

АНТИФЕРРОМАГНИТНАЯ УПОРЯДОЧЕННОСТЬ ДЫРОК В ЛЕГИРОВАННОМ КРЕМНИИ

П.Д.Алтухов, К.Н.Ельцов, А.А.Рогачев

Исследована поляризация рекомбинационного излучения Si : В в магнитном поле. Обнаружена антиферромагнитная упорядоченность дырок в области концентраций акцепторов $n_A \approx 1 \cdot 10^{17} \div 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Установлено, что при $n_A \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ экситоны могут связываться на кластерах из одной, двух или трех примесей.

Как известно, взаимодействие мелких примесей в полупроводниках приводит к образованию зоны примесных состояний. При концентрациях примесей $n < n_c$, где n_c определяет переход Мотта, состояния носителей в примесной зоне являются локализованными [1]. Согласно модели Мотта [1] вследствие обменного взаимодействия носителей основное состояние примесной зоны при $n < n_c$ должно быть антиферромагнитным. В этом состоянии спиновые моменты носителей, расположенных на ближайших примесях, антипараллельны, и величина среднего спинового момента носителей должна быть равна нулю.

В настоящей работе была впервые непосредственно измерена величина средней проекции спинового момента дырок $\langle j_z \rangle$ на направление магнитного поля \mathbf{H} в кремнии, легированном бором, с концентрацией

акцепторов $n_A \approx 10^{17} + 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Для определения величины $\langle j_z \rangle$ использовался метод, основанный на измерении степени циркулярной поляризации рекомбинационного излучения в магнитном поле [2]. Этот метод и соответствующая экспериментальная техника подробно описаны в работе [2]. Все измерения проводились в геометрии Фарадея при $\mathbf{H} \parallel [111]$ и температуре $T = 1,9 \text{ К}$. Нами было обнаружено, что при $n_A \approx 1 \cdot 10^{17} + 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ меньших n_c (в Si : В $n_c \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [1]) величина $\langle j_z \rangle = 0$, что свидетельствует об антиферромагнитной упорядоченности дырок в кристалле.

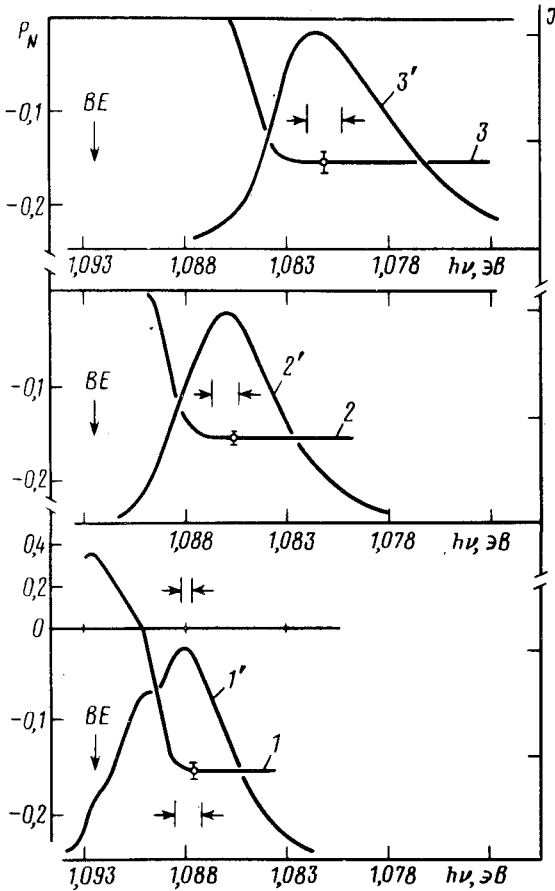


Рис. 1. Спектральное распределение излучения $I(1', 2', 3')$ и степени циркулярной поляризации $P_N(1, 2, 3)$ в Si : В в магнитном поле $H = 50 \text{ кГ}$ при $T = 1,9 \text{ К}$ и уровне возбуждения $I \sim 1 \text{ Вт/см}^2$ (TO - LO-линии).
 1, 1' - $n_A \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$;
 2, 2' - $n_A \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$;
 3, 3' - $n_A \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Стрелкой указано положение TO-линии излучения связанного экситона при $n_A \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$

Спектры излучения и поляризации образцов Si : В с разными n_A приведены на рис. 1. В этих образцах среднее расстояние между примесями становится сравнимым с радиусом связанного экситона, и возбуждаемая светом электронно-дырочная ($e - h$) пара связывается на группе ближайших примесей. С ростом концентрации примесей возрастает потенциал взаимодействия $e - h$ пары с примесными атомами, а также абсолютная величина флуктуаций этого потенциала, что, в свою очередь, приводит к смещению линии излучения в спектре в длинноволновую сторону относительно линии излучения связанного экситона и ее уширению (рис. 1). Спектральное положение линии излучения и ее поведение с ростом n_A свидетельствует о том, что излучение не связано с переходом зона - примесь, а обусловлено образованием экситонно-примесной зоны.

Из рис. 1 также видно, что при $n_A \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $n_A \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ степень поляризации излучения отрицательна, практически не зависит от энергии кванта излучения и велика по абсолютной величине. Поскольку вклад электронов и дырок в поляризацию излучения в кремнии имеет разные знаки [2], то согласно [2] большая отрицательная степень поляризации обусловлена ориентацией электронов в магнитном поле, а вклад дырок в поляризацию отсутствует, т.е. $\langle j_z \rangle = 0$ для ближайшей группы дырок, с которыми рекомбинирует фотовозбужденный электрон. Поскольку проекция момента дырки может принимать четыре значения $j_z = \pm 3/2, \pm 1/2$, это означает, что $\langle j_z \rangle = 0$ для четырех ближайших дырок, включающих три дырки на трех примесных центрах и одну фотовозбужденную. Такая антиферромагнитная упорядоченность четырех ближайших дырок должна существовать в образце и в отсутствие фотовозбуждений $e - h$ пары. Если бы антиферромагнитная упорядоченность дырок отсутствовала и локализованные дырки ориентировались независимо друг от друга, то $\langle j_z \rangle$ не равнялась бы нулю, и степень поляризации излучения имела бы положительный знак и совпадала по величине со степенью поляризации излучения связанного экситона.

Следует отметить, что уменьшение степени поляризации излучения до нуля в небольшой спектральной области шириной $1 + 2 \text{ мэВ}$ на коротковолновом краю линий излучения в образцах с $n_A \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $n_A \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ согласно [2] может быть связано с небольшим вкладом LO -линии в TO -линию излучения. В случае образцов с $n_A \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, как это видно из рис. 1, степень поляризации излучения в длинноволновой части линии отрицательна, совпадает со степенью поляризации излучения образцов с $n_A \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n_A \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и обусловлена вкладом в излучение $e - h$ пар, связанных на кластерах, состоящих из трех примесей. Степень поляризации излучения в коротковолновой части линии излучения этого образца положительна и совпадает по знаку с поляризацией излучения экситона, связанного на нейтральном акцепторе [2]. Это означает, что коротковолновая часть линии излучения этого образца обусловлена $e - h$ парами, связанными на двух, а также одной примеси. Такая интерпретация спектра излучения образца с $n_A \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ подтверждается наличием структуры из трех максимумов в спектре на рис. 1.

На рис. 2 показаны зависимости степени поляризации излучения P_N от магнитного поля. Пунктиром на кривой 2 (рис. 2) указана теоретическая зависимость $P_N = -1/2 \Phi_N \text{th}(1/2 g \mu_B H / kT)$ ($g = 2 - g$ — фактор электронов, μ_B — магнетон Бора, $\Phi_N \approx 0,32$ [2]), соответствующая поляризации излучения при $\langle j_z \rangle = 0$. Пунктиром на кривой 3 указана теоретическая зависимость для случая $e - h$ пары, связанной на двух примесях. Видно, что теоретические зависимости на рис. 2 хорошо согласуются с экспериментальными.

Следует ожидать, что антиферромагнетизм примесей представляет собой универсальное явление в полупроводниках. Так, например, полученные в [3] данные по отрицательному магнетосопротивлению в p - InSb можно объяснить [3] как следствие антиферромагнитного порядка.

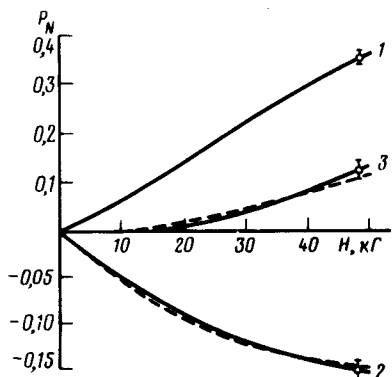


Рис. 2. Зависимость степени циркулярной поляризации излучения P_N от магнитного поля H в Si:V при $T = 1,9\text{K}$, $I \sim 1 \text{ Вт/см}^2$, (TO-LO-линии). 1 - $n_A \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($h\nu = 1,0925 \text{ эВ}$, связанный экситон, TO-линия); 2 - $n_A \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($h\nu = 1,081 \text{ эВ}$), $n_A \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ($h\nu = 1,086 \text{ эВ}$), $n_A \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ($h\nu = 1,087 \text{ эВ}$ - длинноволновая часть линии); 3 - $n_A \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ($h\nu = 1,091 \text{ эВ}$ - коротковолновая часть линии). Сплошные кривые - эксперимент, пунктирные - теория при $T = 1,9\text{K}$, $g = 2$, $g_1 = 1,2$ [2] (g_1 - g -фактор дырок). Экспериментально наблюдаемая поляризация $P_{\text{exp}} = D P_N$ [2], где $D \approx 0,7$

пунктирные - теория при $T = 1,9\text{K}$, $g = 2$, $g_1 = 1,2$ [2] (g_1 - g -фактор дырок). Экспериментально наблюдаемая поляризация $P_{\text{exp}} = D P_N$ [2], где $D \approx 0,7$

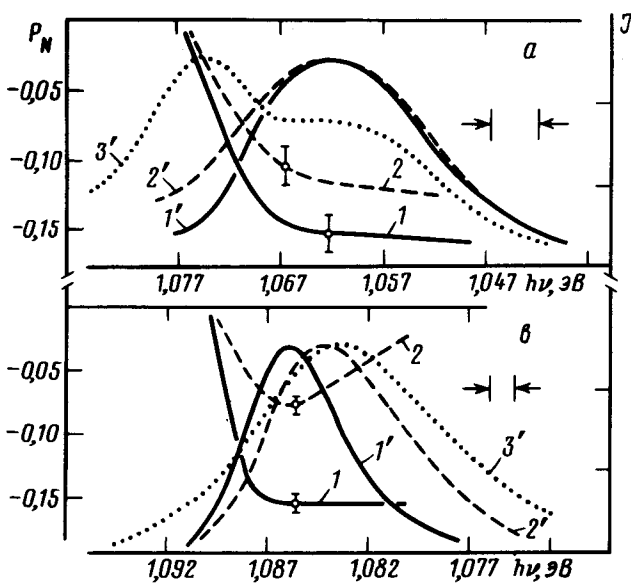


Рис. 3. Спектральное распределение степени поляризации P_N (1,2) и излучения J (1', 2', 3') при разных уровнях возбуждения I в Si:V в поле $H = 50 \text{ кГ}$ при $T = 1,9\text{K}$ (TO-LO-линии). а - $n_A \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, б - $n_A \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; 1, 1' - $I \sim 1 \text{ Вт/см}^2$; 2, 2' - $I \sim 10^2 \text{ Вт/см}^2$; 3' - $I \sim 10^3 \text{ Вт/см}^2$ (б - при $I \sim 10^3 \text{ Вт/см}^2$ $P_N = 0$)

Из данных на рис. 3 видно, что при $n_A \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ с ростом уровня возбуждения I линия излучения смещается в длинноволновую сторону, степень поляризации излучения падает, а максимум поляризации при больших I находится в коротковолновой части линии. Можно показать, что такая поляризация излучения, обусловленная ориентацией электронов, должна наблюдаться в электронно-дырочных каплях (ЭДК) малого радиуса вследствие размерного эффекта, приводящего к умень-

шению числа квантовых уровней электронов под уровнем Ферми электронов в ЭДК. Аналогичное изменение поляризации излучения с ростом l могло бы также наблюдаться в случае, если рекомбинационное излучение представляет собой суперпозицию излучения макроскопических ЭДК (для которых $P_N \sim 10^{-2}$ [2]) и излучения областей кристалла с малой концентрацией $e - h$ пар, а также при непрерывном увеличении плотности вырожденной $e - h$ плазмы. Смещение линии излучения с ростом n_A в длинноволновую сторону наблюдается только при $n_A < 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При $n_A > 10^{18} \text{ см}^{-3}$ максимумы линий излучения смещаются в коротковолновую область, и поляризация излучения слабо падает с ростом l (рис. 3). Этот результат означает, что ЭДК в легированном кремнии могут возникать только при $n_A < 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Образование ЭДК в области $n_A \approx 10^{17} + 10^{18} \text{ см}^{-3}$ может оказаться возможным вследствие движения по примесям $e - h$ пар в экситонно-примесной зоне. Вопрос о движении $e - h$ пар при этих n_A требует детального исследования и представляет существенный интерес, поскольку фотовозбужденная $e - h$ пара в условиях антиферромагнитной упорядоченности дырок должна двигаться как спиновый полярон [1].

Физико-технический институт
им.А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 ноября 1979 г.

Литература

- [1] Н.Ф.Мотт. Переходы металл — изолятор. Изд. Наука, 1979 г.
 - [2] П.Д.Алтухов, Г.Е.Пикус, А.А.Рогачев. ФТТ, 20, 489, 1978.
 - [3] С.А.Обухов. ФТТ, 20, 312, 1978.
-