

БЕЗАКТИВАЦИОННАЯ ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПО СОСТОЯНИЯМ КУЛОНОВСКОЙ ЩЕЛИ В α -Si (Mn)

А.В.Деуреченский, В.А.Дравин, А.И.Якимов

Исследован прыжковый перенос заряда по локализованным состояниям в области кулоновской щели в сильных электрических полях. Впервые для трехмерных систем экспериментально обнаружено, что безактивационная прыжковая проводимость изменяется с увеличением напряженности поля F по закону $\sigma(F) \sim \exp[-(F_0/F)^{1/2}]$.

Неомическая прыжковая проводимость при наличии в спектре параболической кулоновской щели в настоящее время экспериментально практически не изучена, а имеющиеся в литературе сведения^{1, 2} довольно противоречивы. Теоретические предсказания, высказанные в работах^{1–4} сводятся к следующему. Поскольку в неупорядоченных полупроводниках существует разброс энергетических уровней примеси, то электрон при перескоке из одного локализованного состояния в другое вынужден поглотить фонон. Это обстоятельство приводит к активационному характеру прыжковой проводимости. В сильном электрическом поле ($F > F_c = kT/ea$, где k – постоянная Больцмана, T – температура, e – заряд электрона, a – радиус локализации) участвующие в прыжках электроны приобретают необходимую для прыжка энергию не за счет тепловых фононов, а за счет электрического поля. В этом случае проводимость перестает зависеть от температуры (становится безактивационной) и растет с увеличением поля по закону

$$\sigma(F) \sim \exp[-(F_0/F)^X]. \quad (1)$$

Величина показателя степени X определяется ходом плотности состояний $g(E)$ вблизи уровня Ферми E_F . Величина $X = 1/2$ при наличии в спектре параболической щели, либо $X = 1/4$, если $g(E) = \text{const} \neq 0$. Результаты измерения проводимости пленок α -Ge (Cu) показали¹, что хотя в температурной зависимости σ на омическом участке вольтамперной характеристики (ВАХ) кулоновская щель проявляется, проводимость в сильных электрических полях следует закону (1) с $X = 1/4$. Это несоответствие экспериментальных результатов теоретическим предсказаниям и обусловило необходимость проведения исследований неомической проводимости на других системах с кулоновской щелью.

Измерения σ в сильных полях на полупроводниках, легированных примесью с мелкими уровнями, затруднены вследствие явления примесного пробоя. Поэтому объектом исследования должен служить материал с глубокими уровнями, причем концентрация последних должна быть достаточно велика для появления в спектре кулоновской щели. К таким материалам относится аморфный кремний (α -Si), легированный Mn. Методика приготовления и свойства образцов α -Si (Mn) на омическом участке ВАХ описаны в работах^{5, 6}, в которых было показано, что проводимость α -Si (Mn) следует закону

$$\sigma(T) \sim \exp[-(T_0/T)^{1/2}], \quad T_0 = 1,4e^2/k\kappa a, \quad (2)$$

где κ – диэлектрическая проницаемость системы. Зависимость (2) отвечает активационному прыжковому переносу по состояниям кулоновской щели⁷. В настоящей работе приводятся результаты исследования безактивационной прыжковой проводимости α -Si (Mn) с концентрацией Mn $N = 8$ ат. % в области полей $F \leq 11$ кВ/см. Для исключения разогрева образцов при измерениях к ним прикладывалось импульсное напряжение.

Результаты измерения $\sigma(F)$ для различных температур приведены на рис. 1. При $F > 1$ кВ/см проводимость существенно неомична и экспоненциально растет с увеличением поля. В области температур $T < 8$ К и полей $F \geq 6,6$ кВ/см зависимости $\sigma(F)$, соответствующие разным температурам, сливаются в одну кривую. На рис. 2 представлена зависимость проводимости от температуры при напряженности электрического поля $F = 11$ кВ/см. Видно, что при низких температурах проводимость становится безактивационной. При этом оказывается, что полевая зависимость проводимости в безактивационном режиме ($F \geq 6,6$ кВ/см при $T = 6,2$ К, $F \geq 5$ кВ/см при $T = 4,7$ К) аппроксимируется формулой (1) с $X = 1/2$ и $F_0 = 7,3 \cdot 10^5$ В/см (рис. 3) и не спрямляется в координатах $(\lg \sigma, T^{-1/4})$.

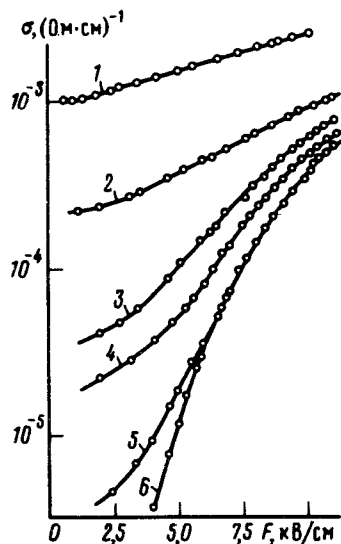


Рис. 1. Зависимость σ от F при различных температурах. T , К: 1 - 21; 2 - 15,5; 3 - 10,7; 4 - 8,5; 5 - 6,2; 6 - 4,7

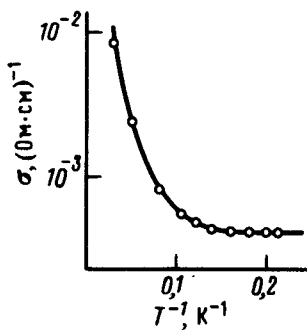


Рис. 2. Температурная зависимость проводимости при $F = 11$ кВ/см

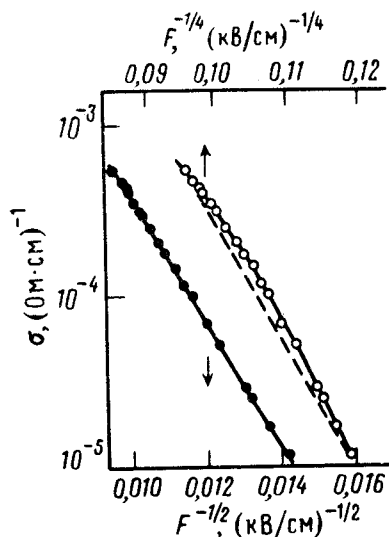


Рис. 3. Зависимость проводимости от электрического поля при $T = 4,7$ К, $F \geq 5$ кВ/см в координатах $(\lg \sigma, F^{-1/2})$ и $(\lg \sigma, F^{-1/4})$

При прыжковом переносе заряда действие электрического поля сводится к уменьшению энергии активации W (величина которой определяется характерной энергией кулоновского взаимодействия зарядов, разнесенных на длину прыжка R) на величину eFR . Поэтому

вероятность туннелирования между двумя локализованными состояниями

$$p \sim \exp \left(- \frac{2R}{a} - \frac{W - eFR}{kT} \right). \quad (3)$$

В безактивационном режиме энергия активации обращается в нуль, и прыжки происходят на характерное расстояние R , определяемое из соотношения ²

$$\frac{e^2}{\kappa R} - eFR = 0. \quad (4)$$

На основе (3) и (4) нетрудно получить, что вероятность безактивационного туннелирования

$$p \sim \exp \left[- (F_0 / F)^{1/2} \right], \quad (5)$$

где

$$F_0 \approx kT_0 / ea, \quad (6)$$

T_0 — тот же параметр, что и в выражении (2). Полученные экспериментальные данные позволяют найти ряд важных характеристик исследуемого материала: радиус локализации электронов и диэлектрическую проницаемость среды. Взяв, согласно ⁵, $T_0 = 1000$ К и определенное нами значение $F_0 = 7,3 \cdot 10^5$ В/см, находим из (2) и (6) $a = 10,5 \text{ \AA}$, $\kappa = 26$.

В настоящее время в физике неупорядоченных систем развиваются представления о расходимости κ и a по мере приближения к переходу диэлектрик—металл (приближения уровня Ферми E_F к порогу протекания E_P). Ранее мы нашли, что расходимость этих параметров в a -Si(Mn) описывается выражениями

$$a = a^* \left(\frac{E_P - E_F}{\Omega} \right)^{-1/2}, \quad (7)$$

$$\kappa = \kappa^* \left(\frac{E_P - E_F}{\Omega} \right)^{-1,7}, \quad (8)$$

где $\Omega = 0,12$ эВ — ширина примесной зоны Mn в a -Si, $a^* = 3,5 \text{ \AA}$ ⁶, $\kappa^* = 12$. Взяв ⁸ для $N = 8$ ат. % $E_P - E_F = 0,07$ эВ, находим $a \approx 7 \text{ \AA}$, $\kappa \approx 37$, что неплохо согласуется с результатами, полученными в настоящей работе.

Авторы благодарят Баскина Э.М. за полезные обсуждения работы.

Литература

1. Алешин А.Н., Шлимак И.С. ФТП, 1987, 21, 466.
2. Заварицкая Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 231.
3. Rentzsch R., Shlimak I.S., Bergen H. Phys. St. Sol. (a), 1979, 54, 487.
4. Шкловский Б.И. ФТП, 1972, 6, 2335.
5. Двуреченский А.В., Рязанцев И.А., Дравин В.А., Якимов А.И. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 46.
6. Двуреченский А.В., Дравин В.А., Якимов А.И. ФТТ, 1988, 30, 401.
7. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979, с. 416.
8. Dvurechenskii A.V., Ryazantsev I.A., Yakimov A.I., Dravin V.A. J. of Non-Cryst. Solids, 1987, 90, 111.

Институт физики полупроводников
Сибирское отделение Академии наук СССР

Поступила в редакцию

2 июня 1988 г.