

22 121-127

激光对双势垒结构负阻效应的影响

向永寿

(重庆师范学院物理系, 重庆, 400047; 59 岁, 男, 副教授)

0471.4
0472.8

摘 要 考虑了晶体格点的振动效应和光子——声子的相互作用, 导出了解称双势垒结构中的电流密度随激光强度、照射时间、样品初始温度、材料的热容量等变化的关系式。讨论了强激光对双势垒结构负阻效应的影响。

关键词 强激光; 双势垒结构; 电流密度表达式; 负阻效应

中国图书资料分类法分类号 O47

半导体, 超晶格

0 引 言

由于超晶格的微带效应, 在超晶格结构两端加上电压后, 势阱中的能级有可能出现凝聚(descend)。当外加电压使势阱中的能级凝聚在发射端的导带底之下时, 电子隧穿的可能性减小, 以致使共振隧穿截止, 电流从峰值跃至谷区, 表现出电子的漂移速度反而随外加电压增加而减少, 这就是所谓“负阻效应”, 自从张立纲等 1974 年首次在半导体的双势垒异质结中观察到负阻效应以来^[1], 随着样品质量的改善, 已在低温和室温下, 清晰地观察到了负阻现象^[2~4]。从理论和实验上对负阻效应诱人的应用前景也进行了大量的研究^[5]。近年来一些作者还研究了激光场对双势垒异质结构共振隧穿的影响^[6]。1995 年, Dakhnovskii Yu 和 Metiu H 在不考虑格点振动和声子——光子相互作用的情况下, 计算了双势垒结构(DBS)在强激光照射下的隧穿电流, 指出激光可以显著改变隧穿电流的特性, 证明了 DBS 中的负阻效应与激光强度有关^[7]。由于未考虑格点振动, 它不能反映负阻效应与照射时间、样品初始温度和材料固有性质等的相互关系, 因而不能利用强激光来有效地控制负阻效应以满足应用之需要。为此, 笔者将考虑格点的振动和光子——声子相互作用, 讨论强激光的热学效应, 导出在强激光照射下, 对称双势垒结构中的电流密度随激光强度、照射时间、样品初始温度等变化的关系式。

1 体系的哈密顿

GaAs/Al_xGa_{1-x}As 超晶格是在 GaAs 之间周期性的引入 Ga_xAl_{1-x}As 薄层, 其周期远小于电子的平均自由程, 若引入 Ga_{0.5}Al_{0.5}As, 在接触处将产生势垒。对于对称双势垒结构(图 1 所示), 设势垒左边、右边电子的动能为

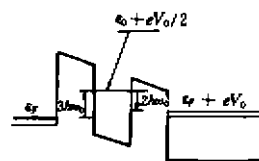


图 1 一个双势垒结构示意图

ϵ_p, ϵ_k , 势垒左边和右边的产生和湮灭算符为 Ψ_p^\dagger, Ψ_p 和 Ψ_k^\dagger, Ψ_k , 在势阱中的能级为 ϵ_0 , 产生和湮灭算符为 Ψ_0^\dagger 和 Ψ_0 , 电子从左边透过势垒的透射系数为 T_{1p} , 而右边的为 T_{1k} ; 偏压为 V_0 , 激光照射的电场幅度 E_0 , 频率 ω_0 , 它给予电子的附加能量 $V(t) = V \cos(\omega_0 t) = P_0 E_0 \cos \omega_0 t$, P_0 为偶极矩, 与双势垒长度成比例, 则体系的哈密顿为

$$H(t) = \sum_p \epsilon_p \Psi_p^\dagger \Psi_p + \sum_k (\epsilon_k + eV_0) \Psi_k^\dagger \Psi_k + \sum_p (T_{1p} \Psi_0^\dagger \Psi_p + T_{1p}^* \Psi_p^\dagger \Psi_0) + \sum_k (T_{2k} \Psi_0^\dagger \Psi_k + T_{2k}^* \Psi_k^\dagger \Psi_0) + \left[\epsilon_0 + \frac{eV_0}{2} + V(t) \right] \Psi_0^\dagger \Psi_0 \quad (1)$$

式中的 1、2 项分别为左、右端电子的能量, 3、4 项为隧穿项, 最后一项为势阱中的哈密顿。

2 不考虑格点振动时的电流密度

文献[7]假设波函数的形式为

$$\Psi(t) = \sum_p \Psi_p |p\rangle + \Psi_0 |0\rangle + \sum_k \Psi_k |k\rangle$$

$\Psi_p(t), \Psi_k(t)$ 和 $\Psi_0(t)$ 均与时间有关, 分别为势阱的左边, 右边和势阱中的电子波函数系数,

$$\text{且 } \Psi_p \equiv \exp(-i\epsilon_p t) \varphi_p, \quad \Psi_k \equiv \exp[-i(\epsilon_k + eV_0)t] \varphi_k$$

$$\Psi_0 \equiv \exp\left[-i\left(\epsilon_0 + \frac{eV_0}{2}\right)t - iF(t)\right] \varphi_0 \quad F(t) \equiv (P_0 E_0 / \hbar \omega_0) \sin(\omega_0 t) \equiv \xi \sin \omega_0 t$$

由含时间的薛定谔方程 $i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(t) = H(t) \Psi(t)$ 解出 Ψ , 采用富里叶变换, 由 $J = e|\Psi|^2$ 求出在强激光照射下的共振隧穿电流为

$$J = \frac{em^* k_B T}{2\pi^2 \hbar^3} \Gamma_1 \Gamma_2 \left\{ J_m^2(\xi) \sum_{n=N}^{\infty} J_n^2(\xi) \int_0^{\infty} \frac{\ln[1 + \exp(\epsilon_F - \epsilon)/k_B T]}{(\epsilon_p^{(m)})^2 + (\Gamma^{(m, N)})^2} d\epsilon \right. \\ \left. - J_n^2(\xi) \sum_{m=M}^{\infty} J_m^2(\xi) \int_0^{\infty} \frac{\ln[1 + \exp(\epsilon_F + \epsilon)/k_B T]}{(\epsilon_k^{(n)})^2 + (\Gamma^{(n, m)})^2} d\epsilon \right\} \quad (2)$$

式中的 K_B, \hbar 分别为 Boltzmann 和 Planck 常数, m^* 为电子的有效质量, T_0 为材料的初始温度, $J_n(\xi), J_m(\xi)$ 是以无量纲的激光强度 $\xi = P_0 E_0 / \hbar \omega_0$ 为变量的整数阶贝塞耳函数, m, n 均取整数, N 和 M 为右端和左端的局域能级到费米能级发射(或吸收)的光子数: $N = \left(\epsilon_F - \epsilon_0 + \frac{eV_0}{2} \right) / \hbar \omega_0, M = \left(\epsilon_F - \epsilon_0 - \frac{eV_0}{2} \right) / \hbar \omega_0$; 若 Γ_l 和 Γ_r 分别是电子通过左端势垒和右端势垒的能量损耗率, 它与势垒贯穿的透射系数有关, 在频率不太高(通常的激光能满足)时为

$$\Gamma_l \approx \pi J_m^2(\xi) \sum_p |T_{1p}|^2 \delta\left[\omega - \left(\epsilon_F - \epsilon_0 - \frac{eV_0}{2} - m\hbar\omega_0\right)\right] \equiv J_m^2(\xi) \Gamma_1$$

$$\Gamma_r \approx \pi \sum_p |T_{2k}|^2 \sum_{n=N}^{\infty} J_n^2(\xi) \delta\left[\omega - \left(\epsilon_k - \epsilon_0 + \frac{eV_0}{2} - n\hbar\omega_0\right)\right] \equiv J_n^2(\xi) \Gamma_2$$

Γ_1, Γ_2 分别是无外场时通过左边和右边的耗损宽度, 加外场后的耗损宽度 $\Gamma^{(m, N)}$ 和 $\Gamma^{(n, M)}$ 为

$$\Gamma^{(m, N)} = \Gamma_1 J_m^2(\xi) + \Gamma_2 \sum_{n=N}^{\infty} J_n^2(\xi)$$

$$\Gamma^{n,M} = \Gamma_2 J_2^2(\xi) + \Gamma_1 \sum_{m=M}^{\infty} J_m^2(\xi)$$

$\epsilon_k^{(m)}$ 和 $\epsilon_p^{(n)}$ 分别为共振条件下电子在左边和右边的动能:

$$\epsilon_p^{(m)} = \epsilon_0 + \frac{eV_0}{2} + m\hbar\omega_0, \quad \epsilon_k^{(n)} = \epsilon_0 - \frac{eV_0}{2} + n\hbar\omega_0$$

(2) 式中的第一项描述了共振情况下从左到右的隧道电流, 第二项为由右向左的隧道电流。显然, 激光取某些强度 $\xi = P_0 E_0 / \hbar\omega_0$ 值时, 就可能出现负向电流而表现出负电阻效应, 且电流的正负以及大小都与材料性质和激光照射时间无关, 很明显, 这不能全面描述激光对电流的影响。我们认为, 须要考虑晶格振动和光子——声子的相互作用, 找出负阻效应与照射时间, 样品初始温度和材料本身性质的关系。

3 强激光对材料的热学效应

强激光的照射必然使材料的温度升高, 加剧晶体格点的振动。格点的振动既改变电子的分布, 又产生大量声子与激光的光子发生相互作用。由于电子——电子相互作用的弛豫时间很短 (30 ~ 100 fs), 所以由格点振动引起的电子分布的改变可忽略不计, 我们只讨论声子与光子的相互作用对热学性质的影响。

激光与格点的相互作用过程可视为光子与声子相互作用的过程。为了推导光子——声子相互作用哈密顿, 先考虑一个带电粒子在电磁场中的哈密顿, 由经典电磁理论, 在库仑规范条件下, 可求得晶体中第 l 个元胞中第 S 个离子 (格点) 位于位矢为 r_{lS} 处时与电磁波的相互作用能为 $-(q_l/m_s)A(r_{lS}) \cdot P_{lS}$, 计入晶体中所有的离子与电磁波的作用, 则哈密顿为

$$H_{\text{int}} = \sum_{ls} \left(-q_l/m_s \right) A(r_{lS}) \cdot P_{lS} \quad (3)$$

将矢势 A 和动量 P 量子化, (3) 就是光子与声子相互作用的哈密顿算符。按照场的量子化理论^[8], 在只考虑单光子吸收 (即吸收一个光子同时发射一个声子的过程情况下), 得哈密顿为

$$H_{\text{int}} \approx \frac{i}{2} \frac{\Omega c}{(2\pi)^3} \left(\frac{N\mu_0 \hbar}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \sum_{lns} \left(\frac{q_l}{\sqrt{m_s}} \right) \iint d^3 p d^3 k \left(\frac{\omega_l(k)}{v_s(p)} \right)^{1/2} e_s(p) \cdot e_{js}^*(k) e^{-ik \cdot R_l} \cdot e^{ip \cdot (R_l + d_l)} b_a(p) b_j^+(k) \quad (4)$$

设声子光子组成的系统的初态 $|i\rangle$ 是由 $\eta_j^{(j')}$ 个波矢为 k' 、偏振为 j' 的声子和 $\eta_{\sigma'}(p')$ 个波矢为 P' 、偏振为 σ' 的光子组成, 即 $|i\rangle = |\eta_j(k') + 1\rangle |\eta_{\sigma'}(P')\rangle$ 对单光子吸收, 末态 $|f\rangle$ 只能含有 $\eta_{\sigma'}(P') - 1$ 个光子和 $\eta_j(k') + 1$ 个声子, 即 $|f\rangle = |\eta_j(k') + 1\rangle |\eta_{\sigma'}(P') - 1\rangle$ 。将 $|i\rangle$ 、 $|f\rangle$ 代入 (4), 可求得跃迁矩阵元 $\langle f | H_{\text{int}} | i \rangle$ 。将它应用于双原子晶体时, 令 m^- 、 m^+ 分别为负、正离子的质量, $m = m^+ m^- / (m^+ + m^-)$ 为折合质量, 注意到参加单光子吸收过程的声子是光学模声子, 可得

$$\langle f | H_{\text{int}} | i \rangle = - \frac{ic}{2(2\pi)^3} \left(\frac{\mu_0 N \hbar^2}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \cdot \frac{q \sqrt{m^+}}{m} [(\eta_j \cdot (k') + 1) \eta_{\sigma'}(P')]^{1/2} e_j \cdot e_{j'} \delta(k' - P') \quad (5)$$

将上式平方后代入一级微扰含时跃迁速率的公式 $P_f = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_{\text{int}} | i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i)$ 中, 可得

$$P_{j'} = \frac{2\pi}{h} \left(\frac{c}{2(2\pi)^3} \right)^2 \left(\frac{N\mu_0 h^2}{\epsilon_0} \right) \left(\frac{q^2 m^+}{m^2} \right) (e_{j'} + e_{\sigma'})^2 [\langle \eta_{j'}(k') \rangle + 1] \delta(k' - P') \cdot \delta[\hbar\omega_{j'}(k') - \hbar\omega_{\sigma'}(P')] \quad (6)$$

温度 T 一定时, 一个光子的能量为 $\hbar\omega_{\sigma'}(P')$, 若晶体体积为 V , 则单位时间单位体积中一个波矢为 k' 偏振为 j' 的声子吸收一个波矢为 P' 偏振为 σ' 光子的能量为 $\frac{1}{V} P_{j'} \hbar\omega_{\sigma'}(P')$, 对 k' 和 P' 积分, 再对偏振 j' 和 σ' 求和, 就得到单位时间单位体积晶体所吸收的能量 (称为能量吸收速率) U 的表示式

$$U = \frac{1}{V} \left(\sum_{j', \sigma'} \iint P_{j'} \hbar\omega_{\sigma'}(P') d^3 k' d^3 P' \right)_T \quad (7)$$

式中的 $\langle \rangle_T$ 表示对温度 T 取热分布平均, 对声子按玻色分布计算。为了将对 P' 积分换为对频率 ν 的积分, 引入光强能谱密度 $I(\omega)$ 的概念, 它表示单位时间单位频率间隔的光通过单位面积的能量。总光强 $I_0 = \int I(\omega) d\omega$, 设元胞数 N 、元胞体积 Ω 、离子化学价 Z 、利用 $V = N\Omega$ 、 $q = Ze$ 、光速 $C = 1/(\mu_0 \epsilon_0)^{1/2}$ 、精细结构常数 $\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0 \hbar c) \approx 1/137$, 经过不太复杂的计算, 最后可得

$$U = \frac{\alpha}{12\pi} \frac{\hbar Z m^+}{m^2 \Omega} I(\omega) \left[1 + \text{cth} \left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T} \right) \right] \quad (8)$$

通常的激光其单色性较好, 设总光强为 I_0 , $I(\omega) = I_0 \delta(\omega - \omega_0)$ 。设材料的初始温度为 T_0 , 比热为 C_v , 由能量吸收速率 U 的定义可得 $\int U d\omega dt = c_v dT$, 积分求得照射时间 t 后, 材料的温度 T

$$\int_{T_0}^T \frac{dT}{1 + \text{cth} \left(\frac{\hbar\omega_0}{2k_B T} \right)} = \frac{\alpha \hbar Z m^+ I_0}{12\pi m^2 \Omega c_v} t \quad (9)$$

超晶格所处的温度 $T < 10^4 K$, 而激光频率 $\omega_0 \sim 10^{15} S^{-1}$, $\hbar\omega_0/K_B T \gg 1$ 的条件满足, 由(9)积分, 零级近似下, 可得

$$T \approx T_0 + \frac{\alpha \hbar Z m^+ I_0}{12\pi m^2 \Omega c_v} t \quad (10)$$

该式表明, 激光照射愈久, 总光强愈大, 材料比热愈小, 材料的温度就愈高。

4 考虑格点振动时的电流密度

将(10)代入(2), 得到电流密度 J 与 Ω 、 m^+ 、 m 等物理参量和照射前的温度 T_0 以及所用激光强度 $\xi = \rho_0 \epsilon_0 / \hbar\omega_0$ 和照射时间 t 的关系式。为了讨论它与强激光的关系, 可作如下简化: 对于对称势垒并在共振近似条件下, $(\epsilon_p^{(m)})^2 + (\Gamma^{(m, N)})^2$ 以及 $(\epsilon_t^{(n)})^2 + (\Gamma^{(n, M)})^2$ 可认为与 ϵ 无关, 因而在(2)式中可把它写到积分号外, 将积分号内的函数部分进行展开, 取近似, 由(2)得到

$$J \approx A(T) I(\epsilon_F/K_B T) \Gamma_1 \Gamma_2 \left\{ \frac{J_m^2(\xi)}{(\epsilon_p^{(m)})^2 + (\Gamma^{(m, N)})^2} [J_n^2(\xi) + J_{n+1}^2(\xi) + \dots] - \frac{J_n^2(\xi)}{(\epsilon_t^{(n)})^2 + (\Gamma^{(n, M)})^2} [J_m^2(\xi) + J_{m+1}^2(\xi) + \dots] \right\} \quad (11)$$

其中的 $A(T)$ 和 $I(\epsilon_F/K_B T)$ 分别为 $A(T) = em^+ K_B T / 2\pi^2 \hbar^3$

$$I(\epsilon_F/K_B T) = \int_0^\infty \ln[1 + e^{(\epsilon_F - \epsilon)/K_B T}] d\epsilon \approx$$

$$K_B T \left\{ \frac{\epsilon_F^2}{2K_B^2 T^2} - e^{-\epsilon_F/K_B T} + \frac{1}{4} e^{-2\epsilon_F/K_B T} - \frac{1}{9} e^{-3\epsilon_F/K_B T} + \frac{31}{18} \right\}$$

至于 T , 则由(10)式表示。

5 强激光对电流密度的影响

按文献[7],取 $\hbar\omega_0 = 100 \text{ cm}^{-1}$, $\epsilon_0 = \pi^2\hbar^2/2m^*P$, $I = 25 \text{ \AA}$, $m^* = 0.15m_e$, 而 $m_e = 9.1 \times 10^{-31} \text{ kg}$, 求得 $\epsilon_0 = 0.40 \text{ eV}$, 而 ϵ_F 按(7)取 $\epsilon_F = 1.5\hbar\omega_0$. 按文献[9], $T_{ik} = T_{ip}$ 在 0 到 1 之间, 取为 0.5. 由此得到 $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0.25\pi$, 进而得到

$$\Gamma^{n,M} \approx 0.25\pi \left(J_n^2(\xi) + \sum_{n=N}^{\infty} J_n^2(\xi) \right)$$

$$\Gamma^{n,M} \approx 0.25\pi \left(J_n^2(\xi) + \sum_{m=M}^{\infty} J_m^2(\xi) \right)$$

由 $P_0 = 53D = 5.3 \times 10^{-7} \text{ e} \cdot \text{cm}$ 和 $E_0 = 23 \text{ kv/cm}$, 可确定 $M = 7, N = 3$, 为便于与不考虑格点振动的情况相比较, 下面仅对 $m = 3, n = -1$ 的情况作以讨论.

5.1 不考虑格点振动的情况

不考虑格点振动时, 样品的温度与将激光强度 $\xi = P_0 E_0 / \hbar\omega_0$ 和照射时间 t 无关而保持初始温度 T_0 不变, 即 $T = T_0$, 图 2 给出由(2)式作出的 $T_0 = 0.1\epsilon_F/k_B$ (曲线 1), $1.0\epsilon_F/k_B$ (曲线 2) 和 $2.0\epsilon_F/k_B$ (曲线 3) 的电流密度随激光强度 ξ 的变化情况. 由图看出: 如果没有激光照射, 电流将为常量, 电流总是由右到左(电子由左向右), 在激光照射下, 电流会改变符号; 在 $0 < \xi < 3$ 的范围内, 左端的电流大于来自右端的电流即出现负电阻效应, 且温度愈高, 负阻效应愈明显.

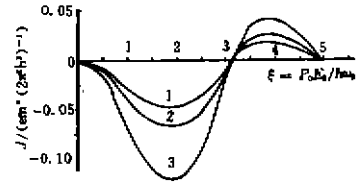


图 2 不考虑格点振动时不同初始温度的电流密度随激光强度的变化

5.2 考虑格点振动的情况

考虑格点振动后, 强激光加剧了格点的振动, 影响了温度, 利用 $I_0 = \epsilon_0 E_0^2 / 2$ 和 $\xi = P_0 E_0 / \hbar\omega_0$ [10], 可将(10)式写为

$$T \approx T_0 = \frac{\alpha \hbar^2 Z m^+ \epsilon_0 \xi^2 \omega_0^2}{12 \pi n^2 \Omega c_v P_0} t \quad (12)$$

由文献[11], $\alpha = 5.654 \text{ \AA}$, $m^+ = 69.72(u)$, $m^- = 74.9(u)$, $c_v = 781 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$, 求得 $\Omega = \alpha^3/4$, $m = 36.1(u)$, 而 $Z = 8$, 将 \hbar, K_B , 真空介电常数 ϵ_0 和激光频率 ω_0 , 强度 $\xi = P_0 E_0 / \hbar\omega_0$, $P_0 = 5.3 \times 10^{-7} \text{ e} \cdot \text{cm}$ 等代入(12), 得到不同强度 ξ 、不同照射时间 t 作用下的材料温度, 再代入(11)式, 就得到电流密度 J 随照射时间 t , 激光强度 ξ 的变化关系. 表 1 列出初始温度为 $T_0 = 0.1, 1.0, 2.0(\epsilon_F/K_B)$, 而照射时间分别为 $t = 5, 10, 20(\text{s})$ 时的电流随激光强度 $\xi = P_0 E_0 / \hbar\omega_0$ 变化的数据, 图 3 画出了 $T_0 = 0.1\epsilon_F/K_B$ (曲线 1) 和 $2.0\epsilon_F/K_B$ (曲线 3) 时的 $J - \xi$ 曲线(虚线). 为了比较, 图中还画出了不考虑格点振动情况的相应曲线(实线). 由表 1 和图 3 看出: 如果不考虑格点振动, 则电流就不会随激光照射时间而变化, 仅由激光强度和材料的初始温度决定. 考虑格点振动后, 电流密度将随照射时间而变化. 照射时间增长时, 正向或负向电流都会增大, 且极值所对应的激光强度值将向右移. 例如, $T_0 = 2.0\epsilon_F/K_B$ 时, 不考虑格点振动, 负向电流的极值位置在 $\xi \approx 1.75 P_0 E_0 / \hbar\omega_0$ 附近, 极值为 $-0.13(\text{em}^2/2\pi^2\hbar^2)$, 且不随照射时间而变化; 考虑格点振动后, 负向电流的极值位置和极值都随照射时间变化而变化, 照射 $t = 5 \text{ s}$ 时,

极置位置在 $\xi = 0.8P_0E_0/\hbar\omega_0$ 附近, 极值为 $-0.138(em^*/2\pi^2\hbar^3)$; 而照射 $t = 20$ s 时, 极置位置在 $\xi = 1.95P_0E_0/\hbar\omega_0$ 附近, 极值为 $-0.149(em^*/2\pi^2\hbar^3)$. 这就是说, 照射时间愈长, 电流密度将愈大, 负阻效应将愈显著, 电流密度的最大值所对应的激光强度值将更大。

表 1 不同初始温度 T_0 下, 电流密度(J) 随照射时间(t) 和激光强度(ξ) 的变化

		$T_0 = 0.1\epsilon_F/k_B$										
$t(s)$		ξ										
		0.0	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0
考虑	5	0.0000	-0.0100	-0.0310	-0.0481	-0.0450	-0.0311	-0.0112	0.0140	0.0192	0.0130	0.0000
	10	0.0000	-0.0100	-0.0310	-0.0481	-0.0451	-0.0311	-0.0112	0.0141	0.0193	0.0131	0.0000
振动	20	0.0000	-0.0101	-0.0311	-0.0482	-0.0453	-0.0312	-0.0112	0.0142	0.0193	0.0132	0.0000
不考虑振动		0.0000	-0.0100	-0.0310	-0.0481	-0.0450	-0.0311	-0.0112	0.0140	0.0182	0.0130	0.0000

		$T_0 = 1.0\epsilon_F/k_B$										
$t(s)$		ξ										
		0.0	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0
考虑	5	0.0000	-0.0191	-0.0537	-0.0764	-0.0770	-0.0525	-0.0145	0.0230	0.0306	0.0191	0.0000
	10	0.0000	-0.0192	-0.0544	-0.0780	-0.0792	-0.0541	-0.0149	0.0239	0.0320	0.0201	0.0000
振动	20	0.0000	-0.0197	-0.0551	-0.0791	-0.0860	-0.0562	-0.0175	0.0256	0.0349	0.0219	0.0000
不考虑振动		0.0000	-0.0190	-0.0530	-0.0751	-0.0750	-0.0510	-0.0140	0.0221	0.0292	0.0182	0.0000

		$T_0 = 2.0\epsilon_F/k_B$										
$t(s)$		ξ										
		0.0	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0
考虑	5	0.0000	-0.323	-0.0857	-0.1200	-0.1249	-0.0875	-0.0283	0.0349	0.0497	0.0312	0.0000
	10	0.0000	-0.326	-0.0867	-0.1262	-0.1293	-0.0901	-0.0298	0.0371	0.0491	0.0338	0.0000
振动	20	0.0000	-0.0220	-0.0889	-0.1389	-0.1446	-0.1042	-0.0328	0.0406	0.0659	0.0452	0.0000
不考虑振动		0.0000	-0.321	-0.0842	-0.1222	-0.1214	-0.0841	-0.0273	0.0335	0.0421	0.0292	0.0000

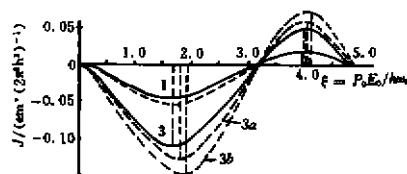


图 3 考虑格点振动后不同初始温度的电流密度随激光强度的变化(图中虚线)

3a——照射 5 s 3b——照射 20 s 1a——照射 20 s

4 结 论

1) 若不考虑晶体格点的振动, $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ 双势垒异质结构中的电流, 在强激光照射下会出现反向电流而显现负阻效应, 但电流密度仅取决于材料的初始温度和激光强度, 而与照射时间、激光频率、材料的热容量等无关, 可由(2) 式计算;

2) 考虑格点振动后, 双势垒异质结构中的电流密度, 在强激光的照射下, 不仅显现负阻效应, 而且照射时间愈久, 负阻效应愈明显, 电流密度将愈大, 且电流的极大值所对应的激光强度值将更大; 电流密度既与激光照射时间、强度、频率 ω_0 有关, 而且还与材料的固有性质

和初始温度有关,可由(11)式作定量计算;

3) 激光照射会加剧材料格点的振动,使材料温度升高,可由(12)式作定量计算。所以,要想获得适合要求的负电阻效应,可以根据材料的热学性质,起始温度,通过控制激光的强度,频率以及照射时间来实现。

参 考 文 献

- 1 Chang L L, Esaki L, Tsu R. Resonant tunneling in semiconductor double barriers. *Appl phys Lett*, 1974, 24(12): 593~595
- 2 Morkoc H, Chen J, Reddy U K, et al. Observation of a negative differential resistance due to tunneling through a single barrier in to a quantum well. *Appl phys Lett*, 1986, 49(2): 70~72
- 3 Goodhue W D, Sollner T C L G, Le H Q et al. Large room-temperature effects from resonant tunneling trough ALAS barriers. *Appl phys Lett*, 1986, 49(17): 1086~1088
- 4 Brokaert T P E, Lee W, fonstad C G. Pseudomorphic $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}/\text{ALAS}/\text{InAs}$ resonant tunneling diodes with peak-to-valley current ratios of 30 at room temperature. *Appl phys Lett*, 1988, 53(16): 1545~1547
- 5 夏建白, 朱邦芬. 半导体超晶格物理. 上海: 上海科学技术出版社, 1995
- 6 Dakhnovskii Yu I, Bavli R. Selective manipulation of the emission spectrum of an electron in a biased double-well heterostructure driven by a free-electron laser. *Phys Rev B*. 1993, 48(15): 11010~11013; Emission spectrum and localization of electrons in quantum-well systems induced by a strong laser field. 1993, 48(15): 11020~11023
- 7 Dakhnovskii Yu, Metiu H. Absolute negative resistance in double-barrier heterostructures in a strong laser field. *phys Rev B*. 1995, 51(7): 4193~4199
- 8 郑瑞伦. 固体理论及其应用. 重庆: 西南师范大学出版社, 1986. 39
- 9 Wingreen N S. 关于共振隧穿方面的非弹性散射. *Phys Rev Lett*, 1989, 1(7)
- 10 周世勋. 量子力学教程. 北京: 高等教育出版社, 1987, 164
- 11 黄波. 固体材料及其应用. 广州: 华南理工大学出版社, 1994. 264

Influence of Strong Laser on Negative Resistance Effect of the Symmetric Double-Barrier Heterstructure

Xiang Yongshou

(Department of Physics, Chongqing Teacher' College)

ABSTRACT In this paper, the effect of the lattice vibration and photon-phonon interaction are considered. We found the tunneling current density expression for the symmetric double-barrier heterstructure dependent on the laser intensity, shining time, primary temperature of the sample and the specific heat of the material. We also discussed the influence of the strong laser intensity, shining time and the primary temperature of the sample on the negative resistance effect of the double-barrier structure.

KEYWORDS strong laser; double-barrier structure; expression; negative resistance effect

(责任编辑 钟学恒)