

## ПОРОГОВОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ И СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В $p$ -Ge ПОД ДЕЙСТВИЕМ СВЧ ВОЛНЫ В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*Р.С.Бразис, А.С.Миронас*

При примесном пробое  $p$ -Ge в поляризованном по кругу электрическом поле  $E$  и постоянном магнитном поле  $B_0 \perp E$  обнаружено пороговое по  $E/B_0$  переключение с образованием аномально большого числа легких дырок. Магнитоактивная дырочная плазма излучает фотоны в области длин волн  $\lambda \simeq 100$  мкм.

В связи с проблемой создания инвертированного распределения носителей заряда <sup>1</sup> большой интерес представляет возбуждение полупроводниковых кристаллов потоком мощных циркулярно поляризованных электромагнитных волн <sup>2, 3</sup>, и настоящая работа посвящена развитию экспериментальных исследований в этом направлении. В  $p$ -Ge обнаружено пороговое переключение и аномальное накопление легких дырок в скрещенных СВЧ электрическом  $E$  и постоянном магнитном  $B_0$  полях.

При измерениях радиоимпульс ( $\omega/2\pi = 9,45 \cdot 10^9$  Гц) длительностью 1 мкс поступал через круговой поляризатор к образцу  $p$ -Ge в виде диска, с осью вращения вдоль направления  $[100]$ , установленному в сверхпроводящем соленоиде (рис. 1, а). Диаметр  $D$  и толщина  $d$  диска были значительно меньше длины волны в волноводе. Прошедшая СВЧ мощность поглощалась согласованной нагрузкой, а отраженный сигнал поступал к СВЧ детектору. Направления вращения поля  $E$  и циклотронного вращения дырок либо совпадали (индекс " + " ), либо были противоположны (индекс " - " ), в зависимости от направления  $B_0$ . В случае " + " -поляризации коэффициент отражения не превышал 3%, а отраженный сигнал повторял форму падающего радиоимпульса.

Совершенно иное поведение наблюдалось в отклике на поляризацию " - " (рис. 1, б):  
1) рост отраженного сигнала испытывал задержку по отношению к началу действия СВЧ поля на время  $\tau$ ; 2) коэффициент отражения скачком достигал пикового значения  $R_1$  и 3) за

время около  $10^{-8}$  с происходил от состояний I к стационарному уровню II. Пик I не наблюдался в сильных магнитных полях ( $B_0 > 4$  Т).

Длительность задержки  $\tau$  определяется отношением  $E^{out}/B_0$  (рис. 1, б), где  $E^{out}$  – амплитуда СВЧ волны, поступающей от генератора. Экстраполяцией  $\tau^{-1} = f(E^{out}/B_0)$  определяется абсолютное пороговое значение  $(E^{out}/B_0)_t$ , ниже которого скачок коэффициента отражения не возникает при сколь угодно долгом ожидании ( $\tau \rightarrow \infty$ ).

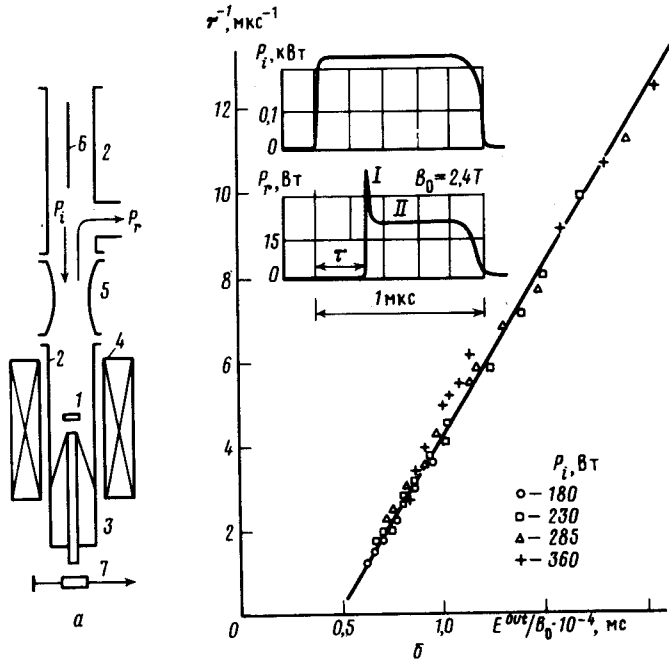


Рис. 1

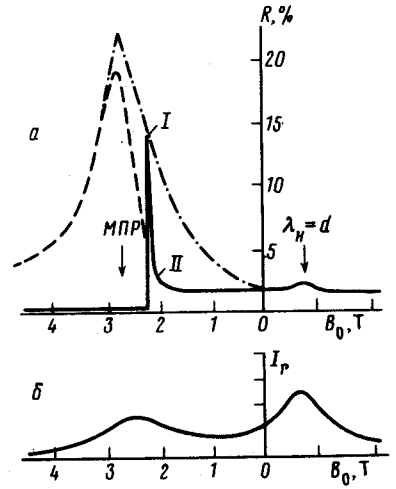


Рис. 2

Рис. 1. а – Схема эксперимента: 1 – образец,  $D = 5$  мм,  $d = 3$  мм ( $N_A - N_D = 1,8 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ ); 2 – круглый волновод; 3 – согласованная нагрузка; 4 – соленоид; 5 – поляризатор; 6 – поглотитель; 7 – приемник Ge : Sb. б – Временные зависимости мощности падающей  $P_i$  и отраженной  $P_r$  СВЧ волны и зависимость  $\tau^{-1} (E^{out}/B_0)/T_0 = 4,2$  К.

Рис. 2. а – Зависимость  $R(B_0)$ , измеренная через  $\Delta t = 0,1$  мкс от начала действия СВЧ импульса (сплошная кривая), и огибающие значений  $R_I$  и  $R_{II}$ , измеренных при различных  $\Delta t$  (пунктирные кривые). б – Интенсивность излучения  $I_r(B_0)$ . Постоянная времени Ge : Sb-детектора 5 мкс. Стрелки указывают расчетные положения резонансов

Пороговое поведение СВЧ отклика особенно отчетливо видно при измерениях коэффициента отражения как функции  $B_0$  при  $E^{out} = \text{const}$  (рис. 2, а, сплошная кривая).

Рассматривая образец как вращающийся электрический диполь, возбуждаемый падающей волной, можно представить отраженную волну как излучение этого диполя. Тогда коэффициент отражения принимает вид

$$R = \frac{2\pi^3}{9a^2} \left( \frac{V}{AL} \right)^2 \frac{1 - (\lambda/\lambda_c)^2}{\lambda^4} \left| \frac{\epsilon_{\pm} - 1}{\epsilon_{\pm} + \gamma_L} \right|^2, \quad (1)$$

где  $V$  – объем образца,  $L$  – фактор деполяризации эллипсоида, вписанного в диск,  $\gamma_L = (1 - L)/L$ ,  $A \approx 1,5$  – коэффициент, учитывающий различие объемов диска и вписанного эллипсоида<sup>4</sup>,  $\lambda_c$  – критическая длина волны  $H_{11}$  в волноводе диаметром  $2a$ ,  $\epsilon_{\pm} = \epsilon'_{\pm} + i\epsilon''_{\pm}$  – эффективная диэлектрическая проницаемость для поляризаций ‘+’ и ‘-’. В сильных магнитных полях, удовлетворяющих условиям  $|B_0| \gg B_{CR}$  и  $\mu B_0 \gg 1$  (где  $B_{CR}$  – магнит-

ная индукция, при которой возникает циклотронный резонанс на данной частоте  $\omega$ ,  $\mu$  — подвижность), величина  $\epsilon'_{\pm} \approx \epsilon_L \pm pe / (\omega \epsilon_0 B_0)$  определяется концентрацией свободных дырок  $p$  и диэлектрической проницаемостью решетки  $\epsilon_L$ , а  $\epsilon''_{\pm} \approx |\epsilon'_{\pm} - \epsilon_L| \mu^{-1} B_0^{-1}$ . Перешедшие из акцепторных состояний в валентную зону дырки дают отрицательный вклад в диэлектрическую проницаемость  $\epsilon'_-$ , приближая систему к магнитоплазменному резонансу (МПР):  $\epsilon'_- \rightarrow -\gamma_L$ . При этом растут внутреннее поле  $E_{-}^{in}$  и темп ионизации, и состояние кристалла с низкой концентрацией дырок  $p$  неустойчиво. Пороговое, скачкообразное изменение  $p$  получается из решения уравнения кинетики<sup>5</sup> с учетом резонанса.

Рассматривая пик  $R_I$  как МПР в нестационарной дырочной плазме, можно определить подвижность  $\mu_I = W \sqrt{R_I}$  и электрическое поле в образце  $E_I^{in} = \mu_I B_I E^{out} [AL(\epsilon_L + \gamma_L)]^{-1}$ , где значение  $W$  следует из (1) при условии резонанса, а  $B_I$  — магнитная индукция соответствующая пику. Полученное значение  $\mu_I = (36 \pm 2) \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  указывает, что за время между соударениями в среднем дырки успевают совершить значительное число ( $\mu_I B_I / 2\pi$ ) оборотов в магнитном поле. Вместе с тем, при  $P_i \geq 720 \text{ Вт}$ , т. е. при  $E^{out} \geq 3,7 \cdot 10^4 \text{ В/м}$ , достигается отношение  $E_I^{in} / B_I > (2\hbar\omega_0 / m_h)^{1/2}$ , где  $\hbar\omega_0 = 36 \text{ мэВ}$  — энергия оптического фонона,  $m_h \approx 0,35 m_0$  — эффективная масса тяжелых дырок. Но в этой ситуации тяжелые дырки не могут быть ответственны за резонансный пик  $R_I$ , поскольку их циклотронное вращение прерывается эмиссией оптических фононов ( $\omega_c \tau_0 \leq 1,5$ , где  $\omega_c = eB_I / m_h$ ,  $\tau_0$  — время жизни дырок в области  $\epsilon > \hbar\omega_0$ ). Следовательно, пик  $R_I$  формируется в основном легкими дырками, и их концентрация  $p_I$ , определяемая положением пика I при  $B_0 < B_{МПР}$ , оказывается весьма большой:  $p_I \approx (N_A - N_D) B_I / B_{МПР}$ .

Коэффициент отражения  $R_{II}$  определяется резонансом стационарной плазмы с  $p = N_A - N_D$  (рис. 2, а, штриховая кривая). Подвижность и внутреннее поле в состоянии II оказываются настолько ниже, чем в состоянии I, что  $E_{II}^{in} / B_0 < (2\hbar\omega_0 / m_h)^{1/2}$ , т. е. условие накопления легких дырок нарушается. В переходе I  $\rightarrow$  II существенную роль играет испускание фотонов. На рис. 2, б видно, что именно в области наибольшего изменения коэффициента отражения  $\Delta R = R_I - R_{II}$  имеется максимум интенсивности излучения  $I_r$ , регистрируемого фоторезистивным приемником Ge : Sb.

Судя по излучению, накопление легких дырок может иметь место и в поле " + " - поляризации, усиленном на этот раз за счет размерного резонанса геликонов  $d = \lambda_h$  (рис. 2, б), где  $\lambda_h \approx 2\pi c / \omega \sqrt{\epsilon'_+}$  — длина геликоновой СВЧ волны<sup>6</sup> при полной ионизации акцепторов.

Накопление легких дырок в поле круговой поляризации  $E \perp B_0$  не противоречит модели<sup>3</sup>, хотя эксперимент неожиданно показывает весьма существенную роль плазменных эффектов.

#### Литература

1. Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках (под ред. Андропова А.А. и Пожелы Ю.К.), Изд. ИПФ АН СССР, Горький, 1983.
2. Басс Ф.Г., Гуревич Ю.Г., Левинсон И.Б., Матулис А.Ю. ЖЭТФ, 1968, 55, 999.
3. Козлов В.А., Мазов Л.С., Нефедов И.М. ЖЭТФ, 1982, 83, 1794.
4. Brazis R.S., Mironas A.S. Phys. Stat. Sol. (a), 1982, 71, 473.
5. Poehler T.O., Apel J.R. Phys. Rev. B, 1970, 1, 3240.
6. Brazis R.S., Furdyna J.K., Požela J.K. Phys. Stat. Sol. (a), 1979, 53, 11; 54, 11.