

О ПРИЗНАКАХ ПРОЯВЛЕНИЯ МНОГОФОНОННОЙ ИОНИЗАЦИИ ЛОКАЛЬНЫХ ЦЕНТРОВ В НЕКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ GaTe_3

Чеснис А. А., Гашка К. И., Огинскас А. К.,
Бальчюнас В. Ч.

Полевая зависимость электропроводности (σ) некристаллических полупроводников в сильных полях (E), как известно, описывается экспоненциальной функцией. Показателем степени этой функции является либо $\beta E^{1/2}$ и затем в более сильных полях γE , либо лишь $\gamma \tilde{E}$ с различными γ в различных интервалах E (β и γ — параметры, зависящие от температуры T) [1]. Функцией $\sigma \sim \exp \beta \tilde{E}^{1/2}$ описывается также и σ пленок некристаллического GaTe_3 сразу же после омического участка ВАХ до внешних полей (\tilde{E}) $(2.5 \div 3.0) \times 10^5$ В/см. При этом в данном интервале \tilde{E} наблюдаются основные признаки проявления в GaTe_3 процесса термополевой ионизации локальных центров (механизм Пула—Френкеля) [2].

Исследования этих пленок, продолженные нами в более сильных полях (до $6 \cdot 10^5$ В/см), выявили отличительную особенность зависимости $\sigma = f(\tilde{E})$,¹ заключающуюся в том, что между упомянутым участком $\sigma \sim \exp \beta \tilde{E}^{1/2}$ (AB на рис. 1) и предпробойным с более сильной экспоненциальной зависимостью σ от \tilde{E} (CD) имеет место переходный участок (BC), электрический ток в котором описывается функцией $I \sim \exp \alpha \tilde{E}^2$.² На данном участке сохраняется активационный характер проводимости. Однако эффективная энергия активации, определенная из зависимости $\ln I_0 = f(1/T)$, где I_0 — значения тока, полученные экстраполяцией прямых $\ln I = f(\tilde{E}^2)$ к $\tilde{E} = 0$, изменяется с температурой в пределах от 0.04 до 0.15 эВ, т. е. она является намного меньшей, чем аналогичным образом определенная энергия активации (около 0.36 эВ) для предыдущего участка AB . Наклон указанных прямых (параметр α) с температурой увеличивается (рис. 2), а значение \tilde{E} , соответствующее точке C перехода к более сильной полевой зависимости σ , наоборот, имеет тенденцию к уменьшению.

Проводимость типа $I \sim \exp \alpha \tilde{E}^2$ ранее наблюдалась при исследовании жидкого Se [3]. Однако измерения в [3] проводились на постоянном токе и, как указывается авторами, сопровождалась тепловыми эффектами, которые, в принципе, могли повлиять на результаты эксперимента. В нашем случае влияние джоулева нагрева несущественно: полученные результаты не зависели от длительности измерительного импульса, а максимальное повышение температуры образца, согласно нашей оценке, не превышало 2—3 К.

Рассматриваемая зависимость I от E^2 свойственна облегченной полем многофононной ионизации локальных центров (многофононному туннелированию) [4, 5]. Однако теория данной ионизации предусматривает уменьшение α с температурой в противоположность полученным нами результатам (рис. 2). При этом, согласно [5],

$$\alpha^{1/3} = (2k)^{-1} (\hbar^2 e^2 / 3m)^{1/3} (A + 1/T), \quad (1)$$

где k и \hbar — постоянные Больцмана и Планка соответственно, e — элементарный заряд, m — эффективная масса носителя заряда, A — параметр.

Указанное несоответствие результатов эксперимента и теории, по мнению автора работы [4], следует связывать с неоднородностью распределения E

¹ σ исследовалась в образцах, аналогичных рассмотренным в [2], в импульсном режиме (длительность измерительного импульса $2.5 \div 10$ нс) в интервале T от 220 до 330 К.

² Анализ данной зависимости графически проводился в координатах, представляющих собой всевозможные комбинации $\ln I$, $\ln (I/U)$ и $\ln (I/U^{1/2})$: $\ln \tilde{E}$, $\tilde{E}^{1/2}$, \tilde{E}^2 и \tilde{E}^3 . Наилучшее спрямление участка BC получено в координатах $\ln I - \tilde{E}^2$ (рис. 1, верхняя кривая).

в некристаллическом полупроводнике и ее изменением с T . Если предположить, что к исследуемому полупроводнику применима теория сильно легированных компенсированных полупроводников, развитая в [6] для случая невырожденного электронного газа, то связь между истинным E и средним \bar{E} можно выразить следующим образом [4]:

$$E = \bar{E}'\eta, \quad \eta = 1 - \xi T^2, \quad \xi = \lambda (\varepsilon k / e^2 N^{1/3})^2, \quad (2)$$

где λ — численный коэффициент порядка единицы, ε — диэлектрическая проницаемость, N — средняя концентрация центров. Данное выражение действительно в интервале температур

$$(k'm)^{1/3} (\hbar\varepsilon/e^2\xi)^{2/3} \equiv T_1 < T < T_2 \equiv \varepsilon k/n^{1/3}e^2\xi \ll T_3, \quad (3)$$

где n — средняя концентрация электронов, T_3 — температура, начиная с которой полупроводник становится собственным. Тогда $\alpha^{1/3}$ в (1) с учетом (2) следует

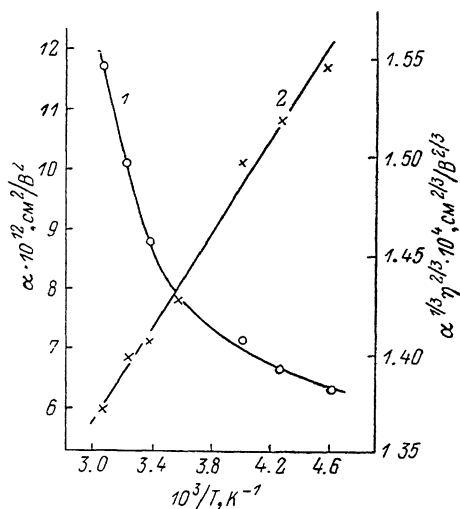
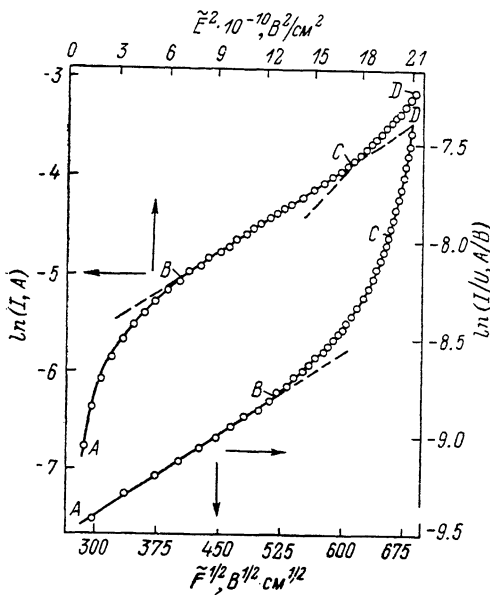


Рис. 1. Зависимость проводимости пленки некристаллического GaTe₃ от внешнего электрического поля ($T=293$ К).

Рис. 2. Зависимость параметра $\alpha [I \sim \exp(\alpha \bar{E}^2)]$ (1) и произведения $\alpha^{1/3}\eta^{2/3}$ [где η определено соотношением (2)] (2) от обратной температуры.

заменить на $(\alpha\eta^2)^{1/3}$. Величина $(\alpha\eta^2)^{1/3}$, рассчитанная по результатам эксперимента, при $\xi=5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-2}$ в соответствии с измененной (1) прямолинейно зависит от T^{-1} (рис. 2).³ Наклон прямой на рис. 2 составляет $1.2 \cdot 10^{-2} \text{ B}^{-1/2} \cdot \text{cm}^{2/3} \cdot \text{K}$, что удовлетворительно согласуется с его теоретическим значением, определенным по (1) ($3.68 \cdot 10^{-2} \text{ B}^{-1/2} \cdot \text{cm}^{2/3} \cdot \text{K}$ для $m=m_0$, где m_0 — масса электрона). В данном случае $A^{-1} \approx 130 \text{ K}$. Согласно [5], $A^{-1} = \hbar\omega/k \ln C$, где ω — частота колебаний примесного центра, C порядка обратной константы электрон-фононной связи. Тогда $\hbar\omega/k$ оказывается 300 К, т. е. порядка дебаевской температуры. Предел T_1 , рассчитанный по (3) для $m=m_0$ и $\varepsilon=5\div 10$, составляет 150—230 К, что согласуется с экспериментом ($T \geq T_1$). Характерный размер электронных капель во флуктуационных потенциальных ямах, оцененный по формуле $R_T = (\varepsilon \xi^{1/2}/k)^{1/3} (\hbar^2/me)^{2/3}$ [6] при $T=300$ К и при указанных выше значениях ε , составляет $33.6 \div 16.8 \text{ \AA}$ и, согласно [6], является весьма приемлемой величиной (соответствующий дебаевский радиус он превышает всего лишь в 4 раза).

³ Данное значение ξ более чем на порядок превышает ξ для халькогенидных стекол, рассматриваемых в [1], и соответствует $10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $\varepsilon=5\div 10$.

На основе изложенного можно считать, что в зависимости электропроводности пленок некристаллического GaTe_3 от \dot{E} и T в переходной области BC (рис. 1) имеются признаки проявления многофононной ионизации локальных центров, облегченной полем, в условиях неоднородного распределения последнего.

Что же касается проводимости в последующей предпробойной области CD (рис. 1), то (судя по характеру изменения процессов при переходе из области AB в область BC) не исключено, что она связана с «холодной» ионизацией центров посредством туннелирования электронов и без участия фононов. На такую возможность указывает, в частности, наблюдавшееся ослабление температурной зависимости проводимости с ростом \dot{E} . Признаков ударной ионизации, с которой обычно связывается электроперенос в данных полях [⁷⁻⁹], нам не удалось обнаружить: отсутствовало свойственное ей увеличение I со временем [^{7, 8}], а обработка данных эксперимента по методике, описанной в [⁹], не дала результата, характерного для этого процесса.

Л и т е р а т у р а

- [1] Квасков В. Б., Пароль Н. В., Иофис Н. А., Горбачев В. В. — Обзоры по электрон. техн., сер. 6, Материалы, в. 1 (777). М.: ЦНИИ «Электроника», 1981. 58 с.
- [2] Чеснис А., Огинскас А., Бутинавичюте Э., Лисаускас В., Шикторов Н. — Лит. физ. сб., 1983, т. 23, № 2, с. 46—51.
- [3] Глазов В. М., Айвазов А. А., Зеленев А. В., Вадов Г. И. — ФТП, 1976, т. 10, в. 4, с. 636—640.
- [4] Тимашев С. Ф. — ФТП, 1977, т. 11, в. 7, с. 1437—1438.
- [5] Карпус В., Перель В. И. — Письма ЖЭТФ, 1985, т. 42, в. 10, с. 403—405.
- [6] Гуляев Ю. В., Плесский В. П. — ЖЭТФ, 1976, т. 71, в. 4 (10), с. 1475—1480.
- [7] Allsopp D. Thompson M. J. — J. Phys. D: Appl. Phys., 1976, v. 9, p. 2075—2085.
- [8] Walsh P. J., Thompson M. J. — J. Non-Cryst. Sol., 1980, v. 35-36, p. 1093—1098.
- [9] Бадлуев А. И., Гаман В. И., Минаев В. С. — Изв. вузов СССР, Физика, 1979, № 8, с. 64—71.

Институт физики полупроводников
АН ЛитССР
Вильнюс

Получено 25.12.1986
Принято к печати 5.01.1988

ФТП, том 22, вып. 6, 1988

ИССЛЕДОВАНИЕ СУБНАНОСЕКУНДНОГО ВКЛЮЧЕНИЯ АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ ТИРИСТОРНЫХ СТРУКТУР

Вайнштейн С. Н., Жилиев Ю. В., Левинштейн М. Е.

Недавно в работе [¹] впервые наблюдалось включение $\text{GaAs } p-n-p-n$ -структур с постоянной времени включения $\tau \sim 10^{-10}$ с. Практическая важность эффекта определяется тем, что зарегистрированная величина τ в ~ 50 раз меньше, чем когда-либо наблюдавшееся значение τ в Si-тиристорах. С физической точки зрения наибольший интерес представляет тот факт, что это значение τ в несколько раз меньше, чем $t_{np} = W/v_s$ — время пролета носителями базовых областей тиристорной структуры с максимально возможной скоростью насыщения v_s (W — суммарная толщина баз).

В настоящей работе мы продолжили экспериментальное исследование обнаруженного эффекта.

В полупроводниковых структурах с $p-n$ -переходами известны два типа эффектов, обеспечивающих переключение из состояния с низкой в состояние с высокой проводимостью за время, меньшее пролетного: TRAPATT-переключение [²] и эффект субнаносекундного обострения [³]. Несмотря на то что физические механизмы этих двух эффектов, по-видимому, различны [^{4, 5}], известно, что как TRAPATT-переключение [⁶], так и эффект субнаносекундного обостре-