Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 289—295 (1990)

УДК 539.219.1

РЕЗОНАНСНАЯ ТУННЕЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ ПРИ НАЛИЧИИ ДЕФЕКТА

З. А. КАСАМАНЯН, Д. К. МЕЛИК-ВАРДАНЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 3 марта 1990 г.)

Получено точное выражение для туннельного сопротивления полупроводниковой или диэлектрической пленки при учете периодического поля и дополнительного поля локального нарушения внутри нее. При выполнении резонансных условий сопротивление обращается в нуль или имеет минимумы. Прослеживается связь между энергетическими расположениями минимумов сопротивления и максимумов плотности электронных состояний.

Введение

Резонансное прохождение носителей заряда сквозь потенциальные барьеры в настоящее время получило экспериментальное подтверждение в целом ряде конкретных структур. Вычисление туннельной проводимости (или сопротивления) в системе предполагает знание коэффициента прохождения T, поскольку сопротивление вырожденной одномерной системы выражается через T формулой $\left(\frac{e^2}{h}=1\right)$ [1, 2]

$$\rho=\frac{1-T}{T}.$$

В модельных структурах при оптимальном выборе соответствующих параметров туннельное сопротивление оказывается не только малым, но может и обратиться точно в нуль. В таких случаях вычисление T с экспоненциальной точностью уже недостаточно, а необходимо точное знание T. С этой точки зрения представляет интерес рассмотрение таких модельных задач, где удается вычислить T и тем самым вычислить ρ при аномальных малых значениях.

Начнем рассмотрение с простых моделей.

При падении свободного электрона с энергией E на одномерный δ-образный потенциал с амплитудой V, коэффициент прохождения легко вычисляется и имеет вид

$$T=\left|1+\left(\frac{V}{2a}\right)^2\right|^{-1},\qquad a=\sqrt{E},\qquad \left(\frac{h^2}{2m_0}=1\right),$$

что дает для сопротивления

$$\rho=\left(\frac{V}{2a}\right)^2.$$

При рассеянии электрона на конечном числе m одинаковых и равноотстоящих друг от друга (a—расстояние между ними) δ—потенциалов, сопротивление имеет вид [3]

$$\rho_m = \left(\frac{P}{\alpha a}\right)^2 \frac{\sin^2 \beta a m}{\sin^2 \beta a}, \tag{1}$$

где

$$P = \frac{a V}{2}, \quad \cos \beta a = \cos \alpha a + \frac{P}{\alpha a} \sin \alpha a.$$

Формулу (1) удается обобщить на случай падения электрона на конечное число одинаковых и равноотстоящих друг от друга потенциальных барьеров произвольной формы. Тогда сопротивление m ячеек имеет вид [3]

$$\rho_m = \rho_1 \frac{\sin^2 k a m}{\sin^2 k a}, \tag{2}$$

где ρ_1 — сопротивление одной ячейки, a — расстояние между центрами соседних потенциалов, k — квазиволновое число электрона в бесконечной периодической системе из таких потенциальных барьеров.

Из (2) мы видим, что ρ_m—обращается точно в нуль при $k a = \frac{\pi n}{m}$ $(n = 1, 2, \cdots, m-1)$ в каждой разрешенной зоне бесконечной периодической системы, а в запрещенной зоне ρ_m экспонециально возрастает с увеличением $d = m a$, поскольку здесь $k = i\gamma$, $\gamma > 0$.

Если в такой конечной системе с одинаковыми потенциальными барьерами вводится дефект или нарушение в локальной области, то нули ρ в (2) могут перемещаться по энергии или вообще исчезнуть. Интересно проследить за изменением положений нулей по мере увеличения параметра интенсивности потенциала локального нарушения и выяснить, чем собственно обусловлены те значения энергии, когда $\rho = 0$.

§ 1. Плотность состояний и сопротивление

Допустим, электрон падает на одномерную систему конечной длины, внутри которой имеется периодическое поле и дополнительное поле локального нарушения, расположенного в точке x_0. Для вычисления сопротивления в такой системе необходимо найти амплитуду прохождения t или функцию $D = t^{-1}$ $(\rho = |D|^2 - 1)$.

Вычисление можно провести по формуле

$$t = D^{-1} = \tilde{G}(x_1 x_2)[G_1(x_1 x_1) G_3(x_2 x_2)]^{-\frac{1}{2}}, \tag{3}$$

где G_1 и G_3 функции Грина (ФГ) электрона вне системы на ее границах x_1 и x_2 соответственно. Для дальнейшего можно считать $G_1 = G_3 = G_0$ (G_0 — ФГ электрона свободного движения). $\tilde{G}(x_1 x_2)$ есть ФГ двухконтактной задачи с учётом как периодического, так и локального поля. Поскольку локальный потенциал апроксиммуруется δ — потенциалом, то имеем

$$\tilde{G}(x\,x') = \tilde{G}_2(x\,x') - \frac{V\,\tilde{G}_2(x x_0)\,\tilde{G}_2(x_0\,x')}{1 + V\,\tilde{G}_2(x_0\,x_0)}. \qquad (4)$$

Двухконтактная ФГ $\tilde{G}_2(x\,x')$ выражается через ФГ G_2 в бесконечном периодическом поле [4].

$$\tilde{G}_2(x\,x) = \frac{G_2(x\,x)}{1-\lambda\,r_{21}\,r_{23}}\left[1 + \lambda\,r_{21}\,r_{23} - r_{21}\,e^{2i(\theta(x)-\theta(x_1))} - r_{23}\,e^{2i(\theta(x_2)-\theta(x))}\right], \qquad (5)$$

где

$$\lambda = e^{2i(\theta(x_2)-\theta(x_1))} = e^{2ikd}, \quad \theta(x) = \int^{x} \frac{i\,dx}{2\,G_2(x\,x)}.$$

r_{21} — амплитуда отражения электрона при его падении от второй подсистемы в первую при отсутствии второй границы, которая выражается через ФГ G_1 и G_2 (см. [4]). Аналогичный смысл имеет и амплитуда r_{23}. Итак, общая схема нахождения t имеется. При этом, если подставить (5) в (3), то мы получим амплитуду рассеяния через вторую подсистему при отсутствии нарушения локального поля. Но при подставке (5) в (4), а эта ФГ в (3), мы имеем решение задачи для t уже с учетом локального нарушения. В итоге мы получим

$$t_0 = [1 - \lambda\,r_{21}\,r_{23}]^{-1}\left[(1 - r_{12})(1 - r_{21})(1 - r_{23})(1 - r_{32})\right]^{\frac{1}{2}},$$

$$t = t_0\,[1 + V\,\tilde{G}_2(x_0\,x_0)]^{-1},$$

где

$$\tilde{G}_2(x_0\,x_0) = G_2(x_0\,x_0)\,\frac{(1 - \lambda_1\,r_{21})(1 - \lambda_2\,r_{23})}{1 - \lambda_1\,\lambda_2\,r_{21}\,r_{23}}, \quad \lambda_1 = e^{2ikd_1}, \quad \lambda_2 = e^{2ikd_2},$$

$$d_1 = x_0 - x_1,\ d_2 = x_2 - x_0,\ k\,d_1 = \theta(x_0) - \theta(x_1),\ k\,d_2 = \theta(x_2) - \theta(x_0).$$

Для упрощения задачи будем считать

$$G_2(x_1\,x_1) = G_2(x_2\,x_2) = G_2(x_0\,x_0); \quad G_i' = 0\ (i = 1,2,3).$$

Это равносильно предположению, что контактные точки x_1 и x_2, а также точка расположения локального поля x_0, находятся в симметричных условиях и периодическое поле достигает экстремума в этих точках. Тогда имеем $r_{21} = -r_{12}$, $r_{23} = r_{21}$, $r_{21} = (G_2 - G_1)\,G_2 + G_1)^{-1}$, что позволяет вычислить D:

$$D = \cos kd - \frac{i}{2}\left(\frac{G_2}{G_1} + \frac{G_1}{G_2}\right)\sin k\,d + V\,G_2\left[-i\sin k\,d + \frac{1}{2}\times\right.$$
$$\left.\times\left(\frac{G_2}{G_1} + \frac{G_1}{G_2}\right)\cos k\,d - \frac{1}{2}\left(\frac{G_2}{G_1} - \frac{G_1}{G_2}\right)\cos k(d_1 - d_2)\right]. \qquad (6)$$

Выражение (6) соответствует случаю, когда энергия падающего электрона лежит в разрешенной области энергий бесконечной периодической системы ($k \in \mathrm{Re}$, $G_2 \in \mathrm{Im}$, $G_1 = G_0$ всегда мнима).

Для перехода в область энергий запрещенных зон следует лишь учитывать $G_2 \in \mathrm{Re}$, $k = i\gamma$, $\gamma > 0$.

Примем теперь дополнительное условие $d_1 = d_2 = \frac{1}{2}d$, т. е. локальное поле нарушения расположено в центре пленки. Это условие является резонансным, что приводит к резкому уменьшению сопротивления при определенных значениях энергии. Для сопротивления ρ имеем

$$\rho = \frac{1}{4}\left[iVG_2\left(\frac{G_2}{G_1} + \frac{G_1}{G_2}\right) - \left(\frac{G_2}{G_1} - \frac{G_1}{G_2}\right)(\sin kd + iVG_2 \cos kd)\right]^2 \quad (7)$$

в пределах разрешенных зон и

$$\rho = \frac{1}{4}\left[-VG_2\left(\frac{G_2}{|G_1|} - \frac{|G_1|}{G_2}\right) + \left(\frac{G_2}{|G_1|} + \frac{|G_1|}{G_2}\right)(\mathrm{sh}\,\gamma d + VG_2\,\mathrm{ch}\,\gamma d)\right]^2 \quad (8)$$

в пределах запрещенных зон.

Как видим, сопротивление образца целиком выражается через модуль функции D (6), которая имеет как действительную, так и мнимую части. С другой стороны через ту же функцию D выражает плотность локальных (в пределах пленки) состояний

$$\nu = -\frac{1}{\pi d}\,\mathrm{Im}\,\frac{\partial}{\partial E}[\ln D]_2 = -\frac{1}{\pi d}\frac{\partial}{\partial E}\left[\mathrm{arctg}\,\frac{\mathrm{Im}\,D}{\mathrm{Re}\,D}\right]_2,$$

где индекс «2» означает, что производная берется по энергии только от величин, ответственных за вторую подсистему (G_2, k или γ). Напомним, что G_1 также зависит от энергии, но производная по G_1 не берется. Поскольку сопротивление и локальная плотность состояний выражаются через одну и ту же функцию D, то ясно, что между названными величинами существует прямая связь. Далее между мнимой и действительной частями ФГ существует дисперсионное соотношение, поэтому знание лишь плотности состояний позволяет вычислить ρ и наоборот.

§2. О кореляции между энергетическими положениями минимумов сопротивления и максимумов плотности состояний

Хотя существует отмеченная выше прямая связь между ρ и ν, но эта связь нелинейная и интегральная, поэтому, по-видимому, трудно извлечь из этой связи полезную информацию. Но из простой связи

$$\nu(E) = -\frac{1}{\pi d}\,\frac{\mathrm{Re}\,D\frac{\partial}{\partial E}(\mathrm{Im}\,D)_2 - \mathrm{Im}\,D\frac{\partial}{\partial E}(\mathrm{Re}\,D)_2}{\rho + 1} \quad (9)$$

вытекает, что если числитель (9) слабо зависит от энергии, то максимумам плотности состояний соответствуют минимумы сопротивления или наоборот. Учет энергетической зависимости в числителе (9) несколько нарушает это соответствие. Чтобы выяснить это представим плотность состояний, используя (6) и (9), в виде

$$\nu = \frac{1}{2\pi}\frac{\partial k}{\partial E}\frac{1}{1+\rho}\left[\left(\frac{G_2}{G_1} + \frac{G_1}{G_2}\right)(1 + (iVG_2)^2) - iVG_2\left(\frac{G_2}{G_1} - \frac{G_1}{G_2}\right)\times\right.$$

$$(\sin kd + i V G_2 \cos kd)\Big]. \tag{10}$$

Формула (10) справедлива при условии $d \gg a$ и в разрешенной зоне ($G_2 \in \mathrm{Im}$). В запрещенной зоне в (10) необходимо поставить $k = i\gamma$ и учитывать $G_2 \in \mathrm{Re}$.

В предположении $|VG_2| \ll 1$, что в первом приближении соответствует отсутствию нарушения, из (7) и (10) имеем

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi}\frac{\partial k}{\partial E}\frac{\dfrac{G_2}{G_1} + \dfrac{G_1}{G_2}}{1+\rho_0}, \qquad \rho_0 = \frac{1}{4}\left(\frac{G_2}{G_1} - \frac{G_1}{C_2}\right)^2 \sin^2 kd. \tag{11}$$

В другом предельном случае $|VG_2| \gg 1$ имеем

$$\begin{aligned} \nu_\infty &= \frac{2}{\pi}\frac{\partial k}{\partial E}\left[\frac{G_2}{G_1} + \frac{G_1}{G_2} - \left(\frac{G_2}{G_1} - \frac{G_1}{G_2}\right)\cos kd\right]^{-1}, \\ \rho_\infty &= \frac{1}{4}(iVG_2)^2\left[\frac{G_2}{G_1} + \frac{G_1}{G_2} - \left(\frac{G_2}{G_1} - \frac{G_1}{G_2}\right)\cos kd\right]^2. \end{aligned} \tag{12}$$

Выражения (11) и (12) показывают, что максимумам плотности состояний соответствуют минимумы сопротивления и наоборот. Этот вывод справедлив как при отсутствии нарушения или $|VG_2| \ll 1$, так и при больших $|VG_2| \gg 1$, но при достаточно большой толщине пленки $d \gg a$.

Как видим из (11), ρ обращается в нуль при $k = \dfrac{\pi}{d}n$, $n = 1, 2 \cdots \dfrac{d}{a} - 1$. Но при больших V сопротивление больше не обращается в нуль, но имеет минимум, когда $kd = 2\pi n'$ при $\dfrac{G_2}{G_1} > 1$ и $kd = \pi(2n'+1)$ при $\dfrac{G_1}{G_2} > 1$.

Ясно, что существует критическое значение V_k, такое что при $V < V_k$ сопротивление обращается в нуль при определенных значениях энергии, а при $V > V_k$ сопротивление вообще не обращается в нуль. Это V_k, зависящее от энергии, можно найти из (7)

$$V_k = \left|\frac{1}{2G_2}\left(\frac{G_2}{G_1} - \frac{G_1}{G_2}\right)\right|,$$

С увеличением V от нуля до критического V_k нули ρ и максимумы ν перемещаются по энергии.

Нули ρ, соответствующие $ka = \dfrac{\pi}{m}(2n'+1)$ при $V = 0$ поднимаются по энергии, если увеличивать V ($V > 0$), а соседние нули опускаются. Такое же поведение имеет смещение максимумов $\nu(E)$, чо их скорости перемещения по энергии отличаются, так что нарушается кореляция между расположением нулей ρ и максимумами ν.

Дальнейшее увеличение V выше V_k приводит к исчезновению нулей ρ, но оно имеет хорошо выраженные минимумы. Число минимумов ρ и максимумов ν, при $|VG_2| \gg 1$, практически в два раза меньше, чем при $|VG_2| \ll 1$, но максимум ν ***имеет практически в два раза больше значение амплитуды, т. к.***

$$(\nu_0)_{\max} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial k}{\partial E} \left(\frac{G_2}{G_1} + \frac{G_1}{G_2} \right), \qquad (\nu_-)_{\max} = \frac{1}{\pi} \frac{\partial k}{\partial E} \frac{G_2}{G_1}.$$

Это свидетельствует о слиянии двух максимумов ν и соответствующих минимумов ρ в один и является непосредственным следствием условия сохранения полного числа состояний в пределах одной разрешенной и одной запрещенной зон, независимо от величины V.

Перейдем теперь к рассмотрению области энергии запрещенной зоны. Из формулы (8) следует, что при одном значении энергии, независимо от величины и знака V, ρ обращается точно в нуль. При больших d с точностью до экспоненциальных малых членов, значение энергии, при котором $\rho(E_l) = 0$, определяется уравнением

$$1 + VG_2(E) = 0,$$

совпадающем с уравнением для определения энергетического уровня нарушения в бесконечной периодической системе. В том же приближении при $E = E_l$ располагается максимум ν. Учет экспоненциальных членов дает несколько различные значения энергий E_ρ и E_ν при которых $\rho(E) = 0$ и $\nu(E) = \max$.
Действительно, при $d \gg a$ имеем

$$E_\rho = E_l - \left[\frac{2}{V \dfrac{\partial G_2}{\partial E} e^{\gamma d}} \cdot \frac{\dfrac{G_2}{|G_1|} - \dfrac{|G_1|}{G_2}}{\dfrac{G_2}{|G_1|} + \dfrac{|G_1|}{G_2}} \right]_{E=E_l}, \qquad E_\nu = E_l - \frac{2}{\left[V \dfrac{\partial G_2}{\partial E} e^{\gamma d} \right]_{E=E_l}},$$

что свидетельствует об отсутствии точной корелляции между расположением минимума ρ и максимума ν.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Landauer R.* Pilos. Mag., 21, 863 (1970).
2. *Anderson P.* W. et al., Phys. Rew., B22, 3519, (1980).
3. *Gasparian V. M.* et al., Phys. Lett., 132, 201 (1988).
4. *Варданян А. А., Касаманян З. А.* Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 336 (1980).

ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹԻ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԹՈՒՆԵԼԱՅԻՆ ՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆԸ ԽԱՆԳԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Զ. Հ. ԿԱՍԱՄԱՆՅԱՆ, Դ. Կ. ՄԵԼԻՔ-ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Կիսահաղորդային կամ դիէլեկտրիկական թաղանթի թունելային դիմադրության կամ հաղորդականության համար ստացված է ճշգրիտ արտահայտություն, երբ թաղանթի ներսում

Հաշվի են առնվում պարբերական դաշտը և խանգարման տեղային լրացուցիչ դաշտը։ Ապացուցվում է, որ ռեզոնանսային պայմաններում դիմադրությունը ունենում է մինիմումներ կամ դառնում է զրո։ Ուսումնասիրվում է դիմադրության մինիմումների և վիճակների խտության մաքսիմումների էներգետիկ դասավորվածությունների միջև կապը։

RESONANCE TUNNEL CONDUCTION OF THIN FILM IN THE PRESENCE OF DEFECT

Z. A. KASAMANYAN, D. K. MELIK-VARDANYAN

An exact expression for the tunnel resistance or conduction of semiconductor or dielectric thin film is obtained taking into account the presence of periodical and additional local defect fields in it. When the resonance conditions are fulfilled, the resistance of the film is zero or is minimum. The relation between energy positions of resistance minima and the maxima of the density of electron states was studied.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 295—298 (1990)

УДК 548.35;530.145

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В МАГНЕТИКЕ С ЧЕТЫРЕХСПИНОВЫМ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Г. А. ВАРДАНЯН, Г. М. ГАБОЯН

Ереванский государственный университет

А. С. СААКЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 25 марта 1990 г.)

Внешнее постоянное однородное магнитное поле создает в четырехспиновом обменном магнетике периодическую сверхструктуру намагниченности. Показано, что в системе возможен фазовый переход по магнитному полю.

Известно, что магнитные свойства ряда кристаллов не могут быть объяснены в рамках модели Гейзенберга. Это приводит к заключению, что в этих кристаллах кроме двухспинового должен существовать также и обмен более высоких порядков, в частности, четырехспиновый.

Таковыми являются твердый He^3 (атомный туннельный четырехспиновый обмен), а также соединения $(Tb, Y)Sb$, $(Ge, La)Sb$, $Mn(CH_3COO)_2 4H_2O$, $CeTl_3$ (электронный четырехспиновый обмен) [1,2].

Ниже предлагается феноменологическое описание таких систем на основе уравнений Ландау-Лифшица [3]. Показано, что однородное магнитное поле в изотропном магнетике создает периодическую магнитную структуру. В системе возможен фазовый переход по магнитному полю.

Магнетик с четырехспиновым обменом задается следующим классическим гамильтонианом.