

含双 T 形量子结构的量子波导中声学声子 输运和热导*

彭小芳[†] 陈丽群 罗勇锋 刘凌虹 王凯军

(中南林业科技大学理学院, 长沙 410004)

(2012 年 7 月 13 日收到; 2012 年 9 月 28 日收到修改稿)

采用散射矩阵方法, 研究了含双 T 形量子结构的量子波导中声学声子输运和热导性质. 结果表明: 在极低温度, 双 T 形量子结构能增强低温热导; 相反地, 在相对较高的温度范围, 双 T 形量子结构能降低低温热导. 而在整个低温范围内, 增加散射区域最窄处的宽度能增强低温热导. 计算结果表明可以通过调节含双 T 形量子结构的量子波导结构来调控声子的输运概率和热导.

关键词: 声学声子输运, 热导, 量子结构

PACS: 68.65.Hb, 66.70.Df

DOI: 10.7498/aps.62.056805

1 引言

近年来, 量子器件, 由于其独特的物理性质以及潜在的应用前景, 受到越来越多的关注. 作为量子器件稳定运行的关键因素, 量子器件中的热输运性质受到越来越多科研群体的重视. 在 1998 年, Rego 等^[1] 理论上预言温度趋近于 0K 时热导应该是量子化的, 其值为 $\pi^2 k_B T / (3h)$, 其中 k_B 是玻尔兹曼常数, h 是普朗克常数, T 是绝对温度, 且该普适数值与一维量子线的几何细节无关. 在 2000 年, Schwab 等^[2] 实验证实了极低温度条件下热导量子化现象, 且在极低温度范围内存在量子化热导平台. 进一步的研究表明量子化热导现象是一种独立于能量载体的普遍现象^[3-5]. 这些研究结果大大激发了科研群体的研究兴趣, 许多有意义的科学成果, 例如在不对称 Y 形量子结构中声学声子模的分裂行为^[6], 双突变量子结构中声子热输运的耦合影响^[7], 三端接口的低维量子线中非线性热现象^[8], 低温量子热导的破坏与恢复^[9], 最低的四支声学模具有 0 起振频率^[10], 等等见诸报道. 这些研究表

明, 在低温条件下的半导体量子结构中, 热输运由一支支离散的具有不同截止频率的声学振动模所支配^[11], 随着量子通道尺寸的下降, 界面对声子的散射增强, 同时声子群速也随着下降, 导致热导明显下降^[12]. 许多研究组深入研究了各种具有不光滑连接^[13-17]、粗糙表面^[18]、结构缺陷^[11]和凸凹结构^[19-22]的纳米结构中及硅纳米线^[23]、碳纳米管^[24,25]和一维链^[26]中的热输运性质, 这些研究表明, 量子结构的热输运性质与量子结构的几何细节密切相关. 谢等^[27]比较了 T 形与凹形量子结构中衰减态对热输运的影响, 他们的研究只涉及到主量子线中传播态 0 模与高阶激发态共存的情形. 然而, 当温度趋近于 0 K 时, 主量子线中只有传播态 0 模被激发. 在这种情形下, 当散射区域 T 形与凹形量子结构并存时衰减态与传播态对热导的共同影响很少见诸报道.

本文研究了含双 T 形纳米结构中的声学声子输运概率和热导, 在极低温, 当双 T 形量子结构存在于散射区域时, 仅仅传播态 0 模与衰减态存在于 T 形量子结构中, T 形量子结构中衰减模的衰减长度增强, 导致声学声子的输运概率增加, 从而导致

* 湖南省教育厅青年项目 (批准号: 12B136) 和中南林业科技大学人才引进计划 (批准号: 104-0160) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: pengxiaofang11@yahoo.com.cn

热导增加. 在相对较高的温度区域, 更多的高频高阶声学模被激发, T 形量子结构对高频高阶声学模的散射增强, 从而导致热导降低. 同时, 增加量子结构最窄处的宽度能有效增加低温热导. 此外, 结果表明可以通过调节结构参数来控制声子透射和热导, 这对量子器件的设计是非常有用的.

2 理论模型和公式

量子结构如图 1 所示: 两条半无限长主量子线之间附加一条有限长度的具有双 T 形垂直散射结构的量子散射区域, 整个结构分为七个区域 I, II, III, IV, V, VI 和 VII, 区域 I 和 VII 的宽度为 a , 区域

II, IV 和 VI 的宽度为 c , 端线长度分别为 b_1, b_3 和 b_5 . 区域 III 和 V 的宽度为 h_1 和 h_2 , 长度分别为 b_2 和 b_4 . 假定区域 I 和 VII 的温度分别是 T_1 和 T_2 , 且其温度差 δT ($\delta T = T_1 - T_2 > 0$) 很小, 在计算中我们能够用平均温度 T [$T = (T_1 + T_2)/2$] 代替区域 I 和 VII 的温度. 在弹性散射近似下, 量子线中的热导可以写成^[1]

$$K = \frac{\hbar^2}{k_B T^2} \sum_m \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_m}^{\infty} \tau_m(\omega) \frac{\omega^2 e^{\beta\hbar\omega}}{(e^{\beta\hbar\omega} - 1)^2} d\omega, \quad (1)$$

其中 τ_m 为区域 I 中的第 m 支模经过中间散射区域后进入区域 VII 的运输概率, ω_m 为第 m 支模的起振频率, $\beta = 1/(k_B T)$, k_B 为玻尔兹曼常数, T 为绝对温度. 计算热导的关键是计算运输概率 τ_m .

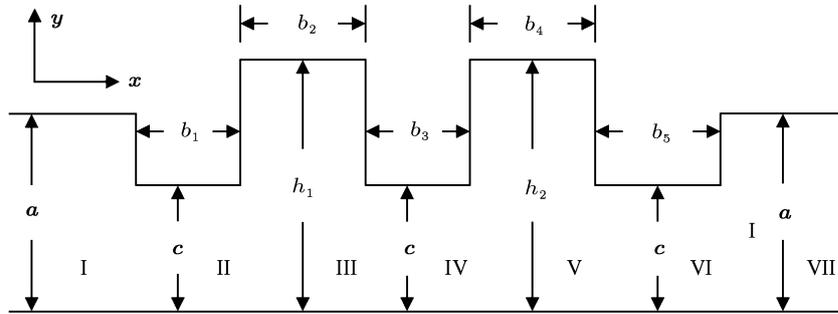


图 1 含双 T 形量子结构的量子波导结构示意图

对于图 1 所示结构, 存在三种极化的声学声子模: x - y 平面内的纵向极化 P 模和垂直极化 SV 模, 以及 z 方向的水平极化的 SH 模. 由于 x - y 平面极化的声学模 (P 和 SV) 与 z 方向极化的 SH 模是退耦合的, 本文只讨论 SH 模的传播. 我们考虑在极低温下 SH 波入射的情况. 在弹性近似下, 位移场方程满足拉姆势方程

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - v_{SH}^2 \nabla^2 \psi = 0, \quad (2)$$

其中 v_{SH} 是 SH 声学波的速度, 与质量密度 ρ 和弹性常数 C_{44} 的关系为

$$v_{SH}^2 = C_{44}/\rho. \quad (3)$$

根据边界处满足应力自由边界条件 $\hat{n} \cdot \nabla \psi = 0$, 其中 \hat{n} 是边界法线方向的单位矢量, 我们得出各区域 ξ

[ξ : 区域 I, II, III, IV, V, VI 和 VII] 的解为如下形式:

$$\psi^\xi(x, y) = \sum_{n=1}^{N^\xi} \left[A_n^\xi e^{ik_n^\xi(x-x_\xi)} + B_n^\xi e^{-ik_n^\xi(x-x_\xi)} \right] \phi_n^\xi(y), \quad (4)$$

其中 x_ξ 是区域 ξ 在 x 方向的边界坐标; A_n^ξ 和 B_n^ξ 分别为区域 ξ 中沿 x 正方向与负方向传播的声学模波函数的待定系数, n 代表激发的声学模, 其中 0 模为截止频率为 0 的声学模, $n(n > 0)$ 模为截止频率大于 0 的声学模; 根据能量守恒, k_n^ξ 与入射声子频率 ω , 以及 SH 声学波的速度 v_{SH} 和区域 ξ 的宽度 w_ξ 满足如下关系:

$$\omega^2 = k_n^{\xi 2} v_{SH}^2 + \frac{n^2 \pi^2 v_L^{\xi 2}}{w_\xi^2}, \quad (5)$$

且各个区域 $\phi_n^\xi(y)$ 的表达形式应为

$$\phi_n^\xi(y) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{w_\xi}} \cos \frac{n\pi}{w_\xi} y, & (n \neq 0), \\ \sqrt{\frac{1}{w_\xi}}, & (n = 0). \end{cases} \quad (6)$$

根据位移和应力在各界面处连续的边界条件, 利用散射矩阵方法即可求出透射概率 τ_m , 再由 (1) 式求出该纳米结构的热导.

3 数值结果和分析

图 2 描述的是总运输概率 τ 随约化频率 ω/Δ 的变化关系. 其中图 2(a) 是在突变不连续量子结构中不存在 T 形量子结构时总的运输概率随约化频率的变化关系, 图 2(b) 是在突变不连续量子散射结构中不存在一个 T 形量子结构时总的运输概率随约化频率的变化关系, 图 2(c) 为在突变不连续量子散射结构中不存在两个 T 形量子结构时总的运输概率随约化频率的变化关系. 对于一根理想的量子线, 当不存在结构对声子的散射时, 总的运输谱线呈现理想的量子台阶行为. 由于横向量子结构对声子的受限影响, 相邻弹性声子模激发的位置总是局限于 $\Delta = \omega_{n+1} - \omega_n = \pi v_{\text{SH}}/a$. 当存在不连续量子散射结构时, 量子结构对声子的散射导致透射曲线被下降的峰-谷运输曲线所代替. 随着散射结构横向宽度的减小, 散射结构对声子的散射增强, 总的运输概率明显下降. 而对于频率趋近于零的低频长波长声学声子, 不管结构如何变化, 当频率趋近于 0 时, 声子的运输概率总趋近于 1, 这是由于长波长声学声子的波长远大于散射区域的结构尺寸, 量子结构对长波长声学声子的散射可以忽略的缘故. 当散射结构中不存在一个 T 形量子结构时, 总的运输谱线曾现更多的峰-谷结构, 特别是在高频区域. 这是由于 T 形量子结构增加了对声学波的反射, 而反射的声学波与透射声学波相互耦合, 导致一些声子的透射增强, 表现为透射峰. 若反射声学波与入射声学波相位相消时, 会导致声子的透射减弱, 表现为透射谷, 从而导致更多声子波-谷结构的存在. 当散射结构中不存在两个 T 形量子结构时, 在高频区域, 增加的 T 形量子结构对声子的散射进一步增强, 从而导致声子透射曲线进一步下降. 然而, 当约化频率 ω/Δ 在约 0—0.4 的低频区域, 量子结构中不存在一个 T 形量子结构的

运输概率大于不存在 T 形量子结构的运输概率, 量子结构中不存在两个 T 形量子结构的运输概率大于存在一个 T 形量子结构的运输概率. 这是由于在这样的低频区域, 由 (2) 式可得, 仅仅传播 0 模以及高阶衰减模, 其波矢为: $k_m^\xi = \sqrt{\omega^2 - (\omega_m^\xi)^2}/v_{\text{SH}}$ (ω_m^ξ 为区域 ξ 第 m ($m \geq 1$) 支模的截止频率, 且 $\omega < \omega_m$), 存在量子结构中, 当 T 形量子结构存在散射结构中, 衰减模的衰减长度变长, 这为声子通过 T 形量子结构提供了便利, 从而导致该区域声子有较高的运输概率. 若两个量子 T 形结构存在散射结构中时, 散射结构中更多子区域衰减态的衰减长度增长, 从而有更多的子区域为声子的运输提供便利, 进一步导致声子在该入射频率范围透射概率增强, 从而大于存在单 T 形量子结构的声子运输概率.

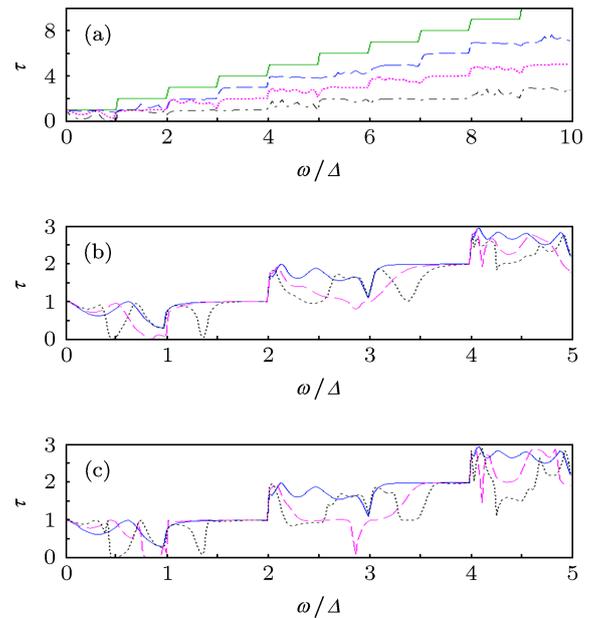


图 2 总的运输概率 τ 随约化频率 ω/Δ ($\Delta = \pi v_{\text{SH}}/a$) 的变化 (a) $a = 20 \text{ nm}$, $b_1 = b_2 = b_3 = b_4 = b_5 = 5 \text{ nm}$, $c = h_1 = h_2 = 20 \text{ nm}$ (实线), 15 nm (划线), 10 nm (点线), 5 nm (点划线); (b) $a = 20 \text{ nm}$, $b_1 = b_2 = b_3 = b_4 = b_5 = 5 \text{ nm}$, $c = 10 \text{ nm}$, $h_1 = 10$, $h_2 = 10$ (实线), 20 nm (划线), 30 nm (点线); (c) $a = 20 \text{ nm}$, $b_1 = b_2 = b_3 = b_4 = b_5 = 5 \text{ nm}$, $c = 10 \text{ nm}$, $h_1 = h_2 = 10 \text{ nm}$ (实线), 20 nm (划线), 30 nm (点线)

由于低温量子结构中, 0 模是热导的主要提供通道, 在图 3 中, 我们进一步研究 0 模运输概率 τ_0 随约化频率 ω/Δ 的变化关系. 其中图 3(a) 为突变不连续量子结构中不存在一个 T 形量子结构时 0 模的运输概率随约化频率的变化关系, 图 2(b) 为突变不连续量子结构中不存在两个 T 形量子结构时 0 模的

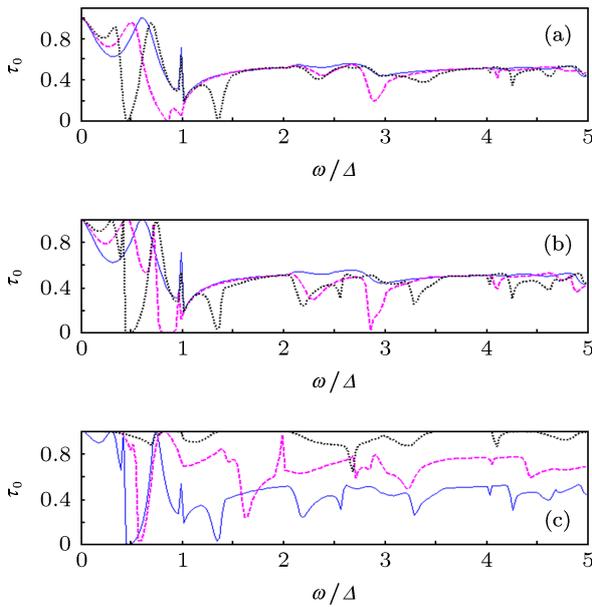


图3 0 模的传输概率 τ_0 随约化频率 ω/Δ ($\Delta = \pi v_{SH}/a$) 的变化 (a) $a = 20 \text{ nm}$, $b_1 = b_2 = b_3 = b_4 = b_5 = 5 \text{ nm}$, $h_1 = 20 \text{ nm}$, $c = 10 \text{ nm}$, $h_2 = 10 \text{ nm}$ (实线), $c = 10 \text{ nm}$, $h_2 = 20 \text{ nm}$ (划线), $c = 10 \text{ nm}$, $h_2 = 30 \text{ nm}$ (点线); (b) $a = 20 \text{ nm}$, $b_1 = b_2 = b_3 = b_4 = b_5 = 5 \text{ nm}$, $c = 10 \text{ nm}$, $h_1 = h_2 = 10 \text{ nm}$ (实线), 20 nm (划线), 30 nm (点线); (c) $a = 20 \text{ nm}$, $b_1 = b_2 = b_3 = b_4 = b_5 = 5 \text{ nm}$, $h_1 = h_2 = 30 \text{ nm}$, $c = 10 \text{ nm}$ (实线), 15 nm (划线), 20 nm (点线)

传输概率随约化频率的变化关系, 图 2(c) 为在突变不连续量子结构中两个 T 形量子结构时改变最窄宽度 c 0 模的传输概率随约化频率的变化关系. 在图 2(a) 中, 入射约化低频 ω/Δ 约为 0—0.4 的频率范围时, 存在一个 T 形量子结构时 0 模声子传输概率明显大于不存在 T 形量子结构时 0 模声子传输概率, 这是由于仅传播态 0 模被激发, 其他的模为衰减态, 这些衰减态的衰减长度随着 T 形量子结构的存在而增加, 方便了声子的传输; 而 T 形量子结构虽然增加了对声子的散射, 但是, 这种散射对于长波长 0 模声子而言可以忽略不计, 从而导致了 0 模声子透射的增加. 若增加 T 形量子结构的横向长度, 增加了些衰减态的的衰减长度, 从而导致 0 模声子传输概率在低频区域进一步增强. 当两个 T 形量子结构存在于散射区域时, 衰减态的衰减长度增加的子区域由一个变成了两个, 导致了 0 模声子在低频区域当存在两个 T 形量子结构时传输概率大于只存在一个 T 形量子结构的传输概率. 然而, 在高频区域 0 模声子的传输概率则存在相反的结果: 不存在 T 形量子结构的 0 模的传输概率大于存在一个 T 形量子结构的 0 模的传输概率, 只存在一个 T 形量子结构的 0 模的传输概率大于存在两个 T

形量子结构的 0 模的传输概率. 这是由于 T 形量子结构对高频声子散射的增强与 T 形量子结构的存在增加了更多的声学传播模从而有更多的声子通道传输声子形成了一种竞争态势. 很显然, 在高频区域, T 形量子结构对高频声子的散射影响明显大于 T 形量子结构的存在导致更多声学传播模被激发进而增强了 0 模高频声子透射的效果, 从而导致 0 模声子在存在 T 形量子结构时传输概率明显变小的缘故. 若增宽散射结构最窄宽度 c , 不仅在低频区域能增加衰减模的衰减长度, 高频区域能增加传播态声学模的数目; 同时, 最窄宽度处宽度的增加减小了对声子的散射; 这些综合因素导致 0 模声子的传输概率在从低频到高频的整个频率范围的增加.

图 4 描述的是在应力自由边界条件下约化热导随温度的变化. 其中图 4(a) 和 (b) 分别为在双 T 形量子结构不同的横向宽度的条件下总的约化热导以及 0 模的约化热导随 T 的变化, 4(c) 和 (d) 分别为存在双 T 形量子结构时不同最窄横向宽度 c 的条件下总的约化热导以及 0 模的约化热导随 T 的变化. 研究表明, 对于一根理想的量子线, 当温度趋近于 0 K 时, 仅仅长波长声学声子被激发, 且在理想的量子结构中弹性声子能够没有散射地通过, 所以热导在极低温范围内呈现理想的量子热导平台. 随着温度的增加, 截止频率大于 0 的高阶声学模被激发, 热导随着温度的增加而单调增加. 而随着具有双 T 形量子结构的存在, 散射结构对声子的散射增强, 热导明显下降. 这种散射对高阶声子的热传输非常明显, 所以较高的温度区域热导下降非常明显. 而当温度趋近于 0 K 时, 不管 T 形量子结构存在与否, 热导总是趋近于量子热导值 $\pi^2 k_B^2 T / (3h)$. 这是由于当温度趋近于 0 K 时, 仅仅长波长声学声子被激发, 量子结构对这种声子的散射可以忽略不计的缘故. 而在低温区域, 存在双 T 形量子结构的热导比不存在双 T 形量子结构的热导值大, 这是由于温度很低时, 仅仅传播模 0 模以及衰减模存在, 当 T 形量子结构存在时, 衰减模的衰减长度增长, 为低温热传输提供了方便, 而双 T 形量子结构对长波长声学声子的散射可以忽略不计, 从而导致低温热导在双 T 形量子结构存在时相对较强的缘故. 而在较高的温度范围, 存在双 T 形量子结构的热导值比不存在双 T 形量子结构的热导值低, 这是由于在较高的温度区域, 更多的高阶声学模被激发, 高频短波长声学声子对散射区域的结构更敏感, 更容易被 T 形量子结构散射的缘故.

在相对较高温度范围, 双 T 形散射结构的横向宽度 $h_1 = h_2 = 20 \text{ nm}$ 对应的热导值与 $h_1 = h_2 = 30 \text{ nm}$ 对应的热导值相差不大, 这是由于在较高的温度区域, 虽然随着双 T 形散射结构横向宽度的增加, 结构对声子的散射增强了, 同时更多的传播态声学模存在双 T 形散射结构, 这为热输运提供了便利, 两个因素此增彼减的综合影响导致了这种结果. 若仅增加最窄横向宽度 c , 总的热导与 0 模的热导在整

个低温范围皆明显增加. 这是由于在极低温范围, 当仅仅传播态 0 模被激发, 衰减态的衰减长度随着最窄横向宽度 c 的增加而增长, 这导致了低温热导随着最窄横向宽度 c 的增加而增加; 在较高温度区域, 更多的传播声学模随着最窄横向宽度 c 的增加而增加, 同时结构对声学声子的散射也减小了, 综合这些因素, 导致热导随着宽度 c 的增加而明显增加.

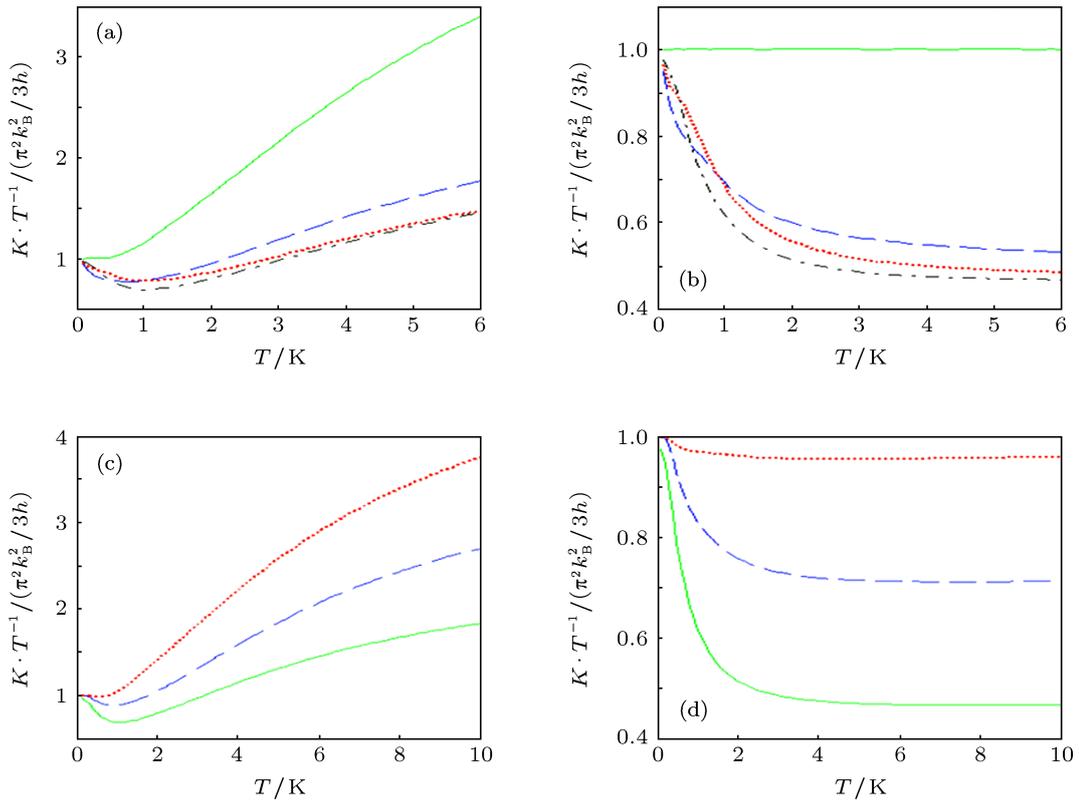


图 4 热导随温度 T 的变化 (a) 和 (b) $a = 20 \text{ nm}$, $b_1 = b_2 = b_3 = b_4 = b_5 = 5 \text{ nm}$, $c = h_1 = h_2 = 20 \text{ nm}$ (实线), $c = h_1 = h_2 = 10 \text{ nm}$ (划线), $c = 10 \text{ nm}$, $h_1 = h_2 = 20 \text{ nm}$ (点线), $c = 10 \text{ nm}$, $h_1 = h_2 = 30 \text{ nm}$ (点划线); (c) 和 (d) $a = 20 \text{ nm}$, $b_1 = b_2 = b_3 = b_4 = b_5 = 5 \text{ nm}$, $h_1 = h_2 = 30 \text{ nm}$, $c = 10 \text{ nm}$ (实线), $c = 15 \text{ nm}$ (划线), $c = 20 \text{ nm}$ (点线)

在图 5 中我们研究了应力自由边界条件下, 总的约化热导随 h_2 以及 c 的变化. 其中图 5(a) 和 5(b) 分别为在温度 $T = 0.2 \text{ K}$ 以及 6 K 不同温度条件下总的约化热导随 h_2 的变化, 图 5(c) 和 (d) 分别为在温度 $T = 0.2 \text{ K}$ 以及 6 K 的不同温度条件下总的约化热导随 c 的变化. 当温度为 0.2 K 时, 仅仅最低的激发态声学模 0 模和截止频率大于 0 的高阶衰减模存在于散射结构中, 当一个 T 形量子结构的横向宽度单调从 10 nm 增加到 30 nm 时, 热导单调增加, 这是由于衰减模的衰减长度随着 T 形量子结构的横向宽度的增加相应增长, 声子更容

易通过 T 形量子结构, 从而导致低温热导单调增加. 当单调增加的 T 形量子结构由一个增加到两个时, 低温热导增加更快, 这是由于在这样的量子结构中, 散射区域范围内更多的子区域中有更多的衰减模的衰减长度增加了, 从而有更多的子区域为声子的输运提供方便, 继而导致低温热导的增加更快. 相反地, 当温度为 6 K 时, 随着 T 形量子结构横向宽度从 10 nm 增加到约 12 nm , 热导总是单调降低. 这是由于在较高的温度区域, 高阶声学声子模被激发, 高频短波声子更容易被 T 形量子结构散射的缘故. 随着 T 形量子结构横向宽度进一步增

加,一方面,增加的 T 形结构横向尺寸增加了对高频短波声子的散射,另一方面,更多的声学模随着 T 形结构横向尺寸的增加而别激发,导致弹性声学声子更容易通过量子结构,这两个方面的综合影响导致热导不再单调减少;同时,在 T 形结构中,被 T 形结构反射回来的弹性声子与入射声子耦合,导致热导曲线呈现振荡的行为.而增加最窄横向宽度

c 的值,不管是在温度为 0.2 K 还是 6 K,热导总是单调增加的,这是由于当最窄横向宽度 c 从 10 nm 增加到约 20 nm 时,在低温条件下增加了衰减模的衰减长度,而在较高的温度时,不仅增加了传播态声学声子模的数目,同时也减小了对弹性声子的散射,从而导致热导在整个低温范围内总是单调增加.

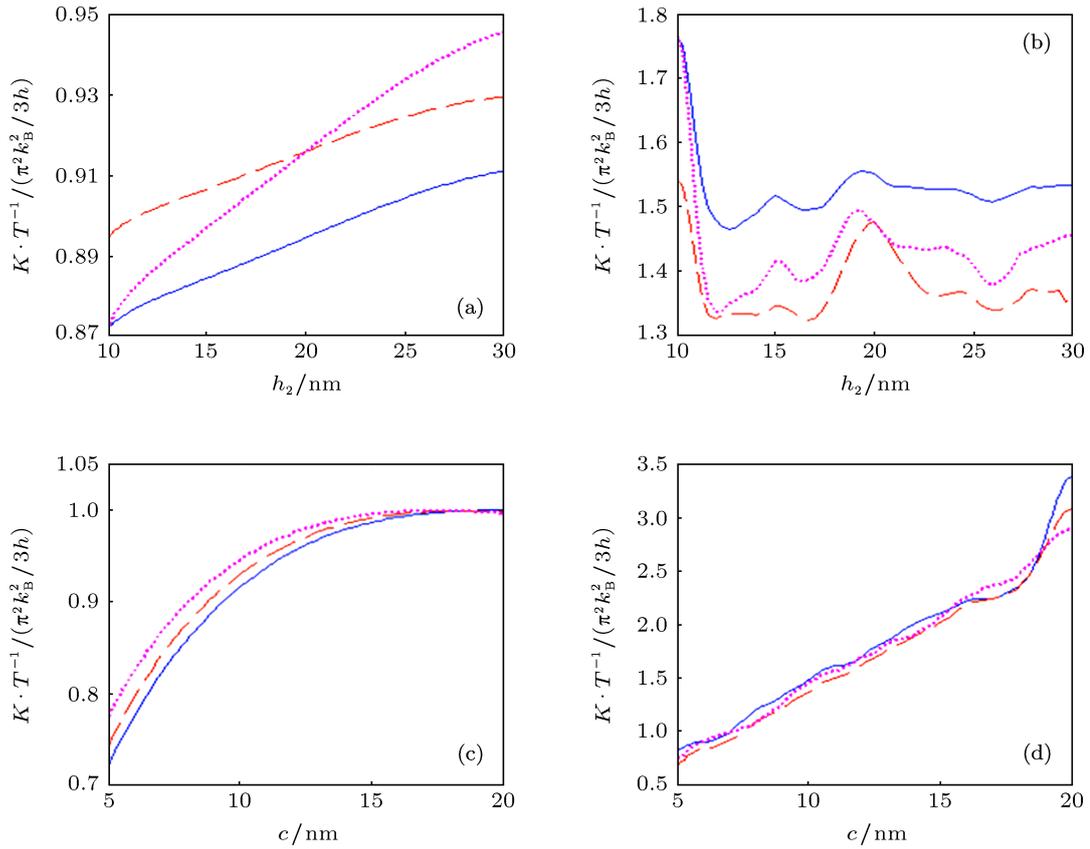


图 5 总的导热随 h_2 以及 c 的变化 (a), (b) 对应的结构 $a = 20$ nm, $b_1 = b_2 = b_3 = b_4 = b_5 = 5$ nm, $c = h_1 = 10$ nm(实线), $c = 10$ nm, $h_1 = 20$ nm(划线), $c = 10$ nm, $h_1 = h_2$ (点线); (a) 对应温度 $T = 0.2$ K; (b) 对应温度 $T = 6$ K; (c), (d) 对应的结构 $a = 20$ nm, $b_1 = b_2 = b_3 = b_4 = b_5 = 5$ nm, 温度 $T = 0.2$ K, $h_2 = h_1 = 20$ nm(实线), $h_1 = 20$ nm, $h_2 = 30$ nm(划线), $h_1 = h_2 = 30$ nm(点线); (c) 对应温度 $T = 0.2$ K; (d) 对应温度 $T = 6$ K

4 结论

本文利用散射矩阵方法研究了含双 T 型量子结构的量子波导中的声学声子运输概率和热导性质,得到了一些有趣的物理结果: 1) 在极低的温度范围内 T 形量子结构能加强低温热导,且增加的值

与 T 形量子结构的个数以及横向宽度密切相关.而在相对较高的温度区域,双 T 形量子结构能降低低温热导. 2) 在整个低温范围内,增加散射区域最低窄处的宽度能有效增加低温热导. 3) 计算结果表明可以通过调节含双 T 形量子结构的量子波导结构来控制声子的运输概率和热导.

- [1] Rego L G C, Kirczenow G 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 232
- [2] Schwab K, Henriksen E A, Norlock J M, Roukes M L 2000 *Nature* (London) **404** 974
- [3] Meschke M, Guichard W, Pekola J 2006 *Nature* (London) **444** 187
- [4] Ojanen T, Heikkila T T 2007 *Phys. Rev. B* **76** 073414
- [5] Chiatti O, Nicholls J T, Proskuryakov Y, Lumpkin Y N, Farrer I, Ritchie D A 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 056601
- [6] Li W X, Chen K Q, Duan W H, Wu J, Gu B L, 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 822
- [7] Peng X F, Chen K Q 2010 *Physica E* **42** 1968
- [8] Ming Y, Wang Z X, Li Q, Ding Z Z 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 143508
- [9] Tanaka Y, Yoshida F, Tamura S 2005 *Phys. Rev. B* **71** 205308
- [10] Peng X F, Chen K Q, Wang Q, Zhou B S 2010 *Phys. Rev. B* **81** 195317
- [11] Chen K Q, Li W X, Duan W H, Shuai Z, Gu B L 2005 *Phys. Rev. B* **72** 045422
- [12] Pekka H 2009 *Microsyst Technol* **15** 75
- [13] Cross M C, Lifshitz R 2001 *Phys. Rev. B* **64** 85324
- [14] Chang C M, Geller M R 2005 *Phys. Rev. B* **71** 125304
- [15] Tang L M, Wang L L, Chen K Q, Huang W Q, Zou B S 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 163505
- [16] Peng X F, He M D, Wang X J, Chen L C, Pan C L, Luo Y F 2011 *Physica E* **43** 1065
- [17] Peng X F, Wang X J, Chen L Q, Chen K Q 2012 *EPL* **98** 56001
- [18] Santamore D H, Cross M C 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 115502
- [19] Li W X, Chen K Q, Duan W H, Wu J, Gu B L 2004 *J. Phys.: Condens. Matter* **16** 5049
- [20] Yang P, Sun Q F, Guo H, Hu B B 2007 *Phys. Rev. B* **75** 235319
- [21] Yao L J, Wang L L 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3100 (in Chinese) [姚凌江, 王玲玲 2008 物理学报 **57** 3100]
- [22] Peng X F, Wang X J, Gong Z Q, Chen L Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 036806 (in Chinese) [彭小芳, 王新军, 龚志强, 陈丽群 2011 物理学报 **60** 036806]
- [23] Volz S G, Chen G 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 2056
- [24] Li B W, Wang L, Casati G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 184301
- [25] Hu B B, Yang L, Zhang Y 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 124302
- [26] Eckmann J P, Carlos M M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 094301
- [27] Xie F, Chen K Q, Wang Y G, Zhang Y 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 084501

Acoustic phonon transport and thermal conductance in quantum waveguide with abrupt quantum junctions modulated with double T-shaped quantum structure*

Peng Xiao-Fang[†] Chen Li-Qun Luo Yong-Feng Liu Lin-Hong Wang Kai-Jun

(College of Science, Central South University of Forestry and Technology, Changsha 410004, China)

(Received 13 July 2012; revised manuscript received 28 September 2012)

Abstract

By using the scattering matrix method, the transmission coefficient and thermal conductance of acoustic phonon through a quantum waveguide with abrupt quantum junctions modulated with double T-shaped quantum structure at low temperatures are studied. The results show that at very low temperatures, the double T-shaped quantum structure can enhance low-temperature thermal conductance; contrarily, at higher temperatures, the double T-shaped quantum structure can reduce low-temperature thermal conductance. However, in the whole low-temperature region, the low-temperature thermal conductance can be enhanced by adding the narrowest width c in the scattering region. Moreover, it is found that both the transmission coefficient and thermal conductance can be adjusted by changing the structural parameters of the the scattering region.

Keywords: acoustic phonons transport, thermal conductance, quantum structure

PACS: 68.65.Hb, 66.70.Df

DOI: 10.7498/aps.62.056805

* Work supported by the Youth Foundation of Hunan Provincial Education Department of China (Grant No. 12B136), and the Talent Introducing Plan of Central South University of Forestry and Technology (Grant No. 104-0160).

[†] Corresponding author. E-mail: pengxiaofang11@yahoo.com.cn