

11

## Тепловой эффект на аноде при автоэлектронной эмиссии

© В.К. Неволин

Московский государственный институт электронной техники  
(технический университет)  
E-mail: vkn@miee.ru

Поступило в Редакцию 14 июня 2006 г.

Показано, что при автоэлектронной эмиссии между металлическими электродами на аноде может выделяться тепло, отличающееся от классического, если поступательная энергия электронов, достигающих анода, не превышает энергии Ферми электродной пары, различающихся между собой. Это связано с тем, что каждый автоэмиссионный электрон переносит на анод помимо энергии приложенного поля еще энергию Ферми катода и за счет разницы энергий Ферми возможен недогрев или перегрев анода.

PACS: 79.70.+g, 03.65.-w

При автоэлектронной эмиссии электронов с катода в аноде должно выделяться тепло, приносимое ускоренными электронами в соответствии с величиной проходящего тока и приложенного напряжения между электродами. Однако оказывается, что в аноде будет наблюдаться другое тепловыделение, которое зависит в том числе от соотношений энергий Ферми катода и анода и которое в силу специфики прежних экспериментов не наблюдалось [1].

Суть рассматриваемого эффекта заключается в следующем. При туннелировании во внешнем поле через треугольный барьер фермиевский электрон уносит с катода энергию квантовых флуктуаций движения, равную энергии Ферми (электроды предполагаются металлическими). Далее при движении в ускоряющем поле электрон набирает поступательную энергию. При проникновении внешнего электрона в анод его кинетическая энергия релаксирует в тепловую, пока электрон не достигнет уровня Ферми анода. Если энергия Ферми анода отличается от энергии Ферми катода, то количество тепла будет отличаться от ожидаемого.

Сформулируем необходимые критерии наблюдения этого эффекта. Для обозначения режима автоэлектронной эмиссии (треугольный барьер) приложенное напряжение  $U$  должно превышать наибольшую из работ выхода электрона катода и анода  $eU > \max(e\varphi_1, e\varphi_2)$ . Напряжение  $U$  должно не слишком превышать энергию Ферми электронов электродной пары  $eU \leq \varepsilon_{f1}, \varepsilon_{f2}$ . В противном случае эффект становится исчезающе малым. Обычно при высоких приложенных напряжениях и проводились прежние эксперименты [1]. В то же время электрические поля у катода для осуществления автоэлектронной эмиссии должны быть не менее  $10^6 - 10^7$  V/cm. При внешнем напряжении около  $U = 10$  V межэлектродный зазор между плоскими электродами не должен превышать 10 nm. Такие условия можно реализовать в сканирующей туннельной микроскопии [2].

Проведем оценку предполагаемого эффекта. Энергия электрона, вылетающего из катода, равна (см. приложение):

$$E = p_1^2/2m + \varepsilon_{1f}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_{1f}$  — энергия Ферми в катоде. Энергия электрона, достигшего анода, равна:

$$E = p_2^2/2m - eU + \varepsilon_{2f}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_{2f}$  — энергия Ферми в аноде.

Кинетическая энергия электрона, попавшего в анод, которая превратится в тепло, равна

$$(p_2)^2/2m = eU + (p_1)^2/2m + \varepsilon_{1f} - \varepsilon_{2f}. \quad (3)$$

Практически начальный импульс электрона  $p_1 > 0$ , тогда из (7) имеем

$$(p_2)^2/2m = eU + \varepsilon_{f1} - \varepsilon_{f2}.$$

Относительное тепловыделение в аноде в зависимости от приложенного напряжения будет изменяться по закону

$$\Delta Q/Q = 1 + (\varepsilon_{f1} - \varepsilon_{f2})/eU, \quad (4)$$

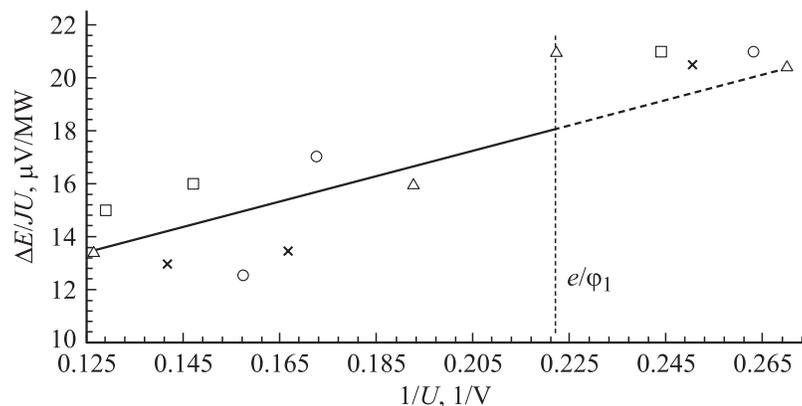
где  $Q = IU$ . Из формулы (4) следует, что возможен перегрев или недогрев анода в зависимости от соотношения энергий Ферми электродов и только в частном случае одинаковых электродов тепловыделение будет

классическим. Нашей задачей является доказательство того, что после туннелирования из катода квазиклассические электроны двигаются во внешнем электрическом поле и переносят энергию квантовых флуктуаций движения, в данном частном случае равную энергии Ферми катода.

Идея эксперимента состоит в следующем. В одноточечном туннельном устройстве подложка представляет собой плоскую микротермопару. Туннельный зонд подводится к спаю термопары и измеряется изменение температуры подложки при заданных значениях приложенного напряжения и автоэлектронного тока на подложку. Поскольку распределение температуры от точечного источника тепла в приповерхностных областях подложки будет пропорционально приложенному напряжению и протекающему току, то график зависимости  $\Delta T(IU)/IU$  от  $U$  является универсальным для данного случая и проясняет ситуацию. Если эта зависимость остается неизменной, то эффекта нет. В противном случае должно наблюдаться качественное согласие с (4).

В эксперименте использовались зонды из вольфрамовой проволоки диаметром 1 mm, заточенные электрохимически, с радиусом острия  $\sim 20$  nm. Работа выхода электрона из вольфрама по справочным данным равна  $\varphi_1 = 4.5$  eV, ожидаемая энергия Ферми не менее  $\varepsilon_{f1} = 14.5$  eV. Напряжение между электродами не превышало 8 V, что меньше энергии Ферми катода и анода. В качестве анода использовалась хромель-алюмелевая термопара из проволоки диаметром 190  $\mu$ m, сваренная внахлест в виде буквы „Т“. Собственно подложкой являлась алюмелевая проволока, которая путем шлифовки и полировки делалась плоской и доводилась до толщин не более 20  $\mu$ m. Она располагалась над концом хромелевой проволоки. Ожидаемая энергия Ферми подложки из алюмелевой проволоки (95% Ni, остальное Al, Si, Mn)  $\varepsilon_{f2} = 11.7$  eV, ожидаемая работа выхода  $\varphi_2 = 4.5$  eV. Соотношение энергий Ферми таково, что должен наблюдаться относительный перегрев анода.

При проведении эксперимента возникали проблемы: значительные флуктуации автоэлектронного тока, известные еще со времен топографайнера Р. Янга (Young R.) [3–6], и дрейф во времени ЭДС термопары, поскольку работа велась на пределе ее чувствительности. Это потребовало в каждом опыте быстрых измерений всего в нескольких точках. Максимальная величина ЭДС составляла 4  $\mu$ V, что по градуировке соответствует нагреву всего спаю до 0.1 K, при этом под электронным пучком на поверхности подложки температура повышалась, как минимум, на несколько десятков градусов. Для ограничения



и измерения тока в цепь включался резистор величиной  $100 \Omega$ . Ток в цепи изменялся от  $50 \mu A$  при напряжении между электродами  $3.8 V$  до  $10 \mu A$  при напряжении  $7.8 V$ , что могло вызывать резистивный нагрев острия проходящим током пропорционально его квадрату. В связи с этим возможно дополнительно наличие термоэлектронного тока между электродами, который уменьшает эффект, так как термоэлектроны переносят с собой в основном поперечную составляющую энергии Ферми. Возможный радиационный перенос тепла на подложку из-за нагрева острия с малой поверхностью на много порядков меньше тепловыделения за счет разности энергий Ферми электродов при известном токе. При нагреве острия свыше  $373 K$  адсорбат, состоящий в основном из молекул воды, слетает с него и при межэлектродном зазоре, много меньшем длины свободного пробега молекул воздуха, молекулярный перенос тепла на подложку в худшем случае (при токе  $50 \mu A$ ) составляет не более 10% от ожидаемого эффекта.

На рисунке приведены экспериментальные точки зависимости отношения изменения ЭДС к мощности, выделяемой на аноде  $\Delta E/JU$ , от обратного значения приложенного напряжения  $1/U$ . Точки построены для разных зондов, в разные дни и для разных мест на подложке. В пределах погрешности измерений получается некая универсальная зависимость, которую можно аппроксимировать прямой линией, имеющей явно отрицательный наклон, что соответствует ожидаемому до-

полнительному нагреву анода. Массивные спаи термопар не позволили получить больший наклон этой зависимости.

Таким образом, тепловой эффект имеет экспериментальное подтверждение и можно рассматривать следствия, вытекающие из него. В приложении рассмотрена одна из таких возможностей.

### Приложение

Чтобы электроны после туннелирования переносили помимо поступательной энергии еще энергию Ферми катода и, стало быть, имели место законы сохранения энергии в виде (1) или (2), необходимо представлять волновые функции электронов в несколько другом виде.

В традиционной квантовой механике свободной квантовой частице приписывается плоская волна де Бройля, плотность вероятности в пространстве является константой и энергия поступательного движения определяется классическим выражением.

При квазигидродинамическом описании той же ситуации (одно из уравнений является нелинейным) свободная частица должна описываться на прежнем языке устойчивой суперпозицией двух плоских волновых функций, являющейся не тривиальным решением:

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \sqrt{\rho_0} \{ \exp i(\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{r} - E_1 \cdot t)/\hbar + \exp i(\mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{r} - E_2 \cdot t)/\hbar \}, \quad (\text{П1})$$

где импульс свободной частицы  $\mathbf{p}$  и ее энергия  $E$  определяются следующими соотношениями:

$$(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)/2 = \mathbf{p}, \quad (E_1 + E_2)/2 = E. \quad (\text{П2})$$

Импульсы  $\mathbf{p}_1$  и  $\mathbf{p}_2$ , вообще говоря, не совпадают с направлением  $\mathbf{p}$ . Названное представление привлечено здесь только потому, что в традиционной квантовой механике для свободной частицы формулу (П1) нужно постулировать. В этом же представлении плотность вероятности имеет вид

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \rho_0 \cos^2 \frac{\Delta \mathbf{p}(\mathbf{r} - t\mathbf{p}/m)}{2\hbar}, \quad \Delta \mathbf{p} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2. \quad (\text{П3})$$

Заметим, что на протяжении всей истории развития квантовой механики (см. [4–6]) предпринимались неоднократные попытки изложить уравнения движения в квазигидродинамической форме на основе

физических переменных, например в качестве переменных использовать  $\rho(\mathbf{r}, t)$ ,  $\mathbf{p}(\mathbf{r}, t)$  — плотность вероятности и импульс частицы. Эта форма описания квантовых систем трудна для решения, в частности в силу нелинейности одного из уравнений, однако дает, на наш взгляд, несколько иное видение движения свободных квантовых частиц. Главное же то, что энергия свободной квантовой частицы в согласии с (П1), (П3) имеет вид

$$E = p^2/2m + \Delta\varepsilon, \quad (\text{П4})$$

где  $m$  — масса частицы,  $\Delta\varepsilon$  — энергия квантовых флуктуаций движения свободной частицы, являющаяся неотъемлемой ее частью. Она изменяется при движении во внешних полях.

При инфинитном движении квантовых частиц во внешних полях частицу можно считать квазисвободной в некоторой области пространства, если изменение потенциальной энергии в этой области много меньше энергии ее квантовых флуктуаций движения

$$e\Delta U \ll \Delta\varepsilon.$$

Для финитных состояний энергия частицы просто равна энергии квантовых флуктуаций движения. Движение свободных квантовых частиц обоснованно называют квазиклассическим в согласии с (П4). Периодические осцилляции вероятности в пространстве, согласно (П1), (П2), (П3), определяют следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \Delta p_x &= 2\pi\hbar/\delta x, & \Delta p_x &= 2\delta p_x, & \Delta p_y &= 2\pi\hbar/\delta y, \\ \Delta p_y &= 2\delta p_y, & \Delta p_z &= 2\pi\hbar/\delta z, & \Delta p_z &= 2\delta p_z, \\ \Delta\varepsilon &= ((\delta p_x)^2 + (\delta p_y)^2 + (\delta p_z)^2)/2m. \end{aligned} \quad (\text{П5})$$

Здесь  $\delta p_x$ ,  $\delta p_y$ ,  $\delta p_z$  — амплитуды флуктуаций импульса.

Согласно (П3), ничто не запрещает квантовым частицам находиться в „игольчатых“ состояниях (подобно фотонам в лазерных лучах), когда импульсы  $p_1$  и  $p_2$  совпадают по направлению, например  $x$ . Тогда

$$\delta p_y = 0, \quad \delta p_z = 0, \quad \Delta\varepsilon = (\delta p_x)^2/2m, \quad \Delta\varepsilon_{\perp} = 0.$$

Такие электроны есть на поверхности Ферми, и они могут предпочтительно участвовать в туннелировании.

В заключение отметим, что, когда энергия квантовых флуктуаций движения сравнима с энергией поступательного движения или превышает ее, коэффициенты прохождения потенциальных барьеров и отражения от них для квантовых частиц с волновыми функциями (П1) могут заметно (на порядок) отличаться от традиционных значений, что важно для расчетов так называемых „холодных“ химических и ядерных реакций.

## Список литературы

- [1] Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника М.: Наука, 1966. 402 с.
- [2] Неволин В.К. Зондовые нанотехнологии в электронике. М.: Техносила, 2005. 148 с.
- [3] Young R., Ward J., Your R. // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27. N 14. P. 922–924; Rev. Sc. Instr. 1972. V. 43. N 7. P. 999–1011.
- [4] Ghosh S.K., Deb B.M. // Physics Reports (Review Section of Physics Letters). 1982. V. 92. N 1. P. 1–44.
- [5] Алексеев Б.В., Абакумов А.И. // ДАН. 1982. Т. 262. № 5. С. 1100–1102.
- [6] Неволин В.К. // Изв. вузов. Электроника. 1999. № 5. С. 3–13.