

P型锗中光子牵引效应

王学忠 刘继周 王晓谦 甘子钊

(北京大学物理系、固体物理研究所)

1985年11月8日收到

用选支连续波 CO_2 激光, 在 20—300K 温度范围, 测量了 8×10^{14} — $2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ 载流子浓度, $\langle 100 \rangle$ 、 $\langle 110 \rangle$ 和 $\langle 111 \rangle$ 晶向的 P-Ge 中光子牵引的极性反转和各向异性效应。结果表明: 80—300K, P-Ge 中横向光子牵引电压与温度关系不大, 而纵向光子牵引电压随温度变化显著, 并发生电压极性的反转, 反转温度 T_0 与杂质浓度、晶向有关, 相同杂质浓度下, $T_{0\langle 110 \rangle M} < T_{0\langle 111 \rangle} < T_{0\langle 100 \rangle}$; 首次在 80K 以下观测到光子牵引电流随温度降低而迅速增大。分别测量样品前半部和后半部纵向光子牵引电压温度关系结果表明, 无 A. F. Gibson 等^[1]指出的异常现象; P-Ge 光子牵引效应具有显著的各向异性。上述实验结果与根据轻、重空穴带间跃迁, 并考虑光子波矢作用的理论分析一致。

一、引 言

半导体中光子牵引效应是反映光吸收过程中, 载流子与光子不仅有能量交换, 而且有动量交换的一种效应。利用该效应制成的红外脉冲激光探测器, 具有室温工作, 响应速度快, 性能稳定, 制作简便等特点。特别是 P-Ge, 在 $10 \mu\text{m}$ 处有较强的光子牵引效应而受到重视。1970 年, A. F. Gibson 等^[2]首次报道了锗中光子牵引实验结果后, 曾有各种研究并获得实际应用。以后, 在其它半导体材料, 如 GaAs、Te、GaP、Si 和 InSb 中也相继观测到该效应, 并在近红外直至远红外波段制成相应的探测器^[3-7]。光子牵引效应与材料的能带结构、载流子的光吸收和散射过程密切相关, 光子牵引效应作为研究材料能带结构和载流子输运过程的手段, 特别是对于了解能带深处的载流子的特性, 也很有意义。对于半导体中光子牵引效应曾有一些理论分析^[8-10], 但一般只限于光子牵引的各向同性部分, 对各向异性尚无较系统的分析。光子牵引属于非线性效应, 以往的实验都用功率为千瓦以上的 TEA 激光或调 Q 脉冲激光作光源, A. F. Gibson 等^[1]曾观测到同一 P-Ge 样品中, 高脉冲激光功率下测得的光子牵引电压极性反转温度低于较低功率的结果, 并把这种差异归结为脉冲激光产生的热电子效应的影响。

本文报道用功率为 0.5—2 瓦的选支连续波 CO_2 激光作光源, 观测 P-Ge 中光子牵引效应的实验结果和理论分析。在 80—300K 范围内, 测量结果与文献报道的数据一致, 但不出现 Gibson 等用调 Q 激光测量时, 低掺杂样品前、后部光子牵引温度特性和极性反转温度不一致的异常现象, 因而更好的反映了光子牵引效应的特性。液氮温度以下, 受主杂质态到轻空穴带的光跃迁, 也可以产生光子牵引效应, 我们首次观测了 80K 以下 P-Ge 中光子牵引, 观测到纵向和横向光子牵引电流随温度降低而迅速增大, 20K 时比 300K 增大

3 个数量级。根据轻、重空穴带间跃迁,考虑光子波矢作用而引起轻、重空穴带中载流子在 K 空间分布的不对称性,利用弛豫时间近似的速率方程,导出光子牵引电流和光子牵引张量元的具体表示式,并根据锗的价带结构,估算了光子牵引张量元 b 和 η 之比、极性反转温度,与实验结果对比。系统理论计算和分析另文报道。

二、理 论

光子牵引电流密度 J 的普遍表示式为:

$$j_{\alpha} = \sum_{\beta, \gamma, \delta} \Pi_{\alpha\beta\gamma\delta} q_{\beta} E_{\gamma} E_{\delta} \quad (1)$$

式中 q_{β} 为光子波矢 q 在 β 方向分量, E_{γ} 、 E_{δ} 为入射光电场矢量的分量, $\Pi_{\alpha\beta\gamma\delta}$ 为光子牵引四阶张量, α 、 β 、 γ 、 δ 分别均为 x 、 y 、 z 。对于立方晶系的材料,光子牵引电流密度可表示为:

$$j_{\alpha} = (b + \eta e_{\alpha}^2) I q_{\alpha} \quad (2)$$

式中 $b = \Pi_{\alpha\alpha\beta\beta}$, 反映光子牵引各向同性的张量元; $\eta = \Pi_{\alpha\alpha\alpha\alpha} - \Pi_{\alpha\alpha\beta\beta} - 2\Pi_{\alpha\beta\alpha\beta}$, 是反映光子牵引各向异性特征的张量元; $e_{\alpha} = \frac{E_{\alpha}}{|E|}$, 即入射光电矢量在 α 方向分量的方向余弦; I 为入射光强。

当光分别沿 $[100]$ 、 $[110]$ 和 $[111]$ 方向入射时,其纵向和横向光子牵引电流密度分别为:

$$\begin{aligned} j_{[100]} &= b I q, & j_{[010]} &= j_{[001]} = 0 \\ j_{[110]} &= \left(b + \frac{\eta}{2} \sin^2\theta\right) I q, & j_{[100]} &= j_{[011]} = 0 \\ j_{[111]} &= \left(b + \frac{1}{3} \eta\right) I q \\ j_{[1\bar{1}0]} &= \frac{\sqrt{2}}{6} \eta (\sin 2\varphi) I q \\ j_{[11\bar{1}]} &= \frac{1}{3\sqrt{2}} \eta (\cos 2\varphi) I q. \end{aligned} \quad (3)$$

其中 θ 和 φ 分别为光偏振矢量与 $[001]$ 和 $[1\bar{1}0]$ 间的夹角。

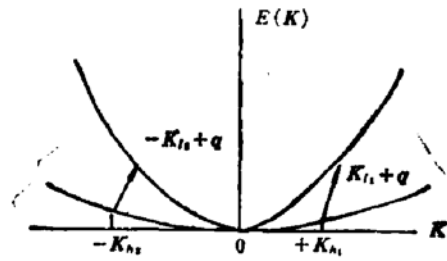
当波长为 $10.6\mu\text{m}$ 的激光通过 P-Ge 时,引起轻、重空穴带间光跃迁,考虑到光子波矢 q 对光跃迁的影响,轻、重空穴将在 K 空间内形成不对称分布,如图 1 所示。

若用 $|h, K\rangle$ 和 $|l, K\rangle$, $E_h(K)$ 和 $E_l(K)$ 分别表示重、轻空穴带的状态和能量,则单位时间内由 $|h, K\rangle \rightarrow |l, K+q\rangle$ 态的跃迁几率为:

$$K_{hl}(K, q) = W_{hl}(K, q) F(K, q). \quad (4)$$

其中

$$W_{hl}(K, q) = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle l, K+q | \frac{e}{mc} \mathbf{A} \cdot \mathbf{P} | h, K \rangle|^2$$

图1 考虑光子波矢 q 的轻、重空穴带间光跃迁

和

$$F(\mathbf{K}, \mathbf{q}) = \frac{\Gamma}{\pi} \frac{1}{[E_l(\mathbf{K} + \mathbf{q}) - E_h(\mathbf{K}) - \hbar\omega]^2 + \Gamma^2}$$

轻、重空穴带间跃迁对载流子分布的影响,用弛豫时间近似下的速率方程描述,在稳态条件下,可获得轻、重空穴的分布函数:

$$\begin{aligned} f_l(\mathbf{K} + \mathbf{q}) &= f_l^{(0)}(\mathbf{K} + \mathbf{q}) - \tau_l(\mathbf{K} + \mathbf{q}) W_{hl}(\mathbf{K}, \mathbf{q}) F_l(\mathbf{K}, \mathbf{q}) [f_h^{(0)}(\mathbf{K}) - f_l^{(0)}(\mathbf{K} + \mathbf{q})], \\ f_h(\mathbf{K}) &= f_h^{(0)}(\mathbf{K}) - \tau_h(\mathbf{K}) W_{hl}(\mathbf{K}, \mathbf{q}) F_l(\mathbf{K}, \mathbf{q}) [f_h^{(0)}(\mathbf{K}) - f_l^{(0)}(\mathbf{K} + \mathbf{q})], \end{aligned} \quad (5)$$

式中 $f_l^{(0)}(\mathbf{K} + \mathbf{q})$ 和 $f_h^{(0)}(\mathbf{K})$ 分别为轻、重空穴热平衡分布函数; $\tau_l(\mathbf{K} + \mathbf{q})$ 和 $\tau_h(\mathbf{K})$ 为相应的弛豫时间; $F_l(\mathbf{K}, \mathbf{q})$ 为反映饱和效应的线型函数,当光场较弱时,略去饱和效应,用(4)中 Lorentz 线型函数,即 $F_l(\mathbf{K}, \mathbf{q}) \approx F(\mathbf{K}, \mathbf{q})$. 由(4)中 Lorentz 线型函数的性质可知,跃迁所引起的分布函数的变化是在 \mathbf{K} 空间满足能量、动量守恒关系 $E_l(\mathbf{K} + \mathbf{q}) - E_h(\mathbf{K}) = \hbar\omega$ 的一个曲面 $\Omega(\mathbf{K}, \mathbf{q})$ 附近范围内,这曲面在 \mathbf{K} 空间是不对称的.

由此产生的电流密度 \mathbf{J} 可表示成:

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 e \iint_{\Omega(\mathbf{K}, \mathbf{q})} \frac{dS}{|V_{\mathbf{K}}[E_l(\mathbf{K} + \mathbf{q}) - E_h(\mathbf{K})]|} [f_h^{(0)}(\mathbf{K}) - f_l^{(0)}(\mathbf{K} + \mathbf{q})] \\ &\quad \times W_{hl}(\mathbf{K}, \mathbf{q}) \left[\tau_l(\mathbf{K} + \mathbf{q}) \frac{\partial E_l(\mathbf{K} + \mathbf{q})}{\partial \mathbf{K}} - \tau_h(\mathbf{K}) \frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial \mathbf{K}} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

分析(6)式可知,若完全略去光子波矢的作用,即 $\Omega(\mathbf{K}, \mathbf{q}) \rightarrow \Omega(\mathbf{K})$, $W_{hl}(\mathbf{K}, \mathbf{q}) \rightarrow W_{hl}(\mathbf{K})$ 等等,则光子牵引电流密度为零. $\Omega(\mathbf{K})$ 是满足 $E_h(\mathbf{K}) - E_l(\mathbf{K}) = \hbar\omega$ 的 \mathbf{K} 空间内对称曲面, $\Omega(\mathbf{K}, \mathbf{q})$ 为相对于 $\Omega(\mathbf{K})$ 位移了一个 $\delta\mathbf{K}$ 的不对称曲面. 二个曲面“间距” $\delta\mathbf{K}$ 在近似到 q 一次方时为 $\delta\mathbf{K} = -\frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial K_q} \left(\frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial K_q} - \frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial K_q} \right) \mathbf{q}$, 其中

$\frac{\partial}{\partial K_q} = \frac{\mathbf{q}}{|\mathbf{q}|} \frac{\partial}{\partial K}$ 表示在 \mathbf{q} 方向的微商. 计算这种不对称对光子牵引电流的贡献时,可将有关量对光子波矢 \mathbf{q} 展开并保留到 \mathbf{q} 的一次项. 热平衡分布函数用 Boltzman 分布函数近似,并略去轻、重空穴平均自由程在 \mathbf{K} 空间的变化,则光子牵引电流密度 \mathbf{J} 如下:

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= \frac{e}{8\pi^3 \hbar^2} \iint_{\Omega(\mathbf{K})} \frac{dS}{|V_{\mathbf{K}} \Omega(\mathbf{K})|} [f_h^{(0)}(\mathbf{K}) - f_l^{(0)}(\mathbf{K})] \times \left\{ \left(\frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial K_q} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial K_q} \right) \mathbf{q} \cdot \frac{\partial W_{hl}(\mathbf{K})}{\partial \mathbf{K}} - \frac{2}{k_B T} \frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial K_q} \mathbf{q} \cdot \frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial \mathbf{K}} W_{hl}(\mathbf{K}) \right\} \end{aligned}$$

$$\times \left(\frac{\partial E_i(\mathbf{K})}{\partial K_q} - \frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial K_q} \right)^{-1} \left[\tau_h(\mathbf{K}) \frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial \mathbf{K}} - \tau_l(\mathbf{K}) \frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial \mathbf{K}} \right]. \quad (7)$$

其中 k_B 为 Boltzman 常数.

考虑光跃迁矩阵元中的偏振关系, 定义:

$$W_{hl}(\mathbf{K}) = \sum_{r,s} w_{r,s}(\mathbf{K}) e_r e_s l \quad \text{和} \quad \frac{\partial W_{hl}(\mathbf{K})}{\partial \mathbf{K}} = \sum_{r,s} \frac{\partial w_{r,s}(\mathbf{K})}{\partial \mathbf{K}} e_r e_s l,$$

比较 (1) 和 (7) 式, 可得光子牵引张量元的表达式为:

$$\begin{aligned} \Pi_{\alpha\beta\gamma\delta} = & \frac{c}{8\pi^3\hbar^2} \iint_{\Omega(\mathbf{K})} \frac{dS}{|V_{\mathbf{K}}\Omega(\mathbf{K})|} (f_h^{(0)}(\mathbf{K}) - f_l^{(0)}(\mathbf{K})) \left(\frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial K_\beta} - \frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial K_\beta} \right)^{-1} \\ & \times \left\{ \left(\frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial K_\beta} + \frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial K_\beta} \right) \frac{\partial w_{\gamma\delta}(\mathbf{K})}{\partial K_\beta} - \frac{2}{k_B T} \frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial K_\beta} \frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial K_\beta} w_{\gamma\delta}(\mathbf{K}) \right\} \\ & \times \left(\tau_h(\mathbf{K}) \frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial K_\alpha} - \tau_l(\mathbf{K}) \frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial K_\alpha} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

对立方晶系的半导体材料, 其光子牵引张量元为:

$$\begin{aligned} b = \Pi_{xyxy} = & \frac{c}{8\pi^3\hbar^2} \iint_{\Omega(\mathbf{K})} \frac{dS}{|V_{\mathbf{K}}\Omega(\mathbf{K})|} (f_h^{(0)}(\mathbf{K}) - f_l^{(0)}(\mathbf{K})) \left(\frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial K_x} - \frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial K_x} \right)^{-1} \\ & \times \left[\left(\frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial K_x} + \frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial K_x} \right) \frac{\partial w_{yy}(\mathbf{K})}{\partial K_x} - \frac{2}{k_B T} \frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial K_x} \frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial K_x} w_{yy}(\mathbf{K}) \right] \\ & \times \left(\tau_h(\mathbf{K}) \frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial K_x} - \tau_l(\mathbf{K}) \frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial K_x} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

$$\eta = \Pi_{xxxx} - \Pi_{xyxy} - 2\Pi_{yyxx}$$

$$\begin{aligned} = & \frac{c}{8\pi^3\hbar^2} \iint_{\Omega(\mathbf{K})} \frac{dS}{|V_{\mathbf{K}}\Omega(\mathbf{K})|} (f_h^{(0)}(\mathbf{K}) - f_l^{(0)}(\mathbf{K})) \left(\frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial K_x} - \frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial K_x} \right)^{-1} \\ & \times \left\{ \left[\left(\frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial K_x} + \frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial K_x} \right) \left(\frac{\partial w_{xx}(\mathbf{K})}{\partial K_x} - \frac{\partial w_{yy}(\mathbf{K})}{\partial K_x} - 2 \frac{\partial w_{yx}(\mathbf{K})}{\partial K_x} \right) \right. \right. \\ & - \frac{2}{k_B T} \frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial K_x} \frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial K_x} (w_{xx}(\mathbf{K}) - w_{yy}(\mathbf{K})) \left. \left. \left[\tau_h(\mathbf{K}) \frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial K_x} \right. \right. \right. \\ & - \tau_l(\mathbf{K}) \frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial K_x} \left. \left. \right] + \frac{4}{k_B T} \frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial K_x} \frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial K_x} w_{yx}(\mathbf{K}) \left(\tau_h(\mathbf{K}) \frac{\partial E_h(\mathbf{K})}{\partial K_y} \right. \right. \\ & \left. \left. - \tau_l(\mathbf{K}) \frac{\partial E_l(\mathbf{K})}{\partial K_y} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

由上述分析可知, 光子牵引电流是由方向相反的轻、重空穴电流产生, 而轻、重空穴电流是由光跃迁中光子波矢作用使空穴分布不对称所致. 光子牵引效应的各向异性是由于跃迁矩阵元和等能面的各向异性的结果.

三、实 验

用功率为 0.5—2 瓦的选支连续波 CO_2 激光 ($10.6\mu\text{m}$) 作光源, 机械斩波频率 > 800 周.

光子牵引电压讯号用 M5206 锁定放大器检测, 电压测量下限为 10^{-9} 伏. DWT 温度自动控温仪控温, 控温精度 $\sim 1\text{K}$, 测温电偶用铜-康铜 ($>77\text{K}$) 和镍铬-金铁 ($<77\text{K}$).

P-Ge 样品两端面光学抛光. 烧结钢球制作欧姆接触. 同时测量了实验样品在 20—300K 范围内的电阻率和霍尔系数, 以及对 $10.6\mu\text{m}$ 光的吸收系数. 实验用 P-Ge 样品的室温载流子浓度为 $(8.0 \times 10^{14} - 2.1 \times 10^{15})\text{cm}^{-3}$, 室温吸收系数为 $(2.8 - 3.0)\text{cm}^{-1}$. 长条形样品尺寸为 $3 \times 3.5 \times 10\text{mm}^3$, $4 \times 4 \times 15\text{mm}^3$, 工字形样品如图 2 所示. 样品晶向分别为 $[100]$ 、 $[110]$ 和 $[111]$, 样品电极和光照位形见图 2.

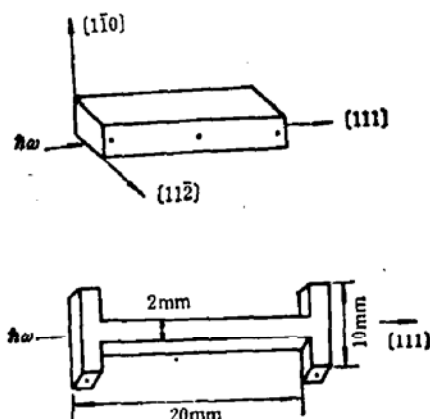


图 2 样品形状和电极位形示意图
● 为欧姆电极

四、实验结果和讨论

1. 光子牵引效应的温度特性

在 20—300K 范围内, 测量了 $[100]$ 、 $[110]$ 和 $[111]$ 三种晶向的 P-Ge 样品中光子牵引电压与温度的关系. 样品的几何形状对测量结果无影响. 图 3 为 $q // [110]$ 时, 样品前、后部纵向光子牵引电压与温度关系的实验结果. 由图可见, 样品前、后部光子牵引效应的温度特性和极性反转温度相同, 并未出现 A. F. Gibson 等^[1]报道的低掺杂 P-Ge 中样品前、后部光子牵引温度特性和极性反转温度不同的异常现象. 样品后部的光子牵引电压低于前部, 是由于光吸收使样品中后部的光强低于前部所致, 按样品前、后部光子牵引电压值计算的室温吸收系数与实测吸收系数值一致. 根据前述分析可知, 光子牵引效应是光吸收过程中光子波矢的作用, 使参与光跃迁的载流子在 K 空间的分布不对称的结果, 在线性范围内, 光强不影响样品的光子牵引温度特性. 光子牵引的温度特征反映样品的本征特性, 也不应受样品的形状和电压检测部位的影响. 实验结果表明, 实验装置和测量方法是可靠的, 用小功率连续波激光器作光源, 可以避免用强脉冲激光所引起的热电子效应等对光子牵引效应特性测量产生的干扰, 使测量结果更好的反映光子牵引的特征.

图 4 为不同晶向的 P-Ge 中纵向和横向光子牵引电压与温度关系. 由图可见, 横向光子牵引电压在 80—300K 范围内对温度不敏感, 并且无极性反转趋势, 但纵向光子牵引电压随温度降低显著减小, 并在某一温度 T_0 发生电流极性反转, 该温度称为极性反转温度. 极性反转温度 T_0 与样品晶向、掺杂浓度有关. 同样掺杂浓度下, $T_{0[110]M} < T_{0[111]} < T_{0[100]}$, $T_{0[110]M}$ 表示光偏振方向与 $[100]$ 夹角为 $\frac{\pi}{2}$ 时的极性反转温度. 不同晶向的样品极性反转温度不同, 是 P-Ge 光子牵引效应各向异性的一种反映, 由 (3) 式可知, $[100]$ 晶向样品的极性反转温度 $T_{0[100]}$ 应与 $T_{0[110]min}$ (即光偏振方向垂直于 $[100]$ 时的极性反转温度) 一致, 实验结果证实此一致性. 同样晶向而不同掺杂浓度样品, 掺杂浓度高的样品极性反转温度低于掺杂浓度低的. 实验结果与文献^[1,11]报道的有关数据, 综合表示为图 5.

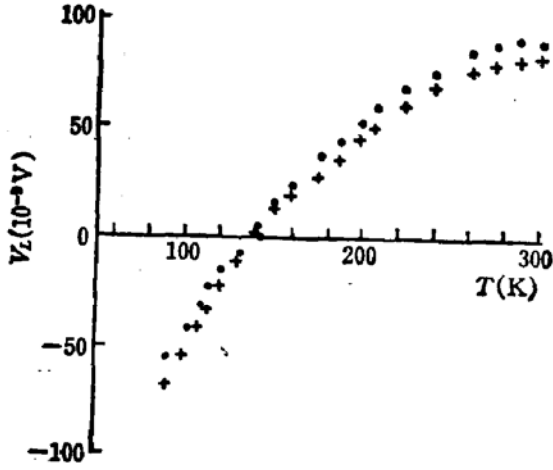


图3 前、后部纵向光子牵引电压与温度关系
晶向 [110], $P \approx 8 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$
○前部, +后部

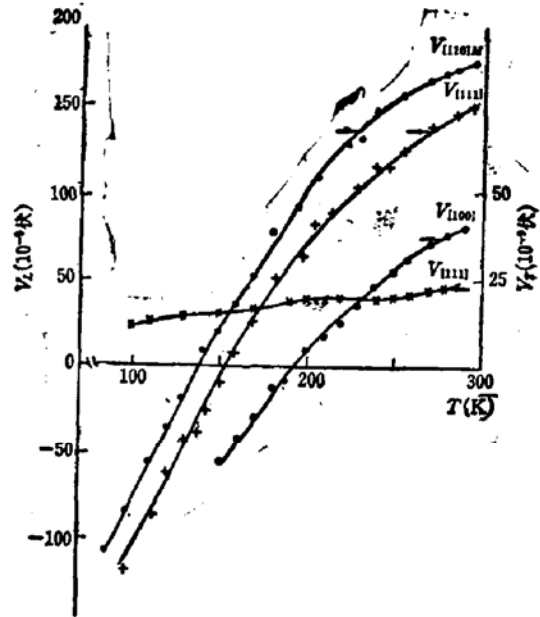


图4 不同晶向 P-Ge 中纵向和横向光子牵引电压与温度关系
 $P \approx 8 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$, ● [110], + [111],
○ [100], × [111] 横向

表1 高纯 P-Ge 中光子牵引电流极性反转温度 T_0 .

晶 向	实验值* T_0 (K)	理论值 T_0 (K)
[100]	205	220
[111]	160	158
[110] _M	142	133

* 实验值取自图5

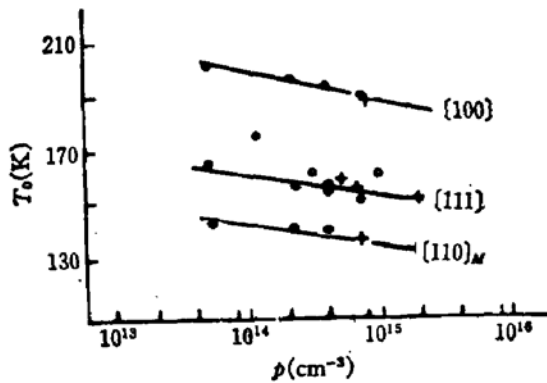


图5 光子牵引电压极性反转温度与载流子浓度、晶向的关系
+本实验, ●[111], ○[1]

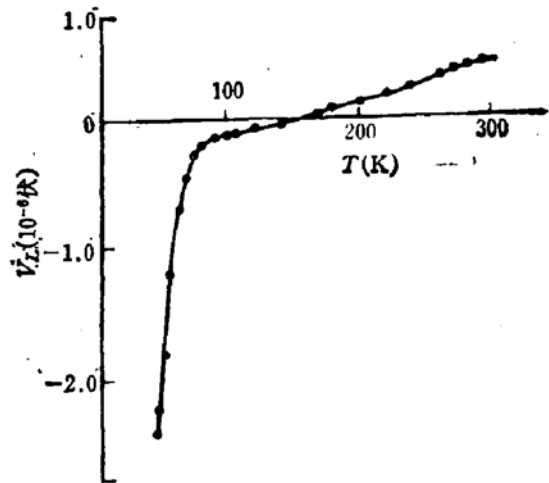


图6 纵向光子牵引电压与温度关系
晶向 [111], $P \approx 8 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$

从前述理论分析可知,光子牵引电流与通常运输过程中的电流有所不同,一般重空穴数量远大于轻空穴,电流的性质主要由重空穴决定,但在光子牵引中,对电流有贡献的轻、

重空穴总是成对产生,但形成的轻、重空穴的电流方向相反,其数值正比于轻、重空穴的平均自由程.轻、重空穴受声子、杂质等散射的温度特性不同,因此,轻、重空穴电流值随温度变化不同,在某一温度下,轻、重空穴电流值相等时,光子牵引电流为零,开始发生极性反转.根据前述理论,计算的高纯锗中极性反转温度 T_0 和实验值如表 1 所示.实验和理论分析都表明,室温时 P-Ge 中轻空穴电流大于重空穴电流,光子牵引电流方向与光的传播方向一致,电流为正值.

在 80K 以下,首次观测到纵向光子牵引电压随温度降低而迅速增大,如图 6 所示.考虑到该温度下样品电阻率的减小,20K 时光子牵引电流的数值比室温的电流值增大大约 10^3 倍.从图 7 可知,反映光子牵引各向异性的横向电压也有相应的增大.根据理论分析,轻空穴带与受主杂质态之间光跃迁产生的光子牵引电流应为正值,低温下光子牵引电流迅速增加的实验结果表明,这种电流的增大不是由于轻空穴 \rightarrow 受主杂质态的跃迁结果,而可能是低温下带间跃迁过程中,使 K 空间空穴分布更加不对称,和低温下重空穴的平均自由程的增长远大于轻空穴的自由程的增加所致.光子牵引电流对温度的高度敏感性也反映 J 光子牵引电流是由激光频率 ($\hbar\omega$) 决定的能量基本上恒定的载流子产生.对低温下这一现象的深入了解和分析,尚待进一步的实验和理论工作.

2. 光子牵引效应的各向异性

图 7 为 300K、90K 和 30K 时, [110] 和 [111] 晶向 P-Ge 中纵向和横向光子牵引电压与人射光偏振方向的关系.由

图 7 可见,实验结果与光子牵引电流的唯象表达式 (3) 一致.光子牵引的各向异性,主要由能带结构和跃迁几率的各向异性决定,并由光子牵引张量元 η 表示.实验结果说明, P-Ge 光子牵引的各向异性是相当显著的,这由各向异性张量元 η 和各向同性张量元 b 的比值 $\eta/b \approx 1$ 可见.光子牵引的各向异性在 80K 以上对温度不太敏感,但在更低温度下也随温度显著变化,这可由不同温度下 [110] 晶向样品中纵向光子牵引电压与人射光偏振关系直接确定的 η/b 比值和纵向电压数值的增大可知.反映各向异性的横向光子牵引电压随温度变化不发生极性的反转.低温下的实验结果表明跃迁几率在低温下有更大各向异性.表 2 为按上述分析计算的几个温度下的 η/b 的理论值和实验值.低温下实验与理论值符合得比较好,而室温附近偏差较大,这可能因低温下重空穴电流起主要作用,而室

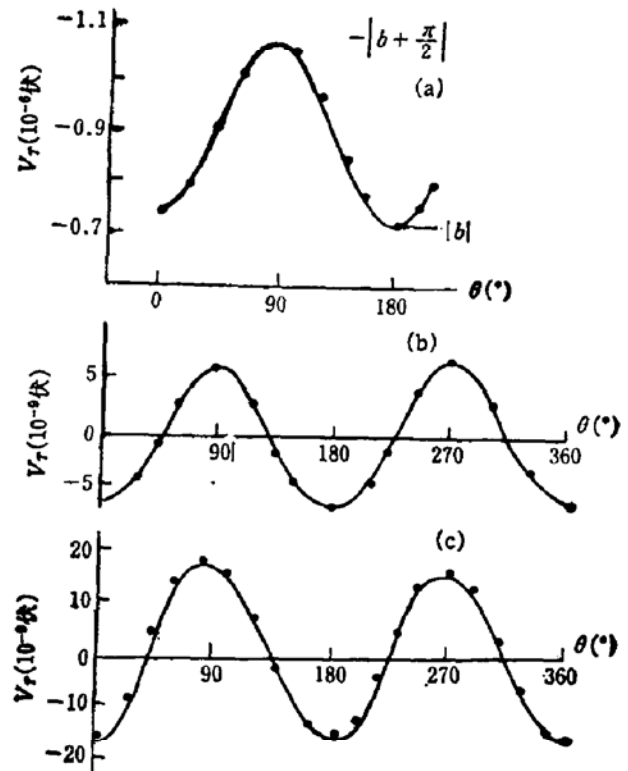


图 7 光子牵引电压与人射光偏振方向关系

- a. P-Ge, [110], $T = 30\text{K}$ 纵向
- b. P-Ge, [111], $T = 90\text{K}$ 横向
- c. P-Ge, [111], $T = 300\text{K}$ 横向

表2 不同温度下 P-Ge 中光子牵引张量元比值 η/b

温度 (K)	本实验值 η/b	理论 η/b	Hattori 等实验 ^[11]
30	-0.8	-0.9	—
90	-1.2	-1.3	—
300	1.1	8.6	1

温附近轻空穴电流起主导作用,对于重空穴的各向异性等研究较多,计算中使用的参数比较符合实际,而室温附近除轻空穴电流为主外,散射因素更复杂些,计算中使用参数不尽合理,使结果产生较大偏差。

参 考 文 献

- [1] A. F. Gibson and A. C. Walker, *J. Phys. C*, **4**, 2209(1971).
 [2] A. F. Gibson, M. F. Kimmitt and A. C. Walker, *Appl. Phys. Lett.*, **17**, 75(1970).
 [3] 白藤, 犬石, 应用物理(日), **44**, 838(1975).
 [4] A. V. Voitsekhovskii and V. V. Antonov, *Phys. Stat. Sol.*, **A66**, 683(1981).
 [5] S. Panyakeov, J. Shirafuji and Y. Inuishi, *J. Appl. Phys.*, **46**, 1245(1975).
 [6] V. G. Agafnov, *Soviet Phys. Semicond.*, **5**, 1545(1972).
 [7] M. F. Kimmitt, F. I. M. Hammouda and A. M. A. Assar, *Infrared Physics*, **23**, 63(1983).
 [8] A. A. Grinberg, *Soviet Phys. JETP*, **31**, 531(1970).
 [9] J. H. Yee, *Phys. Rev.*, **B6**, 2279(1972).
 [10] J. H. Yee, *Phys. Rev.*, **B9**, 5209(1974).
 [11] H. Hattori, M. Umeno and T. Jimbo, *J. Phys. Soc. Japan.*, **35**, 826(1973).

Effect of Photon Drag in P-Type Germanium

Wang Xuezhong, Liu Jizhon, Wang Xiaoqian and Gan Zizhao

(Departments of Physics, Beijing University)

Abstract

Using selective spectral CW CO₂ laser as light source, the polarity reversal and the anisotropy of photon drag in p-germanium are measured at temperatures ranging from 20 to 300 K. The samples are orientated in $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, and $\langle 111 \rangle$ crystallographic axes and the impurity concentrations are about 8×10^{14} to $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. The results indicate that the temperature dependence on the transverse photon drag voltage is small at the temperatures 80—300K, whereas the longitudinal photon drag voltage varies appreciably with the varying temperatures and reveals its polarity at a certain temperature T_0 . The polarity reversal temperature T_0 depends on the impurity concentration and the sample orientation. For the samples with the same doping level, we have found $T_{0\langle 110 \rangle M} < T_{0\langle 111 \rangle} < T_{0\langle 100 \rangle}$. It is found for the first time that, below 80 K, the photon drag current increases rapidly with the decrease of temperature. The longitudinal photon drag voltage in the front half and the back half of the samples were also measured. The anomalous behaviour reported by Gibson *et al.*^[11] has not been observed in experiments. It is also observed that the photon drag in p-germanium is of appreciable anisotropy and the experiment results are in agreement with the theoretical analysis based on an interband transition between the light and heavy hole bands taking the role of the photon wavevector into account.