

一维介观系统的隧道电流 零频散粒噪声谱密度*

朱主祥

(华南师范大学物理系, 广州 510631)

郑大 刘有延

(华南理工大学物理系, 广州 510641; 中国科学院国际材料物理中心, 沈阳 110015)

(1997 年 11 月 21 日收到; 1998 年 7 月 10 日收到修改稿)

导出了一维介观系统隧道结的以非平衡格林函数(闭路格林函数)表示的电流散粒噪声谱密度表达式, 对隧道结中无杂质及含杂质两种情形下的电流零频散粒噪声谱密度随系统各物理参数的关系做了详细的计算及讨论.

PACC: 7210; 7270

1 引 言

介观体系的样品尺度介于宏观与微观之间, 其线度在微米或亚微米数量级, 通常所说的纳米材料即属于介观体系范围. 近年来, 由于微加工技术的发展, 人们已经能够制造纳米尺度(接近于 10 nm)的器件了. 介观体系也已经成为当今国际上凝聚态物理及材料物理等领域研究中的前沿课题. 对它们的基础性研究将对 21 世纪新型材料的制备及新一代微电子器件的研制具有重要的科学指导意义.

关于介观系统电输运性质的研究, 电流散粒噪声问题已成为人们关注的热点^[1-6], 本文将运用 Caroli 和 Combescot 等人曾采用的一维隧道结模型及非平衡格林函数方法^[11-14], 在他们推导电流公式的基础上具体导出无杂质及含杂质两种情形下电流噪声谱密度公式, 并通过数值计算, 讨论系统外加电压、势垒宽度、杂质势等物理因素对噪声谱的影响.

2 隧道噪声的解析推导

2.1 模型及隧道电流的计算

为导出一维隧道结的电流散粒噪声谱公式, 我们先对 Caroli 和 Combescot 等人采用的模型及电流计算方法作一回顾^[11-13].

* 广东省自然科学基金(批准号: 970446)资助的课题.

假设有两段金属导体 M 和 M' , 它们分别在一边是无限长的, 两段金属导体 M 和 M' 之间是一绝缘体 I , 两段导体间的外压降为 V , 这样便形成了一个一维隧道结 $M-I-M'$ 系统. 如图 1 所示.

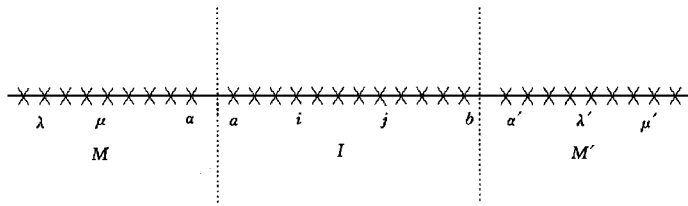


图 1 一维隧道结 $M-I-M'$ 系统示意图

该隧道结的哈密顿量可写为^[11-13]

$$H = \sum_{\lambda\mu} T_{\lambda\mu} C_{\lambda}^{\dagger} C_{\mu} + \sum_{\lambda'\mu'} T_{\lambda'\mu'} C_{\lambda'}^{\dagger} C_{\mu'} + \sum_{ij} T_{ij} C_i^{\dagger} C_j + (T_{aa} C_a^{\dagger} C_a + hc) + (T_{a'b} C_a^{\dagger} C_b + hc). \quad (1)$$

式中下标为希腊字母的项描述金属导体 M 和 M' 的原子, 下标为英文字母的项描述势垒 I 的原子. (1) 式中的第一项对应左电极 M , 第二项对应右电极 M' , 第三项对应势垒 I , 最后两项分别对应左右电极与垒的耦合. 势垒 I 是绝缘体, 一般情况下, 垒的宽度最小也要大于 3 个或 4 个原子间的距离, 因此把 M 和 M' 间的耦合 T_{lm} 忽略掉. 为了简单起见, 还认为左电极 M 和垒 I 的耦合只由 M 的最后一个原子 α 与垒 I 的第一个原子 a 的耦合 T_{aa} 引起, 右电极 M' 和垒 I 的耦合只由 M' 的最后一个原子 a' 与垒 I 的最后一个原子 b 的耦合 $T_{a'b}$ 引起.

规定 $g_{\lambda\mu}(\epsilon)$ 属于左电极的格林函数(相应于(1) 式的 $\sum T_{\lambda\mu} C_{\lambda}^{\dagger} C_{\mu}$ 项), 描述电子只在左电极内部范围从点 λ 到点 μ 的传播. 同样地, $g_{\lambda'\mu'}(\epsilon)$ 和 $g_{ij}(\epsilon)$ 则分别描述电子在右电极范围内和绝缘体范围内的传播过程. 垒是绝缘的, 所以 $g_{ij}(\epsilon)$ 随 $|l-m|$ 的值减小而指数减小. 又规定以大写字母 G 来描述的格林函数, 电子可以在整个 $M-I-M'$ 结漂移. 则^[11-13]

$$\begin{aligned} G_{ab} &= \frac{g_{ab}}{D}, \\ G_{aa} &= \frac{g_{aa}(1 - T'^2 g_{bb} g_{a'a'}) + T'^2 g_{ba} g_{ab} g_{a'a'}}{D}, \\ G_{bb} &= \frac{g_{bb}(1 - T^2 g_{aa} g_{aa}) + T^2 g_{ba} g_{ab} g_{aa}}{D}, \\ T &= T_{aa}, \quad T' = T_{a'b}. \end{aligned} \quad (2)$$

上式中因子 D 为^[11-13]

$$D = (1 - T^2 g_{aa} g_{aa})(1 - T'^2 g_{bb} g_{a'a'}) - T^2 T'^2 g_{ab} g_{ba} g_{aa} g_{a'a'}, \quad (3)$$

令 P 是势垒 I 内点 i 和 $i+1$ 之间的一点, 则隧道结的电流算子为^[11-13]

$$J_P = \sum_{\substack{l \geq i+1 \\ m \leq i}} A_{lm} C_l^{\dagger} C_m - \sum_{\substack{l \leq i \\ m \geq i+1}} A_{lm} C_l^{\dagger} C_m, \quad A_{lm} = \frac{e}{i\hbar} T_{lm}. \quad (4)$$

Caroli 和 Combescot 等人在上面各式的基础上,采用直接计算的方法,对上述 $M-I-M'$ 隧道结在外压 V 作用下的隧道电流进行了求解.他们得出的电流公式是^[11-13]

$$J = - \frac{(2\pi)^2 e T^2 T'^2}{\hbar} \int_{\mu}^{\mu+eV} \frac{d\omega}{2\pi} G_{ba}^a(\omega) G_{ab}^r(\omega) \rho_a(\omega) \rho_{a'}(\omega), \quad (5)$$

上式中 $T = T_{aa}$, $T' = T_{a'b}$, μ 和 $\mu + eV$ 分别是左右电极的化学势, e 为电子电荷, \hbar 为普朗克常数, $\rho_a(\omega)$ 和 $\rho_{a'}(\omega)$ 分别是左右电极点 a 和点 a' 的态密度, G_{ba}^a , G_{ab}^r 分别是超前和推迟非平衡格林函数,且它们的戴森(Dyson)方程^[14]的 Fourier 形式为^[11-13]

$$\begin{aligned} G_{pq}^a(\omega) &= g_{pq_1}^a(\omega) \{ \delta_{q_1 q} + \Sigma_{q_1 q_2} G_{q_2 q}^a(\omega) \}, \\ G_{pq}^r(\omega) &= g_{pq_1}^r(\omega) \{ \delta_{q_1 q} + \Sigma_{q_1 q_2} G_{q_2 q}^r(\omega) \}. \end{aligned} \quad (6)$$

上式中的自能 Σ_{pq} 为^[11-13]

$$\Sigma_{pq} = T(\delta_{pa}\delta_{aq} + \delta_{pa}\delta_{aq}) + T'(\delta_{pb}\delta_{a'q} + \delta_{pa'}\delta_{bq}). \quad (7)$$

2.2 隧道噪声公式的求解

根据电流散粒噪声谱密度公式^[6]

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} [\langle \hat{J}(t) \hat{J}(0) + \hat{J}(0) \hat{J}(t) \rangle - \langle J \rangle^2] \exp(i\omega t) dt, \quad (8)$$

运用(4)式,我们很易得到

$$\begin{aligned} \langle \hat{J}(t) \hat{J}(0) + \hat{J}(0) \hat{J}(t) \rangle &= \frac{e^2 T^2}{\hbar^2} \{ \langle C_a^+(t) C_a(t) C_a^+(0) C_a(0) \rangle \\ &+ \langle C_a^+(t) C_a(t) C_a^+(0) C_a(0) \rangle + \langle C_a^+(0) C_a(0) C_a^+(t) C_a(t) \rangle \\ &+ \langle C_a^+(0) C_a(0) C_a^+(t) C_a(t) \rangle - \langle C_a^+(t) C_a(t) C_a^+(0) C_a(0) \rangle \\ &- \langle C_a^+(0) C_a(0) C_a^+(t) C_a(t) \rangle - \langle C_a^+(0) C_a(0) C_a^+(t) C_a(t) \rangle \\ &- \langle C_a^+(t) C_a(t) C_a^+(0) C_a(0) \rangle \}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \langle J \rangle^2 &= \frac{e^2 T^2}{\hbar^2} \{ \langle C_a^+(t_+) C_a(t) \rangle - \langle C_a^+(t_+) C_a(t) \rangle \}^2 \\ &= \frac{e^2 T^2}{\hbar^2} \{ \langle C_a^+(t_+) C_a(t) \rangle \langle C_a^+(t_+) C_a(t) \rangle + \langle C_a^+(t_+) C_a(t) \rangle \\ &\cdot \langle C_a^+(t_+) C_a(t) \rangle - 2 \langle C_a^+(t_+) C_a(t) \rangle \langle C_a^+(t_+) C_a(t) \rangle \}. \end{aligned} \quad (10)$$

在(9)式中的所有四算符平均值均可分解成两个二算符平均值的乘积,而两个都是湮灭算符或两个都是产生算符的平均值恒为零.这样(9)式中的四算符的平均值可分成一个湮灭算符和一个产生算符耦合的情况.再把每一个二算符的平均值都用一个格林函数来代替,考虑到我们研究的系统是稳定的,格林函数 $G_{pq}(t, t')$ 只是时间差 $(t - t')$ 的函数,把(9)和(10)式代入(8)式可导出

$$S(\omega) = \frac{e^2 T^2}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} [G_{aa}^+(\Omega) G_{aa}^-(\Omega + \omega) + G_{aa}^+(\Omega) G_{aa}^-(\Omega + \omega)]$$

$$\begin{aligned}
& - G_{aa}^+(\Omega) G_{aa}^-(\Omega + \omega) - G_{aa}^+(\Omega) G_{aa}^-(\Omega + \omega) \\
& + G_{aa}^+(\Omega) G_{aa}^-(\Omega - \omega) + G_{aa}^+(\Omega) G_{aa}^-(\Omega - \omega) \\
& - G_{aa}^+(\Omega) G_{aa}^-(\Omega - \omega) - G_{aa}^+(\Omega) G_{aa}^-(\Omega - \omega)] d\Omega. \quad (11)
\end{aligned}$$

上面的噪声谱公式对一切频率范围都成立. 实验^[1]表明, 在频率 $\omega < 10 \text{ kHz}$ 范围内, $S(\omega) \approx S(0)$, 即可近似为白噪声, 为此, 以下仅就零频情形下进行讨论. 先求出(11)式中每一个格林函数的表达式, 并令频率 ω 等于零, 可导出零频噪声谱密度为

$$\begin{aligned}
S(0) &= \frac{2(2\pi)^2 e^2 T^2 T'^2}{h} \int_{\mu}^{\mu+eV} [1 + T^2 (g_{aa}^r - g_{aa}^a)(G_{aa}^r - G_{aa}^a) \\
& - T^4 G_{aa}^r G_{aa}^a (g_{aa}^r - g_{aa}^a)^2] G_{ab}^r G_{ba}^a \rho_a(\omega) \rho_a'(\omega) d\omega. \quad (12)
\end{aligned}$$

把(12)式与电流公式(5)式比较, 发现(12)式的系数除以 $2e$ 后与电流公式前的系数完全相同, 积分号内也有相同的因子 $G_{ab}^r G_{ba}^a \rho_a(\omega) \rho_a'(\omega)$, 它们的唯一差别只是在积分号内多了另一个因子:

$$1 + T^2 (g_{aa}^r - g_{aa}^a)(G_{aa}^r - G_{aa}^a) - T^4 G_{aa}^r G_{aa}^a (g_{aa}^r - g_{aa}^a)^2, \quad (13)$$

所以噪声可以看成是电流在上面因子下的调制. 散粒噪声有一个一般规律, 电流是大于等于 $S/2e$ 的, 从而因子(13)式一定小于或等于 1, 而我们在后面的数值计算中也证明了这一点.

2.3 含杂质情形

在文献[13]中, 进一步讨论了隧道结中含有杂质的情形, 此时哈密顿量含有以下五个部分:

$$H = H_M + H_{M'} + H_I + H_c + V_{\text{imp}}, \quad (14)$$

其中^[13]

$$\begin{aligned}
H_M &= \sum_{\lambda\mu} T_{\lambda\mu} C_{\lambda}^{\dagger} C_{\mu}, \\
H_{M'} &= \sum_{\lambda'\mu'} T_{\lambda'\mu'} C_{\lambda'}^{\dagger} C_{\mu'}, \\
H_I &= \sum_{ij} T_{ij} C_i^{\dagger} C_j, \\
H_c &= T(C_a^{\dagger} C_a + hc) + T'(C_a^{\dagger} C_b + hc), \\
T &= T_{aa} = T_{aa} \quad T' = T_{a'b} = T_{ba'}. \quad (15)
\end{aligned}$$

(14)式中的前面四项与无杂质情形完全一样, 左右电极与势垒 I 的耦合作用也是一样的, 只是最后一项 V_{imp} 对应垒 I 内的杂质势. 我们考虑一种简单的情况, 认为 V_{imp} 只在垒 I 内有作用, V_{imp} 定域在一个原子 O 周围. 这样 V_{imp} 的作用与杂质势的物理形状没有关系, 我们可把 V_{imp} 写为^[11-13]

$$V_{\text{imp}} = v C_o^{\dagger} C_o, \quad (16)$$

其中 v 是负数, 且应足够大以保证原子 O 周围束缚态的存在(因哈密顿量为束缚态形式). 运用前面相同的方法, 我们求得含有杂质的 M - I - M' 隧道结的电流和噪声(零频情

况)公式与前面讨论的无杂质隧道结的电流噪声公式形式上完全相同,

$$J = - \frac{(2\pi)^2 e T^2 T'^2}{\hbar} \int_{\mu}^{\mu+eV} \frac{d\omega}{2\pi} G_{ba}^a(\omega) G_{ab}^r(\omega) \rho_a(\omega) \rho_{a'}(\omega), \quad (17)$$

$$S(0) = \frac{2(2\pi)^2 e^2 T^2 T'^2}{\hbar} \int_{\mu}^{\mu+eV} [1 + T^2 (g_{aa}^r - g_{aa}^a)(G_{aa}^r - G_{aa}^a) - T^4 G_{aa}^r G_{aa}^a (g_{aa}^r - g_{aa}^a)^2] G_{ab}^r G_{ba}^a \rho_a(\omega) \rho_{a'}(\omega) d\omega, \quad (18)$$

但是由于杂质势的存在,使得各个格林函数 G 的自能部分多增加了一项 $\nu\delta_{po}\delta_{qo}$, 即

$$\Sigma_{pq} = T(\delta_{pa}\delta_{aq} + \delta_{pa}\delta_{aq}) + T'(\delta_{pb}\delta_{a'q} + \delta_{pa'}\delta_{bq}) + \nu\delta_{po}\delta_{qo}. \quad (19)$$

3 数值计算与分析

3.1 无杂质情形

为了进一步了解一维介观系统 $M-I-M'$ 隧道结的电流和噪声与其他相关参量的变化关系,我们对(5)式和(12)式进行了数值求解.

首先,隧道结的两端是金属导体,可以认为金属导体上是没有压降的,因此,左右电极是分别处于平衡状态的.对于左电极,可写出^[7]

$$g_{aa}^r(\omega) = \frac{1}{\omega - E_L + i\nu_1}, \quad (20)$$

$$g_{aa}^a(\omega) = \frac{1}{\omega - E_L - i\nu_1}.$$

对于右电极也有^[7]

$$g_{a'a'}^r(\omega) = \frac{1}{\omega - E_R + i\nu_2}, \quad (21)$$

$$g_{a'a'}^a(\omega) = \frac{1}{\omega - E_R - i\nu_2}.$$

(20)式和(21)式中的 $E_L = \mu$, $E_R = \mu'$, 它们分别是左右电极的化学势.而 ν_1, ν_2 是一接近零的实数.对于不同的金属, ν_1, ν_2 是不同的.

参照文献[15, 16], 一维隧道结两电极端的态密度可表为

$$\rho(E) = \frac{\sqrt{m_e a}}{\sqrt{2E\pi\hbar}}, \quad (22)$$

上式中 E 是电子能量, a 是晶格常数, m_e 是电子有效质量, \hbar 是普朗克常数.

描述势垒 I 的哈密顿量可进一步简化为

$$H = \sum_{i,j} T_{ij} C_i^\dagger C_j = \sum_i T_{i,j\pm 1} C_i^\dagger C_{i\pm 1} + \sum_i T_{i,j} C_i^\dagger C_i$$

$$= T_I \sum_i C_i^\dagger C_{i\pm 1} + T_I' \sum_i C_i^\dagger C_i. \quad (23)$$

得出上式时,把 $T_{i,j\pm n} (n \geq 2)$ 的项忽略掉,且令

$$T_{i, j \pm 1} = T_I, \quad T_{i, j} = T'_I, \quad (24)$$

势垒 I 内 $g_{aa}, g_{bb}, g_{ab}, g_{ba}$ 的推迟格林函数与超前格林函数相等, $g_{aa}, g_{bb}, g_{ab}, g_{ba}$ 的定义如下^[11]:

$$\begin{aligned} g_{aa}(t, t') &\equiv \langle\langle C_a(t) | C_a^+(t') \rangle\rangle = -i\theta(t-t') \langle [C_a(t), C_a^+(t')]_+ \rangle, \\ g_{bb}(t, t') &\equiv \langle\langle C_b(t) | C_b^+(t') \rangle\rangle = -i\theta(t-t') \langle [C_b(t), C_b^+(t')]_+ \rangle, \\ g_{ab}(t, t') &\equiv \langle\langle C_a(t) | C_b^+(t') \rangle\rangle = -i\theta(t-t') \langle [C_a(t), C_b^+(t')]_+ \rangle, \\ g_{ba}(t, t') &\equiv \langle\langle C_b(t) | C_a^+(t') \rangle\rangle = -i\theta(t-t') \langle [C_b(t), C_a^+(t')]_+ \rangle. \end{aligned} \quad (25)$$

把 $g_{aa}, g_{bb}, g_{ab}, g_{ba}$ 分别代入双时推迟格林函数的运动方程中^[15], 发现 $g_{aa} = g_{bb}, g_{ab} = g_{ba}$. 假设 M-I-M' 隧道结的势垒 I 内有 $n+1$ 个原子, 则

$$\begin{pmatrix} \omega - T'_I & -T_I & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ -T_I & \omega - T'_I & -T_I & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -T_I & \omega - T'_I & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & -T_I & \omega - T'_I & -T_I \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & -T_I & \omega - T'_I \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} g_{a,a}(\omega) \\ g_{a+1,a}(\omega) \\ g_{a+2,a}(\omega) \\ \vdots \\ g_{a+n-1,a}(\omega) \\ g_{a+n,a}(\omega) = g_{b,a}(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (26)$$

上式的线性方程组共有 $n+1$ 阶, 解此方程组即可求出格林函数 $g_{aa}, g_{bb}, g_{ab}, g_{ba}$. 下面将对电流公式(5)式和零频情况下的噪声公式(12)式做数值计算, 所采用的各个参数如表 1.

表 1 物理参数取值表

物理参数	符号	数值	物理参数	符号	数值
晶格常数	a	$3 \times 10^{-10} \text{ m}$	电子有效质量	m_e	$6.103365 \times 10^{-32} \text{ kg}$
左阶跃系数	T	6.3 eV	化学势	μ	$1.9 \times 6.3 \text{ eV}$
右阶跃系数	T'	6.3 eV	电子电荷	e	$1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$
垒内阶跃系数	T_I	5.0 eV	电子伏特	eV	$1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$
垒内作用系数	T'_I	6.0 eV	普朗克常数	\hbar	$1.055 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$
电子静止质量	m_0	$9.110 \times 10^{-31} \text{ kg}$			

图 2 给出的是 J 和 $S(0)/2e$ 随外压变化的曲线, L 代表势垒宽度. 我们看到, 随着外压的增大, J 和 $S(0)/2e$ 不断增大, 且对于每一确定的势垒宽度, $S(0)/2e$ 都比 J 要小, 这证明了因子(13)式是小于等于 1 的. 而对于不同的势垒宽度 ($L = 6 \text{ nm}, 9 \text{ nm}, 12 \text{ nm}$ 三种

情况), 宽度小的 $J, S(0)/2e$ 比宽度大的 J 和 $S(0)/2e$ 要大(宽度小电阻也就小).

我们计算了对于不同的左右电极格林函数((20), (21)式所表示)虚部系数 ν_1, ν_2, J 和 $S(0)/2e$ 随外压变化的曲线(图3). 当系数 ν_1, ν_2 减小一点时, J 和 $S(0)/2e$ 则减小得

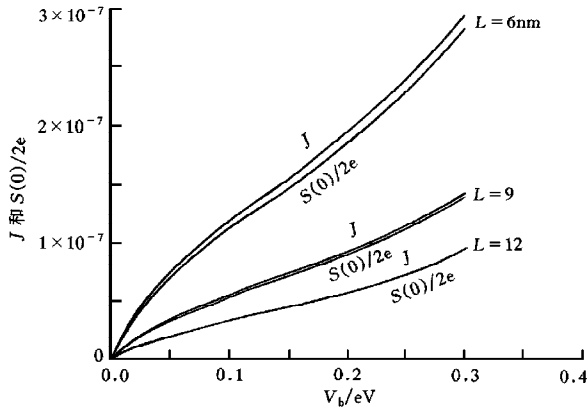


图2 不同势垒宽度时, 电流 J 和零频噪声 $S(0)$ 与 $2e$ 的比值随外压的变化曲线 其中, J 和 $S(0)/2e$ 的单位是 eT/ha^2 , 势垒宽度 L 的单位是 nm , 外压偏压 (V_b ——bias voltage) 的单位是 eV

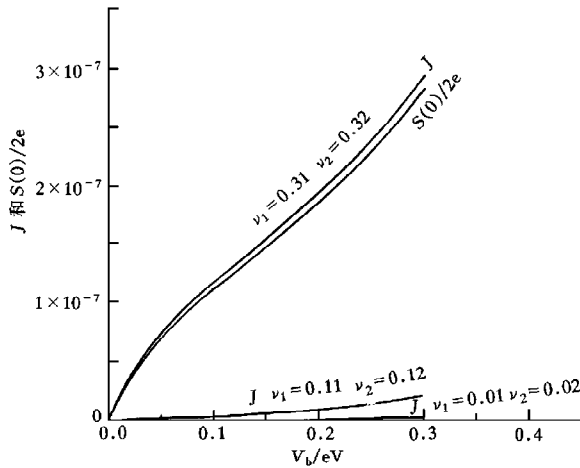


图3 不同左右电极格林函数虚部系数 ν_1, ν_2 时, 电流 J 和零频噪声 $S(0)$ 与 $2e$ 的比值随外压的变化曲线 其中, J 和 $S(0)/2e$ 的单位是 eT/ha^2 , 外压 V_b 的单位是 eV

很快; 随着 ν_1, ν_2 的减小, J 和 $S(0)/2e$ 越来越接近. 图3中的 $\nu_1 = 0.11, 0.01; \nu_2 = 0.12, 0.02$ 曲线 J 和 $S(0)/2e$ 已经重合了. 因此, 我们可以推知, 左右两端的金属材料对电流和噪声的影响比较大.

图4是 $S(0)/2e$ 和 J 的比值随电压的变化曲线. 曲线基本与电压轴平衡且接近常数1, 说明 $S(0)/2e, J$ 的稳定性很好. 图4中垒宽度 L 小的曲线斜率比垒宽度 L 大的曲线斜率要大, 这一点与图2的情况是符合的.

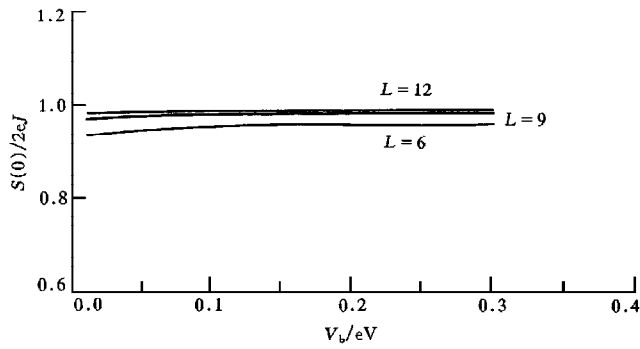


图4 不同势垒宽度时, $S(0)/2e$ 与 J 的比值随外压的变化曲线 其中, 势垒宽度 L 的单位是 nm , 外压 V_b 的单位是 eV

3.2 含杂质情形

由于杂质势是放在绝缘体 I 内, 且杂质与两端的电极没有耦合, 所以, (17) 和 (18) 式中只有绝缘体 I 内的格林函数 g_{aa} , g_{bb} , g_{ab} , g_{ba} 与 (5) 和 (12) 式不相同, 其余各项均可取相同的值。

g_{aa} , g_{bb} , g_{ab} , g_{ba} 的定义与式 (25) 是一样的. 把 (25) 式分别代入双时推迟格林函数的运动方程^[15] 中. 假设杂质势放在绝缘体 I (共有 $n+1$ 个原子) 内的中间, 经过一些计算后, 发现 $g_{aa} = g_{bb}$, $g_{ab} = g_{ba}$, 且

$$\begin{pmatrix} \omega - T'_I & -T_I & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ -T_I & \omega - T'_I & -T_I & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -T_I & \omega - T'_I & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & \cdots & -T_I & \omega - \nu & -T_I & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & -T_I & \omega - T'_I & -T_I \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & -T_I & \omega - T'_I \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} g_{a,a}(\omega) \\ g_{a+1,a}(\omega) \\ g_{a+2,a}(\omega) \\ \vdots \\ g_{a+n-1,a}(\omega) \\ g_{a+n,a}(\omega) = g_{b,a}(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (27)$$

上式中的 $\omega - \nu$ 处于 $(n+1) \times (n+1)$ 矩阵中的第 $\frac{n}{2} + 1$ 行 (n 为偶数), 其余部分与 (26) 式完全一样. 解上式, 即可求出 g_{aa} , g_{bb} , g_{ab} , g_{ba} . 在这里我们进行数值计算采用的各个物理参数值与表 1 完全相同. 图 5 给出的是杂质势系数 $\nu = -70, -80$ 电子伏特时 J 和

$S(0)/2e$ 随外压变化的曲线. 从此图可看出, 随着杂质势系数绝对值的增大, J 和 $S(0)/2e$ 相应减小.

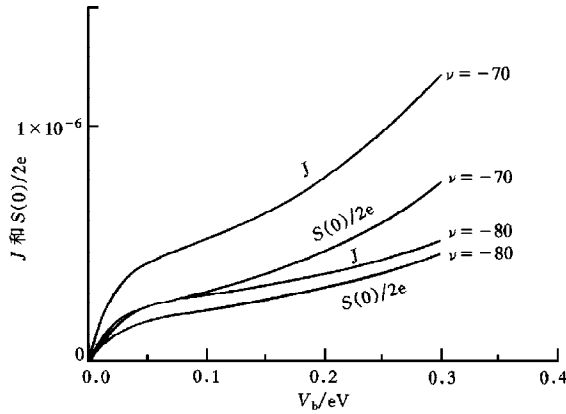


图 5 不同杂质势系数时, 电流 J 和零频噪声 $S(0)$ 与 $2e$ 的比值随外压的变化曲线
其中, J 和 $S(0)/2e$ 的单位是 $e\Gamma/ha^2$, 外压 V_b 和杂质势系数 ν 的单位是 eV

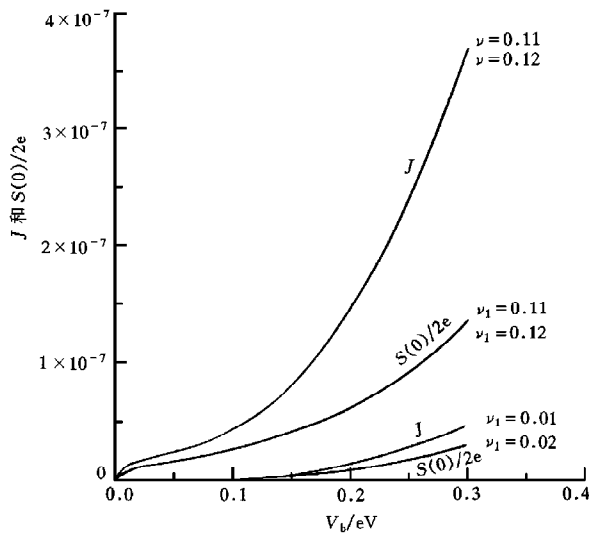


图 6 不同左右电极格林函数虚部系数 ν_1, ν_2 时, 电流 J 和零频噪声 $S(0)$ 与 $2e$ 的比值随
外压的变化曲线 其中, J 和 $S(0)/2e$ 的单位是 $e\Gamma/ha^2$, 外压 V_b 的单位是 eV

图 6 是左右电极格林函数((20), (21)式所示)虚部系数 $\nu_1 = 0.11, 0.01; \nu_2 = 0.12, 0.02$ 时, 在杂质势系数等于 -70 电子伏特的情况下 J 和 $S(0)/2e$ 随外压变化的曲线. 这里的曲线呈现的规律与图 3 的规律是一样的.

图 7 是杂质势系数 $\nu = -70, -80, -90$ 电子伏特时, $S(0)/2e$ 和 J 的比值随电压的变化曲线, 图中曲线的变化还是比较平缓的, 且如杂质势系数绝对值较大, $S(0)/2e, J$ 也较大.

图 8 我们对有杂质和无杂质两种情况的 J 和 $S(0)/2e$ 随外压变化的曲线作了比较. 从图可看出, 当垒内有杂质时, J 和 $S(0)/2e$ 均相应增大, 这是由于杂质势的存在反而增加了电子与电子之间的散射作用缘故.

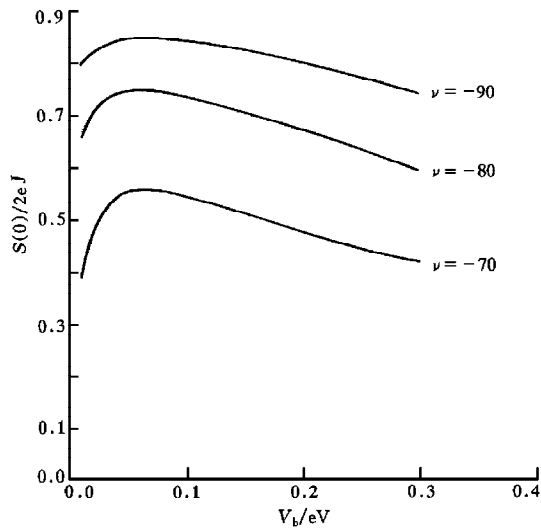


图 7 不同杂质势系数时, $S(0)/2e$ 与 J 的比值随外压的变化曲线 其中, 外压 V_b 和杂质势系数 ν 的单位是 eV

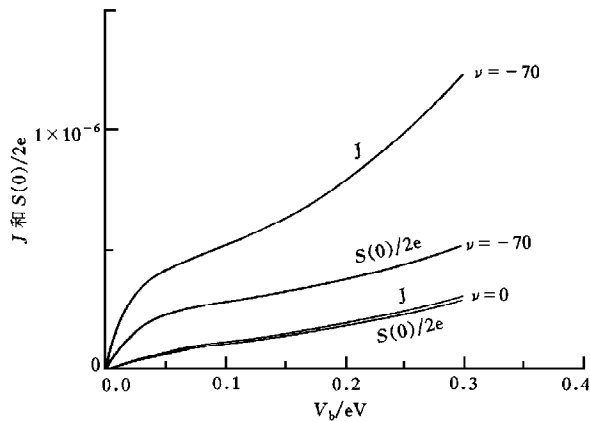


图 8 无杂质势与含杂质势时, 电流 J 和零频噪声 $S(0)$ 与 $2e$ 的比值随外压的变化曲线 其中, J 和 $S(0)/2e$ 的单位是 eT/ha^2 , 外压 V_b 和杂质势系数 ν 的单位是 eV

4 结束语

运用非平衡格林函数方法, 对一维介观隧道结系统的电流散粒噪声谱密度进行了严格推导, 并分别考察了无杂质及含杂质情形下各物理因素对电流零频噪声谱的影响. 近年

来,有关介观系统电流散粒噪声谱的研究不断受到重视^[17-20],但有关含杂情形方面的工作一直未见报道,故此本文开展了这方面的工作.另一方面,业已证明,非平衡格林函数方法应用于介观系统电输运性质的研究是卓有成效的^[7-10],然而,在噪声研究方面,大多仍局限于运用 Büttiker 的透射(Transmission)方法^[4,6,19,20]以及半经典的 Boltzmann-Langevin 方法^[17,18].文献[2]首次采用非平衡格林函数以及路径积分相结合的方法对介观系统的噪声问题进行了研究,但由于其中用到路径积分,不利于数值计算,也不利于进一步推广应用于较为复杂的体系.而本文推广的 Caroli 非平衡格林函数直接计算方法^[11-13],便于数值计算,从而有利推广应用于双势垒、单电子晶体管等更为复杂的介观物理系统及微电子器件的电流噪声谱密度的研究.

- [1] Y. P. Li, A. Zaslasky, D. C. Tsui, M. Shayegan, *Phys. Rev.*, **B41**(1990), 8388.
- [2] L. Y. Chen and C. S. Ting, *Phys. Rev.*, **B43**(1991), 4534.
- [3] S.-R. E. Yang, *Solid State Commun.*, **81**(1992), 375.
- [4] M. Büttiker, *Phys. Rev.*, **B46**(1992), 12485.
- [5] H. Birk, M. J. M. de Jong and C. Schönenberger, *Phys. Rev. Lett.*, **75**(1995), 1610.
- [6] Zheng Da-fang, Z. D. Wang and Liu You-yan, *Phys. Lett.*, **A208**(1995), 375.
- [7] L. Y. Chen and C. S. Ting, *Phys. Rev.*, **B41**(1990), 8533.
- [8] Y. Meir, N. S. Wingreen and P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 2601.
- [9] C. Niu, L. Liu and T. Lin, *Phys. Rev.*, **B51**(1995), 5130.
- [10] Zheng Da-fang, W. S. Li and Liu You-yan, *Phys. Lett.*, **A223**(1996), 285.
- [11] C. Caroli, R. Combescot, P. Nozieres and D. Saint-James, *J. Phys. C: Solid St. Phys.*, **4**(1971), 916.
- [12] C. Caroli, R. Combescot, P. Nozieres and D. Saint-James, *J. Phys. C: Solid St. Phys.*, **4**(1971), 2598.
- [13] R. Combescot, *J. Phys. C: Solid St. Phys.*, **4**(1971), 2611.
- [14] K. C. Chou, Z. B. Su, B. L. Hao and L. Yu, *Phys. Rep.*, **118**(1985), 1.
- [15] Z. Z. Li, *Solid State Theory*(Higher Education Press, Beijing, 1985)(in Chinese).
- [16] K. Huang and R. Q. Han, *Solid State Physics*(Higher Education Press, Beijing, 1988)(in Chinese).
- [17] K. E. Nagaev, *Phys. Rev.*, **B52**(1995), 4740.
- [18] V. I. Kozub and A. M. Rudin, *Phys. Rev.*, **B52**(1995), 7853.
- [19] D. Averin and H. T. Imam, *Phys. Rev. Lett.*, **76**(1996), 3814.
- [20] Y. Naveh, D. V. Averin and K. K. Kikharev, *Phys. Rev. Lett.*, **79**(1997), 3482.

SPECTRAL DENSITY FOR THE TUNNELING CURRENT ZERO-FREQUENCY SHOT-NOISE IN A ONE- DIMENSIONAL MESOSCOPIC SYSTEM*

ZHU ZHU-XIANG

(*Department of Physics, South China Normal University, Guangzhou 510631*)

ZHENG DA-FANG LIU YOU-YAN

(*Department of Physics, South China University of Technology, Guangzhou 510641;*

International Center for Materials Physics, Chinese Academy of Sciences, Shenyang 110015)

(Received 21 November 1997; revised manuscript received 10 July 1998)

ABSTRACT

We have derived the expression of the spectral density for the current shot-noise in terms of the nonequilibrium Green's functions (closed-path Green's functions) for a one-dimensional mesoscopic junction, and performed numerical calculations to discuss the dependence of the zero frequency spectral density for the current shot-noise on other variables when the tunneling junction is pure or impure.

PACC: 7210; 7270

* Project supported by the Guangdong Provincial Natural Science Foundation of China (Grant No. 990446).