Физика низких температур, 1998, т. 24, № 7, с. 661–667

Размерные эффекты нового типа в проводимости туннельных контактов металл–изолятор–металл

В. М. Свистунов, А. И. Хачатуров, О. И. Черняк

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail: svistuno@sts.dipt.donetsk.ua

Р. Аоки

College of Industrial Technology, Amagasaki, Nishi-Koya, Japan

Статья поступила в редакцию 2 марта 1998 г.

Предложена теоретическая модель, позволяющая рассчитывать характеристики туннельных контактов металл–изолятор–тонкая металлическая пленка. Наряду с известными эффектами, обусловленными соразмерными электронными состояниями, в ней предсказывается ряд принципиально новых особенностей в зависимости туннельной проводимости от напряжения $\sigma(V)$. Так, даже в случае симметричного туннельного контакта с электродами, выполненными из одного и того же материала, туннельная проводимость проявляет заметную асимметрию. Кроме того, ветвь зависимости $\sigma(V)$, соответствующая туннелированию в тонкопленочный электрод, содержит структуру, состоящую из провалов проводимости.

Запропоновано теоретичну модель, що дозволяє розраховувати характеристики тунельних контактів метал–ізолятор–тонка металічна плівка. Поряд з відомими ефектами, що обумовлені домірними електронними станами, в ній передбачається ряд принципово нових особливостей в залежності тунельної провідності від напруги $\sigma(V)$. Так, навіть для симетричного тунельного контакту, електроди якого вироблені з одного й того ж матеріалу, тунельна провідність проявляє значну асиметрію. Окрім того, вітка залежності $\sigma(V)$, що відповідає тунелюванню в тонкоплівочний електрод, має структуру, що складається з різких падінь провідності.

PACS: 73.40.Gk, 73.40.Rw

1. Введение

Возможность наблюдения стоячих волн в тонких металлических пленках методом электронного туннелирования была высказана в первой половине шестидесятых годов (в «золотой век» туннельной спектроскопии) [1], однако их экспериментальное изучение началось лишь в начале семидесятых годов [2]. Основным фактором, сдерживающим экспериментальные исследования, являлась чрезвычайная чувствительность этого эффекта к толщине исследуемой пленки, что делало его наблюдение в реальных пленках весьма проблематичным. Авторы работы [2] учли, что толщина поликристаллической пленки L может изменяться лишь на дискретную величину, кратную постоянной решетки a, благодаря чему в ней существуют так называемые соразмерные состояния с поперечной составляющей волнового вектора

$$k_z = \frac{S}{Q}\frac{\pi}{d} \tag{1}$$

(S/Q — несократимая дробь; d — толщина барьера), энергии которых $E_{nz} = (\hbar\pi n)^2/2mL^2$ не зависят от толщины. К настоящему времени эффект размерного квантования наблюдается туннельным методом в различных материалах (Pb, Au, Ag, Bi [3,4]) и считается хорошо изученным явлением. С его помощью можно определить положение некоторых особых точек зонной структуры и наклон дисперсионных кривых $\varepsilon(k)$ вблизи этих точек. Исследовано также влияние на квантовый размерный эффект внешних воздействий. Так, например, в работах

[5,6] изучалось действие на него высоких гидростатических давлений (~ 10 кбар).

Однако во всех вышеупомянутых работах рассматривались особенности, проявляющиеся в туннельных характеристиках при конечных напряжениях смещения на переходе V. Цель настоящей работы состоит в том, чтобы изучить влияние стоячих волн на общее поведение туннельной проводимости $\sigma(V) = dI/dV$ в широком (порядка одного вольта) интервале напряжений.

2. Формулировка модели и анализ полученных результатов

Рассмотрим туннельный контакт металл—изолятор—тонкая металлическая пленка. Пусть оба электрода изготовлены из одного и того же металла с квадратичным законом дисперсии. Энергии Ферми этих электродов будут иметь одно и то же значение $E_{F1} = E_{F2} = E_F$. Предположим, что первый электрод имеет такие геометрические размеры, что его электронный спектр можно считать непрерывным, в то время как толщина L второго электрода достаточно мала для реализации квантового размерного эффекта. Пространственное квантование приводит к квазинепрерывному энергетическому спектру. Энергетическая зона расщепляется на двумерные подзоны

$$\varepsilon_n(k_\parallel) = \frac{(\hbar k_\parallel)^2}{2m} + \frac{(\pi\hbar)^2}{2mL^2}\, n^2 \;, \; n = 1,\, 2,\, 3\ldots, \qquad (2)$$

где $k_\parallel$ — составляющая волнового вектора, параллельная плоскости туннельного барьера.

Поскольку в настоящей работе нас интересуют, в первую очередь, эффекты широкомасштабные по напряжению, удобно считать температуру измерения T равной нулю. При $T = 0$ занятые состояния для n-й подзоны тонкопленочного электрода лежат внутри круга, радиус которого $k_1 = \; = \sqrt{2m(E_F - E_{nz})}\,/\,\hbar$ (все энергии отсчитываются от дна зоны проводимости начального электрода). Подадим конечное напряжение смещения V на тонкопленочный электрод и рассчитаем вклад в туннельный ток, вносимый n-й подзоной. При конечном отрицательном смещении V на тонкопленочном электроде все электроны, состояния которых лежат внутри кольца (рис. 1,*а*), определяемого радиусами k_1 и $k_2 = \sqrt{2m(E_F - E_{nz} - eV)}\,/\hbar$, могут принять участие в туннельном процессе, поскольку для всех них найдется свободное состояние на противоположной стороне контакта. Разделив площадь диска S на двумерную плотность состояний $(2\pi)^2$, получим число электронов N, принимающих участие в туннелировании, умножив

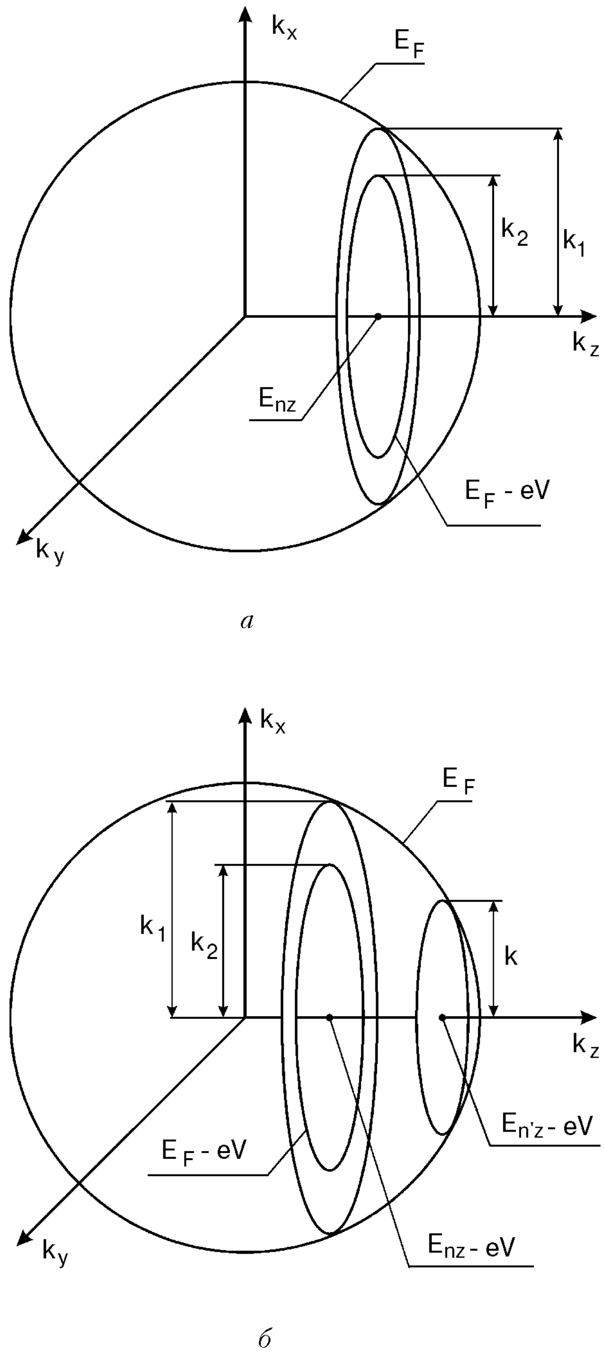

Рис. 1. Обратное пространство квантованной пленки. Уровень Ферми пленки сдвинут вверх относительно уровня Ферми обычного металлического электрода на величину V. Принимающие участие в туннелировании электроны n-й подзоны расположены в кольце площадью $2\pi meV/\hbar$ (*а*). Обратное пространство обычного металлического электрода, уровень Ферми сдвинут напряжением смещения V вверх относительно уровня Ферми пленки. При $V = 0$ для плоскостей туннелирования $E_{nz} < E_F$ электроны, принимающие участие в туннелировании, находятся в кольце; для плоскостей туннелирования $E_{nz} \geq E_F$ эти электроны находятся в

его на заряд e и перпендикулярную составляющую скорости v_{nz}, найдем вклад от одной подзоны в падающий на плоскость перехода ток:

$$J_{\text{in}}(E_{nz}, V) = 2ev_{nz}N = 2e\frac{S}{(2\pi)^2} v_{nz} = \frac{m}{\pi\hbar^2} e^2 V v_{nz} , \qquad eV < E_F - E_{nz} . \tag{3}$$

(Двойка в этой формуле появилась благодаря учету спина электрона.) В однозонной модели все электроны, расположенные в плоскости, перпендикулярной оси z, имеют одинаковую вероятность туннелирования $P(E_{nz}, V)$. Поэтому нахождение туннельного тока не требует интегрирования

$$J(E_{nz}, V) = \frac{e^2}{\pi\hbar^2} V \sqrt{2mE_{nz}}\, P(E_{nz}, V) , \qquad eV < E_F - E_{nz} . \tag{4}$$

Входящая в (4) вероятность туннелирования $P(E_{nz}, eV)$ для трапецеидального барьера с высотами φ_1 и φ_2 и толщиной d в ВКБ-приближении имеет сравнительно простой вид [7]

$$P(E_{nz}, V) = \exp\left\{ -\frac{A_d}{\varphi_2 - eV - \varphi_1} \times \left[(\varphi_2 - eV - E_{nz})^{3/2} - (\varphi_1 - E_{nz})^{3/2} \right] \right\} , \tag{5}$$

где $A_d = 4\sqrt{2m}\, d/3\hbar$ (для простоты считаем, что эффективная масса электрона m в запрещенной зоне диэлектрика и в металлических электродах равна массе свободного электрона). Если $eV > E_F - E_{nz}$, то, как легко видеть на рис. 1,*а*, дальнейшее увеличение напряжения не приводит к увеличению числа электронов, участвующих в туннелировании, поскольку подзона открыта полностью и все ее электроны, расположенные на круге площадью $2\pi m(E_F - E_{nz})/\hbar^2$, уже задействованы в туннельном процессе. Вклад в туннельный ток от единичной подзоны при этом равен

$$J_n(V) = \frac{e(E_F - E_{nz})}{\pi\hbar^2} \sqrt{2mE_{nz}}\, P(E_{nz}, V) , \qquad eV > E_F - E_{nz} . \tag{6}$$

Если при малых напряжениях смещения ($eV < E_F - E_{nz}$) ток $J_n(V)$ определялся двумя факторами: увеличением числа электронов, принимающих участие в туннельном процессе, и изменением вероятности туннелирования $P(E_{nz}, V)$, то при больших напряжениях ($eV > E_F - E_{nz}$) его изменение связано лишь с последним фактором.

Продифференцировав полный ток $J(V) = \sum_{E_{nz} < E_F} J(E_{nz}, V)$ по напряжению V, получаем выражение для туннельной проводимости

$$\sigma(V) = \sum_{E_{nz} < E_F} \sigma(E_{nz}, V), \tag{7}$$

где

$$\sigma(E_{nz}, V) = \begin{cases} \dfrac{e^2}{\pi\hbar^2} \sqrt{2mE_{nz}}\, [P(E_{nz}, V) + VP'(E_{nz}, V)], & eV < E_F - E_{nz} \\ \dfrac{e}{\pi\hbar^2} \sqrt{2mE_{nz}}\, (E_F - E_{nz})\, P'(E_{nz}, V), & eV > E_F - E_{nz} \end{cases} . \tag{8}$$

Входящую в эту формулу производную вероятности туннелирования по напряжению смещения $P'(E_{nz}, V) = dP(E_{nz}, V)/dV$ можно рассчитать аналитически

$$P'(E_{nz}, V) = \frac{eA_d \left[(\varphi_2 - 3\varphi_1 - eV + 2E_{nz}) \sqrt{\varphi_2 - eV - E_{nz}} + 2\sqrt{(\varphi_1 - E_{nz})^3} \right]}{2(\varphi_2 - eV - \varphi_1)^2} P(E_{nz}, V) . \tag{9}$$

Таким образом, мы видим, что в зависимости туннельного тока от напряжения $J(V)$ следует ожидать появления изломов при напряжениях $eV = E_F - E_{nz}$, а в дифференциальной проводимости $\sigma(V)$ — ступенек.

Пусть напряжение смещения V подано теперь на обычный электрод. Несмотря на то что энергетический спектр начального электрода непрерывен, принять участие в туннельном процессе могут лишь те электроны, которые найдут в конечном электроде, во-первых, разрешенные, а во-вторых, свободные состояния. При зеркальном и упругом туннелировании первое условие означает, что все туннелирующие электроны должны быть расположены на плоскостях $E'_{nz} = E_{nz} - eV$. В дальнейшем будем называть их плоскостями туннелирования. Очевидно, что полный туннельный ток можно найти, либо производя суммирование вкладов от всех плоскостей туннелирования E'_{nz} начального электрода, либо, что одно и то же, суммируя по соответствующим им подзонам конечного электрода E_{nz}. Рассмотрим плоскости туннелирования, для которых подзоны E_{nz} расположены выше уровня Ферми ($E_{nz} > E_F$). В этом случае второе условие выполняется автоматически, так как все конечные состояния свободны. Однако при $eV < E_{nz} - E_F$ ток от n-й плоскости туннелирования равен нулю, поскольку сама эта плоскость не содержит занятых состояний. Такие состояния появляются лишь тогда, когда eV превысит энергетическое расстояние от рассматриваемой плоскости туннелирования до поверхности Ферми. При $eV > E_{nz} - E_F$ все эти состояния в обратном пространстве расположены на диске (рис. 1,*б*), причем перпендикулярная составляющая энергии диска непрерывно уменьшается с напряжением $E'_{nz} = E_{nz} - eV$, а радиус k увеличивается пропорционально $\sqrt{E_{nz} - E_F + eV}$. Вклад в общий туннельный ток, вносимый рассматриваемыми электронами, определяется формулой

$$J1(E'_{nz}\,,\ V) = \begin{cases} 0, & eV < E_{nz} - E_F \\ \dfrac{e}{\pi\hbar^2}\,(E_F - E'_{nz})\,P(V,\,E'_{nz})\,\sqrt{2mE'_{nz}}, & eV > E_{nz} - E_F \end{cases}. \qquad (10)$$

Рассмотрим плоскости туннелирования, соответствующие подзоны которых расположены ниже уровня Ферми ($E_{nz} \le E_F$). В этом случае на противоположной стороне контакта свободные состояния имеются только для тех электронов, которые расположены в кольце с радиусами k_1 и k_2 (рис. 1,б). По мере увеличения напряжения смещения площадь этого кольца S растет пропорционально напряжению смещения ($S = 2\pi meV/\hbar$), а само оно движется вдоль оси z в направлении дна зоны. При $eV > E_{nz} - E_F$ в начальном электроде нет состояний, туннелируя с которых электрон мог бы попасть в рассматриваемую подзону. Вклад в общий туннельный ток, вносимый одной плоскостью туннелирования, равен

$$J2(E'_{nz}\,,\ V) = \begin{cases} \dfrac{e^2}{\pi\hbar^2}\,V\,\sqrt{2mE'_{nz}}\,P(V,\,E'_{nz}), & eV \le E_{nz} \\ 0, & eV > E_{nz} \end{cases}. \qquad (11)$$

Полный туннельный ток будет представлять собой сумму вкладов от всех плоскостей туннелирования отдельных подзон

$$J(V) = \sum_{E_{nz} < E_F} J1(E'_{nz}\,,\ V) + \sum_{E_F < E_{nz} < E_F + eV} J2(E'_{nz}\,,\ V)\ . \qquad (12)$$

Дифференцируя это выражение по напряжению, получаем формулу для туннельной проводимости

$$\sigma(V) = \sum_{E_{nz} < E_F} \sigma1(E_{nz}\,,\ V) + \sum_{E_F < E_{nz} < E_F + eV} \sigma2(E_{nz}\,,\ V)\ , \qquad (13)$$

где

$$
\sigma 1(V) = \begin{cases} \dfrac{e\sqrt{2m}}{\pi\hbar^2} \left\{ \left[(E_F - E_{nz} + eV)\, P1'(V, E_{nz}) + eP1(V, E_{nz}) \right] \sqrt{E_{nz} - eV} \;- \right. \\ \qquad \left. - \dfrac{e}{2} \dfrac{E_F - E_{nz} + eV}{\sqrt{E_{nz} - eV}}\, P1(V, E_{nz}) \right\}, & eV \le E_{nz} - E_F \\ 0, & eV > E_{nz} - E_F\ ; \end{cases} \tag{14}
$$

и

$$
\sigma 2(V) = \begin{cases} \dfrac{e^2\sqrt{2m}}{\pi\hbar^2} \left\{ \left[V\, P1'(V,E_{nz}) + P1(V,E_{nz}) \right] \sqrt{E_{nz} - eV} - \dfrac{e}{2} \dfrac{V}{\sqrt{E_{nz} - eV}}\, P1(V,E_{nz}) \right\}, & eV \le E_{nz} \\ 0, & eV > E_{nz} \end{cases} \tag{15}
$$

Вероятность туннелирования $P1(V, E_{nz})$ и ее производная $P1'(V, E_{nz})$ в этом случае определяются формулами

$$
P1(E_{nz}, V) = \exp\left\{ -\frac{A_d}{\varphi_2 - eV - \varphi_1} \left[(\varphi_2 - E_{nz})^{3/2} - (\varphi_1 - E_{nz} + eV)^{3/2} \right] \right\}, \tag{16}
$$

$$
P1'(V,E_{nz}) = A_d P1(V,E_{nz})\, e \left[\frac{\sqrt[3]{\varphi_1 - E_{nz} + eV}}{2(\varphi_1 + eV - \varphi_2)} - \frac{\sqrt{(\varphi_1 - E_{nz} + eV)^3} - \sqrt{(\varphi_2 - E_{nz})^3}}{(\varphi_1 + eV - \varphi_2)^2} \right]. \tag{17}
$$

На рис. 2 представлены результаты расчета дифференциальной проводимости туннельного контакта металл—изолятор—тонкая металлическая пленка, выполненные в предположении, что электроды последнего изготовлены из некоего гипотетического металла с энергией Ферми E = 4 эВ и постоянной решетки $a = 2$ Å. Пленка полагалась однородной по толщине равной 1000 Å, а барьер — прямоугольным с высотой $\varphi = 4$ эВ и толщиной $d = 11$ Å. На приведенной кривой отчетливо видны особенности, местоположения которых строго соответствуют ожидаемым, однако по своей форме они носят скорее осциллирующий, а не ступенчатый характер. Это полностью согласуется с предположениями, высказанными в [4], согласно которым эффекты размерного квантования, накладываясь на параболическую барьерную зависимость проводимости от напряжения, в сумме приводят к осцилляциям в $\sigma(V)$. Отметим, однако, тот факт, что величина эффектов при положительном напряжении смещения, которое соответствует туннелированию электронов из обычного металла в квантоворазмерную пленку, значительно выше, чем при отрицательном напряжении. К неожиданным результатам, на наш взгляд, следует отнести заметную, несмотря на ее немонотонный характер, асимметрию кривой.

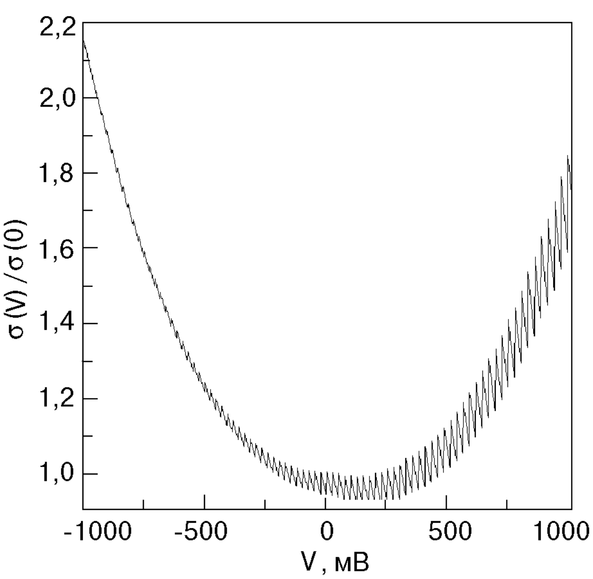

Рис. 2. Дифференциальная проводимость $\sigma(V)$ туннельного контакта (сплошная линия) металл—изолятор—квантованная пленка, однородная по толщине $L = 1000$ Å. Предполагается, что электроды изготовлены из гипотетического металла с $E_F = 4$ эВ и постоянной кристаллической решетки $a = 2$ Å. Высота прямоугольного потенциального барьера $\varphi_1 = \varphi_2 = 4$ эВ, толщина $d = 11$ Å.

Результаты аналогичных расчетов для неоднородной пленки, толщина которой варьируется в пределах 470–530 Å, согласно гауссовскому закону $L \sim \overline{L} \exp\{-[\alpha(\overline{L} - L)/\overline{L}]^2\}$, где $\alpha = 1/6$ и $\overline{L} = 500$ Å, представлены на рис. 3 (сплошная линия). В полном согласии с рассуждениями отчетливая осциллирующая структура

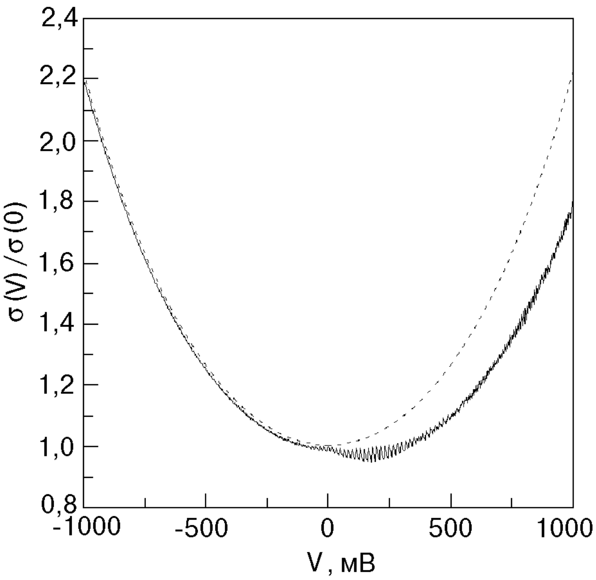

Рис. 3. Дифференциальная проводимость $\sigma(V)$ туннельного контакта (сплошная линия) металл—изолятор—неоднородная квантованная пленка с гауссовским законом распределения по толщине. Предполагается, что электроды изготовлены из гипотетического металла с $E_F = 4$ эВ и постоянной кристаллической решетки $a = 2$ Å. Толщина пленки варьируется от 470 до 530 Å, $\overline{L} = 500$ Å, $\alpha = 1/6$. Параметры потенциального барьера: $\varphi_1 = \varphi_2 = 4$ эВ и $d = 11$ Å. Штриховой линией показана дифференциальная проводимость контакта с обычными металлическими электродами, рассчитанная при тех же параметрах.

сохранилась лишь при напряжении $eV =$ 178 мэВ, что соответствует значению $S/Q = 3/2$, и, следовательно, $k_z = 3\pi/2d$. Штриховая кривая на рис. 3 — туннельная проводимость, рассчитанная при тех же барьерных параметрах, но в предположении, что обе обкладки туннельного контакта являются массивными электродами. Сравнивая обе кривые, видим, что квантовый размерный эффект, оставляя практически неизменной левую ветвь кривой $\sigma(V)$, соответствующую туннелированию из квантованной пленки в металл, значительно изменяет правую ветвь. При туннелировании из металла в квантованную пленку проводимость сначала уменьшается, проходит через минимум и лишь затем возрастает, заметно отставая в своем росте от левой ветви. В результате вся зависимость $\sigma(V)$, оставаясь, вообще говоря, параболической, как бы сдвигается на некоторую конечную величину V_{sh} в сторону положительных напряжений. Подобные эффекты сдвига кривой $\sigma(V)$ хорошо известны из эксперимента. Долгое время, как и в работе [8], они объяснялись исключительно асимметрией потенциального барьера. В работах [9,10] было показано, что причиной обсуждаемого сдвига может быть также и различие в значениях энергии Ферми обкладок туннельного контакта при условии, что одно из этих значений порядка нескольких вольт, а второе не превышает одного вольта. Отметим, что в рамках предложенной модели легко могут быть получены наблюдаемые в некоторых случаях значения V_{sh} порядка нескольких сотен милливольт, которые очень трудно объяснить за счет асимметрии трапецеидального барьера.

Обсудим причину асимметрии туннельных характеристик в симметричных контактах с прямоугольным барьером и электродами, выполненными из одного и того же материала. При подаче напряжения смещения V на электрод с квазинепрерывным спектром основной вклад в проводимость вносят подзоны, лежащие ниже энергии Ферми, поперечные составляющие энергий E_{nz} которых находятся в интервале $E_F > E_{nz} > \; > E_F - eV$. При туннелировании из обычного электрода туннельная проводимость определяется подзонами, лежащими выше энергии Ферми $(E_F < E_{nz} < E_F - eV)$. При квадратичном законе дисперсии число последних меньше, чем в предыдущем случае. Необходимо отметить, что их соотношение зависит от энергии Ферми, постоянной решетки, измеряемого интервала, но не зависит, вообще говоря, от толщины квантованной пленки L. Это означает, что при простом увеличении толщины L в нашей модели не проявляется предельный переход к обычному случаю туннельного контакта металл—изолятор—металл с неквантованными электродами. Асимметрия в туннельных характеристиках будет сохраняться до тех пор, пока электронный спектр в одном из электродов непрерывен, а во втором дискретен, что и определяет условия применимости обсуждаемой модели.

Рассматриваемая модель предсказывает еще один вид особенностей, связанных со стоячими волнами. Как видно из формул (14) и (15), при отрицательном потенциале на массивном электроде $\sigma(V) \to -\infty$ при $eV \to E_{nz}$. Это значение напряжения на переходе соответствует моменту ухода n-й плоскости туннелирования за нижний край зоны проводимости. Вообще говоря, тот факт, что уходящая подзона может вызвать какую-либо особенность в туннельной проводимости весьма неожидан, так как вклад нижних подзон в общий туннельный ток, как правило, ничтожно мал. Доминирующим является вклад вышележащих подзон. Однако, как следует из формул (14),(15), в

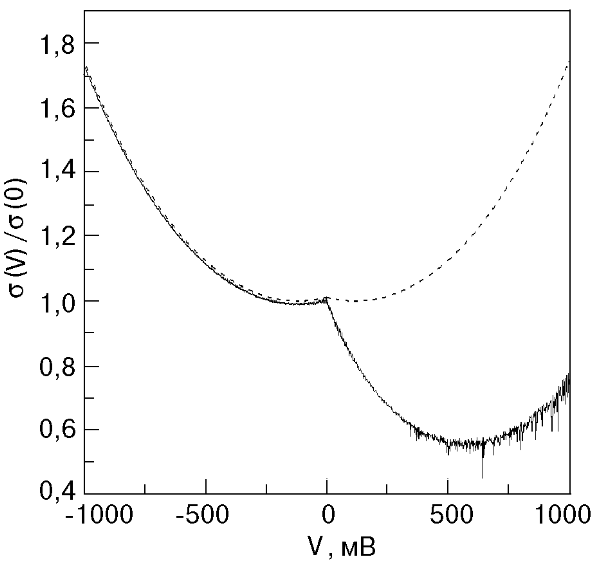

Рис. 4. Дифференциальная проводимость $\sigma(V)$ туннельного контакта (сплошная линия) металл—изолятор—неоднородная квантованная пленка с гауссовским законом распределения по толщине. Энергия Ферми обоих электродов равна 1 эВ. Остальные расчетные параметры совпадают с соответствующими значениями на рис. 3. Штриховой линией показана дифференциальная проводимость контакта с обычными металлическими электродами, рассчитанная при тех же параметрах.

непосредственной близости к краю зоны этот вклад настолько быстро стремится к нулю, что перевешивает возрастание всех остальных слагаемых в формуле (13). Результирующий провал в проводимости при этом должен быть чрезвычайно узок. Действительно, как показывают численные расчеты, ширина провалов для туннельной проводимости, приведенной на рис. 3, варьируется от нескольких нановольт (для подзон, находящихся у дна зоны проводимости) до нескольких десятков микровольт (для подзон, расположенных вблизи уровня Ферми). Вот почему они не обнаруживают себя в зависимости $\sigma(V)$ на рис. 3, рассчитанной с шагом 1 мВ. Однако при более благоприятных условиях, например при дальнейшем уменьшении энергии Ферми, обсуждаемые особенности начинают проявляться в расчетных зависимостях $\sigma(V)$ (рис. 4) в виде случайных пиков сопротивления, что сохраняет определенную надежду на возможность их экспериментального наблюдения.

3. Заключение

Таким образом, построенная нами теория туннельного контакта, в одном из электродов которого реализуется размерное квантование, предсказывает ряд ранее неизвестных эффектов. Первый из них связан с общим поведением дифференциальной проводимости $\sigma(V)$ в широком диапазоне напряжений. Оказывается, что ветвь этой кривой, соответствующая туннелированию электронов из обычного электрода в квантованный, ведет себя аномальным образом. При малых напряжениях для этой полярности проводимость вначале убывает, проходит через минимум, а затем начинает возрастать, причем возрастание это происходит медленнее, чем при обратном напряжении смещения на переходе. В результате вся зависимость проводимости от напряжения смещения в целом имеет вид параболы, сдвинутой относительно нуля напряжения. По поводу второго эффекта отметим, что резистивные пики часто наблюдаются в туннельной проводимости металлооксидных сверхпроводников и объясняются исключительно на основе их сверхпроводящих свойств (в основном как разрушение «сверхпроводящих закороток»). Подобные эффекты были зарегистрированы и при туннелировании в нормальное состояние металлооксидов [11] и вплоть до настоящего момента не находят должного объяснения. Предлагаемая модель является единственной моделью, которая предсказывает резкие провалы проводимости туннельных контактов с несверхпроводящими обкладками. На наш взгляд, можно предположить, что наблюдаемые в туннельных характеристиках металлооксидных соединений квазипериодические пики сопротивления указывают на наличие в их электронных спектрах квазидвумерных подзон с малым числом носителей заряда.

Работа поддержана TAO-грантом (The Telecommunications Advancement Organization of Japan).

Статья подготовлена в честь 70-летнего юбилея академика И. М. Дмитренко, указавшего одному из авторов (ВМС) еще в начале шестидесятых годов на элегантность Туннельного «Прощупывания» Твердых Тел.

1. Г. А. Гогадзе, И. О. Кулик, *ФТТ* **7**, 432 (1965).
2. R. C. Jaklevic and J. Lambe, *Phys. Rev.* **B12**, 4146 (1975).
3. В. Н. Луцкий, Д. Н. Корнеев, М. И. Елинсон, *Письма в ЖЭТФ* **4**, 267 (1966).
4. L. C. Davis, R. C. Jaklevic, and J. Lambe, *Phys. Rev.* **B12**, 798 (1975).
5. В. М. Свистунов, В. Ю. Таренков, *Письма в ЖЭТФ* **26**, 34 (1977).
6. В. М. Свистунов, М. А. Белоголовский, О. И. Черняк, *УФН* **151**, 31 (1987).
7. R. B. Floyd and D. G. Walmsley, *J. Phys.* **C11**, 4601 (1978).

8. W. F. Brinkman, R. C. Dynes, and J. M. Rowell, *J. Appl. Phys.* **41**, 1915 (1970).
9. A. I. Khachaturov, V. M. Svistunov, and M. A. Belogolovskii, *Chech. J. Phys.* **46**, Suppl. Part S2, 1031 (1996).
10. В. М. Свистунов, А. И. Хачатуров, М. А. Белоголовский, О. И. Черняк, *ФНТ* **22**, 605 (1996).
11. V. M. Svistunov, Yu. F. Revenko, O. V. Grigut, O. A. Popov, M. A. Belogolovskii, and A. I. Khachaturov, *Mod. Phys. Lett.* **B5**, 607 (1991).

Possible new size effects in tunneling conductance of metal-insulator-metal junctions

V. M. Svistunov, A. I. Khachaturov, O. I. Chernyak, and R. Aoki

A simple theory that makes it possible to calculate characteristics of a metal-insulator-quantized metal film tunnel junction is developed. Along with the well-known oscillations in the tunneling conductance $\sigma(V)$ due to commensurate electron states it predicts a number of new effects. Thus, even in the case of a symmetrical junction with a rectangular potential barrier the curve $\sigma(V)$ exhibits a prominent asymmetry. Its branch, corresponding to electron tunneling in the thin film electrode, contains a structure consisting of conductance dips.