1992 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 34, № 8
1992 SOLID STATE PHYSICS Vol. 34, N 8

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТОК РИЧАРДСОНА—ДЭШМАНА ЧЕРЕЗ ГРАНИЦУ ДВУХ СРЕД С РАЗНЫМИ ЭФФЕКТИВНЫМИ МАССАМИ ЭЛЕКТРОНОВ

С. Б. Грязнов, В. Н. Добровольский

Задача вычисления тока термоэлектронной эмиссии возникает в теории различных явлений и приборов вакуумной и твердотельной электроники. Электроны, создающие этот ток, преодолевают потенциальный барьер между двумя средами: металлом и вакуумом, металлом и полупроводником, двумя полупроводниками и т. д. При этом у каждого преодолевающего барьер электрона сохраняется тангенциальная к границе сред составляющая квазиимпульса. Из этого следует, что если эффективные массы электрона в эмиттере m_1 и вне его m_2 равны между собой, то у эмиттируемого электрона сохраняется тангенциальная составляющая скорости. В случае же $m_1 \neq m_2$ она испытывает скачок. На это сейчас широко известное обстоятельство (см., например, [1, 2]) впервые было обращено внимание в статье [3]. Оно учтено в расчетах тока термоэлектронной эмиссии, базирующихся на кинетическом уравнении Больцмана [1, 3].

Однако в теории различных явлений и приборов электроники обычно используются не результаты этих расчетов, а формула Ричардсона—Дэшмана для тока насыщения термоэлектронной эмиссии. В своем классическом варианте она получена в предположении $m_1 = m_2 = m_0$, где m_0 — масса свободного электрона, которая входит в выражение для тока. Поскольку чаще всего эффективные массы не равны между собой и m_0, то имеет смысл вывести выражение для тока Ричардсона—Дэшмана в случае $m_1 \neq m_2$ и скачка тангенциальной составляющей скорости. Это следует сделать еще и по той причине, что попытки некоторых авторов учесть неравенство масс m_1 и m_2 массе m_0, исходя из интуитивных соображений, привели к неправильному выражению для тока термоэлектронной эмиссии.

В настоящем сообщении приведен вывод выражения для тока насыщения термоэлектронной эмиссии, сделанный в тех же предположениях, в которых получена формула Ричардсона—Дэшмана, но для случая $m_1 \neq m_2$ с учетом сохранения тангенциальной составляющей квазиимпульса электрона при пересечении им границы раздела двух сред.

Будем рассматривать термоэлектронную эмиссию через положительный барьер на границе двух сред с разными эффективными массами. Энергию дна зоны проводимости эмиттера примем за нуль. Тогда величина барьера равна $\mu + W$, где μ—энергия уровня Ферми, а W—отсчитываемая от этого уровня изотермическая работа выхода электронов из эмиттера. Для каждого выходящего из эмиттера электрона должны выполнятся соотношения

$$m_1 v_1^2/2 = m_2 v_2^2/2 + \mu + W, \tag{1}$$

$$m_1 v_1 \sin\Theta = m_2 v_2 \sin\alpha, \tag{2}$$

где v_1 и v_2 — модули скоростей электронов в эмиттере и вне его, Θ и α — углы этих скоростей с нормалью к границе между средами. Равенство (1) есть закон сохранения энергии, (2) — условие сохранения тангенциальной границе составляющей квазиимпульса электрона.

Согласно (1), из эмиттера могут выходить только электроны с

$$v_1 \geqslant v_{min} = \left[\frac{2(W+\mu)}{m_1}\right]^{1/2}, \tag{3}$$

а из (1) и (2) следует, что у эмиттируемого электрона, имеющего в эмиттере скорость v_1, углы Θ и α связаны соотношением

$$\sin\Theta = \left(\left[1 - \left(\frac{v_{min}}{v_1}\right)^2\right]\frac{m_2}{m_1}\right)^{1/2} \sin\alpha. \tag{4}$$

При $m_1 > m_2$ значение корня в (4) всегда меньше единицы и поэтому $\Theta \leqslant \alpha$. Для угла падения электрона на границу эмиттера $\Theta = 0$ угол $\alpha = 0$. С ростом Θ угол α увеличивается вплоть до наибольшего возможного значения $\pi/2$. Соотношение (4) с $\alpha = \pi/2$ дает значение Θ_{max}, ограничивающее сверху углы падения Θ, при которых электроны с заданным $v_1 \geqslant v_{min}$ выходят из эмиттера. Величина

$$\Theta_{max} = \arcsin\left(\left(\left[1 - \left(\frac{v_{min}}{v_1}\right)^2\right]\frac{m_2}{m_1}\right)^{1/2}\right). \tag{5}$$

При $m_1 < m_2$ ситуация изменяется. Для

$$v_1 \leqslant v' = v_{min}\left(1 - \frac{m_1}{m_2}\right)^{-1/2}, \tag{6}$$

значение корня в (4) меньше единицы, $\Theta < \alpha$, а значение Θ_{max} дается формулой (5). Для $v_1 > v'$ угол $\Theta_{max} = \pi/2$. Соотношение же (4) при $\Theta = \pi/2$ определяет максимальное значение угла выхода электронов из эмиттера α.

При фермиевском по энергиям и изотропном по направлениям скоростей распределении электронов в эмиттере концентрация в нем электронов со скоростями в интервале $v_1 \div v_1 + dv_1$ и $\Theta \div \Theta + d\Theta$ равна

$$dn(v_1, \Theta) = N(v_1)\sin\Theta d\Theta dv_1,$$

$$N(v_1) = \frac{8\pi m_1^3}{h^3} v_1^2 \left(1 + \exp\left[\left(\frac{m_1 v_1^2}{2} - \mu\right)/kT\right]\right)^{-1}, \tag{7}$$

где h и k — постоянные Планка и Больцмана, T — температура.

Определим плотность потока $P(v_1)$ электронов с фиксированными значениями скорости v_1, падающих на поверхность под углами $\Theta \leqslant \Theta_{max}$. Введем ось координат

OX, направленную в глубь эмиттера перпендикулярно его поверхности с началом отсчета на поверхности. Находящийся в начальный момент времени в точке x электрон с модулем скорости v_1 и ее углом Θ с нормалью к поверхности достигает за промежуток времени Δt поверхности эммитера, если $v_1 \cos\Theta\Delta t < x$. Будем рассматривать у поверхности эмиттера два слоя: $0 \div x_m$, $x_m = v_1 \cos\Theta\Delta t$ и $x_m \div v_1\Delta t$. За время Δt достигают поверхности все электроны первого слоя, у которых $\Theta \leqslant \Theta_{\max}$. Из электронов с координатой x из второго слоя за Δt поверхности эмиттера достигают только те электроны, у которых $\Theta \leqslant \Theta' = x/v_1\Delta t$. Учитывая это и используя (7), записываем

$$P(v_1) = \frac{N(v_1)}{\Delta t}\left[\int_0^{x_m} dx \int_0^{\Theta_{\max}} \sin\Theta d\Theta + \int_{x_m}^{v_1\Delta t} dx \int_0^{\Theta'} \sin\Theta d\Theta\right]. \tag{8}$$

После вычисления интегралов получаем

$$P(v_1) = \frac{N(v_1)}{2} v_1 \sin^2\Theta_{\max}. \tag{9}$$

Плотность тока насыщения термоэлектронной эмиссии

$$j = e\int_{v_{\min}}^{\infty} P(v_1)\, dv_1, \tag{10}$$

где e — заряд электрона.

Будем дальше рассматривать обычно реализующийся случай $W >> kT$ и в знаменателе выражения для $N(v_1)$ (7) пренебрежем единицей по сравнению с экспонентой. После интегрирования в (10) с учетом разных значений $\Theta_{\max}$ в различных интервалах значений v_1 получаем следующие выражения:

$$j = \frac{4\pi e m_2 k^2 T^2}{h^3}\exp\left(-\frac{W}{kT}\right), \quad m_1 > m_2. \tag{11}$$

$$j = \frac{4\pi e m_2 k^2 T^2}{h^3}\exp\left(-\frac{W}{kT}\right)\left[1 - \left(\exp\left(-\frac{W}{kT\left(\frac{m_2}{m_1} - 1\right)}\right)\right)\left(1 - \frac{m_1}{m_2}\right)\right],$$

$$m_1 < m_2. \tag{12}$$

При $m_2 = m_0$ формула (11), а при $m_1 = m_2 = m_0$ и формула (12) переходят в классическое выражение для тока Ричардсона—Дэшмана.

В литературе (см., например, [2]) имеются попытки учесть отличие эффективной массы электрона в эмиттере m_1 от массы электрона m_0 путем замены в выражении для тока Ричардсона—Дэшмана m_0 на m_1. Как видно из полученных результатов, это неверно. В выражение для тока термоэлектроной эмиссии либо входит только эффективная масса m_2 среды, в которую происходит эмиссия (11), либо одновременно эта масса m_2 и эффективная масса электронов в эмиттере m_1 (12). В последнем случае функциональная связь j с W отличается от таковой в случае формулы Ричардсона—Дэшмана.

Список литературы

[1] Стриха В. И. Теоретические основы работы контакта металл—полупроводник. Киев, 1974. 264 с.
[2] Родерик Х. Контакт металл—полупроводник. М., 1983. 209 с.
[3] Толпыго К. Б., Чайка Г. Е. // Изв. АН СССР. Сер. физическая. 1966. Т. 30. № 5. С. 850—853.

Киевский государственный университет им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию 16 марта 1992 г.

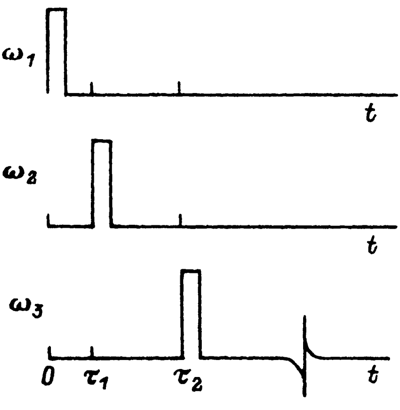
УДК 539.143.44:538.285

© Физика твердого тела, том 34, № 8, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 8, 1992

ТРЕХИМПУЛЬСНОЕ ТРЕХЧАСТОТНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ТРЕХУРОВНЕВУЮ СПИН-СИСТЕМУ

А. С. Ким

Наличие в кристалле спин-системы квадрупольных ядер с трехуровневым неэквидистантным энергетическим спектром позволяет осуществлять двухчастотное возбуждение квадрупольного спинового эха [1]. При воздействии сериями радиочастотных импульсов с частотами двух соседних переходов ($m+1 \leftrightarrow m$ и $m \leftrightarrow m-1$, где m — магнитное квантовое число) возникают сигналы откликов, количество, амплитуды и местоположения которых зависят от различных параметров импульсных последовательностей [2–5].



Трехимпульсная программа трехчастотного воздействия на трехуровневую квадрупольную спин-систему.

В данной работе рассмотрена возможность трехчастотного воздействия на многоуровневую квадрупольную спин-систему. Воздействие на спин-систему производится по программе (см. рисунок). В момент времени t = 0 подается первый, через время $\tau_1 < T_2^*$ второй, а затем через время $\tau_2 < T_1$ третий радиочастотный импульс. Частоты заполнения этих РЧ импульсов равны частотам трех переходов.

Расчет, проведенный по методу матрицы плотности аналогично [3], приводит к следующим выражениям для трех случаев.

1) Пусть $\omega_1 = \omega_{m+1,\ m-1},\ \omega_2 = \omega_{m+1,m},\ \omega_3 = \omega_{m,m-1}$.

Тогда амплитуда сигнала будет равна

$$E_{m,m-1} = 2\,(I'_x)_{m,m-1} \left\{ A\,(x, y, z)\,\omega_{m+1,m-1} \times \right.$$

$$\left. \times \cos\omega_{m,m-1} \left\{ t - \left[2\tau_2 + \left(1 + \frac{\omega_{m+1,m-1}}{\omega_{m,m-1}} \right) \tau_1 \right] \right\} \right\}. \tag{1}$$