

ГИГАНТСКИЙ ФОТОГАЛЬВАНОПЬЕЗОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В ГЕРМАНИИ В УСЛОВИЯХ МЕТАЛЛИЗАЦИИ ЭКСИТОНОВ

И.В.Кукушкин, В.Д.Кулаковский, В.Б.Тимофеев

В кристаллах германия в скрещенных магнитном поле и поле неоднородной деформации при 2К обнаружен резкий скачок фототока при больших плотностях возбуждения, связанный с переходом диэлектрик – металл в системе дрейфующих экситонов большой плотности. Переход сопровождается пороговым появлением новой линии в спектре, отвечающей рекомбинационному излучению $e - h$ плазмы с плотностью $7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($r_s \approx 2$).

Гальваномагнитные эффекты в полупроводниках основаны на том, что носители, движущиеся перпендикулярно магнитному полю H , под действием силы Лоренца отклоняются от первоначального направления своего движения. Это отклонение вызывает появление поперечного напряжения. Движение носителей перпендикулярное H может быть вызвано различными физическими причинами: электрическим полем (эффект Холла), градиентами температуры (эффект Нернста) или концентрации носителей (фотоэлектромагнитный эффект Кикоина – Носкова. Мы обратили внимание на тот факт, что такой причиной может быть также градиент деформационного поля. Величины поперечного напряжения V_{\perp} и тока короткого замыкания j_s при этом могут быть значительно больше, чем в перечисленных выше эффектах. Так, в этом случае электронный и дырочный вклады в V_{\perp} и j_s складываются, а не вычитаются, как это происходит в эффекте Холла, а средняя скорость движения носителей перпендикулярно магнитному полю, регулируемая величиной неоднородного сжатия кристалла, может значительно превосходить соответствующие величины в эффектах Нернста и Кикоина – Носкова.

Не останавливаясь подробно на особенностях фотогальванопьезомагнитного (ФГПМ) эффекта, изучению которого будет посвящена отдельная статья, подчеркнем, что он оказался очень эффективным методом для исследования проблемы перехода диэлектрик – металл в системе экситонов большой плотности. Идея очень проста – до тех пор пока электрон и дырка связаны в экситон, они движутся в поле неоднородной деформации, практически не отклоняясь в магнитном поле от направления своего движения и не дают вклада в ток короткого замыкания в ФГПМ эффекте.

Согласно гипотезе Мотта¹, при достижении некоторой критической концентрации экситонов, n_c , вследствие экранирования кулоновского взаимодействия должно произойти скачком ионизационное разрушение экситонов, которое должно сопровождаться скачкообразным возрастанием фотопроводимости кристалла. Ранее сообщалось о резком возрастании фотопроводимости при 2К в недеформированных чистых кристаллах Ge при $H = 0$ ² и в легированных до концентраций примесей 10^{15} см^{-3} кристаллах Ge при $H \lesssim 5 \text{ Т}$ ³. Однако этот скачок был обусловлен не ионизационным разрушением экситонов, а перколяционной проводимостью по металлическим электронно-дырочным каплям (ЭДК). При по-

вышении температуры выше критической для конденсации в ЭДК, экситонно-плазменный переход размывается из-за термоионизации экситонов.

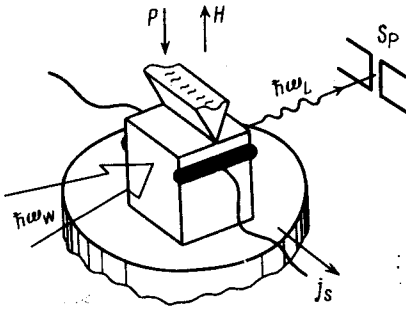


Рис. 1. Схема эксперимента

Преимуществами ФГПМ эффекта для изучения перехода Мотта в Ge, сжатом вдоль оси $\langle 100 \rangle$, являются, во-первых, сильное уменьшение критической температуры ЭДК до 2–3К (из-за снятия вырождения зон^{4,5} и, дополнительно, из-за магнито-штарк-эффекта для движущихся в магнитном поле ЭДК) и, во-вторых, резкое уменьшение доли неравновесных свободных носителей в потоке экситонов при удалении от возбуждаемой поверхности (из-за малой скорости дрейфа электронов и дырок, закручиваемых магнитным полем).

В работе исследовались кристаллы Ge с концентрацией мелких примесей $10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Образцы вырезались в виде прямоугольных параллелепипедов размером $3 \times 3 \times 10 \text{ мм}^3$ и перед постановкой в криостат протравливались в полирующем травителе СР-4а. Неоднородная деформация осуществлялась трехгранной призмой (см. рис. 1) вдоль направления, близкого к $\langle 100 \rangle$. Потенциальная яма при этом имела аксиальную симметрию и ее дно находилось в глубине кристалла на расстоянии 1,5 мм от возбуждаемой поверхности. Контакты к образцу (рис. 1) подпаивались индием и пробивались высокочастотным разрядом.

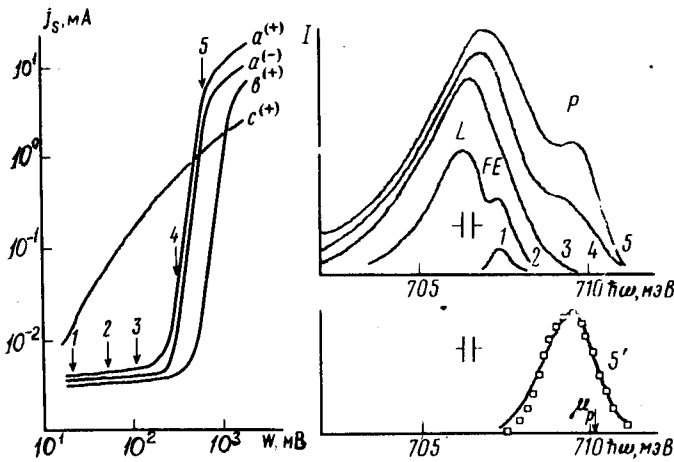


Рис. 2

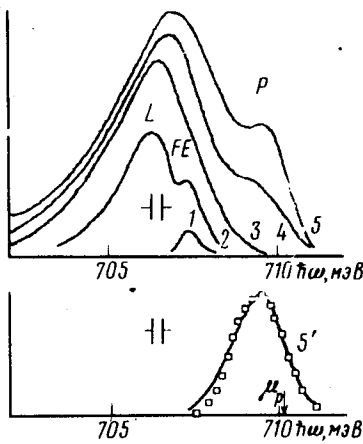


Рис. 3.

Рис. 2. Зависимость тока короткого замыкания j_s (в мА) от мощности возбуждающего света W (в мВт) в ФГПМ эффекте при 2К (a, b) и 20К (c) в магнитном поле $H = 0,7\text{T}$ (a, c) и 4Т (b). Кривые a^+ и a^- отвечают противоположным направлениям магнитного поля

Рис. 3. LA-спектры излучения Ge, сжатого вдоль оси $\langle 1.1.16 \rangle$, в магнитном поле $H = 0,7\text{T}$ при 2К и различных плотностях возбуждения, указанных стрелками на рис. 2. Спектр $5'$ записан в точке 5 при 15% модуляции интенсивности возбуждающего света

На рис. 2 представлены характерные зависимости фототока короткого замыкания от мощности возбуждения W в двойном логарифмическом масштабе. При высоких температурах, когда экситоны сильно ионизируются термически, ток короткого замыкания в ФГПМ эффекте плавно возрастает с ростом плотности возбуждения (кривая c^+ , $T = 20\text{K}$). При $T < 5\text{K}$ (кривые a, b) в зависимостях $j_s(W)$ наблюдается резкий скачок фототока при некоторой

критической плотности возбуждения W_c , достигающий при $T = 2\text{К}$ трех порядков. Как и следовало ожидать, при обращении магнитного поля j_s менял знак. Различие в зависимостях $j_s(W)$ при противоположных направлениях поля (кривые a^+ и a^-) связано с неомичностью контактов и, как видно из рис. 2, не является существенным. С ростом магнитного поля порог сдвигается в сторону больших плотностей возбуждения (рис. 2).

Одновременно с измерением фототока были исследованы спектры фотолюминесценции при 2К (рис. 3). При самых малых плотностях возбуждения (спектр 1 на рис. 3 соответствует точке 1 на рис. 2 и т. д.) в спектре наблюдается излучение экситонов, находящихся в потенциальной яме, глубина которой в представленном на рис. 3 случае составляла 6 мэВ. При увеличении W плотность экситонов в потенциальной яме возрастает, и они образуют на дне ямы $e-h$ жидкость (спектр 2, линия L). При дальнейшем увеличении плотности возбуждения, в спектре излучения одновременно со скачком фототока пороговым образом возникает новая линия P (спектры 4 и 5), которую особенно хорошо удается выделить в спектрах, записанных при 15% модуляции возбуждающего излучения (дифференциальный спектр $5'$).

Наблюдаемое экспериментально пороговое возрастание фототока и появление новой линии излучения в спектре естественно связать с переходом диэлектрик — металл в дрейфующем экситонном газе при достижении критической плотности. Плотность возникающей $e-h$ плазмы можно определить из анализа формы линии P с помощью выражения ⁴

$$I(h\nu) = \int_0^{\hbar\nu} D_e(E) f_e(E) D_h(\hbar\nu - E) f_h(\hbar\nu - E) dE,$$

где $D_{e(h)}$ и $f_{e(h)}$ — плотность состояний и функция распределения электронов (дырок). Из такой аппроксимации (рис. 3) следует, что плотность $e-h$ плазмы составляет $(7 \pm 0,5) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, или $r_s = (3/4\pi n a_{ex}^3)^{1/3} \approx 2$. Эта величина хорошо согласуется с полученными ранее ⁵ оценками $r_s^c \approx 2,5 \div 2$ на основании анализа спектров излучения однородно сжатых кристаллов Ge. Сдвиг порога в сторону больших плотностей возбуждения с ростом магнитного поля связан со сжатием поперечного размера волновой функции экситона (при $H = 4\text{Т}$ магнитная длина $a_H = 0,8 a_{ex}$). Подчеркнем, что химический потенциал $e-h$ плазмы μ , определенный по фиолетовому краю линии P , существенно выше химического потенциала $e-h$ системы на дне потенциальной ямы. Следовательно, регистрируемая нами металлизация экситонов происходит на заметном расстоянии от дна потенциальной ямы. Тем не менее, судя по ширине линии излучения возникающей $e-h$ плазмы, она пространственно локализована в малой области Δx , что не является удивительным, ввиду резкого уменьшения скорости дрейфа $e-h$ пар после разрушения экситонных состояний.

Таким образом, с помощью исследования ФГПМ эффекта впервые удалось наблюдать резкое изменение фотоэлектрических характеристик в условиях металлизации экситонов.

В заключение авторы выражают благодарность В.Н.Звереву за помощь в изготовлении контактов и дискуссии, а также В.Ф.Гантмахеру, Э.И.Рашба, и В.М.Эдельштейну за обсуждение результатов.

Литература

1. Mott N.F. Adv. Phys., 1967, 16, 49; Metal-Insulator transitions, Barnes and Noble, N.-Y. 1974.
2. Аснин В.М., Рогачев А.Н. Письма в ЖЭТФ, 1968, 7, 464.
3. Гантмахер В.Ф., Зверев В.Н. ЖЭТФ, 1977, 73, 2337.
4. Hensel J.C., Phillips T.G., Thomas G.A. Sol. State Physics, 1977, 32, 87.
5. Кукушкин И.В., Кулаковский В.Д. ЖЭТФ, 1982, 82, 800.