

# 含半圆弧形腔的量子波导中 声学声子输运和热导特性

姚凌江<sup>†</sup> 王玲玲

(湖南大学物理与微电子科学学院,长沙 410082)

(2007 年 5 月 28 日收到,2007 年 9 月 14 日收到修改稿)

采用散射矩阵方法,研究了在应力自由和硬壁两种典型的边界条件下含半圆弧形腔的量子波导中声学声子输运和热导性质.结果表明在两种边界条件下声子透射谱和热导有着不同的特征.在应力自由边界条件下,能观察到普适的量子化热导现象.当结构为一理想的量子线时,在低温区域有一个量子化平台出现,而当半圆弧形结构存在时,非均匀横向宽度引发的弹性散射使得量子化平台被破坏;在硬壁边界条件下,不可能观察到量子化热导现象,热导随温度的增加单调上升.计算结果表明还可以通过调节半圆弧形结构的半径来调控声子的输运概率和热导.

关键词:声学声子输运,热导,量子体系

PACC:6322,7430E,0365

## 1. 引言

低维纳米尺度结构和器件中的电子态及其输运性质自 20 世纪 80 年代以来已被广泛地研究了<sup>[1-15]</sup>.众所周知,当微结构的尺寸可以与结构的特征尺寸(相干长度)相比拟或更小时,就会发生电子相干输运.在量子相干输运中,一个非常有趣的物理现象是在准一维结构里观察到了量子化电导.在理想情况下,每个自旋简并通道对电导贡献一个量子单元  $2e^2/h$  ( $e$  是电子的电荷,  $h$  是布朗克常数).当量子化电导现象发现以后,当时有人从理论上预测低温下一维量子线中声子的热导也是量子化的.但是热导量子化是一种什么形式,热导量子化单元是什么均没有明确的报道.直到 1998 年 Rego 等采用 Landauer 输运理论,从理论上预言<sup>[16,17]</sup>:低温下一维量子线中声子的热导是量子化的,热导的基本量子化单元是  $\pi^2 k_B^2 T/3h$  ( $k_B$  是玻尔兹曼常数,  $h$  是布朗克常数,  $T$  是温度).实验方面, Tighe 等<sup>[18]</sup>设计了一种测量悬空纳米结构的声子热导的装置,成功地测量了低温下的热导.他们测量的温度达到 1.5 K,但没有发现量子化热导现象.受理论工作的启发,同样是这个研究组,改进了实验, Schwab 等证实了理论

物理学家关于低温下纳米线中热导量子化的预言<sup>[19]</sup>.这些令人兴奋的实验结果大大激发了理论工作者的研究兴趣,从此量子体系中的声学声子输运和热导性质的研究成为研究人员关注的研究热点.各种理论模型和计算方法相继被提出研究各种纳米结构的声子输运和热导机理.分子动力学方法被用来模拟硅纳米线<sup>[20]</sup>、碳纳米管<sup>[21]</sup>和一维链<sup>[22]</sup>中的热导;基于 Fourier 定律、Boltzmann 输运方程和 Landauer 公式的各种计算模型被提出研究一维晶格<sup>[23]</sup>、碳纳米管<sup>[24]</sup>、量子线<sup>[25,26]</sup>、以及准一维介观体系<sup>[27]</sup>中的热导性质.

对于一个理想的量子线结构,理论上已经预言在非常低的温度区域内会出现一个量子化平台<sup>[16,17]</sup>,然而在实验上并没有观察到一个完整的量子化热导平台,而是随温度的升高反而出现热导下降的现象<sup>[19]</sup>,这个原因是什么呢?据分析,可能的原因是由于接触端,表面粗糙或者是杂质和缺陷对声子的散射引起的.但是引起热导下降的深层次的物理原因是什么呢?为了解答这个问题,科学家们研究了在主量子线上有着附加声子散射的量子结构中的声学声子输运和热导.例如,有着粗糙表面<sup>[25]</sup>或结构缺陷<sup>[26]</sup>的量子线、T 型量子波导<sup>[28-30]</sup>、双弯曲量子结构<sup>[31]</sup>、或热库与量子线之间有着不完全的

<sup>†</sup> E-mail: ljyao@hnu.cn

声子耦合<sup>[32,33]</sup>、以及多通道量子波导<sup>[34,35]</sup>、以及周期性量子结构<sup>[35-37]</sup>中的声学声子输运和热导已被报道了.这些研究表明完整的量子化平台仅仅在理想的量子线中才能观察到,当结构中含有附加的非均匀结构时随着温度的上升,热导首先会出现下降现象.随着温度进一步增加,热导再开始上升,量子平台由于非均匀结构的散射被破坏了.这些前人的工作使我们对有着非均匀几何结构散射的量子线中的热输运性质有一个比较深入的了解.

本文研究了如图 1 所示的半圆弧形量子波导中的声学声子输运和热导性质.关于量子波导与外界接触的边界,我们考虑了两种典型的情形,一种情形是结构置身于空气中,另一种情形是将结构镶嵌在硬材料中,对第一种情形,量子波导结构与外界在边界处满足应力自由边界条件,也就是弹性边界条件;对第二种情形,边界条件是硬壁边界条件.由于不同的边界条件,波导内的横向波函数具有不同的形式.通过计算,我们发现这两种不同的情形,声子输运谱和热导随温度的变化有着本质的不同.此外,研究发现半径能在一定的程度上对热导进行调节.我们认为这些结果为这个领域提供了新的内容,将有助于研究人员从理论和实验更深入地理解相关结构中的声学声子输运和热导性质.

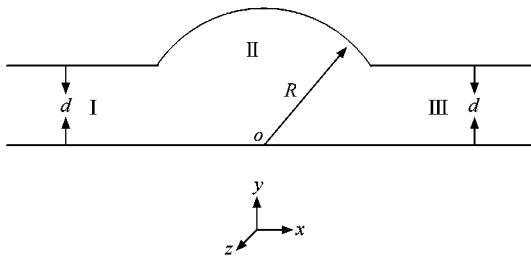


图 1 半圆弧形量子波导结构

## 2. 理论模型和公式

考虑如图 1 所示由 GaAs 材料组成的半圆弧形量子波导结构.区域 I 和 III 是主量子线,有着相同的宽度  $d$ ,区域 II 是半径为  $R$  的半圆弧形结构.这里我们假定区域 I 和 III 的温度分别是  $T_1$  和  $T_2$ ,且其温度差  $\delta T$  ( $\delta T = T_1 - T_2 > 0$ ) 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, II 和 III 的温度.对于图 1 所示的结构,在弹性散射近似下,计算热导的公式可写为<sup>[16,38]</sup>

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

其中  $\tau_m(\omega)$  是区域 I 的第  $m$  个模穿越半圆弧形后进入区域 III 的透射概率, $\omega_m$  是第  $m$  个模的截止频率.计算热导的中心问题是计算透射概率  $\tau_m(\omega)$ ,本文将采用弹性模型计算声学声子的透射概率.对于图 1 所示结构,存在三种极化的声学声子模:纵向极化 P 模,垂直极化 SV 模和水平极化的 SH 模,它们的极化方向分别为  $x, y$  和  $z$  方向<sup>[39]</sup>, $x-y$  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<sup>[37]</sup>.如同前面的工作<sup>[26-37]</sup>,本文也主要讨论 SH 模的传播.实际上其他模式也有着类似的传输性质<sup>[28]</sup>.在弹性散射近似下 SH 模的运动方程为

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

其中  $v_{SH}$  是纵声学波的速度,与质量密度  $\rho$  和弹性常数  $C_{11}$  的关系为

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

为了便于求解,我们把区域 II 分解成  $M$  个子区域,每个子区域可以视为一个均匀的长方形结构,这样弹性运动方程在各个区域  $\xi$ :区域 I, III 和区域 II 的各个子区域  $m$  ( $m = 1, 2, 3, \dots, N_\xi$ ) 中的解可写成如下形式:

$$\Psi^{(\xi)}(x, y) = \sum_{m=0}^{N_\xi} [A_m^{(\xi)} e^{ik_m^{(\xi)} x} + B_m^{(\xi)} e^{-ik_m^{(\xi)} x}] \times \Phi_m^{(\xi)}(y), \quad (4)$$

其中  $\Phi_m^{(\xi)}(y)$  表示在区域  $\xi$  中第  $m$  个模的横向波函数,它的具体形式决定于结构与外界边界条件. $N_\xi$  根据能量守恒  $K^{(\xi)}$  与入射声子频率  $\omega$ ,SH 声学波的速度  $v_{SH}$  和区域  $\xi$  的横向宽度  $d_\xi$  满足如下关系:

$$\omega^2 = k_m^{(\xi)^2} v_{SH}^2 + \frac{m^2 \pi^2 v_{SH}^2}{d_\xi^2}, \quad (5)$$

当在边界取应力自由边界条件即  $\hat{n} \cdot \nabla \Psi = 0$  (其中  $\hat{n}$  是边界法线方向的单位矢量)时,各区域的横向波函数应满足如下方程:

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

而当在边界取硬壁边界条件时,各区域的横向波函

数应满足如下方程：

$$\Phi_m^{(\xi)}(y) = \sqrt{\frac{1}{d_\xi}} \sin \frac{m\pi}{d_\xi} y, \quad (m = 1, 2, \dots), \quad (7)$$

这里,值得特别指出的是(4)式中的求和需包括所有的传播模和衰减模,但在实际运算中,一般只需要包括所有的传播模和有限个衰减模即可.根据相邻两个区域之间的边界条件:位移  $\Psi$  和应力  $C_{44} \partial \Psi / \partial x$  连续,可以得出相邻两个区域系数之间的关系,然后应用散射矩阵方法求出透射概率  $\tau_m(\omega)$ ,再由(1)式可求出热导.散射矩阵方法的计算细节在文献[33]中详细报道了.在数值计算中,我们采用下列弹性常数和密度等参数<sup>[40]</sup>:对 GaAs,  $C_{44} = 5.99$  ( $10^{10} \text{ Nm}^{-2}$ ),  $\rho = 5317.6 \text{ kgm}^{-3}$ ).

### 3. 数值结果和分析

下面我们将运用上面导出的计算公式,从数值上讨论取不同的边界条件时引进半圆弧形腔结构时对量子线中的声子输运和热导的影响.

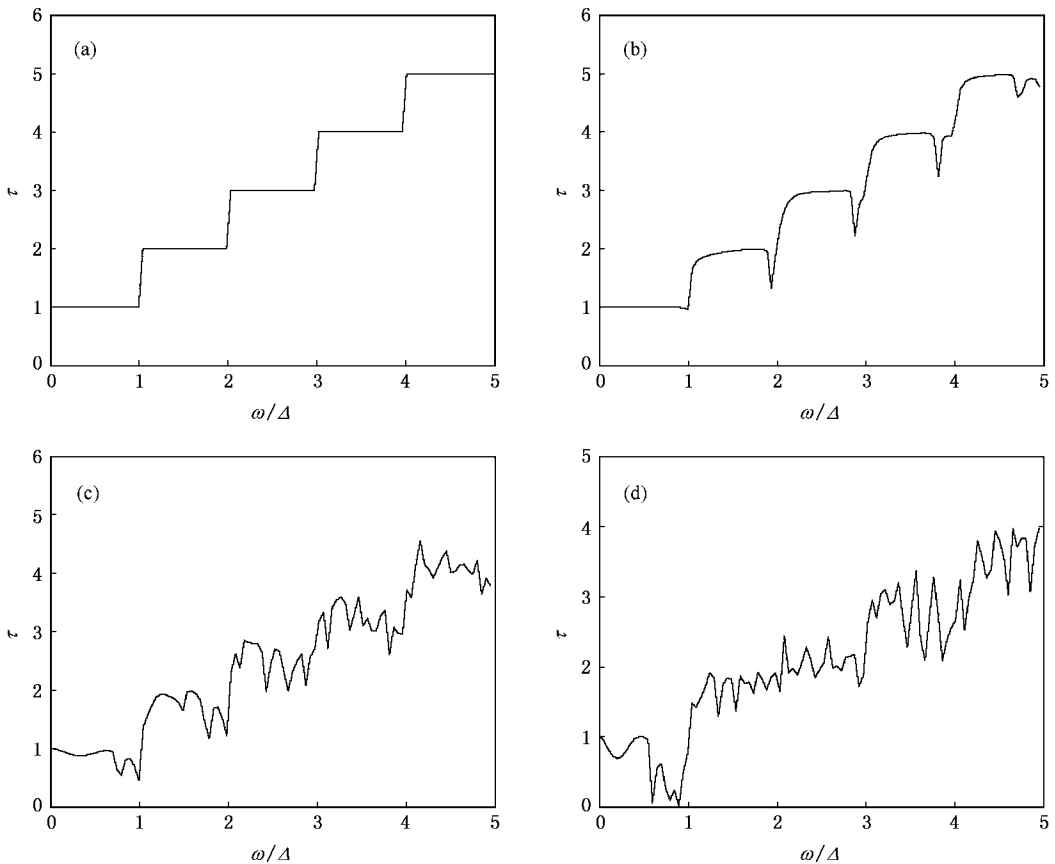


图2 应力自由边界条件下半圆弧形腔的半径  $R$  取不同值时总的透射概率随  $\omega/\Delta$  的变化 (a)–(d) 分别对应  $R = 10 \text{ nm}$ ,  $11 \text{ nm}$ ,  $15 \text{ nm}$  和  $20 \text{ nm}$  (这里,  $d = 10 \text{ nm}$ ,  $\Delta = \pi v_1/d$  ( $v_1$  和  $d$  分别是区域 I 的声速和横向宽度))

图2给出了应力自由边界条件下半径  $R$  取不同的值时总的透射概率随约化频率  $\omega/\Delta$  的变化规律.这里,  $\Delta = \pi v_1/d$  ( $d$  和  $v_1$  是区域 I 的横向宽度和声速).从图2,发现当  $\omega \rightarrow 0$  时,声子透射系数接近 1,而对于电子输运,当费米能级  $\varepsilon_F \rightarrow 0$  时,电子透射系数为 0.对电子输运来说,最低的传播模的能量  $\varepsilon_1 > 0$ ,当  $\varepsilon_F < \varepsilon_1$  时,没有任何模能传播,所以电子透射系数为 0,而对于声子输运来说,应力自由边界条件允许  $\omega_0 = 0$  的模(称为零模)传播,导致声子输运与电子输运有着不同的特征.当半径取值  $R = d = 10 \text{ nm}$ ,此时结构为一理想的均匀量子线,从图2(a),可看到透射谱的完整的量子化台阶,在每个整数约化频率处,由于一个新的模被激发,透射系数出现一个单位的垂直跳跃.这些完整的量子化台阶表明,在这种情况下,声学声子传播过程是类似于电子输运情形<sup>[41]</sup>.而随着半圆弧形腔结构的引进和半径的增加,透射谱的量子化台阶逐渐模糊,代之以不规则的峰-谷结构,此外,总的透射概率随着半径的增加而减小.这些结果从物理上容易理解:在每个界面,都

会发生声波的散射,散射实际上源于在两个不同区域之间的不同声学模之间的耦合.随着半径的增加,在区域 II 的每个子区域,有更多的声子模被激发,这些模将与区域 I 的入射模以及区域 III 的透射模发生强烈耦合,加上子区域之间的多重散射,导致复杂声子输运谱的形成.然而,从图 2,我们能发现,当温度趋近于零,无论半径取何值,输运概率总是为 1,这是因为波长远大于腔半径尺寸,从而不均匀结构对

长波长声子的散射很小.

从图 3 发现,在硬壁边界条件下,声学声子输运谱不同于应力自由边界条件下的输运谱.在硬壁边界条件下,零模不能被激发,所以只有当温度高于阈值温度,此时最低的 1 阶模被激发,才有声子输运发生,而且也没有同样边界条件下的电子输运谱那么平滑.

图 4,给出了应力自由边界条件下半径  $R$  取不

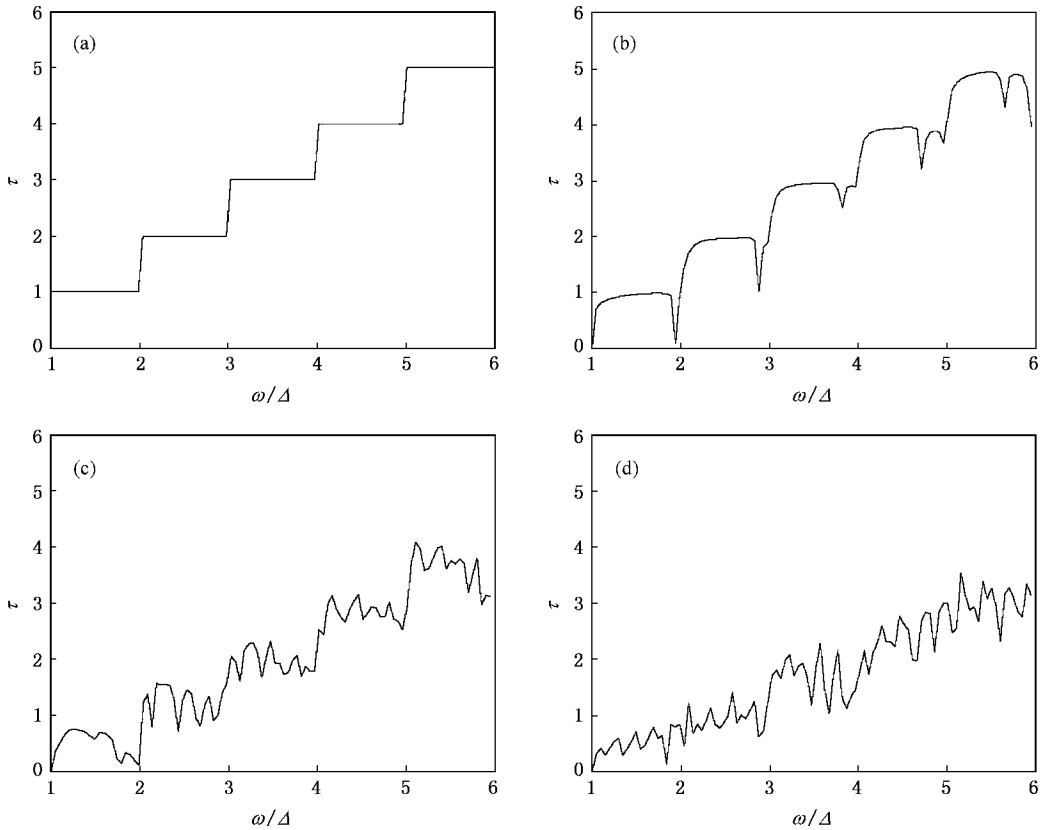


图 3 边界条件下半径  $R$  取不同值时总的透射概率随约化频率  $\omega/\Delta$  的变化 (a)–(d) 分别对应  $R = 10 \text{ nm}$ ,  $11 \text{ nm}$ ,  $15 \text{ nm}$  和  $20 \text{ nm}$  (这里  $d = 10 \text{ nm}$ ,  $\Delta = \pi v_1/d$ )

同值时总的以及最低阶的三个模的约化热导随约化温度的变化规律.图 4(a) 给出了总的  $K/T$  随  $k_B T/\hbar\Delta$  的变化,其中  $K$  是热导,  $T$  为温度,  $\Delta = \pi v_1/d$ , 图 4(b)–(d) 分别对应 0 阶模、1 阶模和 2 阶模的  $K/T$ . 根据计算,对于所给定的温度范围内,仅仅前六支声子模对总的热导作出贡献,其中最低阶的三个模特别是零阶模对热导做出主要贡献.从图 4(a) 可以看出,当  $T \rightarrow 0$  时,只有零阶模被激发,总热导就是零阶模的热导,其值  $K/T$  接近理想的量子化热导单元  $\pi^2 k_B^2 T/3h$ , 且与结构的几何参数无关.这说明半圆弧形结构对长波长极限 ( $\omega \rightarrow 0, k \rightarrow 0$ ) 的声学振动的散射极小.比较图 4(b) (c) 与 (d), 发现 1 阶模和 2

阶模的  $K/T$  随温度线性地增加,而对于零阶模,在很低的温度区域,随温度的上升反而有一个明显地下降,在较高的温度区域,似乎对温度并不敏感.我们认为在很低的温度区域零阶模热导下降是由于主量子线中的零阶模和半圆弧形结构中被激发的声子模的共振耦合引起透射系数的减小而造成的.从图 4,我们发现随着半圆弧形结构半径的增加热导出现下降的现象,这一现象容易理解:随着半径的增加,半圆弧形结构对主量子线中的入射模的散射更强,导致输运概率下降,从而引起热导的降低.这一现象也告诉我们,通过调节半径,可以在一定程度上调控热导的大小.

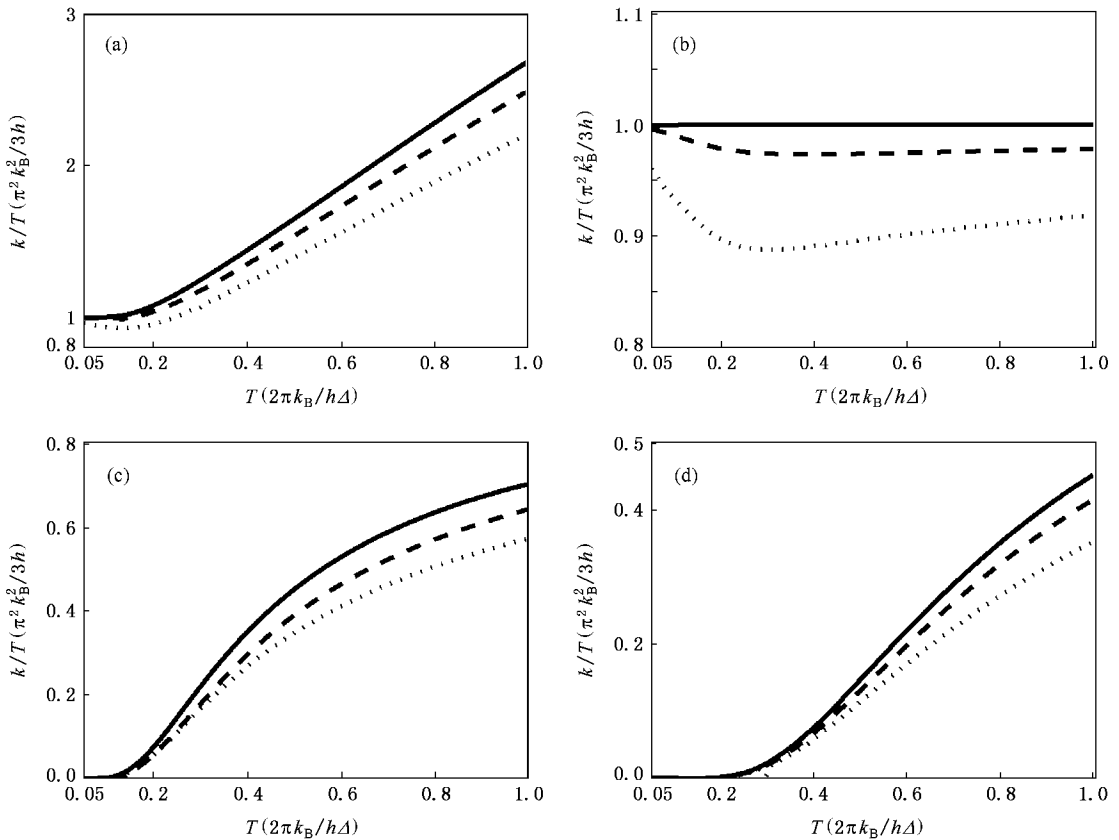


图4 应力自由边界条件下半径  $R$  取不同值时 约化  $K/T$  随约化温度  $k_B T/h\Delta$  的变化关系 (a)表示总的约化  $K/T$  (b)–(d)分别对应0阶模、1阶模和2阶模的约化  $K/T$  (图中实线、虚线和点线分别对应  $R = 10, 11$  和  $15$  nm, 这里  $d = 10$  nm)

作为对比,在图5给出了硬壁边界条件下半径  $R$  取不同值时总的以及最低阶的三个模的约化热导随约化温度的变化规律.图5(a)给出了总的  $K/T$  随  $k_B T/h\Delta$  的变化,而图5(b)–(d)分别对应1阶模、2阶模和3阶模的  $K/T$ .因为在硬壁边界条件下零模不能被激发,最低阶的模是1模,要激发1模,需要达到相应的阈值温度,所以在很低的温度区域,热导为零.在这样的情形下,观察不到热导量子化现象.从图4和图5发现只有在弹性边界条件下,才能观察到热导量子化现象,而且在无半圆弧形腔所引发的不均匀几何结构散射的情况下,才能观察到完整的热导量子化平台.

## 4. 结 论

总之,本文应用散射矩阵方法研究了在应力自由和硬壁两种典型的边界条件下含半圆弧形腔的量子波导结构中的声学声子输运和热导性质.观察到

一些有趣的物理现象:1)当量子波导为一理想的量子线时,声学声子输运谱显示完整的量子化台阶,类似电子输运谱.然而由于应力自由边界条件允许零阶模的传播,导致声子输运谱与电子输运谱有着不同的特征,也与硬壁边界条件下声子输运谱不同.当引入半圆弧形腔结构时,由于不均匀横向宽度导致强的模-模耦合及多重散射,导致声子输运谱呈复杂的峰-谷结构.2)在应力自由边界条件下,当温度趋于零时,可观察到量子化热导现象,且热导量子化基本单元为  $\pi^2 k_B^2 T/3h$ .随着温度的升高,热导下降,在更高的温度,由于高阶横模的激发,热导随温度单调上升,当结构为一理想的均匀量子线时,在低温区域有一个量子化平台出现,当半圆弧形结构存在时,附加的散射使得量子化平台被破坏.这些结果与以前的实验和理论报道一致.3)在硬壁边界条件下,观察不到量子化热导现象.4)计算结果表明可以通过调节半圆弧形腔结构的半径来控制声子的透射概率和热导.

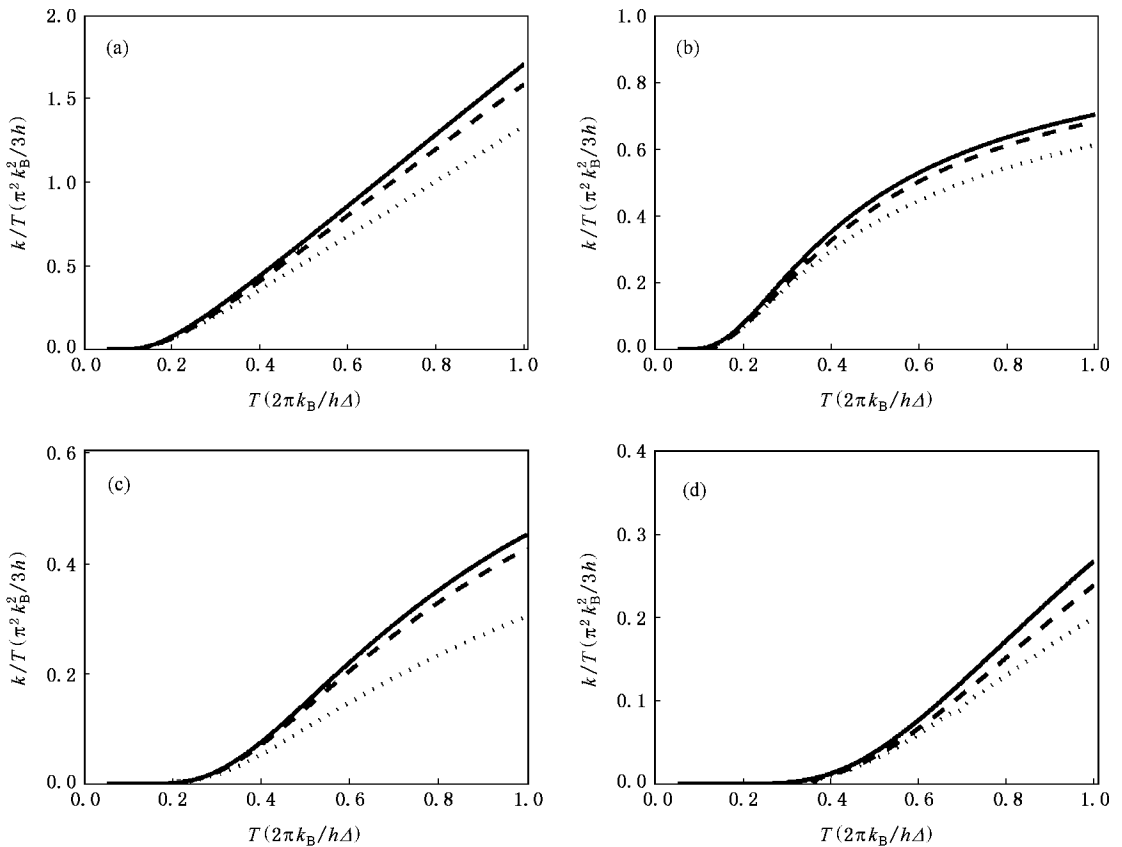


图5 硬壁边界条件下半径  $R$  取不同值时, 约化  $k/T$  随约化温度  $k_B T/h\Delta$  的变化关系(其他参数和说明同图4)

- [ 1 ] van Wees B J ,van Houten H ,Beenakker C W J ,Williamson J G , Kouwenhoven L P ,van der Marel D ,Foxon C T 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 848
- [ 2 ] Muller J E 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 385
- [ 3 ] Duan W ,Zhu J L ,Gu B L 1994 *Phys. Rev. B* **49** 14403
- [ 4 ] Chklovskii D B 1995 *Phys. Rev. B* **51** 9895
- [ 5 ] Li J B ,Zhang Z Q ,Liu Y Y 1997 *Phys. Rev. B* **55** 5337
- [ 6 ] Gu B Y ,Sheng W D ,Wang X H ,Wang J 1997 *Phys. Rev. B* **56** 13434
- [ 7 ] Sim H S ,Ahn K H ,Chang K J ,Jhm G ,Kim N ,Lee S J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1501
- [ 8 ] Wang X H ,Gu B Y ,Yang G Z 1998 *Phys. Rev. B* **58** 4629
- [ 9 ] Chen K Q ,Gu B Y ,Lin Y K ,Chuu D S 1999 *Int. J. Mod. Phys. B* **13** 903
- [ 10 ] Xu H Q 2002 *Phys. Rev. B* **66** 165305
- [ 11 ] Wu H B ,Chang K ,Xia J B 2002 *Phys. Rev. B* **65** 195204
- [ 12 ] Zhu J L ,Dai Z S ,Hu X 2003 *Phys. Rev. B* **68** 45324
- [ 13 ] Xia J B ,Li S S 2003 *Phys. Rev. B* **68** 75310
- [ 14 ] Huang W Q , Chen K Q , Shuai Z G *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2330 (in Chinese)[ 黄维清、陈克求、帅志刚等 2004 物理学报 **53** 2330 ]
- [ 15 ] Wang X J , Wang L L , Huang W Q *et al* 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3649 (in Chinese)[ 王新军、王玲玲、黄维清等 2006 物理学报 **55** 3649 ]
- [ 16 ] Rego L G C ,Kirczenow G 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 232
- [ 17 ] Rego L G C ,Kirczenow G 1999 *Phys. Rev. B* **59** 13080
- [ 18 ] Tighe T S ,Worlock J M ,Roukes M L 1997 *Appl. Phys. Lett.* **70** 2687
- [ 19 ] Schwab K ,Henriksen E A ,Norlock J M ,Roukes M L 2000 *Nature* **404** 974
- [ 20 ] Volz S G ,Chen G 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 2056
- [ 21 ] Cummings A , Qsman M , Srivastava D *et al* 2004 *Phys. Rev. B* **70** 115405
- Wu G ,Dong J M 2005 *Phys. Rev. B* **71** 115410
- [ 22 ] Wang J S ,Li B W 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 74302
- [ 23 ] Lepri S , Livi R , Politi A 2003 *Physics Reports* **377** 1
- Li B , Lan J H , Wang L 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 104302
- [ 24 ] Yamamoto T , Watanabe S , Watanabe K 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 75502
- Mingo N ,Broido D A 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 96105
- [ 25 ] Santamore D H ,Cross M C 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 115502

- [ 26 ] Chen K Q ,Li W X ,Duan W H ,Gu B L 2005 *Phys. Rev. B* **72** 45422
- [ 27 ] Sun Q F ,Yang P ,Guo H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 175901
- [ 28 ] Li W X ,Chen K Q ,Duan W H ,Wu J ,Gu B L 2004 *J. Phys. : Condens. Matter* **16** 5049
- [ 29 ] Tang L M ,Wang L L ,Chen K Q ,Huang W Q ,Zou B S 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 163505
- [ 30 ] Peng X F ,Chen K Q ,Zou B S ,Zhang Y 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 193502
- [ 31 ] Huang W Q ,Chen K Q ,Shuai Z ,Wang L L ,Hu W Y ,Zou B S 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 93524
- [ 32 ] Lu X ,Chu J H ,Shen W Z 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 1219
- [ 33 ] Li W X ,Chen K Q ,Duan W H ,Wu J ,Gu B L 2003 *J. Phys. : Appl. Phys.* **36** 3027
- [ 34 ] Li W X ,Chen K Q ,Duan W H ,Wu J ,Gu B L 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 822
- [ 35 ] Tang L M ,Wang L L ,Zou B S ,Chen K Q 2007 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **40** 1497
- [ 36 ] Li W X ,Chen K Q 2006 *Phys. Lett. A* **357** 378
- [ 37 ] Tang L M ,Wang Y ,Wang D *et al* 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 437 ( in Chinese ) [ 唐黎明、王 艳、王 丹等 2007 物理学报 **56** 437 ]
- [ 38 ] Cross M C ,Lifshitz R 2001 *Phys. Rev. B* **64** 853204
- [ 39 ] Graff K ,*Wave Motion in Elastic Solids* ( Dover ,New York ,1991 )
- [ 40 ] Chen K Q ,Wang X H ,Gu B Y 2000 *Phys. Rev. Lett.* **61** 12075
- [ 41 ] Wu H ,Sprung D W L ,Martorell J ,Klarsfeld S 1991 *Phys. Rev. B* **44** 6351

## Characteristics of acoustic phonon transport and thermal conductance in quasi-one-dimensional quantum waveguides with semi-circular-arc cavity

Yao Ling-Jiang<sup>†</sup> Wang Ling-Ling

( College of Physics and Microelectronics Science ,Hunan University ,Changsha 410082 ,China )

( Received 28 May 2007 ; revised manuscript received 14 September 2007 )

### Abstract

By using the scattering matrix method ,the transmission coefficient and thermal conductance of acoustic phonon through a quantum waveguide with semi-circular-arc cavity under both stress-free and hard-wall boundary conditions at low temperatures are studied. The results show that the transmission spectra and thermal conductance exhibit different characteristics under two different boundary conditions. Under the stress-free boundary condition ,the universal quantum thermal conductance can be observed regardless of the geometry details in the limit  $T \rightarrow 0$ . The quantized plateau is observed only on assuming that the quantum wire is perfect ( uniform ). For quantum structures with semi-circular-arc cavity ,the plateau is destroyed due to the additional scattering induced by the nonuniform waveguide widths to the phonon. When the hard-wall boundary condition is applied ,the universal quantum thermal conductance disappears. The thermal conductance increases with the increase of temperature. Moreover it is found that both the transmission coefficient and thermal conductance can be adjusted by changing the radius of the semi-circular-arc cavity.

**Keywords** : acoustic phonon transport , thermal conductance , quantum system

**PACC** : 6322 , 7430E , 0365

<sup>†</sup> E-mail :ljyao@hnu.cn