

## ОБНАРУЖЕНИЕ ИНВЕРСИИ ЗАСЕЛЕННОСТИ ГОРЯЧИХ ДЫРОК В ГЕРМАНИИ

*Л.Е.Воробьев, Ф.И.Осокин, В.И.Стафеев,  
В.Н.Тулупенко*

Экспериментально обнаружена инверсия функции распределения (ФР) легких дырок по отношению к ФР тяжелых дырок в области энергий, соответствующих переходам между зонами 1 – 2 в  $p$ -Ge ( $\lambda = 50 \dots 150$  мкм) в сильных скрещенных электрических ( $E$ ) и магнитных ( $H$ ) полях при  $T_0 = 18$  К,  $H = 23$  кЭ.

При низкотемпературном рассеянии носителей заряда на оптических фононах ФР по энергиям и гальваномагнитные явления в сильных  $E$  и  $H$  полях кардинально меняются, что впервые теоретически исследовано в [1]. При определенных условиях ФР может стать инверсной, что показано с помощью численного расчета методом Монте-Карло в [2] и аналитически в [3]. С точки зрения практических приложений наиболее интересен случай инверсии ФР легких дырок в  $p$ -Ge по отношению к ФР

тяжелых дырок ( инверсия заселенности), что может обусловить усиление дальнего ИК-излучения [4]. Поясним причину возникновения перезаселенности легких дырок. Траектория движения дырок в импульсном пространстве в скрещенных электрическом ( $\mathbf{E} \parallel ox$ ) и магнитном ( $\mathbf{H} \parallel oz$ ) полях представляет окружность, перпендикулярную оси  $p_z$  с центром, смещенным вдоль оси  $p_y$ :

$$p_x^2 + (p_y - p_H)^2 = p_{0x}^2 + (p_{0y} - p_H)^2, \quad p_z = \text{const};$$

где  $p_H = m^* c E / H$ ;  $p_{0x}, p_{0y}$  — компоненты начального импульса дырки. В дальнейшем индекс 1 будем относить к тяжелым, а индекс 2 — к легким дыркам. Пусть  $\tau_1^-, \tau_2^- \gg \tau^+$  ( $\tau^-$  — время рассеяния дырок на колебаниях решетки и примесях в пассивной области  $\epsilon < \epsilon_0$ ,  $\epsilon_0$  — энергия оптического фонона.  $\tau^+$  — время испускания оптического фонона в активной области  $\epsilon > \epsilon_0$ ,  $\tau_1^+ = \tau_2^+ = \tau^+$ ). Эти условия можно выполнить при  $kT \ll \epsilon_0$ . Фиксируем  $H = 23$  кЭ. Если  $E$  таково, что  $p_{1H} > p_{10} = \sqrt{2 m_1 \epsilon_0}$ , но  $p_{2H} < p_{20} / 2$ , то главная траектория (проходящая через точку  $p_x = p_y = 0$ ) движения тяжелых дырок разомкнута (выходит за пределы пассивной области) и нет веретена [2, 3], а легких — замкнута (сосредоточена в пассивной области — рис.1, сплошные линии).

При  $\omega_{c_1} \tau_1^+ \ll 1$  и  $\omega_{c_1} \tau_1^- \gg 1$  тяжелые дырки не рассеиваются при многократном вращении в пассивной области по замкнутым траекториям и глубоко не проникают в активную область, а после испускания фонона возвращаются в зоны 1 и 2 в точку  $p = 0$  (так что  $p_{0x} = p_{0z} = 0$ ) [1]. Легкие дырки живут на замкнутых траекториях пассивной области время  $\tau_2^-$ , а затем выбрасываются, главным образом в зону тяжелых дырок. Из-за более частого рассеяния тяжелых дырок, чем легких (так как  $\omega_{c_1}^{-1} \ll \tau_2^-$ ), число легких дырок, по сравнению с их равновесным числом, возрастает пропорционально  $\omega_{c_1} \tau_2^-$ . Если  $p_{10} / 2 < p_{1H} < p_{10}$  и  $p_{2H} < p_{20} / 2$  — ситуация с перезаселенностью ухудшается, так как в зоне тяжелых дырок образуется веретенообразная (в импульсном пространстве) область накопления дырок. При  $p_{2H} > p_{20} / 2$  — главная траектория легких дырок размыкается и дырки могут рассеиваться чаще. Перезаселенность зоны 2 должна уменьшиться.

Для обнаружения перекачки дырок из 1 в 2 зоны и инверсии заселенности было исследовано изменение поглощения ИК света в  $p$ -Ge в сильных  $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$  полях при  $T_0 = 18$  К. Концентрация примесей  $N \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , дырок при  $T > 40$  К:  $p = 2,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . При более низких температурах примеси вымораживаются, однако в исследованных полях все примеси ионизованы из-за пробоя. Форма образца была такова, что холловское поле в значительной степени закорачивалось, так что полное поле примерно равно приложенному. Изменение сечения поглощения  $\Delta\sigma$  в поле  $E = 4$  кВ/см ( $H = 0, H = 23$  кЭ) представлено на рис.2, где указаны также спектральные диапазоны для переходов 1 — 3 и 2 — 3, отвечающих переходам из 1 и 2 зон в зону 3, отщепленную спин-орбитальным взаимодействием. Поле  $E = 4$  кВ/см приближенно соответствует ситуации на рис.1. Следует прежде всего отметить увеличение числа легких ды-

рок в области малых энергий  $\epsilon_2 < \epsilon_0$  ( $\lambda = 4,25 \dots 4,505$  мкм) при включении магнитного поля. То, что наблюдаемое явление не сводится только к охлаждению в магнитном поле, подтверждается тем, что в меньших электрических полях (при меньшем разогреве) при  $H = 0$  спектр модуляции поглощения ни по спектральному положению экстремума, ни по его величине не совпадает с наблюдаемым в сильном магнитном поле. ФР тяжелых дырок при малых энергиях  $\epsilon_1$  (спектральная область для переходов 1 – 3 на рис.2 отвечает  $\epsilon_1$  в окрестности  $\sim 10^{-2}$  эВ) не претерпевает существенных изменений в магнитном поле. Экстремум  $\Delta\sigma_E$  при  $H = 0$  обусловлен сингулярностью приведенной плотности состояний [5].

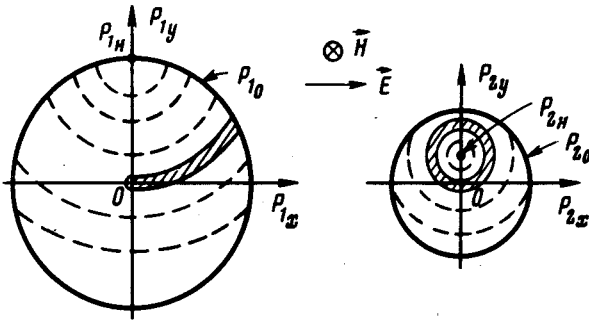


Рис.1. Траектории движения тяжелых и легких дырок в магнитном поле в пространстве импульсов в плоскости  $p_z = 0$

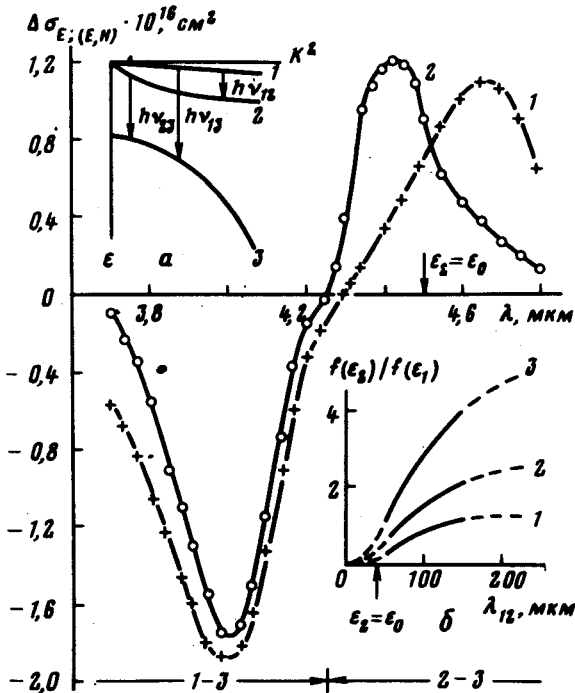


Рис.2. Спектральная зависимость изменения сечения поглощения  $p$ -Ge ИК света для переходов 1 – 3 и 2 – 3.  $T_0 = 18$  К,  $E = 4$  кВ/см, 1 –  $H = 0$ , 2 –  $H = 23$  кЭ;  $p = 2,3 \times 10^{14}$  см $^{-3}$ . На вставках: а) – структура валентной зоны  $p$ -Ge и возможные оптические переходы; б) – зависимость отношения ФР легких  $f(\epsilon_2)$  и тяжелых  $f(\epsilon_1)$  дырок от длины волны для переходов 1 – 2.  $T_0 = 18$  К,  $H = 23$  кЭ,  $E = 1 - 2,14$ ; 2 – 4; 3 – 5,3 кВ/см

В использованных магнитных полях  $\omega_{c_1} = 1,15 \cdot 10^{12}$ ,  $\omega_{c_2} = 9,7 \cdot 10^{12}$  рад/сек —  $\omega_{c_1} \tau_1^- = 22$ ,  $\omega_{c_2} \tau_2^- = 145$ , т.е. тяжелые дырки проникают в активную область довольно глубоко (примерно на  $1,3 p_0$ , что соответствует  $\epsilon_1 \sim 1,8 \epsilon_0$ ) и после испускания фона равномерно рассеиваются по пассивной области как 1, так и 2 зон. Поэтому, наряду с движением по главным траекториям, часть дырок будет двигаться по траекториям, показанным на рис. 1 пунктирными линиями, что может уменьшить перезаселенность зоны 2. Исследование  $\Delta\sigma_{E,H}(\lambda)$  в диапазоне полей  $E$  от 1 до 6,4 кВ/см показало, что число легких дырок в пассивной области плавно нарастает с ростом  $E$ , не испытывая каких-либо резких изменений при значениях  $E = 2,25$  кВ/см ( $p_{1H} \approx p_{1_0}/2$ );  $E = 4,5$  кВ/см ( $p_{1H} \approx p_{1_0}$ ) и  $E = 5,57$  кВ/см ( $p_{2H} \approx p_{2_0}/2$ ). Наблюдаемое явление можно объяснить образованием веретенообразных областей накопления тяжелых и легких дырок; уменьшением их фазового объема с ростом поля  $E$  [3], приводящим к перераспределению носителей в импульсном пространстве; и глубоким проникновением дырок в активную область, что приводит к размыванию как главной траектории, так и веретена. Оценим на основании эксперимента инверсию заселенности дырок в области энергий для переходов 1 — 2, отвечающих длинам волн ИК света 50 ... 150 мкм. Для этого необходимо определить ФР тяжелых дырок в диапазоне  $\epsilon_1 \sim (3 \dots 1) \cdot 10^{-3}$  эВ и легких —  $\epsilon_2 \sim (2,5 \dots 1) \cdot 10^{-2}$  эВ [6, 7]. ФР тяжелых дырок  $f(\epsilon_1)$  в диапазоне  $\epsilon_1 \sim (5,5 \dots 1) \cdot 10^{-2}$  эВ найдена в [5] при  $T_0 = 82$  К. В области меньших  $\epsilon_1$  она может быть получена экстраполяцией. При определении ФР при  $T_0 = 18$  К полагалось, что в достаточно сильных полях  $E$  вид и величина ФР не зависит от  $T_0$ , а поправка на магнитное поле может быть легко учтена, так как  $\sigma_{13} \sim f(\epsilon_1)$ . ФР легких дырок сложно определить по поглощению света в широком интервале  $\epsilon_2$  по причинам, рассмотренным в [5]. Тем не менее, в интересующем нас диапазоне  $\epsilon_2$ , как следует из расчетов, примерно  $\sigma_{23} \sim f(\epsilon_2)$  и ФР может быть найдена методом, описанным, например, в [5]. Результаты вычислений приведены на рис. 2. Увеличение инверсии с ростом  $E$  обусловлено как увеличением  $f(\epsilon_2)$ , так и уменьшением  $g(\epsilon_1)$ .

В заключение авторы считают своим приятным долгом принести глубокую благодарность И.Б.Левинсону, А.А.Андронову, Д.А.Паршину за обсуждение отдельных вопросов представленной работы.

Ленинградский  
политехнический институт  
им. М.И.Калинина

Поступила в редакцию  
26 июня 1981 г.

### Литература

- [1] И.И.Восилюс, И.Б.Левинсон. ЖЭТФ, **50**, 1660, 1966; **52**, 1013, 1967.  
[2] H.Maeda, T.Kurosawa. Proc. 11-th Int. Conf. Phys. Sem., p.602, Warsaw, 1972.  
[3] V.L.Gurevich, D.A.Parshin. Sol. State. Comm., **37**, 511, 1981; Д.А.Паршин, ФТТ, **21**, 365, 1979.

- [4] А.А.Андронов, В.А.Козлов, Л.С.Мазов, В.Н.Шастин. Письма в ЖЭТФ, **30**, 585, 1979.
- [5] Л.Е.Воробьев, Ю.К.Пожела, А.С.Реклайтис, Е.С.Смирницкая, В.И.Стафеев, А.Б.Федорцов. ФТП, **12**, 742, 1978; **12**, 1585, 1978.
- [6] E.O.Kane. J. Phys. Chem. Sol., **1**, 82, 1956.
- [7] М.А.Васильева, Л.Е.Воробьев, В.И.Стафеев. ФТП, **1**, 29, 1967.
-