

01; 05; 11

О КОГЕРЕНТНОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В АВТОЭМИССИОННОЙ СИСТЕМЕ

Б. Н. Васичев, Ю. Л. Рыбаков

Обсуждается вопрос о дискретном туннелировании электронов на границе кристалл—вакуум. Показано, что в автокатоде (АЭК) с локализованной зоной эмиссии могут быть реализованы одноэлектронные туннельные переходы. Рассмотрены особенности генерации когерентного электронного пучка на примере модели АЭК, на центральной грани острия которого адсорбирован слой электроположительных атомов, локализуящую зону туннельных переходов. Сделан вывод о возможности применения автоэмиссионных систем в качестве генератора когерентных электронных пучков.

В работе [1] было показано, что в туннельных переходах с очень малой емкостью ($C_{\pi} \sim 10^{-17}$ Ф) при низких температурах могут проявляться эффекты дискретного туннелирования электронов. Причина их возникновения связана с заметным изменением напряжения на переходе $\Delta V = e/C_{\pi}$, вследствие чего его заряд Q может попасть в диапазон

$$-e/2 < Q < e/2. \quad (1)$$

В этом случае туннелирование даже одиночного электрона невыгодно для обоих направлений, т. е. заряд Q оказывается с обеих сторон заблокированным. Если Q незначительно изменится под воздействием внешнего источника тока, подсоединенного к переходу, то величина заряда выйдет за пределы диапазона (1) и возникнут энергетически выгодные условия для туннелирования одного электрона. При этом Q уменьшается и снова попадет в диапазон (1). Туннелирование следующих электронов окажется опять заблокированным до тех пор, пока внешняя перезарядка перехода не вызовет нового выхода системы из диапазона кулоновской блокады. Таким образом может быть установлена корреляция туннелирования отдельных электронов, вплоть до четкого упорядочивания туннельных актов.

В работах [1-3] рассмотрены некоторые аспекты одноэлектронного туннелирования в твердотельных системах. В [4] приведены первые экспериментальные результаты наблюдения когерентных колебаний в тонкопленочных гранулированных структурах.

В настоящей работе качественно рассматривается процесс дискретного одноэлектронного туннелирования на границе кристалл—вакуум в применении к автоэмиссионным системам. В этом случае электроны, претерпевшие туннельный эффект сквозь барьер на границе кристалл—вакуум, будут попадать во внешнее по отношению к кристаллу поле и ускоряться в вакуумном промежутке. Энергия ускоренных электронов E будет зависеть от потенциала поверхности кристалла U (потенциал анода примем равным 0)

$$E = eU. \quad (2)$$

Будем считать, что электроны могут эмиттироваться только из адсорбированного на поверхности кристалла M слоя G с малой собственной емкостью. В этом случае слой G находится как бы между двумя проводящими плоскостями —

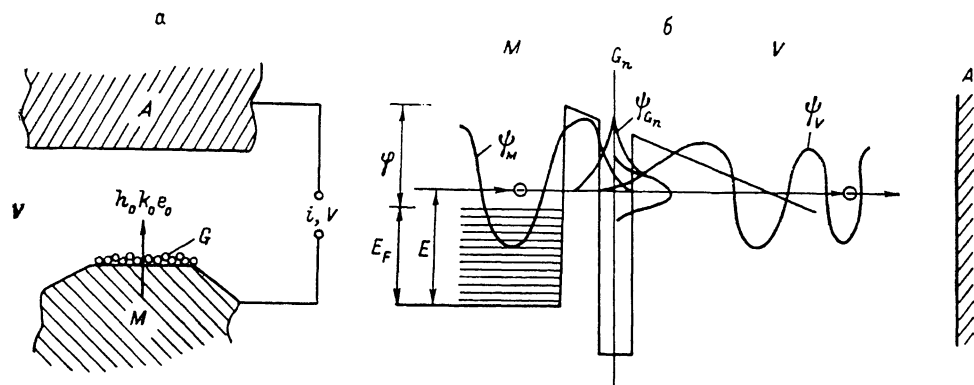
кристаллом (M) и анодом (A), и тогда систему кристалл (M)—слой (G)—вакуум (V)—анод (A) (рис. 1, a) можно эквивалентно представить как два конденсатора с емкостью $C_{\Sigma} = C_1 + C_2$, где C_1, C_2 — емкости кристалла и вакуумного зазора. Если в слое G тем или иным способом генерируется заряд Q_0 , то величина U будет равна

$$U = Q_0 / C_{\Sigma}. \quad (3)$$

При туннелировании отдельного электрона электростатическая энергия перехода как конденсатора изменится на величину

$$\Delta E = [(Q_0 \pm e)^2 - Q^2] / C_{\Sigma}. \quad (4)$$

Если $\Delta E > 0$, то нескомпенсированный заряд Q_0 попадет в диапазон кулоновской блокады (1) и создаются условия для дискретного туннелирования



Туннелирование электронов на границе кристалл—вакуум.

a — модель автоэмиссионной системы $M-G-V-A$, в которой на центральной грани ($\hbar_0 k_0 e_0$) острая M адсорбирован слой G электроположительных адатомов G_n , снижающих ее работу выхода $\varphi_{\hbar_0 k_0 e_0}$ на $\Delta\varphi$;
 b — туннелирование электронов в $M-G-V-A$: $\psi_M, \psi_{G_n}, \psi_V$ — волновые функции электронов соответственно в M, G_n и V .

электронов. Каждый период осцилляций соответствует изменению среднего значения Q_0 на e . Из (2) и (3) видно, что слой G может выполнять функцию своеобразного управляющего электрода. Изменяя Q_0 , можно варьировать значение U , а следовательно, и энергию эмиттированных электронов E . Поэтому, если изменение Q_0 удовлетворяет условию (1), пучок эмиттированных электронов можно считать монохроматическим. Физически это можно интерпретировать как одноэлектронные колебания, которые являются следствием однозонных электронных переходов с наложением энергетического запрета на возможность перехода в верхние зоны. Вследствие этого энергия возмущающих факторов должна быть меньше энергетической щели между основной зоной ($s=0$) и следующей ($s=1$), что практически означает необходимость создания низких температур, т. е., для того чтобы заряд Q был локализован в области (1), необходимо выполнение условия

$$T \ll e^2 / C_{\Sigma}. \quad (5)$$

Для достижения соответствующих одноэлектронному туннелированию значений C_{Σ} площадь слоя адсорбированных атомов G_n должна быть очень малой (доли квадратного микрона).

Таким образом, для генерации одноэлектронных колебаний с фиксированным током I из твердого тела в вакуум необходимо изготовление туннельных переходов малой площади, использование низких температур и подавление до весьма малых значений флуктуаций тока (их эффективная амплитуда должна быть существенно меньше, чем пороговое значение внешнего тока $I(t)$). Из этих условий видно, что достаточно хорошим аналогом такой системы может быть автоэмиссионная система с острым АЭК. Известно, что АЭК характеризуется высокой стабильностью параметров в условиях низких температур.

Для острейших АЭЖ возможно создание на очень малой площади поверхности стных слоев с особыми физическими свойствами, позволяющих реализовать локализованные туннельные переходы (эмиссию электронов) [6]. Локализация зоны в этом случае достигается за счет адсорбции на эмиттирующей поверхности острия атомов и молекул, обладающих дипольным моментом, влияющим на работу выхода ϕ . Обычно считается, что электроны, имеющие энергию (относительно дна зоны проводимости), превышающую $\chi - \Delta\phi$ (здесь χ — электронное сродство), могут туннелировать из кристалла в вакуум. Предполагается, что дипольный слой просто понижает электронное сродство, и поэтому вероятность выхода из кристалла электронов с энергией $E > \chi$ увеличивается. В силу анизотропных свойств кристалла по разным кристаллографическим направлениям возможно создание условий для дифференциального изменения работы выхода на разных гранях эмиттирующей поверхности, в частности построения системы таким образом, что вероятность туннелирования электронов будет максимальной только лишь для одной (например, центральной) грани острия. Это в свою очередь позволяет локализовать эмиссию на площади порядка 0.01 мкм и менее. Таким образом, АЭЖ с локализованной эмиссией электронов в модели $M-G-V-A$ (рис. 1, б) может быть использован как объект неупорядоченной среды, в которой возможны дискретные туннельные переходы из кристалла в вакуум.

Рассмотрим особенности генерации когерентных одноэлектронных колебаний в этой модели. С одной стороны, особенностью данной модели является усиление проводимости в результате сосредоточения заряда Q на адсорбированных атомах G_n . Вследствие этого вероятность туннельного перехода $M \rightarrow G \rightarrow V$ оказывается существенно большей, чем вероятность сквозного туннелирования $M \rightarrow V$. С другой стороны, вследствие малости областей, образуемых слоем G , оказываются существенными электростатические эффекты «квантования», обусловленные дискретностью заряда в атоме G_n . Поэтому в данных системах могут наблюдаться «нулевые» аномалии туннельного тока. Эти аномалии будут обусловлены пороговыми явлениями, связанными с дискретностью электрического заряда Q в выделенных конфигурациях атомов G_n . Снятие энергетического порога для данных конфигураций будет приводить к ряду характерных осцилляционных эффектов. Что же касается флуктуационных перераспределений заряда между атомами в покрытии в процессе протекания тока, то этот эффект в рамках настоящей задачи, по-видимому, можно не учитывать, поскольку электростатическая энергия системы атомов при различных способах распределения ее между G_n должна отвечать наименьшему значению свободной энергии. Это означает, что туннельный переход будет мгновенно пропускать через себя одиночный электрон тогда и только тогда, когда такой дискретный акт приводит к понижению свободной энергии E . Поэтому данную систему в каждый момент времени можно рассматривать находящейся в состоянии динамического равновесия. В связи с этим можно считать, что в рассматриваемой модели компоненты M и G_n характеризуются равновесным распределением электронов по энергиям. А значения химических потенциалов этого распределения (отсчитываемые от дна зоны) остаются неизменными, поскольку характерные изменения числа электронов порядка единицы малы по сравнению с их средним количеством. Это значит, что энергетический спектр автоэмиссионной системы при одноэлектронном туннелировании практически не меняется. Основанием для такого предположения может являться также и то обстоятельство, что равновесие в пределах M и G устанавливается за атомные времена, малые по сравнению с временами туннельных переходов. Поэтому единственный эффект, который в данном случае можно рассматривать при переходах электронов, — это смещение потенциальной энергии, обусловленное конечным зарядом атомов.

Состояние атома G_n характеризуется функцией распределения W_k , показывающей вероятность нахождения в нем целого числа электронов k . А полный туннельный ток будет равен сумме токов, текущих через отдельные G_n ,

$$I = e \sum_{k=-\infty}^{+\infty} W_k [P_k(G/V)], \quad (6)$$

где $P_k(G/V)$ — вероятность туннельных переходов, сопровождающихся изменением числа электронов в G_n .

Как показано в [3], значение I при малых токах описывает периодический процесс. Его нужно понимать как движение заряда Q по области (1) со скоростью I (средний ток) и последующей быстрой «перекатки» вероятности из области $Q \approx +e/2$ в область $Q \approx -e/2$, соответствующую туннелированию одного электрона. Энергетический спектр электронов в данном приближении состоит из монокроматических линий гармоник этих колебаний и низкочастотного шумового пьедестала.

С увеличением тока корреляции в движении отдельных электронов, описанные выше, постепенно исчезают, амплитуда одноэлектронных осцилляций быстро спадает, а шумовой пьедестал увеличивается, переходя в обычный дробовой шум. При больших токах из-за неравномерности движения «пакетов» частиц происходит их уширение, что приводит к расширению спектральных компонентов одноэлектронных колебаний и в итоге к их размытию. Поэтому процесс при больших токах можно рассматривать как своеобразную суперпозицию когерентных одноэлектронных колебаний, причем одноэлектронные компоненты остаются монокроматическими.

При незначительном увеличении температуры T происходит дополнительное уширение спектральных линий одноэлектронных колебаний, уменьшение их амплитуды и затем их полное подавление, т. е. при $T \gg e^2/C_n$ проводимость перехода становится омической, а влияние ее осциллирующей добавки становится пренебрежительно малым. Физически это означает, что одноэлектронные осцилляции имеют место, пока соответствующее «размытие» состояний по оси энергий $\delta E \approx \hbar/\tau$ (τ — постоянная времени) много меньше энергетической щели между нижней и верхней зонами. Термическое возбуждение приводит к тому, что переносимый заряд становится коллективной функцией большого числа носителей тока и не квантуется в масштабе меньше, чем заряд электрона. Например, при диаметре области эмиссии $\sim 10^2$ нм температура, при которой могут иметь место осцилляции заряда, составляет ≤ 10 К.

Таким образом, автоэмиссионные системы могут быть объектом наблюдения эффекта одноэлектронного туннелирования в системе твердое тело—вакуум, что открывает новые качественные возможности их практического применения, в частности как генераторов когерентных электронных пучков.

Литература

- [1] Аверин Д. А., Лихарев К. К. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. Вып. 2. С. 733—743.
- [2] Лихарев К. К. // Микроэлектроника. 1987. Т. 16. № 3. С. 195—209.
- [3] Кулик И. О., Шехтер Р. И. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. Вып. 2. С. 622—640.
- [4] Кузьмин Л. С., Лихарев К. К. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. Вып. 8. С. 389—390.
- [5] Рыбаков Ю. Л., Суворов А. Л., Кужавидзе Г. М. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. № 6. С. 1272—1274.

Поступило в Редакцию
25 января 1988 г.