

p 型半导体金刚石膜的磁阻效应^{*}

孔春阳¹⁾²⁾ 王万录^{1)†} 廖克俊¹⁾ 马 勇²⁾ 王蜀霞¹⁾ 方 亮¹⁾

¹⁾ 重庆大学理学院应用物理系, 重庆 400044)

²⁾ 重庆师范学院物理系, 重庆 400047)

(2000 年 12 月 17 日收到, 2001 年 1 月 15 日收到修改稿)

在 p 型硅(100)衬底上,采用衬底负偏压微波等离子体 CVD 方法进行了 p 型异质外延金刚石膜的生长.用 O₂ 等离子体刻蚀技术将金刚石膜刻蚀成长条形.利用四探针法在 0—5T 的磁场范围内测量了样品的磁阻.实验结果表明, p 型异质外延金刚石膜可以产生较大的磁阻.在 Fuchs-Sondheimer(F-S)薄膜理论的基础上考虑晶格散射、杂质散射和表面散射,通过求解 Boltzmann 方程,利用并联电阻模型研究了 p 型异质外延金刚石膜的磁阻效应,给出了磁阻和金刚石膜厚度、迁移率、空穴密度及磁场的关系.讨论了表面散射和价带形变对 p 型异质外延金刚石膜磁阻的影响,初步解释了 p 型异质外延金刚石膜产生较大磁阻的原因.

关键词: 金刚石膜, 异质外延, 磁阻效应, 电导率

PACC: 7570, 7360

1 引 言

金刚石薄膜具有高熔点、高热导率、高硬度、绝缘性好、抗腐蚀性强、介电常量小、光学透射性及化学稳定性好等一系列无与伦比的优异性能,使其在近十几年受到越来越广泛的重视^[1].高质量多晶金刚石膜已经在机械、光学、化学、磁介质保护和医学等领域得到了广泛的应用.但由于加工难度大,杂质不易控制等技术方面的原因,使金刚石膜在电子学领域的应用尚不能令人满意^[2].尽管如此,金刚石薄膜独特的性能使其在电子工业和微电子技术领域仍获得广泛的应用^[3-5].磁阻效应是金刚石膜的重要特性,具有很好的应用前景.20 世纪 50 年代末到 70 年代初,人们曾对高压合成的 p 型金刚石的磁阻效应进行过研究,发现在 $T = 307.7\text{K}$, 磁感应强度 $H = 18\text{T}$ 时,电阻的相对变化率可达 180%^[6-9].由于金刚石的零场电阻大,故电阻值的绝对变化量是很大的.可不用象 InSb, InAs 等材料需采取措施提高零场电阻,这对简化生产工艺,降低生产成本大有益处.但由于天然金刚石价格昂贵,高压合成的金刚石呈

颗粒状,不便于制成磁阻元件,因此一直未能实际使用和推广.

80 年代以来,世界范围内掀起了低气压相合成金刚石薄膜的研究热潮^[10,11],对金刚石膜的各种性质也做了大量的研究,目前已能够在低成本的情况下制备高质量的 p 型多晶金刚石薄膜. Jiang 等^[12]利用衬底负偏压微波等离子体 CVD 法在 Si(100)上实现了 p 型异质外延金刚石膜的生长,为金刚石薄膜磁阻效应的应用带来了可能.但到目前为止,对异质外延金刚石膜磁阻效应的研究还很稀少. Wang 等^[13-15]在实验上对金刚石膜的磁阻效应作了研究.实验发现,在异质外延金刚石膜中可以产生较大的磁阻效应,且磁阻效应强烈地依赖于硼掺杂浓度、迁移率、温度、磁场和膜的形状.

本文从理论和实验上研究了 p 型异质外延金刚石膜条形样品的磁阻效应.在 Fuchs-Sondheimer(F-S)薄膜理论的基础上^[16],通过求解 Boltzmann 输运方程,利用并联电阻模型,研究了 p 型异质外延金刚石膜条形样品的磁阻效应,给出了 p 型异质外延金刚石膜磁阻和膜厚度、迁移率、空穴密度及磁场的关系,并与实验结果进行了比较,研究了价带形变对磁阻的影响.

^{*} 国家自然科学基金(批准号:19904016)资助的课题.

[†] 通讯联系人, E-mail: Wanluw@cqu.edu.cn

2 实 验

以镜面抛光的 p 型半导体 Si(100) 为衬底材料,采用微波等离子体 CVD 方法进行异质外延金刚石膜的生长.反应气体为 CH_4 和 H_2 .实验参量为:工作气压为 $(18-20) \times 10^2 \text{ Pa}$,流量为 $300 \text{ cm}^3/\text{min}$,衬底温度为 850°C ,微波功率和频率分别为 800 W 和 2.45 GHz .核化时在衬底上加 -200 V 的偏压,核化时间为 20 min .核化结束后去掉偏压,并将衬底温度调至 720°C , CH_4 浓度降低 $0.5 \text{ vol}\%$,生长时间为 20 h .金刚石膜的厚度约为 $4 \mu\text{m}$.

在 -76°C 的温度下用冷离子注入法对金刚石膜进行硼掺杂,当达到 $1.5 \times 10^{13} \text{ ion}/\text{cm}^2$ 浓度时,将温度迅速增加到 1050°C 并持续 10 min ,最后将温度升到 1350°C 持续 10 min .退火后用二次离子质谱仪测得硼浓度约为 10^{18} cm^{-3} .利用 O_2 等离子体刻蚀技术将金刚石膜刻蚀成长条形,长条形样品的长和宽分别为 $50 \mu\text{m}$ 和 $10 \mu\text{m}$.用电子束蒸发沉积 Au/Ti 双层电极,磁阻器件的详细结构见文献 [14].利用四探针法在磁场为 $0-5 \text{ T}$ 的范围内测量了金刚石膜的磁阻.

3 实验结果与讨论

实验结果如图 1 中曲线 b 所示.随着磁场的增强,金刚石膜的磁阻几乎呈线性增加,当磁场为 5 T 时,磁阻约为 0.4 ,稍大于 Russell 等^[17]给出的 p 型半导体金刚石块材(单晶)的磁阻 0.35 .这一实验结果是令人费解的,因为在长条形薄膜样品中存在晶界散射和表面散射,如果不考虑其他因素的影响,其磁阻应比金刚石块材(单晶)的磁阻 0.35 低.对此可作初步解释如下:由于衬底的应力、硼掺杂及表面的影响,薄膜内的晶格会产生形变,使金刚石能带发生变化,进而引起迁移率、空穴有效质量和密度分布等物理量的变化,因此使长条形薄膜样品的磁阻大于金刚石块材(单晶)的磁阻.另一方面,长条形薄膜样品和金刚石块材(单晶)的磁阻仅相差 0.05 ,表明异质外延金刚石膜内的晶界散射对其磁阻的影响也许并不大.其原因可能是样品的尺寸很小,晶界数量较少的缘故.

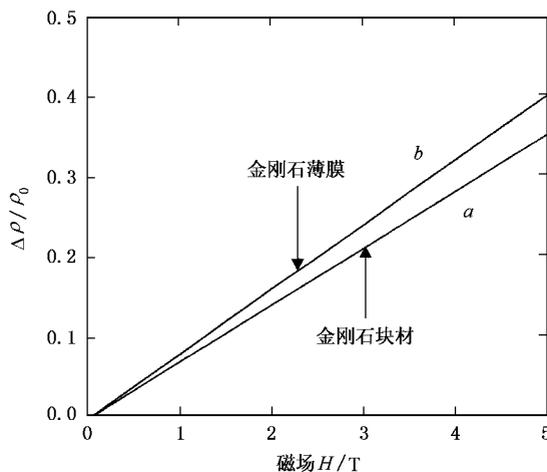


图 1 p 型异质外延金刚石膜的磁阻和 p 型金刚石块材磁阻的比较.曲线 a 为块材;曲线 b 为薄膜

4 理论计算

磁阻理论本质上是电子或空穴的输运理论.在厚膜情况下可不考虑薄膜的量子尺寸效应,通过求解弛豫时间近似下的 Boltzmann 输运方程进行研究.存在电场和磁场时的 Boltzmann 方程为

$$\mathbf{v} \cdot \nabla f - \frac{e}{\hbar} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_k f = - \frac{f - f_0}{\tau} \quad (1)$$

其中 \mathbf{v} 为电子或空穴的速度, f 为与 \mathbf{r} 和 \mathbf{v} 有关的电子或空穴的分布函数, f_0 是热平衡状态时电子或空穴的分布函数, \mathbf{r} 是电子与空穴的位矢, \hbar 是普朗克常量, τ 是弛豫时间, ∇_k 是关于波矢 \mathbf{k} 的梯度.

设薄膜的厚度为 d , z 轴取为垂直膜面的方向,磁场 \mathbf{B} 沿 z 轴方向,电场 \mathbf{E} 沿 x 轴方向,膜的上下表面分别为 $z = d$ 和 0 .由于晶界的复杂性,直接由方程 (1) 从理论上研究异质外延金刚石膜的磁阻是困难的.为此,在下面的研究中暂不考虑晶界散射的影响.

在 F-S 薄膜模型下^[16],设方程 (1) 的解为

$$f = f_0 - \mathbf{v} \cdot \mathbf{D} \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} [1 + F(\mathbf{v}) \exp(-z/\tau v_z)] \quad (2)$$

其中 f_0 仅是 \mathbf{v} 的函数, \mathbf{D} 为待求矢量, ϵ 是空穴的能量, $F(\mathbf{v})$ 是由边界条件决定的函数,当表面散射为部分漫散射和部分镜面反射时,设上下表面的反射系数为 s ,由 Fuchs 边界条件^[18]可得到

$$F^+(\mathbf{v}) = - \frac{1-s}{1-s \exp(-d/\tau v_z)} \quad v_z > 0 \quad (3)$$

$$F^-(v) = -\frac{1-s}{1-s\exp(d/\tau v_z)} \exp(d/\tau v_z) \quad v_z < 0. \quad (4)$$

将(2)式代入(1)式,对电场取到一次微商项,对磁场取到二次微商项,在球等能面的情况下,可解出 D 矢量为

$$D = -\frac{e\tau EA + e\tau^2 \omega (\mathbf{B} \times \mathbf{E}) A^2 / B}{1 + \omega^2 \tau^2 A^2}, \quad (5)$$

其中 $\omega = eB/m^*$ (m^* 为空穴的有效质量), $A = 1 + F(v) \exp(-z/\tau v_z)$.

将 D 矢量代入(2)式可得到

$$f - f_0 = \left[\frac{e\tau A (\mathbf{E} \cdot \mathbf{v})}{1 + \omega^2 \tau^2 A^2} + \frac{e\omega \tau^2 A^2 (\mathbf{B} \times \mathbf{E}) \cdot \mathbf{v}}{B(1 + \omega^2 \tau^2 A^2)} \right] \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}. \quad (6)$$

电流密度为

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= \frac{2e}{(2\pi)^3} \int \mathbf{v} (f - f_0) d^3 k \\ &= \frac{2e^2}{(2\pi)^3} \int \mathbf{v} \left[\frac{\tau A}{1 + \omega^2 \tau^2 A^2} \mathbf{v} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\tau^2 \omega^2 A^2}{B(1 + \omega^2 \tau^2 A^2)} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right] \cdot \mathbf{E} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d^3 k. \end{aligned} \quad (7)$$

(7)式可进一步表示为

$$\mathbf{J} = \sum_{i=1}^3 \sigma_{ij} E_j, \quad (8)$$

其中

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} &= \frac{2e^2}{(2\pi)^3} \int \left[\frac{\tau A}{1 + \omega^2 \tau^2 A^2} v_i v_j \right. \\ &\quad \left. + \frac{\tau^2 \omega^2 A^2}{B(1 + \omega^2 \tau^2 A^2)} v_i (\mathbf{v} \times \mathbf{B})_j \right] \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d^3 k. \end{aligned} \quad (9)$$

在 Boltzmann 分布下,电导率成分 σ_{xx} 和 σ_{xy} 可以表示为

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{e^2 p}{m^* \sqrt{\pi}} \int_0^\infty \int_0^\pi \frac{\tau A}{1 + \omega^2 \tau^2 A^2} \alpha^{3/2} e^{-\alpha} \\ &\quad \cdot \sin^3 \theta \cdot d\alpha d\theta, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{xy} &= -\frac{e^2 p}{m^* \sqrt{\pi}} \int_0^\infty \int_0^\pi \frac{\omega \tau^2 A^2}{1 + \omega^2 \tau^2 A^2} \alpha^{3/2} e^{-\alpha} \\ &\quad \cdot \sin^3 \theta \cdot d\alpha d\theta, \end{aligned} \quad (11)$$

其中 p 为空穴密度分布

$$\begin{aligned} p &= \frac{2}{h^3} (2\pi m^* kT)^{3/2} \cdot e^{(E_v - E_f)/kT}, \\ \alpha &= (E_v - \varepsilon)/kT. \end{aligned} \quad (12)$$

将(10)和(11)式对膜厚求平均,电导率可以进一步表示为

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}^* &= \frac{4e^2 p}{3m^* \sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \alpha^{3/2} \\ &\quad \cdot e^{-\alpha} \varphi(v) d\alpha = \sigma_{xx}^0 \varphi(v), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{xy}^* &= -\frac{4e^2 p}{3m^* \sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\tau^2 \omega}{1 + \omega^2 \tau^2} \alpha^{3/2} \\ &\quad \cdot e^{-\alpha} \gamma(v) d\alpha = \sigma_{xy}^0 \gamma(v), \end{aligned} \quad (14)$$

其中 σ_{xx}^0 和 σ_{xy}^0 是 p 型半导体金刚石块材相应的电导率^[17], $\varphi(v)$ 和 $\gamma(v)$ 为

$$\begin{aligned} \varphi(v) &= 1 + \frac{3\tau v}{4d} \int_0^{\pi/2} \sin^3 \theta \operatorname{cosec} \theta \left\{ \ln \frac{1 + \omega^2 \tau^2 (1 + F^+ e^{-d/\tau v \cos \theta})}{1 + \omega^2 \tau^2 (1 + F^+)} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2}{\omega \tau} \operatorname{arc tan} \frac{\omega \tau F^+ (1 - e^{-d/\tau v \cos \theta})}{1 + \omega^2 \tau^2 [1 + F^+ + F^+ (1 + F^+) e^{-d/\tau v \cos \theta}]} \right\} \\ &\quad \cdot d\theta, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \gamma(v) &= 1 + \frac{3\tau v}{4d\omega \tau} \int_0^{\pi/2} \sin^3 \theta \operatorname{cosec} \theta \left\{ -\frac{1}{\omega \tau} \right. \\ &\quad \cdot \ln \frac{1 + \omega^2 \tau^2 (1 + F^+ e^{-d/\tau v \cos \theta})}{1 + \omega^2 \tau^2 (1 + F^+)} \\ &\quad \left. + 2 \operatorname{arc tan} \frac{\omega \tau F^+ (1 - e^{-d/\tau v \cos \theta})}{1 + \omega^2 \tau^2 [1 + F^+ + F^+ (1 + F^+) e^{-d/\tau v \cos \theta}]} \right\} \\ &\quad \cdot d\theta. \end{aligned} \quad (16)$$

对 $\varphi(v)$ 和 $\gamma(v)$ 取一级近似: $\varphi(v) = \varphi(v_0)$,

$\gamma(v) = \gamma(v_0)$ ($\frac{1}{2} m^* v_0^2$ 对应价带顶空穴的动能).

设 $\lambda = \tau v_0$ 为空穴的平均自由程,在厚膜的情况下有 $1 \gg \exp\{-d/\lambda \cos \theta\}$,由(3)式可得 $F^+ \approx -(1-s)$,则(15)和(16)式可表示为

$$\begin{aligned} \varphi(\xi) &= 1 + \frac{3}{16\xi} \left[\ln \frac{1 + \omega^2 \tau^2}{1 + s^2 \omega^2 \tau^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{2}{\omega \tau} \operatorname{arc tan} \frac{\omega \tau (1-s)}{1 + s \omega^2 \tau^2} \right], \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \gamma(\xi) &= 1 + \frac{3}{16\xi} \left[-\frac{1}{\omega^2 \tau^2} \ln \frac{1 + \omega^2 \tau^2}{1 + s^2 \omega^2 \tau^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{2}{\omega \tau} \operatorname{arc tan} \frac{\omega \tau (1-s)}{1 + s \omega^2 \tau^2} \right], \end{aligned} \quad (18)$$

其中 $\xi = d/\lambda$.在弱场情况下(17)和(18)式可进一步简化为

$$\varphi(\xi) = 1 - \frac{3}{8\xi} (1-s), \quad (19)$$

$$\gamma(\xi) = 1 - \frac{9}{16\xi} (1-s) \left(1 + \frac{s}{3} \right). \quad (20)$$

在考虑晶格散射和杂质离子散射时,对球等能面的情况,弛豫时间 τ 可表示为^[19]

$$\tau = \frac{3\sqrt{\pi} m^* \mu_L}{4e} \frac{\alpha^{3/2}}{\beta + \alpha^2}, \quad (21)$$

式中 μ_L 是空穴迁移率, β 表示杂质散射的大小, 是能量的缓变函数. 将 (21) 式代入 (13) 和 (14) 式可得弱场情况下厚膜的电导率为

$$\sigma_{xx}^* = p e \mu_L \varphi(\xi) K(\beta, r), \quad (22)$$

$$\sigma_{xy}^* = -\frac{1}{2} \sqrt{\pi} p e \mu_L r^{1/2} \gamma(\xi) L(\beta, r), \quad (23)$$

其中

$$K(\beta, r) = \int_0^\infty \frac{\alpha^3 e^{-\alpha} (\alpha^2 + \beta)}{(\alpha^2 + \beta)^2 + r \alpha^3} d\alpha, \quad (24)$$

$$L(\beta, r) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\alpha^{9/2} e^{-\alpha}}{(\alpha^2 + \beta)^2 + r \alpha^3} d\alpha, \quad (25)$$

$$r = \frac{9\pi}{16} (\mu_L B)^2. \quad (26)$$

金刚石的价带由轻空穴带、重空穴带及分裂带构成, 分裂带和重空穴带的能级间距为 $0.006 \text{ eV}^{[20]}$, 轻空穴带与重穴带则是简并的. 对三个空穴带采用并联电阻模型, 横向磁阻可表示为

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{S_{xx}(B)S_{xx}(0)}{S_{xx}^2(B) + S_{xy}^2(B)} - 1, \quad (27)$$

$$S_{xx}(B) = \sigma_{xx}^*(1) + \sigma_{xx}^*(2) + \sigma_{xx}^*(3), \quad (28)$$

$$S_{xy}(B) = \sigma_{xy}^*(1) + \sigma_{xy}^*(2) + \sigma_{xy}^*(3). \quad (29)$$

$\sigma_{xx}^*(i)$ 和 $\sigma_{xy}^*(i)$ ($i=1, 2, 3$) 分别表示轻重空穴带和分裂带所对应的 σ_{xx}^* 和 σ_{xy}^* . 将 (22)~(25) 式及 (28) 和 (29) 式代入 (27) 式, 横向磁阻可进一步表示为

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{A(\beta, r)A(\beta, 0)}{[A(\beta, r)]^2 + \frac{\pi}{4} r_2 B(\beta, r)} - 1, \quad (30)$$

其中

$$A(\beta, r) = \frac{P_1 \mu_{L1}}{P_2 \mu_{L2}} \varphi(\xi_1) K(\beta_1, r_1) + \varphi(\xi_2) K(\beta_2, r_2) + \frac{P_3 \mu_{L3}}{P_2 \mu_{L2}} \varphi(\xi_3) K(\beta_3, r_3), \quad (31)$$

$$B(\beta, r) = \left[\frac{P_1}{P_2} \left(\frac{\mu_{L1}}{\mu_{L2}} \right)^2 \gamma(\xi_1) L(\beta_1, r_1) + \gamma(\xi_2) L(\beta_2, r_2) + \frac{P_3}{P_2} \left(\frac{\mu_{L3}}{\mu_{L2}} \right)^2 \cdot \gamma(\xi_3) L(\beta_3, r_3) \right]^2. \quad (32)$$

5 数值计算与分析

本文的主要理论结果由 (30)~(32) 式所示. 在此基础上可以讨论晶界散射不强时 p 型异质外延金刚石膜的磁阻与薄膜厚度、磁场、迁移率、空穴密度等相关因素的关系. 设金刚石膜和金刚石块材具有

相同的能级结构 (或变化不大), 可取各计算参量如表 1 和表 2 所示^[17].

表 1 空穴密度比

空穴密度比	p_1/p_2	p_3/p_2
理论计算值	0.19	0.28

表 2 参量 μ_L, β, k, m^*

参量	能带 1	能带 2	能带 3
μ_L (cm^2/Vs)	3900	195	1365
β	0.001	0.0001	0.0003
ξ	9.2	60.7	17.3
m^*	$0.7m_0$	$2.12m_0$	$1.06m_0$

5.1 理论计算结果与实验结果的比较

从 (19) 和 (20) 式可知, 在厚膜及弱场情况下, 当表面散射为镜面反射时 ($s=1$), $\varphi(\xi)$ 和 $\gamma(\xi)$ 均等于 1, 此时表面散射不影响电导率, 这是由于镜面反射不影响空穴在电场方向的速度分量. 当表面散射为全漫散射时 ($s=0$), 薄膜厚度对电导率的影响最大. 图 2 给出了不计晶界散射, 表面散射系数不同时的数值计算结果. 结果表明, 磁阻随表面散射系数的减小而增大, 但在厚膜及弱场条件下, 由表面散射引起的磁阻变化却很小. 在全漫散射时磁阻最大, 全镜面反射时磁阻最小, 其磁阻的变化约为 0.02. 因此, 在厚膜及弱场条件下对表面散射作全漫散射近似是可以的. 此外, 图 2 还表明, 磁阻随着磁场的增强而增大, 在磁场小于 5T 时, 理论计算值与实验值符合得比较好. 以全漫散射近似为例, 当磁场等于 5T 时, 计算值比实验值小 0.03, 误差约为 5%.

尽管理论计算值与实验值符合得比较好, 但对图 2 中异质外延金刚石膜磁阻的实验值略大于理论计算值的问题, 仍有进一步研究的必要. 因为实验的样品是多晶薄膜, 其晶界散射对磁阻有减小的作用, 而上述理论中又略去了晶界散射, 按常理理论计算值应大于实验值, 但实际理论计算值却小于实验值, 和事实正好相反. 参照前面对实验结果的讨论, 这种现象的原因在物理上可作如下初步解释, 金刚石膜由于受衬底应力、硼掺杂和表面散射等因素的影响而导致能带变形, 从而对磁阻产生了较大的影响. 另一方面, 上述理论计算时所用的参量是基于金刚石块材的, 没有考虑能带形变对参量的影响, 因而导致实验值大于理论计算值. 下面将对能带变形对磁阻

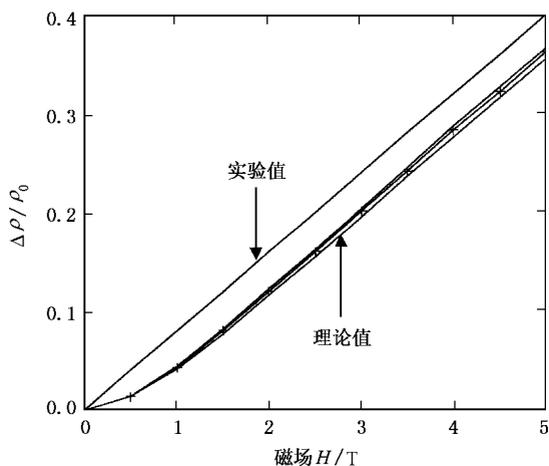


图2 表面散射对磁阻的影响 理论值三条曲线所对应的散射系数由下往上分别为: 1) 0.5) 0

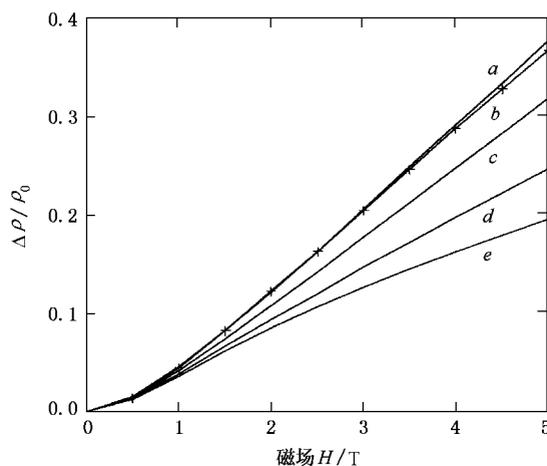


图3 张应力引起的价带分裂对磁阻的影响 a 为 $\Delta\epsilon = 0.02$ eV; b 为 $\Delta\epsilon = 0$; c 为 $\Delta\epsilon = 0.04$ eV; d 为 $\Delta\epsilon = 0.06$ eV; e 为 $\Delta\epsilon = 0.08$ eV

的影响作进一步的讨论.

5.2 价带形变对磁阻的影响

为简单起见,暂时不考虑价带形变对迁移率、空穴有效质量等物理量的影响,仅考虑由价带形变引起的空穴分布变化对磁阻产生的影响.可从两方面考虑价带形变:一是价带顶轻空穴带和重空穴带的分裂;二是分裂带间距的变化.下面分别进行讨论.

根据价带分裂模型^[21],存在如下两种情形的价带分裂:一是衬底应力等因素的影响表现为张应力的情形;二是衬底应力等因素的影响表现为压应力的情形.两种情形的空穴密度比分别为

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{m_1^*}{m_2^*} \right)^{3/2} \exp(\Delta\epsilon/kT),$$

$$\frac{p_3}{p_2} = \left(\frac{m_3^*}{m_2^*} \right)^{3/2} \exp(-\Delta/kT), \quad (33)$$

压应力:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{m_1^*}{m_2^*} \right)^{3/2} \exp(-\Delta\epsilon/kT),$$

$$\frac{p_3}{p_2} = \left(\frac{m_3^*}{m_2^*} \right)^{3/2} \exp[-(\Delta + \Delta\epsilon)/kT], \quad (34)$$

式中 Δ 为金刚石块材分裂带的间距, $\Delta\epsilon$ 是轻空穴带和重空穴带分裂的间距.计算结果如图3和图4所示.当价带分裂间距不大时(小于 0.02 eV),磁阻有一个很小的上升(0.01—0.02);当价带分裂间距进一步增大时,都将导致磁阻较大的下降.因此,价带分裂模型不能说明上述实验值大于理论计算值的问题.

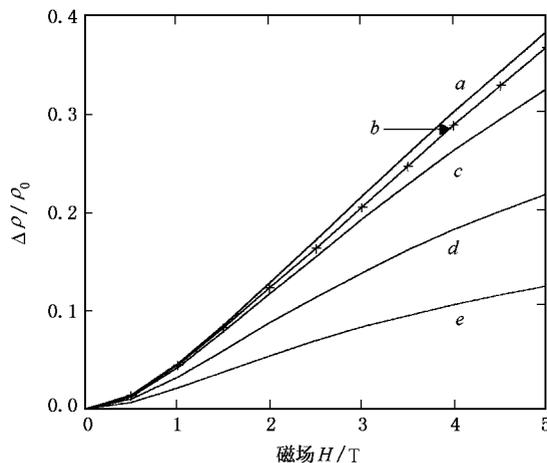


图4 压应力引起的价带分裂对磁阻的影响 a 为 $\Delta\epsilon = 0.02$ eV; b 为 $\Delta\epsilon = 0$; c 为 $\Delta\epsilon = 0.04$ eV; d 为 $\Delta\epsilon = 0.06$ eV; e 为 $\Delta\epsilon = 0.08$ eV

如果价带形变主要表现为分裂带间距的变化,可不考虑价带顶的分裂.设分裂带间距的变化为 $\Delta\epsilon$,则分裂带和重空穴带的空穴密度比为

$$\frac{p_3}{p_2} = \left(\frac{m_3^*}{m_2^*} \right)^{3/2} \exp[-(\Delta + \Delta\epsilon)/kT]. \quad (35)$$

计算结果如图5所示,磁阻随着 $\Delta\epsilon$ 的增大而增大.当比值趋于零时,磁阻达到最大值 0.54,比实验值大 0.14.结合前面的讨论可以假设,由于受衬底应力和硼掺杂等因素的影响,异质外延金刚石薄膜分裂带和价带顶的间距增大,从而导致薄膜磁阻的增大.利用这一假设,可以初步对上述实验值大于理论计算值的问题作出合理的解释.

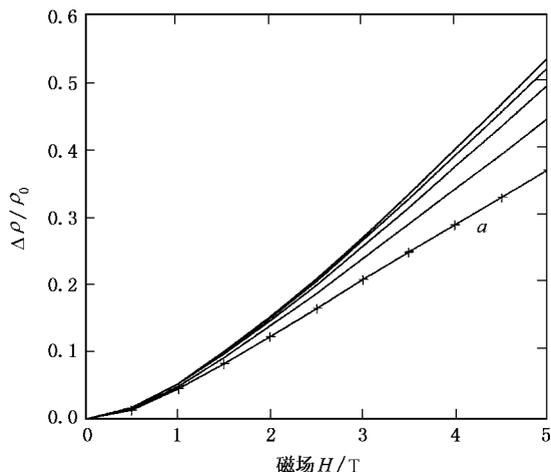


图 5 分裂带间距变化对磁阻的影响 a 为 $\Delta\varepsilon = 0$;由下往上能级间距依次增加 0.02eV

6 结 论

采用衬底负偏压微波等离子体 CVD 方法在 Si (100) 衬底上进行了 p 型异质外延金刚石膜的生长. 用 O_2 等离子体刻蚀法将金刚石膜制成长条形, 利用四探针法测量了样品的磁阻. 在 F-S 理论的基础上, 通过求解 Boltzmann 方程, 利用并联电阻模型计算了 p 型异质外延金刚石膜的磁阻效应, 给出了厚膜及弱场情况下磁阻和金刚石膜厚度、迁移率、空穴密度、表面散射系数及磁场间的关系. 讨论了表面散射和价带形变对金刚石膜磁阻的影响, 初步解释了 p 型异质外延金刚石膜产生较大磁阻的原因.

[1] M. W. Geis, N. N. Efremov, D. D. Rathman, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A6** (1988), 1953.
 [2] K. Bigelow, In 2nd Intern. Conf. on the Applications of Diamond Film and Related Materials, edited by M. Yoshikawa, M. Murakawa, Y. Tzeng *et al.* (MYU, Tokyo, 1993), p. 12.
 [3] F. Lacher, C. Wild, D. Belat *et al.*, *Diamond Rel. Mater.*, **6** (1997), 1111.
 [4] M. W. Geis, N. N. Efremov, J. D. Woodhouse *et al.*, *IEEE Electron Devices Lett.*, **12**(8) (1991), 456.
 [5] C. Wang, A. Garcia, D. C. Ingram *et al.*, *Electron Lett.*, **27** (1991), 1459.
 [6] K. J. Russell, W. J. Leivo, *Phys. Rev.*, **B6**(12) (1972), 4588.
 [7] P. T. Wedepohl, *Proc. Phys. Soc. (London)*, **B70**(1957), 177.
 [8] E. W. J. Mitchell, P. T. Wedepohl, *Proc. Phys. Soc. (London)*, **B70**(1957), 527.
 [9] P. J. Kmmey, E. W. J. Mitchell, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **263**(1961), 420.
 [10] J. C. Angus, C. C. Hayman, *Science*, **241**(1982), 913.
 [11] W. A. Yarbrogh, R. Messier, *Science*, **247**(1990), 688.

[12] X. Jiang, C. P. Klages., *Diamond and Rel. Mater.*, **3**(1993), 1112.
 [13] Yusuke Mori, Hiromasa Yagi, Masahiro Deguchi *et al.*, *J Appl. Phys.*, **32**(1993), 4661.
 [14] K. J. Liao, W. L. Wang, B. B. Wang, *Microfabrication Technology*, **1**(2000), 75 [in Chinese] [廖克俊、王万录、王必本, 微细加工技术, **1**(2000), 75].
 [15] W. L. Wang, K. J. Liao, B. B. Wang, *Chin. Phys. Lett.*, **17**(5) (2000), 370.
 [16] E. H. Sondheimer., *Adv. Phys.*, **1**(1952), 1.
 [17] J. Kenneth, Russell, J. William *et al.*, *Phys. Rev.*, **B6**(1972), 4588.
 [18] K. Fuchs, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **34**(1983), 100.
 [19] A. C. Beer, R. K. Willardson, *Phys. Rev.*, **110**(1958), 1286.
 [20] C. J. Rauch, In Proceedings of the International Conference on the Physics of Semiconductors, Exeter, 1962, edited by A. C. Stickland (The institute of Physics and the Physical Society, London, 1962).
 [21] L. Fang, W. L. Wang, P. D. Ding *et al.*, *Science in China A*, **29** (6) (1999), 542 [in Chinese] [方亮、王万录、丁培道等, 中国科学(A 辑), **29**(6) (1999), 542].

THE MAGNETORESISTIVE EFFECT OF p-TYPE SEMICONDUCTING DIAMOND FILMS^{*}

KONG GHUN-YANG^{1)†} WANG WAN-LU^{1)†} LIAO KE-JUN¹⁾ MA YONG²⁾ WANG SHU-XIA¹⁾ FANG LIANG¹⁾

¹⁾ *Department of Applied Physics, Chongqing University, Chongqing 400044, China*

²⁾ *Department of Physics, Chongqing Teachers College, Chongqing 400047, China*

(Received 17 December 2000 revised manuscript received 15 January 2001)

ABSTRACT

The heteroepitaxial diamond films were grown on the p-type Si(100) substrate by microwave plasma chemical vapor deposition (CVD). The diamond films were patterned to strip types with the oxygen plasma etching technology. The magnetoresistance measurements have been carried out in a magnetic field ranging from 0 to 5 T, using the four-probe method. It was shown that the heteroepitaxial diamond films may produce fairly big magnetoresistance. Based on the Fuchs and Sondheimer thin film theory, mixed scattering by lattice vibration, ionized impurities and surfaces is considered. Taking the parallel connection resistance model, a theoretical description of the magnetoresistive effect in heteroepitaxial diamond films is presented by solving the Boltzmann transport equation in the relaxation time approximation. A relationship between the magnetoresistance and the film thickness, magnetic field, mobility and hole density is developed. The influence of valence deformation and surface scattering to the magnetoresistance of heteroepitaxial diamond films is discussed. A possible cause is proposed to explain the fairly big magnetoresistance of the films.

Keywords : diamond films, heteroepitaxial, magnetoresistive effect, conductivity

PACC : 7570, 7360

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19904016).

[†] Corresponding author, E-mail : Wanluw@cqu.edu.cn