

ОБ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОМ ЗАХВАТЕ ЭЛЕКТРОНОВ НЕЙТРАЛЬНЫМИ И ОДНОКРАТНО ЗАРЯЖЕННЫМИ ИОНАМИ ЦИНКА В ГЕРМАНИИ

Т.И.Галкина, В.А.Курбатов, Н.А.Пенин

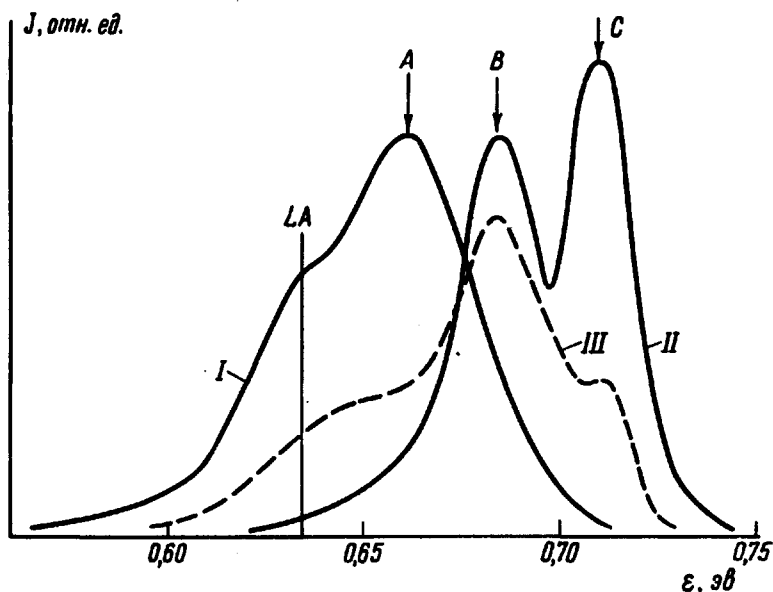
При излучательных переходах носителей заряда на нейтральные примесные центры в полупроводниках типа Ge и Si (минимум зоны проводимости расположен не в центре зоны Бриллюэна) вероятности бесфоновых и фоновых переходов меняются в зависимости от вида примеси. В работе Покровского и Свистуновой [1] было показано, что это связано с глубиной залегания соответствующих уровней в запрещенной зоне. Однако остается неясным, насколько зависит соотношение вероятностей переходов от химической природы атома примеси или его зарядового состояния. Так, например, при оптических переходах с участием атомов As и Sb несмотря на малую разницу в энергетическом положении ($E_{Sb} = 0,0096 \text{ эВ}$ и $E_{As} = 0,0127 \text{ эВ}$) это соотношение меняется существенно [2]. Это объясняется, по-видимому, различной величиной атомов Sb и As и, в связи с этим, различным видом кулоновского поля этих ионов в решетке.

Особый интерес представляет излучательная рекомбинация на глубоких, многозарядных примесях, тем более, что к настоящему моменту нет достаточно полной теории глубоких примесей [3, 4].

Нами исследовались спектры излучения, соответствующие оптическому переходу электронов на энергетические уровни атомов цинка, находящихся в зарядовых состояниях Zn^0 и Zn^- . Цинк в Ge создает два акцепторных уровня с энергиями в 0,03 и 0,09 эВ над потолком валентной зоны. Концентрация Zn в наших экспериментах менялась от $1 \cdot 10^{15}$ до $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Неравновесные носители заряда создавались в образце путем инжекции дырок через $p-n$ -переход или с помощью оптической подсветки. Все образцы были электронной проводимости, так что в равновесных условиях все атомы Zn находились в состоянии Zn^+ . Измерения проводились в интервале температур от 20 до 150°K.

При температурах от 60 до 150°K в спектре рекомбинационного излучения присутствовали линии, соответствующие переходам электронов на уровень Zn^- (0,09 эВ) и в валентную зону. При малых уровнях инжекции спектр содержал только линию излучения, соответствующую переходам

электронов на уровень Zn^- (рис.1, I кривая). Максимум с энергией кванта $0,661 \text{ эв}$ (A) соответствует бесфононному переходу на уровень $0,09 \text{ эв}$. Как видно на рисунке, излучение сопровождалось испусканием продольного акустического фонона LA с энергией $E_{LA} = 0,0274 \text{ эв}$.



Спектры рекомбинационного излучения образцов германия, легированного цинком и сурьмой. Кривая I - $N_{Sb} = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_{Zn} = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T = 78^\circ \text{ K}$; Кривая II - $N_{Zn} = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_{Sb} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T = 32^\circ \text{ K}$, $i = 90 \text{ ма}$; Кривая III - $N_{Zn} = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_{Sb} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T = 30^\circ \text{ K}$, $i = 30 \text{ ма}$. A - линия, соответствующая бесфононному переходу на ион Zn^- ; B - линия, соответствующая переходу электрона с испусканием фонона LA ($E_{LA} = 0,0274 \text{ эв}$) на ион Zn^0 ; C - линия, соответствующая переходу электрона в валентную зону с испусканием фонона LA ($E_{LA} = 0,0274 \text{ эв}$)

Очевидно, что суммарная ширина линии ($\Delta E \approx 0,060 \text{ эв}$) определяется вкладом как фононного, так и бесфононного переходов, причем интенсивности их соизмеримы. Наличие интенсивного бесфононного перехода может быть объяснено тем обстоятельством, что электрон захватывается на глубокий, отрицательно заряженный центр. При таком захвате правила отбора для переходов зона-зона или зона-водородоподобный уровень, возникающие из-за симметрии точек $L(1,1,1)$ и $\Gamma(0,0,0)$ [5] в значительной мере снимаются, что приводит к появлению бесфононного перехода.

Наличие кулоновского барьера для электрона при захвате его на отрицательный ион цинка позволяет объяснить разницу в энергиях при оптическом переходе из зоны проводимости ($0,075 \text{ эв}$) и величиной тер-

мической энергии ионизации (0,09 эв) [6]. Таким образом, величина кулоновского барьера при захвате на отрицательно заряженный центр составляет 0,015 эв.

Наличие длинноволнового "хвоста" со слабо проявляющейся структурой нельзя объяснить разбросом примесных состояний из-за кулоновского взаимодействия доноров и акцепторов, которое при данной концентрации ($N_{Zn} = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_{Sb} = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) составляет лишь 2–3 Мэв. Кроме того, увеличение концентрации примесей до $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ вызывает лишь незначительное изменение ширины линии. Можно полагать, по-видимому, что существование длинноволнового "хвоста" линии излучения связано с испусканием фононов другого типа.

При понижении температуры до 30°K нами было обнаружено излучение с энергией кванта 0,683 эв, возникающее при захвате электронов на мелкий (0,03 эв) уровень Zn° (рис.1, кривая II). Из сравнения спектров кривых I и II видно, что при захвате электронов на мелкий уровень спектр излучения представляет собой простую линию, соответствующую излучательному переходу электрона с испусканием фононов одного типа (LA), что соответствует обычным условиям рекомбинации на мелком акцепторном уровне в Ge. Фононные повторения другого типа отсутствуют.

При малых уровнях инжекции при этих же температурах (30°) относительно возрастает излучение, связанное с захватом электронов на Zn^{-} и уменьшается интенсивность излучения, возникающего при переходе электронов в валентную зону (кривая III). Таким образом, бесфононные переходы электронов на Zn° по-видимому, не имеют места.

Энергия активации, определенная из положения линии излучения для Zn° , оказывается равной 0,03 эв, что хорошо соответствует данным, полученным другими методами [6]. Очевидно, что отсутствие барьера при захвате электрона на Zn° устраняет разницу между термической и оптической энергиями ионизации.

Интересно заметить, что оптические переходы электронов на различные зарядовые состояния Zn в Ge проявляются последовательно в зависимости от температурного интервала при исследовании одного и того же образца. В области низких температур, когда атомы цинка находятся в зарядовом состоянии Zn^{2+} , очевидно происходит последовательный захват двух дырок, так что атом цинка переходит в состояние $Zn^{\circ} (Zn^{2+} + p + p \rightarrow Zn^{\circ})$. После этого, возникает излучательный захват электрона ионом Zn° . При более высоких температурах из-за теплового выброса дырок с уровня 0,03 эв, проявляются в основном переходы на уровень 0,09 эв.

Авторы выражают благодарность Л.В.Келдышу за плодотворное обсуждение и В.Л.Бонч-Бруевичу и В.А.Чуенкову за полезные замечания.

Литература

- [1] Я.Е.Покровский, К.И.Свистунова. ФТТ, 6, 19, 1964.
- [2] C.Benoit a la Gillaune et J.Cernogora. Symp. on Radiative Recomb. in Semicond., Paris, p.121, 1964.
- [3] Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 45, 364, 1963.
- [4] В.Л.Бонч-Бруевич. ФТТ, 4, 298, 1962; ФТТ, 5, 1890, 1963.
- [5] M.Zak, J.Hopfield. Phys. Rev., 124, 115, 1961.
- [6] В.И.Сидоров. ФТТ, 5, 3006, 1963.