

多量子阱结构中热载流子弛豫过程 中的非平衡声子效应

李玉璋 徐仲英 葛惟锬 许继宗 郑宝贞 庄蔚华

中国科学院半导体研究所

1988年12月24日收到

在多量子阱结构中的热载流子弛豫过程中考虑非平衡声子的存在,在求解载流子能量损失率方程中同时计入声子的发射和吸收,并联立解出非平衡声子的波耳兹曼方程,从而证明,在稳态和准平衡态条件下,由载流子能量损失率方程解出的弛豫时间 τ_{avg} ,实际上是电子-声子散射时间常数与非平衡声子寿命之和,而不是以往所认为的仅为电子-声子散射时间常数。

深入理解量子阱结构中的热载流子快速弛豫过程,无论在理论上和实际应用上均具有十分重要的意义。在基础物理方面,可以通过这一研究给出低维系统中载流子散射、电子-声子相互作用,以及辐射复合动力学等多种信息,而这些有关现象的理论解释又构成了高速量子器件研制的基础。

现代微微秒技术的发展为研究快速弛豫过程提供了强有力的工具。自60年代 Shah^[1] 开始,研究半导体中热电子的温度以来,Shank 等人^[2], Ryan 等人^[3], Xu 等人^[4] 分别用微微秒激发探测技术、时间分辨光谱和非线性相关技术分别研究了 GaAs-GaAlAs 量子阱结构中非平衡载流子的弛豫过程。在实验技术和理论研究上均取得了很大进展。研究结果表明,量子阱结构中热载流子的冷却速率远小于 GaAs 半导体材料中的值。为解释这一现象,一些作者分别提出了二维情况下电子-声子相互作用屏蔽,电子简并以及低维情况下对电子-声子散射的影响等多种机构,但是无论哪一种机构均不能完全解释这一现象。Sheh 提出了大量非平衡声子的存在是影响热载流子弛豫在量子阱材料中变慢的主要原因,Price^[5] 的理论计算支持了这一观点。

目前有关量子阱结构中的热载流子弛豫过程的实验结果,由于运用方法的不同,样品的不同,结果是多种多样的。由实验结果得出的电子-声子相互作用时间常数由 0.15ps^[6] 到 42ps^[4],相差达两个数量级。而 Ridley^[7] 理论计算又表明二维情况下的电子-声子散射几率与三维情况并无明显的不同。

本文通过在热载流子快速弛豫过程中考虑非平衡声子的存在,联立求解热电子能量损失率和准平衡态下的非平衡声子波耳兹曼方程,从而阐明以前诸多实验中测量出的电子-声子相互作用时间常数 τ_{avg} 实际上是电子-声子散射时间常数与非平衡声子寿命之和。这一结果可以解释上述不同的实验结果以及实验值与理论值的矛盾。

为了求解在量子阱结构中热载流子的能量损失率,需要简单地了解在三维情况下如何求解热载流子系统的能量损失率。Shah 提出了三维情况下热载流子能量损失率方

程。这里有两种办法,一种是首先列出关于处在 E_k 状态的电子的能量损失率方程

$$\begin{aligned} \frac{dE_k}{dt} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_q \{ & |(\mathbf{k} + \mathbf{q}, N_q - 1 | H' | \mathbf{k}, N_q)|^2 \hbar\omega_q \\ & \cdot [1 - f(E_k + \hbar\omega_q)] \delta(E_{k+q, N_q-1} - E_{k, N_q}) \\ & - |(\mathbf{k} - \mathbf{q}, N_q + 1 | H' | \mathbf{k}, N_q)|^2 \hbar\omega_q [1 - f(E_k \\ & - \hbar\omega_q)] \delta(E_{k-q, N_q+1} - E_{k, N_q}) \}, \end{aligned} \quad (1)$$

H' 为电子-声子相互作用哈密顿量,

$$E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad (2)$$

$$E_{k, N_q} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + N_q \hbar\omega_q, \quad (3)$$

$$f(E_k) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E - E_F}{kT}\right]} = f(k), \quad (4)$$

式中 T 为热电子系统的温度,在方程(1)中 $\mathbf{k}$ 和 $\mathbf{q}$ 分别为电子和声子的波矢, N_q 为声子统计平均数, $\hbar\omega_q$ 为声子能量, (1) 式等号右端第一项对应的是声子吸收, 第二项对应声子发射。

每一个电子的能量平均变化速率由方程(1)对电子的分布函数求统计平均而得到

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \frac{\int_0^\infty \frac{dE_k}{dt} g(E) f(E) dE}{\int_0^\infty g(E) f(E) dE}, \quad (5)$$

式中 $g(E)$ 为相应能带的态密度。

另一种办法是首先计算给定波矢 $\mathbf{q}$ 的声子产生率

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_q}{\partial t} = \frac{2\pi}{\hbar} \left[\sum_k |(\mathbf{k}, N_q + 1 | H' | \mathbf{k} + \mathbf{q}, N_q)|^2 f(\mathbf{k} + \mathbf{q}) (1 - f(\mathbf{k})) \delta(E_{k+q, N_q} \right. \\ \left. - E_{k, N_q+1}) - \sum_k |(\mathbf{k} + \mathbf{q}, N_q - 1 | H' | \mathbf{k}, N_q)|^2 f(\mathbf{k}) (1 - f(\mathbf{k} \right. \\ \left. + \mathbf{q})) \delta(E_{k+q, N_q-1} - E_{k, N_q}) \right], \end{aligned} \quad (6)$$

式中 $f(\mathbf{k})$ 为 Fermi-Dirac 分布函数。

一个电子的平均能量变化率由 $\frac{\partial N_q}{\partial t}$ 乘以 $\hbar\omega_q$ 再对所有 $\mathbf{q}$ 求和, 然后除以电子的数目而得到

$$\left\langle \frac{\partial E}{\partial t} \right\rangle = - \frac{1}{nV} \sum_q \hbar\omega_q \frac{\partial N_q}{\partial t}. \quad (7)$$

这两种方法并没有本质的不同, 因为求和的途径不同不会影响最后的结果。

在二维的情况下, 由于电子的台阶式态密度, 使积分容易求解。在量子阱材料的势阱宽度足够窄以及激发较低的情况下, 可以考虑电子仅位于第一个子能带。可以写出电子系统能量损失率的公式

$$P_{\text{loss}} = \hbar\omega_0 \int_0^\infty dE \frac{g(E + \hbar\omega_0)}{\tau(E + \hbar\omega_0)} f(E + \hbar\omega_0)(1 - f(E)), \quad (8)$$

式中 $g(E)$ 为电子态密度, $\tau(E)$ 为具有能量 E 的电子的光学声子发射几率的倒数, $\hbar\omega_0$ 为光学声子能量. 在 (8) 式中忽略了声子的吸收.

可以定义

$$\tau_{\text{avg}} = \left\{ \int_0^\infty dE \frac{g(E + \hbar\omega_0)}{\tau(E + \hbar\omega_0)} f(E + \hbar\omega_0)(1 - f(E)) \right\} \cdot \left[\int_0^\infty dE g(E + \hbar\omega_0) f(E + \hbar\omega_0)(1 - f(E)) \right]^{-1}, \quad (9)$$

式中 τ_{avg} 为热电子系统发射光学声子的平均时间常数.

在低激发条件下, 若满足 $E - E_F \gg \hbar\omega_0 \gg kT_e$,

$$f(E + \hbar\omega_0)(1 - f(E)) \approx f(E) \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{kT_e}\right).$$

由于 $g(E)$ 在二维情况下是一个常数, 所以 (9) 式中的分母很容易求积分, 可以得到

$$\frac{P_{\text{loss}}}{n_e} = \frac{\hbar\omega_0}{\tau_{\text{avg}}} \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{kT_e}\right). \quad (10)$$

(10) 式恰恰是在许多热电子弛豫文献中所运用求解 τ_{avg} 的公式. 这一公式有一个前提存在明显的欠缺, 即假定声子系统与晶格取得平衡, 因而在晶格温度很低的条件下 (这在一般实验中是满足的) 可以忽略声子吸收. Shah^[1] 提出在热电子系统发射声子变冷的过程中, 可以有大量的非平衡声子, 在这种情况下, 就不能忽略声子的再吸收, 故而我们在解能量损失率方程时就需要同时考虑声子的发射和吸收.

$$P_{\text{loss}} = \hbar\omega_0 \int_0^\infty dE g(E) \left[\frac{1}{\tau_e} f(E + \hbar\omega_0)(1 - f(E)) - \frac{1}{\tau_a} f(E)(1 - f(E + \hbar\omega_0)) \right]. \quad (11)$$

式中 τ_e , τ_a 分别对应于电子系统发射和吸收声子几率的倒数, 且有

$$\frac{1}{\tau_e} = R_e = R_s(N_q + 1), \quad (12)$$

$$\frac{1}{\tau_a} = R_a = R_s N_q. \quad (13)$$

(12), (13) 式中 R_e , R_a 分别为发射和吸收声子几率, R_s 为电子-声子散射几率, N_q 为温度为 T 的声子系统的平均声子数, 即普朗克因子,

$$N_q \equiv N_q(T) = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega_0}{kT}} - 1}. \quad (14)$$

对热电子系统的分布函数, 有如下两个恒等式:

$$f(E + \hbar\omega_0)(1 - f(E)) = [f(E) - f(E + \hbar\omega_0)]N_q(T_e), \quad (15)$$

$$f(E)(1 - f(E + \hbar\omega_0)) = [f(E) - f(E + \hbar\omega_0)][N_q(T_e) + 1]. \quad (16)$$

将 (12)–(15) 式代入 (11) 式, 可以得到

$$P_{\text{loss}} = \hbar\omega_0 \int_0^\infty dE \frac{g(E)}{\tau_s} [f(E) - f(E + \hbar\omega_0)] [N_q(T_e) - N_q], \quad (17)$$

式中 $1/\tau_s = R_s$.

(16) 式的物理意义是十分明显的, 在 $T = T_i$ 时, 即当声子系统与晶格取得平衡, 声子系统温度即晶格温度, 不存在非平衡声子时, $N_q(T) = N_q(T_i) \approx 0$, (17) 式即变成 (10) 式, 故在这种情况下, 不必考虑声子的吸收. 若 $T = T_e$, 即声子系统温度与热电子温度相同时, $N_q(T) = N_q(T_e)$, 导致 $P_{\text{loss}} = 0$, 即热电子系统通过声子的发射和吸收与声子系统取得平衡, 不再损失能量.

在准平衡态条件下, 非平衡声子具有一定的寿命, 可以写出非平衡声子的波耳兹曼方程

$$R_s(N_q + 1)N_q(T_e) - R_s(N_q(T_e) + 1)N_q = \frac{N_q}{\tau_q}, \quad (18)$$

式中 τ_q 为非平衡声子的寿命. 由 (18) 式可以解出

$$N_q = \frac{R_s\tau_q}{1 + R_s\tau_q} N_q(T_e). \quad (19)$$

将 (19) 式代入 (17) 式, 有

$$P_{\text{loss}} = \hbar\omega_0 \int_0^\infty dE \frac{g(E)}{\tau_s} [f(E) - f(E + \hbar\omega_0)] \frac{1}{1 + R_s\tau_q} N_q(T_e). \quad (20)$$

依据与求得 (10) 式同样的条件, 即 $E - E_F \gg \hbar\omega_0 \gg kT_e$, 可以得到

$$\frac{P_{\text{loss}}}{n_s} = \frac{\hbar\omega_0}{\tau_s + \tau_q} e^{-\frac{\hbar\omega_0}{kT_e}}. \quad (21)$$

对比 (21) 式与 (10) 式, 可以看出, 在考虑了非平衡声子存在的情况下, 同时考虑声子的发射和吸收, 联立求解电子系统的能量损失率方程和热声子系统的波耳兹曼方程, 就给出测量到的 τ_{avg} 实际上是电子-声子散射时间常数和声子寿命之和, 即

$$\tau_{\text{avg}} = \tau_s + \tau_q. \quad (22)$$

按照这一新的结果, 可以定性地解释在量子阱结构热电子弛豫过程的实验中, 所以获得了相当分散的实验结果, 以及理论上电子-声子散射时间常数与实测的 τ_{avg} 的明显差别, 其主要原因就在于对于不同的材料和结构, 以及在不同的激发条件下, 非平衡声子可以有相当不同的寿命. 因而在二维与三维结构电子-声子相互作用即使变化不大的情况下, 完全可以在实验中得到相当分散的 τ_{avg} 值.

从 (8) 式还可以得到 τ_q 与 τ_s 的关系式

$$\tau_q = \frac{N_q}{N_q(T_e) - N_q} \tau_s. \quad (23)$$

从 (23) 式可以看出下列两个极端的情况:

当 $T = T_i$ 时, $N_q(T) = N_q(T_i) \approx 0$, 即 $\tau_q = 0$. 这种情况即对应非平衡声子寿命为 0, 或不存在非平衡声子.

当 $T = T_e$ 时, $N_q(T) = N_q(T_e)$, 即 $\tau_q = \infty$, 这种情况即对应非平衡声子寿命为无限大, 即热电子系统与热声子系统温度相同, 热电子系统不再损失能量, 非平衡声子系统也得以维持.

在 $\hbar\omega_0 \gg kT$ 的情况下,可以得到

$$\ln \frac{\tau_e}{\tau_e + \tau_i} + \frac{\hbar\omega_0}{kT} = \frac{\hbar\omega_0}{kT}. \quad (24)$$

根据(24)式,可以通过 τ_e 的理论值以及实验测得的值 $\tau_{avg} = \tau_e + \tau_i$, 以及热电子系统温度 T_e , 求得热声子系统的温度 T .

本文通过在量子阱结构中的热电子弛豫过程中考虑非平衡声子的存在,同时考虑声子的发射和吸收,联立求解热电子系统的能量损失率方程和热声子系统的波耳兹曼方程,得出在诸多的量子阱结构热电子弛豫过程的实验中测得的 τ_{avg} 值,实际上是电子-声子散射时间常数与非平衡声子寿命之和,从而定性地解释了在不同实验过程中得到的相当分散的实验值实际上与非平衡声子寿命有关.进一步从实验上确定非平衡声子寿命,利用喇曼散射测定声子的温度,以及定量地研究非平衡声子寿命与量子阱结构参数、激发强度的关系,将进一步揭示热电子弛豫过程的本质,从而为电子-声子相互作用的基础物理以及高速量子阱结构器件的研制提供坚实的基础.

- [1] J. Shah, *Solid State Electronics*, 21(1978), 43.
- [2] C. V. Shank, R. L. Fork, R. Yen, J. Shah, B. I. Greene, A. C. Gossard and C. Weisbuch, *Solid State Comm.*, 47(1983), 981.
- [3] J. F. Ryan, R. T. Jaylor, T. J. Turberfield, A. Maciel, J. M. Worlock, A. G. Gossard and W. Weigmann, *Phys. Rev. Lett.*, 53(1984), 1841.
- [4] 徐仲英、李玉璋、徐俊英、许继宗、郑宝贞、庄蔚华、葛惟银, *物理学报*, 36(1987), 1330.
- [5] P. J. Price, *Superlattices and Microstructures*, 1(1985), 255.
- [6] C. H. Yang, Jean M. Carlson-Swikdle, S. A. Lyon and J. M. Worlock, *Phys. Rev. Lett.*, 55(1985), 2359.
- [7] F. A. Riddoch and B. K. Ridley, *J. Phys. C*, 16(1983), 6971.

NONEQUILIBRIUM PHONON EFFECTS IN HOT CARRIER RELAXATION PROCESSES OF MULTIPLE QUANTUM WELL STRUCTURES

LI YU-ZHANG XU ZHONG-YING GE WEI-KUN XU JI-SONG

ZHENG BAO-ZHEN ZHUANG WEI-HUA

Institute of Semiconductors, Academia Sinica

(Received 24 December 1988)

ABSTRACT

Considering the phonon absorption and the phonon emission, we solve the equation for average energy loss rate of carriers and the hot phonon Boltzmann equation. We find that τ_{avg} is a sum of the electron phonon interaction time constant and the nonequilibrium phonon decay time.