

БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ РАЗОГРЕВ ДЫРОК В ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННОМ ГЕРМАНИИ

И.В.Алтухов, М.С.Каган, К.А.Королев, В.П.Синис

Институт радиотехники и электроники РАН

103907 Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 ноября 1995 г.

Показано, что предельной энергией для баллистического разогрева дырок в верхней по энергии валентной подзоне германия, отщепленной давлением, является энергия, при которой начинается межподзонное рассеяние с испусканием оптических фононов.

Разогрев носителей заряда в условиях сильного порогового рассеяния на оптических фонах приводит к тому, что функция распределения носителей в импульсном пространстве становится резко анизотропной – вытянутой в направлении электрического поля. При выполнении условия

$$\tau \gg \tau_E = p_0/eE \gg \tau_0 \quad (1)$$

(τ – среднее время свободного пробега при энергии носителей $\epsilon < \epsilon_0$, ϵ_0 – энергия оптического фона, $p_0 = (2m\epsilon_0)^{1/2}$, m – эффективная масса, e – элементарный заряд, τ_0 – время испускания оптического фона) носители совершают челночное движение: они ускоряются электрическим полем до энергии ϵ_0 за время τ_E , не успевая рассеяться на акустических фонах или примесях (левая часть неравенства (1)), затем практически мгновенно теряют всю энергию, испуская оптический фон (правая часть (1)), после чего процесс повторяется (см. левую вставку на рис.1). Такое движение носителей при баллистическом разогреве называют стримингом [1,2].

Сигнал Ф.П.

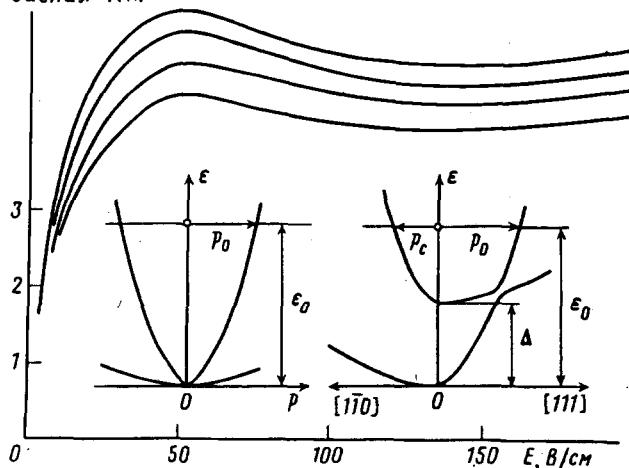


Рис.1. Зависимости сигнала фотоприемника от электрического поля при разных давлениях P , кбар: 1 – 0; 2 – 1.3; 3 – 2.7; 4 – 3.5. $P \parallel [111]$. На вставках показаны зонные схемы недеформированного (слева) и деформированного (справа) p -Ge; для удобства дырочные подзоны изображены здесь, как для электронов

В настоящей работе исследовалось спонтанное дальнее ИК излучение, вызванное оптическими переходами дырок между валентными подзонами германия, что является удобным способом изучения баллистического разогрева

носителей [3]. Условия опытов и образцы – те же, что и в наших предыдущих работах [4,5], а именно: температура жидкого гелия, электрическое поле приложено вдоль направления сжатия, излучение регистрируется приемником Ge< Ga >. В недеформированном германии в полевой зависимости спонтанного дальнего ИК излучения наблюдается максимум, который связывают с началом баллистического разогрева легких дырок. Спад интенсивности излучения (кривая 1 рис.1; см. также [3]) связан либо с "иглообразной" формой функции распределения в импульсном пространстве за счет стриминга, из-за которого уменьшается концентрация легких дырок, дающих вклад в излучение в полосе чувствительности приемника, либо с уменьшением времени жизни носителей на баллистических траекториях [3]. Действительно, в условиях стриминга время жизни дырок в "легкой" подзоне есть τ_E – время их баллистического ускорения до энергии оптического фона. В интервале полей, где существует стриминг легких дырок, а для тяжелых его еще нет, концентрация легких дырок падает при увеличении электрического поля за счет уменьшения τ_E .

Одноосная деформация снимает вырождение валентной зоны германия при $k = 0$ и расщепляет ее на две подзоны, разделенные энергетическим зазором Δ , пропорциональным давлению. В этом случае условия баллистического разогрева должны кардинально меняться. В одноосно сжатом германии "потолком" для баллистического ускорения дырок в верхней по энергии отщепленной подзоне (см. правую вставку на рис.1) должна служить энергия оптического фона, отсчитанная от дна нижней подзоны, так как при этой энергии включаются интенсивные можподзонные переходы дырок с испусканием оптического фона. Критическое поле E_c , при котором начинается баллистический разогрев дырок в верхней подзоне, определяется условием

$$eE_c\tau = p_0 \quad (2)$$

($p_0 = (2m_1\epsilon_0)^{1/2}$, m_1 – эффективная масса в направлении поля). Величина p_0 , как видно из вставки на рис.1, не меняется с давлением, поэтому E_c также не должно меняться. Это подтверждается экспериментом. Как видно из кривых рис.1 (см. также [6]), максимум интенсивности излучения, регистрируемого приемником Ge< Ga >, наблюдается при одном и том же поле при разных давлениях. Таким образом, баллистический разогрев дырок в верхней подзоне начинается, когда дырки без столкновений с акустическими фонарами набирают в электрическом поле импульс p_0 , при этом их кинетическая энергия остается меньше энергии оптического фона. Что касается их функции распределения, то она не может быть стриминговой в обычном смысле. Действительно, в случае стриминга в одной подзоне "иглообразная" форма функции распределения образуется из-за того, что после испускания оптического фона дырка периодически возвращается в состояние с нулевыми импульсом и энергией в той же подзоне. В одноосно деформированном германии этот циклический процесс оказывается разорванным: после испускания оптического фона дырка из верхней зоны переходит в нижнюю. Поскольку возвращение дырок в верхнюю подзону происходит за счет межподзонного обмена с участием акустических фонаров (или примесей), то диапазон начальных значений импульса и энергии дырок в верхней подзоне должен быть значительно размыт. Поэтому анизотропия функции распределения должна быть значительно меньшей, чем в недеформированном германии. В условиях стриминга в нижней зоне, когда дырки равномерно "размазаны" по импульсу

вдоль направления поля, функция распределения в верхней зоне вообще не должна быть анизотропной. Поэтому спад излучения при $E > E_c$ при ненулевом давлении может быть связан только с уменьшением их времени жизни τ_E . Отметим, что если бы в верхней зоне существовал обычный стриминг, при котором дырка после испускания оптического фона на возвращается на дно верхней подзоны, соответствующее значение импульса зависело бы от давления, и величина критического поля должна была бы расти с давлением.

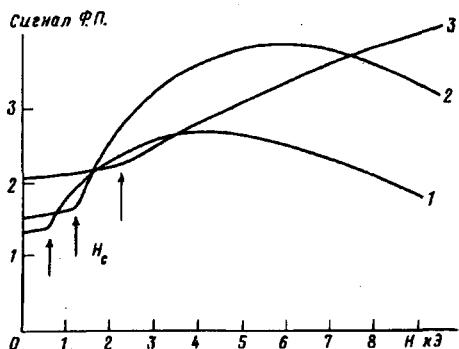


Рис.2. Зависимости сигнала фотоприемника от магнитного поля при разных электрических полях E , В/см: 1 - 210; 2 - 440; 3 - 800. $P = 4$ кбар. Стрелками отмечены критические магнитные поля, при которых начинается резкий рост излучения

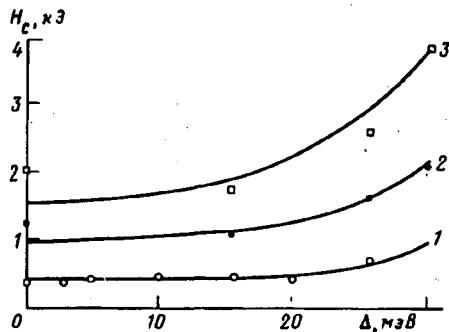


Рис.3. Расчетные зависимости критического магнитного поля от межподзонного энергетического зазора при разных электрических полях E , В/см: 1 - 210; 2 - 440; 3 - 800. Кружками и квадратами показаны экспериментальные значения

Предельная энергия $\epsilon_0 - \Delta$ для баллистического разогрева дырок верхней подзоны должна проявляться и при приложении поперечного магнитного поля. На рис.2 представлены зависимости интенсивности межподзонного излучения от магнитного поля для разных электрических полей. Резкий рост излучения, начинаящийся при пороговом значении магнитного поля H_c , указывает на то, что в верхней подзоне образуется магнитная ловушка [7]. Величина H_c и его зависимость от давления определяются как раз предельной энергией, до которой могут баллистически разгоняться дырки верхней зоны. Можно показать, что уравнение для баллистической траектории дырки, движущейся в скрещенных полях, имеет вид

$$d\epsilon = dp_{\perp} c E / H, \quad (3)$$

где p_{\perp} - компонента импульса в направлении, перпендикулярном E и H , c - скорость света. Отсюда ясно, что пороговое магнитное поле образования магнитной ловушки (замкнутых траекторий) в пассивной области энергий определяется значением поперечного импульса, соответствующим предельной энергии. Для предельной энергии $\epsilon_0 - \Delta$ и давления, приложенного параллельно электрическому полю, имеем

$$H_c = c E m_{\perp} / p_c = c E [m_{\perp} / 2(\epsilon_0 - \Delta)]^{1/2} \quad (4)$$

(m_{\perp} - эффективная масса в направлении p_{\perp} , p_c - значение p_{\perp} , соответствующее предельной энергии). На рис.3 показаны зависимости порогового

магнитного поля от давления, полученные с помощью этого выражения и найденные из эксперимента. Видно, что эти зависимости хорошо согласуются. Отметим, что при стриминге только в пределах верхней подзоны H_c не должно меняться с давлением, так как в этом случае $p_c = (2m_{\perp}\epsilon_0)^{1/2}$ не зависит от давления.

Таким образом, из опытов, проведенных в электрическом и скрещенных электрическом и магнитном полях, следует, что в одноосно деформированном p -Ge предельной энергией для баллистического разогрева дырок в верхней отщепленной давлением подзоне является энергия, при которой включается межподзонное рассеяние на оптических фононах. Баллистическое движение дырок в верхней подзоне не является стримингом в обычном смысле, так как функция распределения не является "иглообразной".

Настоящая работа была поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований 94-02 03450-а и грантами Международного научного фонда и Правительства России N7H000 и N7H300.

-
1. G.A.Baraff, Phys. Rev. **133**, 26 (1964).
 2. W.E.Pinson and A.Bray, Phys. Rev. **136**, 1449 (1964).
 3. А.А.Андронов, ФТП **21**, 1153 (1987).
 4. I.V.Altukhov, M.S.Kagan and V.P.Sinis, Opt. Quant. Electr. **23**, S211 (1991).
 5. И.В.Алтухов, М.С.Каган, К.А.Королев и др., ЖЭТФ **101**, 756 (1992).
 6. V.I.Gavrilenko, A.L.Korotkov, Z.F.Krasil'nik et al., Solid State Electronics **31**, 755 (1988).
 7. И.И.Восилюс, И.Б.Левинсон, ЖЭТФ **50**, 1660 (1966); **52**, 1013 (1967).