

- [1] Sakuma T., Kawanami Y. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 2. P. 869—879.  
 [2] Адамашвили Г. Т., Утурашвили Г. Г., Чкониа Л. В., Пейкришвили М. Д. // ФТТ. 1989. Т. 31. В. 9. С. 296—297.  
 [3] Sakuma T., Kawanami Y. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 2. P. 880—888.  
 [4] Sakuma T., Miyazaki T. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 2. P. 1036—1046.  
 [5] Захаров В. Е., Манафов С. В., Новиков С. П., Питаевский Л. П. Теория солитонов: метод обратной задачи. М., 1980. 320 с.

Тбилисский государственный университет

Получено 26.02.1990  
Принято к печати 1.06.1990

ФТП, том 24, вып. 10, 1990

## ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЗАХВАТ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ МЕЛКИМИ ПРИМЕСЯМИ В Ge

Воеводин Е. И., Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Птицина Н. Г.

1. Рекомбинация свободных носителей на мелких заряженных центрах в полупроводниках обычно рассматривается как каскадный захват, при котором потери энергии носителем определяются либо электрон-фононными [1], либо межэлектронными столкновениями [2, 3]. В квантующем магнитном поле  $H$  вероятность этих процессов изменяется [4, 5], что должно приводить к зависимости времени жизни свободных носителей  $\tau$  от  $H$ . Экспериментальные работы по изучению влияния магнитного поля на рекомбинацию свободных носителей на притягивающих мелких центрах в полупроводниках нам не известны.

Цель настоящей работы — измерение кинетики примесной фотопроводимости в квантующих магнитных полях.

2. Расчет  $\tau$  в квантующем магнитном поле проведен в [4] лишь для случая захвата с испусканием акустических фононов. В условиях квазиупругого рассеяния, когда энергия характерного фонона в магнитном поле  $\epsilon = (\hbar\Omega m S^2)^{1/2}$  ( $\Omega$  — циклотронная частота,  $S$  — скорость звука) много меньше тепловой энергии носителя  $kT$  [ $(\hbar\Omega m S^2)^{1/2} \ll kT$ ], носитель теряет энергию малыми порциями, но так как с ростом  $H$  он имеет возможность испускать фононы все большей энергии, темп энергетической релаксации возрастает, а время жизни уменьшается. При обратном знаке неравенства носитель может испустить фонон с энергией, большей  $kT$  (неупругое рассеяние). Этот процесс может реализоваться только вблизи центра, где носитель, испуская акустический фонон с характерной  $\epsilon$ , переходит в связанное состояние с энергией связи  $(\hbar\Omega m S^2)^{1/2} \gg kT$ . Однако поскольку электрон оказывается практически связанным, если он опустится ниже уровня с энергией связи  $kT$ , то в захвате основную роль будут играть переходы с испусканием тепловых фононов. Поэтому в пределе  $kT \ll (\hbar\Omega m S^2)^{1/2}$  время жизни перестает зависеть от магнитного поля. Расчеты  $\tau$  в [4] обобщены и на случай анизотропных зон.

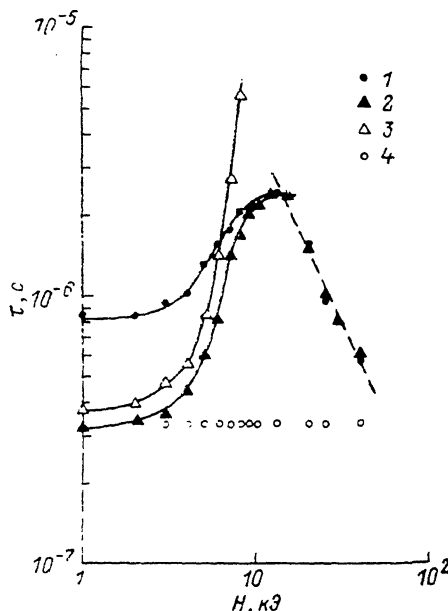
Время жизни в условиях каскадной оже-рекомбинации в магнитном поле не рассчитывалось. В [5] показано, что частота межэлектронных столкновений экспоненциально убывает с ростом параметра  $\hbar\Omega/kT$ . Качественно этот результат понятен. В случае невырожденных носителей при  $\hbar\Omega/kT \gg 1$  подавляющая их часть занимает низший уровень Ландау с  $N=0$ , заселенность уровня с  $N=1$  в  $\exp(\hbar\Omega/kT)$  раз меньше. Межэлектронные столкновения на уровне с  $N=0$ , происходящие без изменения квантового числа  $N$ , не приводят к изменению функции распределения, так как являются фактически «одномерными»: носители могут рассеиваться лишь на угол, равный нулю, либо обмениваться компонентами импульса, направленными вдоль  $H$ . Свободный носитель может

потеряет энергию только при столкновении с другим носителем, находящимся на более высоком уровне Ландау, заселенность которого экспоненциально убывает с ростом магнитного поля.

Таким образом, в квантующем магнитном поле время жизни свободных носителей при каскадном захвате их на мелкие примесные центры должно резко возрастать в случае доминирующей роли межэлектронных столкновений и уменьшаться при квазиупругом взаимодействии с акустическими фононами.

3. Измерения времени жизни свободных носителей при примесной фотопроводимости в квантующем магнитном поле удобно проводить в сильно одноосно деформированном  $p$ -Ge, в котором при изменении уровня примесного фонового подсвета (а следовательно, и концентрации свободных дырок  $p$ ) легко переходить от одного типа каскадного захвата к другому. Так, в [6] показано, что при  $T=4.2$  К и концентрации дырок  $p < 10^8$  см $^{-3}$  носитель теряет свою энергию, взаимодействуя с фононами, а при  $p > 10^8$  см $^{-3}$  — за счет оже-процессов.

Методика измерения времени жизни в этих условиях подробно описана в [2]. Исследовалась кинетика субмиллиметровой фотопроводимости  $p$ -Ge, возникающей при фототермической ионизации возбужденных состояний мелких акцепторов. Измерения выполнялись на спектрометре с лампами обратной волны в диапазоне  $\lambda=2-0.8$  мм при температуре 4.2 К. Значения  $\tau$  определялись из зависимости сигнала фотопроводимости от частоты моду-



Зависимость  $\tau$  (1, 2, 4) и  $\tau_{ee}$  (3) от  $H$  для образца  $p$ -Ge с  $N_g=7.5 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$  и компенсацией 13%.  $T=4.2$  К;  $p \cdot 10^{-9}$ , см $^{-3}$ : 1 — 10; 2 — 1 — 3.5; 3 —  $H \parallel F$ ; 4 —  $H \perp F$ .

ляции субмиллиметрового излучения. Эксперименты проводились при близком к предельному одноосном сжатии  $F$  кристалла вдоль оси [111],  $F \approx 600$  МПа. Для получения однородного давления образец размерами  $3 \times 3 \times 10$  мм помещался между пуансонами и прокладками из свинцово-оловянного сплава толщиной  $\sim 0.5$  мм. Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом, положение которого относительно оси сжатия можно было менять. Использовались ориентации  $H \parallel F$  и  $H \perp F$ . На образец были нанесены холловские и токовые контакты для контроля концентрации свободных дырок по эффекту Холла. Применялись образцы Ge с суммарной концентрацией примесей, меньшей  $10^{13}$  см $^{-3}$ .

На рисунке показана зависимость  $\tau$  от  $H$  при двух интенсивностях фонового подсвета. При большей интенсивности фона измерения выполнены как при  $H \parallel F$ , так и при  $H \perp F$ . Видно, что при  $H \parallel F$  в диапазоне  $H=2-8$  кЭ  $\tau$  растет, а затем при  $H > 15$  кЭ начинает падать. Значения  $\tau$  зависят от интенсивности фона лишь в области малых  $H$ : при большей интенсивности фона  $\tau$  меньше. При  $H \perp F$  время жизни не зависит от  $H$  вплоть до самых больших полей ( $H \approx 30$  кЭ).

Обсудим сначала результаты измерений для случая  $H \parallel F$ . В отсутствие магнитного поля концентрация свободных дырок при обеих интенсивностях света  $> 10^8$  см $^{-3}$  ( $p_1=10^9$  и  $p_2 \approx 3.5 \cdot 10^8$ ). Как показано в [6], в этом случае каскадная оже-рекомбинация доминирует и время жизни свободных дырок  $\tau_{ee} \sim p^{-1}$ .

Эксперимент показывает, что при уменьшении интенсивности фона время жизни для данного образца выходит на значение  $\tau=2.4 \cdot 10^{-6}$  с, соответствующее каскадному захвату с испусканием акустических фононов. Оно не зависит

от  $H$  вплоть до  $H = 15$  кЭ. Этому же значению  $\tau$  соответствует максимум зависимости  $\tau$  от  $H$  (см. рисунок) при больших интенсивностях света. Это свидетельствует о том, что при больших фоновых подсветах и  $H \approx 10$  кЭ происходит смена механизма рекомбинации: оже-захват переходит в захват с испусканием акустических фононов. В условиях оже-рекомбинации резкий рост  $\tau$  начинается в магнитном поле  $H \approx 3$  кЭ. Для деформированного вдоль оси [111] Ge это значение  $H$  соответствует параметру квантования  $\hbar\Omega/kT$ , равному единице. Из измеренных значений  $\tau$ , полагая, что  $\tau^{-1} = \tau_{ee}^{-1} + \tau_u^{-1}$  (где  $\tau_{ee}$ ,  $\tau_u$  — времена жизни при оже-захвате и фононном захвате соответственно), можно получить зависимость  $\tau_{ee}(H)$ , которая близка к  $\tau \sim H^2 \exp(\hbar\Omega/kT)$ . Это согласуется с [5] при учете того, что вероятность столкновений зависит еще и от плотности состояний на соответствующих уровнях Ландау, которая пропорциональна  $H$ .

Уменьшение  $\tau_u$  в квантующем магнитном поле при квазиупругом рассеянии на акустических фононах для анизотропного полупроводника, каким становится деформированный  $p$ -Ge, описывается выражением [4]

$$\frac{\tau_u}{\tau_{uH}} = \left(\frac{\hbar\Omega}{8kT}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{m_z}{m_{\parallel}}\right)^{1/2}\right] \left\{ \ln \frac{4kT}{(3m_{\perp}S^2\hbar\Omega)^{1/2}} + \frac{4kT}{\hbar\Omega} \Phi(\theta) \right\},$$

где  $\tau_u$ ,  $\tau_{uH}$  — времена жизни при  $H=0$  и  $H \neq 0$  соответственно,  $m_{\perp}$ ,  $m_{\parallel}$  — поперечная и продольная эффективные массы,  $m_z$  — эффективная масса вдоль магнитного поля,  $\theta$  — угол между  $H$  и осью эллипсоида постоянной энергии,

$$\Phi(\theta) = \frac{\sin^2\theta \cos\theta (m_{\parallel} - m_{\perp})^2 + m_z^2}{m_{\perp} [(m_{\parallel}m_z)^{1/2} + m_z]},$$

$$\Omega = \frac{eH}{m_{\perp}c}, \quad \frac{1}{m_z^2} = \frac{\cos^2\theta}{m_{\parallel}^2} + \frac{\sin^2\theta}{m_{\parallel}m_{\perp}}.$$

Если  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{F}$ ,  $\theta=0$ ,  $m_z=m_{\parallel}$ ,  $m_{\perp}=m_{\perp}$ , то  $\Phi(\theta)=m_{\parallel}/2m_{\perp}$  и

$$\frac{\tau_u}{\tau_{uH}} = 2 \left(\frac{\hbar\Omega}{8kT}\right)^2 \left\{ \ln \frac{4kT}{(3m_{\perp}S^2\hbar\Omega)^{1/2}} + \frac{4kT}{\hbar\Omega} \frac{m_{\parallel}}{2m_{\perp}} \right\}. \quad (1)$$

Для сильно сжатого вдоль оси [111]  $p$ -Ge  $m_{\parallel}=0.04 m_0$ ,  $m_{\perp}=0.135 m_0$  [7].

Расчет по формуле (1) показан на рисунке штриховой линией в диапазоне 15—40 кЭ. Видно, что эксперимент хорошо согласуется с теорией в этой области магнитных полей. Неупругое рассеяние в деформированном  $p$ -Ge, когда  $\tau$  не зависит от  $H$ , должно соответствовать магнитным полям  $H > 80$  кЭ, которые не реализуются в нашем эксперименте.

При  $\mathbf{H} \perp \mathbf{F}$   $\tau_{ee}$  не зависит от  $H$  (см. рисунок). Этот факт кажется удивительным и не нашел пока теоретического объяснения. Отметим в связи с этим, что в теории каскадной оже-рекомбинации до сих пор остался не понятым и другой экспериментальный факт, установленный ранее в [2]: в анизотропном полупроводнике сечение каскадного оже-захвата превышает соответствующее сечение в изотропном полупроводнике более чем на порядок. Возможная аналогия прослеживается и в настоящем эксперименте: при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{F}$  поперечное движение дырки в квантующем магнитном поле является изотропным, при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{F}$  — анизотропным.

#### Список литературы

- [1] Абакумов В. Н., Перель В. И., Ясневич И. Н. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 1. С. 3—31.
- [2] Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Птицина Н. Г., Ригер Е. Р. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. В. 4. С. 1450—1462.
- [3] Злобин С. Э., Ларкин И. А. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. В. 6 (12). С. 2080—2091.
- [4] Абакумов В. Н., Крещук Л. Н., Ясневич И. Н. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. В. 4 (10). С. 1342—1355.
- [5] Злобин А. М., Зырянов П. С. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. В. 3. С. 953—961.
- [6] Воеводин Е. И., Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Птицина Н. Г., Чулкова Г. М. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 3. С. 540—543.
- [7] Hensel J. C., Suzuki K. // Phys. Rev. B. 1974. V. 9. N 10. P. 4219—4257.

Московский государственный педагогический институт им. В. И. Ленина

Получено 23.05.1990  
Принято к печати 1.06.1990