

УДК 538.2

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЗАРЯЖЕННЫХ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРАХ В РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННЫХ ПРОВОЛОКАХ

А. М. КАЗАРЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 1 июня 1983 г.)

В приближении эффективной массы в условиях сильного вырождения электронного газа исследуется время релаксации носителей заряда в размерно-квантованных проволоках при рассеянии носителей заряда на примесных центрах. Найдены аналитические выражения для времени релаксации и коэффициента электропроводности.

Теоретическое изучение физических характеристик квантованных проволок представляет интерес в связи с исследованием свойств нитевидных кристаллов с диаметром сечения в интервале $10^{-5} - 6 \cdot 10^{-6}$ см [1]. Недавно авторами работы [2] была разработана методика изготовления монокристаллических образцов висмута в форме проволок с диаметром сечения $\leq 10^{-5}$ см.

В настоящее время интенсивно исследуется влияние квантового размерного эффекта на кинетические характеристики полупроводниковых проволок. Так, в работе [3] вычисляется электропроводность и магнитосопротивление с учетом квазидискретного характера энергетического спектра носителей зарядов в случае рассеяния на хаотически распределенных примесях с дельта-образным потенциалом. В [4] исследовано время релаксации носителей заряда на акустических фононах.

Недавно авторами работы [5] было показано, что кулоновское взаимодействие в тонких полупроводниковых и полуметаллических нитях с большой диэлектрической проницаемостью сильно возрастает с уменьшением диаметра сечения проволоки. На расстоянии между зарядами r_0 и более (r_0 — радиус сечения проволоки) заметную роль начинает играть поле, создаваемое зарядами в окружающей нить среде, и если диэлектрическая проницаемость этой среды $\epsilon_2 \ll \epsilon_1$, взаимодействие оказывается значительно большим, чем в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 . В частном случае, когда $r_0 (r_0/z)^2 \ln(|z|/r_0) \ll 1$, потенциал взаимодействия имеет следующий вид

$$V(z) = \frac{e}{\epsilon_2 z} \quad (1)$$

В настоящей работе исследуется рассеяние носителей заряда на примесных центрах в размерно-квантованных проволоках круглого сечения. В качестве потенциала взаимодействия используется выражение (1).

Предполагается, что диаметр сечения $2r_0$ проволоки намного больше, чем межатомное расстояние a_0 , и диаметр должен быть достаточно малым, чтобы энергетический интервал между размерно-квантованными уровнями удовлетворял неравенству $E_{\text{кв}} \gg E_0$, где E_0 — средняя энергия взаимодействия. При выполнении первого условия нить можно считать макроскопической с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , а при выполнении второго условия можно пренебречь движением частиц перпендикулярно оси нити.

Для круглого сечения проволоки волновые функции и спектр электронов имеют вид [3]

$$\psi = \frac{J_e(\lambda_s^e r/r_0) \exp(ie\varphi) \exp(ikz)}{V^{1/2} J_{e+1}(\lambda_s^e)}, \quad (2)$$

$$E_{sek} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + E_{se}, \quad E_{se} = \frac{\hbar^2 (\lambda_s^e)^2}{2mr_0^2},$$

где квантовое число $e = 0, 1, 2, \dots$ нумерует функции Бесселя, λ_s^e — значение s -корня функции Бесселя порядка e , m — эффективная скалярная масса электрона, V — объем проволоки, k — проекция волнового вектора электрона на ось z .

Выражение для времени релаксации легко найти из соответствующего одномерного кинетического уравнения [3]:

$$\tau^{-1} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{s'e'k'} \left(1 - \frac{k'}{k}\right) |M|^2 \delta(E_{s'e'k'} - E_{sek}). \quad (3)$$

Используя выражение (1) для потенциала взаимодействия и волновую функцию электрона (2), для матричного элемента рассеяния получаем

$$M = \frac{ie^2 \pi^2 r_0^2 \delta_{ee'} \delta_{ss'}}{\epsilon_2 V}. \quad (4)$$

Подставляя выражение (4) в (3), для времени релаксации находим

$$\tau^{-1} = \frac{(2m)^{1/2} e^4 \pi^3 r_0^2 n}{\hbar^2 \epsilon_2 E^{1/2}}, \quad (5)$$

где $n = N/V$, N — число рассеивающих центров, $E = \hbar^2 k^2/2m$ — энергия поступательного движения электрона вдоль оси проволоки.

Из выражения (5) следует, что пространственное ограничение в двух направлениях приводит к функциональной зависимости времени релаксации от поперечного сечения проволоки: $\tau \sim (\pi r_0^2)^{-1}$. Последнее обстоятельство приводит, как и следовало ожидать, к иной зависимости времени релаксации от энергии поступательного движения носителя заряда. Как известно, в массивном образце $\tau_{\text{масс}} \sim E^{3/2}$, тогда как в проволоках $\tau \sim E^{1/2}$. Последнюю зависимость легко понять, исходя из размерности ($\tau_{\text{масс}}/\tau_{\text{пр}} \sim E^{3/2} r_0^2/E^{1/2} \sim r_0^2 k^2$).

Вычислим проводимость по направлению оси проволоки. Выражение для плотности тока имеет вид

$$j_z = \frac{e\hbar}{\pi r_0^2 m} \int k f_1(k) dk,$$

где

$$f_1(k) = \frac{\hbar e}{m} \tau(k) \frac{\partial f_0}{\partial E} k E_z.$$

В приближении сильного вырождения электронного газа имеем

$$\sigma_{zz} = \frac{\hbar^3 n_{z1}^2 \varepsilon_2}{m^2 e^2 n}.$$

Видим, что полученный результат отличается от результатов [3, 6], так как в этих работах σ зависит от поперечного размера проволоки и толщины пленки.

Приравнивая времена релаксации при фононном [4] и примесном механизмах рассеяния, находим температуру, ниже которой преобладающим становится примесное рассеяние:

$$T = \frac{8 e^4 \pi^4 r_0^4 v_0^2 n \rho}{9 \varepsilon_2 G^2 k_B},$$

где ρ — плотность материала проволоки, v_0 — скорость продольных акустических волн, G — постоянная величина, имеющая размерность энергии, k_B — постоянная Больцмана. Всегда можно подобрать такие значения n , r_0 , T , что проводимость будет в основном определяться рассеянием электронов на примесных центрах. Для полупроводниковой проволоки *In Sb* ($G = 48 \cdot 10^{-12}$ эрг, $v_0 = 5 \cdot 10^5$ см/с, $\rho = 5,78$ г/см³, $\varepsilon_2 = 16$) при $r_0 \approx 10^{-6}$ см и $n \approx 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³ получаем оценку $T \approx 120$ К.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гиваргизов Е. И. Рост нитевидных и пластичных кристаллов из пара. Изд. Наука, М., 1977.
2. Брандт Н. Б. и др. ЖЭТФ, 72, 2332 (1977).
3. Гавиер Б. А., Блох М. Д., Фишман Е. А. ФММ, 33, 1137 (1972).
4. Казарян А. М. Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 368 (1975).
5. Бабиченко В. С., Келдыш Л. В., Силин А. П. ФТТ, 22, 1238 (1980).
6. Романов А. А., Сардарян В. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 165 (1970).

ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՅՐՈՒՄԸ ԼԻՑԻԱՎՈՐՎԱԾ ԽԱՆՈՒՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐԻ ՎՐԱ ԲԱՐԱԿ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԼԱՐԵՐՈՒՄ

Ա. Մ. ԿԱԶԱՐՅԱՆ

Աշխատանքում էֆֆեկտիվ զանգվածի մոտավորության և էլեկտրոնային զազի ուժեղ ալյուսնավածուխյան պարամաններում հետազոտված է լիցքակիրների ուղիղաճի ժամանակը շափային բախտացված լարերում լիցքավորված խոռոչային կենտրոնների վրա ցրման մեխանիզմի դեպքում: Որոշված է ուղիղաճի ժամանակը և էլեկտրահաղորդականության գործակցի անալիտիկ տեսքը:

THE SCATTERING OF ELECTRONS ON CHARGED IMPURITY CENTERS IN SIZE-QUANTIZED WIRES

A. M. KAZARYAN

The relaxation time of charge carriers scattered on impurity centers in size-quantized wires was investigated in the effective mass approximation under the conditions of high degeneration of the electron gas. Analytical expressions for the relaxation time and the electrical conductivity were obtained.