Письма в ЖЭТФ, том 25, вып. 8, стр. 345 – 347 *20 апреля 1977 г.*

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ В СИЛЬНОМ ПОЛЕ

И.З.Костадинов

Вычислена прыжковая проводимость неупорядоченных полупроводников в сильном поле. Показано, что после экспоненциального роста проводимости с полем следует линейный участок за счет прыжков между ближайшими соседями с испусканием и без испускания фононов.

Прыжковое движение электрона по центрам локализации в неупорядоченных структурах при наличии сильного электрического поля при низких температурах осуществляется безактивационными прыжками с длиной $R(F)$, определяемой полем $F = eE$, согласно работе Шкловского [1]

$$\Delta E = \epsilon_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - FR = 0. \qquad (1)$$

Первое слагаемое здесь – Моттовская разность уровней центров отстоящих друг от друга на расстояние R [2], а второе – энергия в постоянном поле для прыжков вдоль поля. Величина ϵ_0 – средняя разность уровней центров ближайших соседей, а R_0 – среднее расстояние между центрами.

Рассмотрим поведение прыжковой проводимости при полях более сильных чем в [1]. При увеличении силы поля F длина прыжков $R(F)$ убывает и при $F = F_0$ становится равной R_0. Дальнейшее убывание невозможно ибо R_0 – среднее расстояние до ближайшего центра. Величина F_0 определяется условием

$$F_0 R_0 = \epsilon_0 . \qquad (2)$$

При дальнейшем увеличении силы поля F энергия FR_0 уже превышает разность уровней ϵ_0. Прыжки на соседний центр возможны либо с испусканием фонона либо с поворотом направления прыжка к направлению поля.

© Издательство "Наука", Письма в ЖЭТФ, 1977 г.

Вклад σ_0 в проводимость прыжков без участия фононов под углом к направлению поля определяется выражением

$$\sigma = (e^2\hbar/9m)N_0(\hbar^2/Tma^2)(R_0/a)^4 e^{-2R_0/a}\int_0^\pi a\theta\sin\theta\ \delta(\epsilon_0 - FR_0\cos\theta). \quad (3)$$

Здесь $e^2R_0^2e^{-2R_0/a}$ – квадрат матричного элемента дипольного момента, T – температура в энергетических единицах, $4\pi R_0^2$ – площадь поверхности сферы радиуса R_0 и δ-функция выражает закон сохранения энергии при таких прыжках. Эффективная концентрация носителей N_0 равна произведению плотности уровней на уровне ферми N_F на ширину энергетического слоя FR_0 из которого вырываются электроны.

Таким образом, для вклада бесфононных прыжков σ_0 получаем выражение не зависящее от силы поля

$$\sigma_0 = (e^2\hbar/9m)N_F(\hbar^2/Tma^2)(R_0/a)^4 e^{-2R_0/a}. \quad (4)$$

Для вычисления вклада прыжков с испусканием фононов необходимо найти мнимую часть двухчастичной функции Грина при учете взаимодействия электронов с фононным полем. Результат этого вычисления сводится к размазке δ-функции в (3) на величину γ, пропорциональную вероятности испускания фонона. Вклад в проводимость σ_1 прыжков этого типа имеет вид

$$\sigma_1 = \sigma_0(N_1/N_F)\int_0^{\theta_0}(d\theta/\pi)\sin\theta\frac{\gamma(\theta)}{\gamma^2(\theta)+(\epsilon_0 - FR_0\cos\theta)^2}; \quad \cos\theta_0 = F_0/F. \quad (5)$$

Фононная ширина двухчастичной функции Грина равна

$$\gamma = \gamma_0[(F\cos\theta/F_0) - 1]^5; \qquad \gamma_0 = (E_1^2/24\pi)(R_0^2/\rho s^2)(\epsilon_0/\hbar s)^5. \quad (6)$$

Здесь E_1 – потенциал деформации, s – скорость звука, а ρ – плотность материала.

Эффективное число носителей N_1 – произведение концентраций электронов N_0 и дырок N_h $(=N_0)$ участвующих в таких прыжках поделенное на число центров N_i по которым совершаются прыжки. Величина N_i – плотность уровней N_F умноженная на энергетическую ширину Δ. Таким образом

$$N_1 = N_F\frac{(FR_0)^2}{\Delta}.$$

Вычисляя интеграл находим следующее выражение для проводимости с учетом обоих механизмов движения.

$$\sigma = \sigma_0[1 + (FR_0/4\pi\Delta)\,\mathrm{arc\,tg}(\gamma_0/\epsilon_0)(F/F_0 - 1)^4]. \quad (7)$$

Зависимость проводимости (7) при полях, больших $3F_o$, принимает вид

$$\sigma = \sigma_o \left(1 + b\frac{F}{F_o}\right);$$

где значение константы b зависит от ширины разброса уровня ϵ_o.

В точной постановке задачи о сопротивлении трехмерной сети из проволочек с длинами R и сопротивлениями $e^{2R/a}$ для R_o была получена [3,4] следующая зависимость от концентрации $R_o = (0,87 \pm 0,01)\, N^{-1/3}$. Область применимости формулы (7) есть $F_o < F < F_П$ (при полях порядка $F_П$ пробиваются локализованные уровни).

Результаты высокочастотных измерений поглощения в InSb [5] показывают степенную зависимость затухания γ от энергии фонона с показателем близким к пяти в соответствии с формулой (6). Из тех же измерений ϵ_o имеет значение порядка 0,1 – 0,3 *мэв*, а R_o = 1300 Å. Оценивая поле F_o получаем $F_o \sim 10$ *в/см*. При полях того же порядка замедляется рост проводимости, согласно данным [6]. Подробные измерения в области более сильных полей отсутствуют. Добавим, что поля F_o имеют относительно небольшие значения для узкозонных материалов.

В заключение хочу выразить свою признательность Л.Б.Литвак-Горской и В.А.Ильину, обратившим мое внимание на поведение проводимости в сильных полях, а также В.П.Покровскому за обсуждение результатов.

Софийский университет
Физический факультет
Кафедра теоретической физики

Поступила в редакцию
9 ноября 1976 г.
После переработки
17 февраля 1977 г.

Литература

[1] Б.И.Шкловский. ФТП, **6**, 1197, 2335, 1972.

[2] N.F.Mott. Phil. Mag., **19**, 835, 1969.

[3] Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. ЖЭТФ, **60**, 867, 1971.

[4] А.С.Шкал, Б.И.Шкловский. ФТП, **7**, 1589, 1973.

[5] В.В.Арендарчук, Е.М.Гершензон, Л.Б.Литвак-Горская, Р.И.Рабинович. ЖЭТФ, **65**, 2387, 1973.

[6] Е.М.Гершензон, В.А.Ильин, И.Н.Куриленко, Л.Б.Литвак-Горская, Р.И.Рабинович, С.Р.Филонович. Труды VI Междунар. конф. по аморфным и жидким полупроводникам – Ленинград, 1975.