, 退极化因子并不进入到最后测量的计算式中去。从 (31) (32) 两式, 注意到 $E_{a0} = E_{b0}$, 并假定在共振条件下, 可得

$$T_{ha} = -aQ_0\mu_H B \cdot \frac{1}{V_c\omega\epsilon_0} \int_V \sigma E_{rs0} E_{b0} dV = -a(\mu_H B) \cdot \frac{Q_0}{Q_{sa}}, \quad (33)$$

$$T_{hb} = a(\mu_H B) \cdot \frac{Q_0}{Q_{sb}}, \quad (34)$$

结合等效电路图 2, 并取 a 为相应槽路上的未微扰电压, $a = I_{in}/\sqrt{2n_1G_0}$, 利用式 (19), (22), (33), (34), 可得在共振频率下的阻抗矩阵各元为

$$Z_{11} = \frac{1}{n_1^2 G_1}, \quad (35)$$

$$Z_{22} = \frac{1}{n_2^2 G_1}, \quad (36)$$

$$Z_{12} = -Z_{21} = \frac{1}{2n_1 n_2} \cdot \frac{Q_0}{G_0} (\mu_H B) \left(\frac{1}{Q_{sa}} + \frac{1}{Q_{sb}} \right). \quad (37)$$

把这些结果代入 (24) (25) 式, 并忽略分母中的二阶小项, 可得最后结果为

$$S_{11} = \frac{\beta_1 - 1}{\beta_1 + 1}, \quad (38)$$

$$S_{22} = \frac{\beta_2 - 1}{\beta_2 + 1}, \quad (39)$$

$$S_{12} = -S_{21} = \frac{\mu_H B \left(\frac{1}{Q_{sa}} + \frac{1}{Q_{sb}} \right) (\beta_1 \beta_2)^{1/2} Q_0}{(1 + \beta_1)(1 + \beta_2)}. \quad (40)$$

式中 β_1, β_2 为带有样品腔体分别对输入端、输出端的耦合系数。

$$\beta_1 = Q_0/Q_{cx1}, \quad \beta_2 = Q_0/Q_{cx2}. \quad (41)$$

Q_0 为总的未耦合 Q (包含样品), Q_{sa}, Q_{sb} 分别为样品在 a 模和 b 模下的损耗相关的 Q 值。

四、霍耳迁移率的测量计算方法

从以上结果已经可以看出, 霍耳系数与散射矩阵的非对角元成正比, 公式 (41) 给出这项传输项 $|S_{21}|^2 = \frac{P_2}{P_1}$ 与腔的 Q 值, 耦合系数及样品损耗的关系。下面我们进一步给出它与可直接测量的一些参量的关系。

共振时, 腔的耦合系数与电压反射系数的关系为

$$\beta_{1,2} = \frac{1 - \rho_{1,2}}{1 + \rho_{1,2}} \quad \text{对于欠耦合} \quad (42)$$

$$\beta_{1,2} = \frac{1 + \rho_{1,2}}{1 - \rho_{1,2}} \quad \text{对于过耦合} \quad (43)$$

其中 1, 2 下标表示输入、输出端。正确的调节使 a 模与 b 模的总的未耦合 Q 值相等

则

$$\frac{Q_a}{2Q_{ex1}} = \frac{Q_b}{2Q_{ex1}} = \frac{1}{2} \left(\frac{Q_0}{Q_{ex1}} \right) = \frac{\beta_{1,2}}{2}, \quad (44)$$

且有

$$\frac{1}{Q_a} = \frac{1}{Q_{sa}} + \frac{1}{Q_{wa}}, \quad (45)'$$

$$\frac{1}{Q_b} = \frac{1}{Q_{sb}} + \frac{1}{Q_{wb}}, \quad (45)''$$

其中 Q_{wa} , Q_{wb} 为与 a 模、b 模的腔体损耗相关的 Q 值, 而 Q_{sa} , Q_{sb} 为与 a 模、b 模的样品中损耗相关的 Q 值.

Q_{wa} , Q_{wb} 在取掉样品后可以分别测出 (假定与外电路的耦合并不由于样品的有无而改变的话), 它们可表示为

$$\frac{Q_{wa}}{2Q_{exi}} = \beta_{awi} = \frac{1 \mp \rho_{awi}}{1 \pm \rho_{awi}}, \quad (i = 1, 2) \quad (46)$$

$$\frac{Q_{wb}}{2Q_{exi}} = \beta_{bwi} = \frac{1 \mp \rho_{bwi}}{1 \pm \rho_{bwi}}, \quad (i = 1, 2) \quad (47)$$

式中靠上符号为欠耦合情形, 靠下符号为过耦合情形, 从式 (45) (46) (47) 有

$$\frac{Q_0}{Q_{sa}} = \left(1 - \frac{\beta_i}{2\beta_{awi}} \right) \quad (i = 1, 2), \quad (48)$$

$$\frac{Q_0}{Q_{sb}} = \left(1 - \frac{\beta_i}{2\beta_{bwi}} \right) \quad (i = 1, 2). \quad (49)$$

这样式 (46) 可写为

$$\begin{aligned} |S_{12}| = |-S_{21}| &= \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{1/2} \\ &= \frac{\mu_H B \left[2 - \frac{\beta_i}{2} \left(\frac{1}{\beta_{awi}} + \frac{1}{\beta_{bwi}} \right) \right] (\beta_1 \beta_2)^{1/2}}{(1 + \beta_1)(1 + \beta_2)}, \end{aligned} \quad (50)$$

式中耦合系数参量可以从式 (42) (43) (46) (47) 求出, 当腔体是对称的, 对输入、输出端有相同的耦合系数 $\beta_1 = \beta_2 = \beta$, 则

$$\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{1/2} = \frac{\mu_H B \left[2 - \frac{\beta}{2} \left(\frac{1}{\beta_{aw}} + \frac{1}{\beta_{bw}} \right) \right] \beta}{(1 + \beta)^2}. \quad (51)$$

以上讨论可知, 由于材料形状引起的退极化因子并不进入公式中, 但若想同时求出电导率与霍耳系数 (因上述推导仅得到霍耳迁移率) 则必须同时进行有关的测量, 这时必需知道退极化因子.

五、腔体设计

腔体采用了圆柱腔的 TE_{112} 模式, 其直径与长度之比为 0.67, 这一比值导致合理的高 Q 值, 进一步增大比值, 并不会使 Q 值有大的改善, 也不会使相近模式更隔得开. 在目前

情况中,则是由于考虑磁极距离限制所定的.其最近邻模式频率之间大约相隔 1800 MHz, TE_{112} 模式有两个电场极大值截面,在上面极大值处放样品,下面的极大值处对称地放置六个螺钉(见图 3),此平面也是输入输出波导激励孔中心所在的平面,其中 1, 3 螺钉为电抗性的,分别调整 a, b 模的共振频率,5, 6 为电阻性损耗螺钉,可以改变 a, b 模式的 Q 值,2, 4 为铜螺钉,可以调节 a, b 模式的正交性,以获得最佳的 a, b 模式在输出端的相抵消.样品的支撑物用低损耗的多孔泡沫塑料.

波导设计的中心频率是 9.4 GHz,波导对腔的耦合采用圆孔,当孔直径为 $\phi 6.5$ mm,耦合系数约为 0.9,当孔用 $\phi 8$ mm 直径时,耦合系数为 1.4—1.6,腔的未负载 Q 可高达 8.5×10^3 ,整个腔体要求对称性高,并要避免使用任何带有磁性的材料.

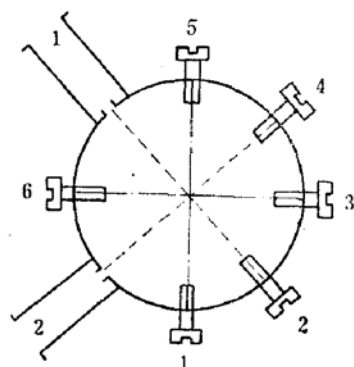


图 3 调谐及调 Q 值螺钉安排图

六、实验及其结果

整个实验系统如图 4 所示,图中路 2 是参考路,用以比较信号电平的高低,监视输入功率的包络,或在单频工作时,监视输入频率是否稳定在波长计的指示上.路 1 是主路,信号送到魔 T,腔体在魔 T 的一臂上,另一臂为终端负载.当在此负载前插入调配器时,可以用来测定腔体是过耦合或是欠耦合^[8].检波器 2 用来测反射系数,检波器 1 用来测 Q

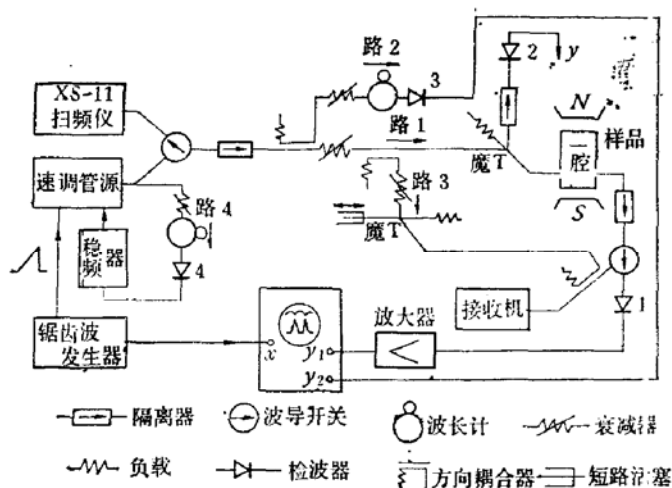


图 4 实验装置简图

值或在调整时监视输出以达到最佳的简并(即两模在输出端的抵消),检波器 4 用来对发生器稳频,在发生器工作于扫频模时(调整腔体时用此模)路 4 可断开.路 3 用来分一小部分功率,调整其大小(通过衰减器 3)和相位(通过魔 T 与短路活塞)来抵消残余的输出功率(未加磁场时).

调整的步骤如下

- 1) 放入样品于电场最大处的中心.
- 2) 用扫频仪扫频,并从检波器 1 监视两基模的调谐与互相影响程度,若相互影响大,调螺钉 2, 4 使其两模正交化.
- 3) 反复调谐与调 Q 值(通过电阻性螺钉)使两模近乎抵消.为精确观察其抵消程度,可把信号用运算放大器进一步放大再调.
- 4) 把频率固定在两模共同的共振频率上,并加以稳频.
- 5) 用接收机测输出讯号,并调整路 3 信号的大小与相位,使尽量抵消剩余的信号.抵消的完善程度取决于信号频率的稳定度与微波信号的漏泄.

6) 加磁场测信号的大小,并记录下磁场的大小,若磁场可变,最好变化磁场,记录不同磁场下霍尔信号的大小。

7) 用检波器 2 测反射系数 ρ , 并计算 β 。

8) 去掉样品,稍加调整,使 a 模、b 模仍正交,但有一定的频率间隔(此时注意不要动电阻性螺钉),测出相应两模的 ρ_{wa}, ρ_{wb} , 并计算相应的 β_{wa}, β_{wb} 。

9) 去掉腔体测入射功率,并计算 P_2/P_1 。

10) 代入公式进行计算。

我们对四块硅单晶样品进行了测试,结果如下。

样品号	电阻率 $\Omega\text{-cm}$	尺寸 (mm) ³	测得的霍尔迁移率 $\text{cm}^2/\text{v}\cdot\text{sec}$
1	P 型 5.0	2.6×3.2×0.35	380
2	P 型 4.91	2.9×3.0×0.30	325
3	N 型 7.8	4.0×3.5×0.30	2260
4	N 型 17.8	3.1×2.5×0.28	1350

测量的误差主要来自: 1)磁场的均匀性,很难准确地测出样品所在处的磁场,2)由于测量功率衰减器的精度不够,带来了较大的读数误差。3)本底噪声较大,这是由于腔体加工不对称,两模的简并与正交不完善,因而残余讯号较大。对目前的腔体来说,在加载样品后,抵消的效果 $> 20\text{dB}$ 。

从测量结果与一般硅的直流参数比较,有较好的符合 ($< \pm 30\%$)。由式 (51) 可见, $\frac{\Delta\mu_H}{\mu_H}$ 主要由 $\frac{\Delta(P_2/P_1)}{P_2/P_1}$ 、 $\frac{\Delta B}{B}$ 及 $\frac{\Delta\beta}{\beta}$ 引起的。其中 $\frac{\Delta B}{B}$ 是由于样品位置每次很难放得一致,由磁场不均匀引起的(用的是永久磁铁),估计误差约有 $\pm 10\%$ 。其余各项误差均是由于衰减器读数误差引起的,由于我们没有精密衰减器,所以由读数引起的误差为 $\Delta\angle = \pm 0.1-0.3\text{ dB}$ (在衰减器指示较大时为 0.3 dB , 较小时为 0.1 dB)。在测量 P_2 时采用了两个衰减器串联,故 $\frac{\Delta(P_2/P_1)}{(P_2/P_1)} \leq 0.6\text{ dB} \cong 15\%$ 。 $\frac{\Delta\beta}{\beta}$ 由于采用了比较支路法,故也是由于衰减器的读数误差引起的 $\Delta\beta = \pm 0.2\text{ dB} \cong 5\%$ 。综上所述,以上各参数的误差在迁移率中会引进约 $\pm 30\%$ 的误差。若进一步完善腔体加工与改进测量系统可导致较好的结果。

结论是: 对霍尔迁移率的微波测量方法进行了理论分析,计算中考虑了两模在无样品时有不同的 Q 值,并把结果用几个可测参数表示。对几块硅样品进行了测量,表明理论分析的计算方法可足够满意地应用,其结果与直流参数有较好的一致性。

参 考 文 献

- [1] H. Liu, Y. Nishima and R. H. Good, *J. Rev. Sci. Instrum.*, **32** (1961), 784.
- [2] Y. Nishima and G. Danielson, *J. Rev. Sci. Instrum.*, **32** (1961), 790.
- [3] D. D. Eley and R. Pething, *J. Bioenergetics*, **2** (1971), 39.
- [4] D. D. Eley and R. Pething, *Faraday Discussion*, Nottingham, U.K. (April 1971).
- [5] D. D. Eley, R. J. Mayer and R. Pething, *J. Bioenergetics*, **3** (1972), 271.
- [6] M. M. Sayed and C. R. Westgale, *Rev. Sci. Instrum.* **48** (1975), 8, Aug, 1074.
- [7] R. N. Ghose, *Microwave circuit theory and analysis*, McGraw-Hill Book Company, Inc.
- [8] M. Sucher, J. Fox, *Handbook of microwave measurements*, Vol. 2. Third editor.

MEASUREMENT ON HALL COEFFICIENT OF SEMICONDUCTORS BY MICROWAVE TECHNIQUE, USING A DEGENERATE DUAL-MODE CAVITY

Wei Ce-jun, Dr. W. Bauhofer, Zhou Jie, Zhang Zhi-zhong

(*Institute of Semiconductors, Academia Sinica*)

Abstract

A method is described for contactless measurement on Hall coefficient of semiconductors by means of microwave technique. When a DC-magnetic field is applied to the sample which is located at the maximum point of the electric field in a degenerate dual-mode cylindrical cavity (TE_{112} mode), the Faraday-rotation effect can be easily observed and measured. A theoretical analysis is given using an equivalent circuit of the cavity and the perturbation theory, thus, by determining the relationship between the scattering parameters of cavity and the conductivity tensor of the sample. The Hall mobility of semiconducting materials can, then, be expressed in terms of transmission coefficient, loaded and unloaded reflection coefficient of the cavity. Also, the effect of differences of the resonant frequencies and unloaded Q values for the two modes with no sample in the cavity is taken into account, the experimental results show their agreement with the DC measurements and indicate the availability of the theory.