

ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ ГОРЯЧЕЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В КРИСТАЛЛАХ GaAs В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*Д.Н.Мирлин, Л.П.Никитин, И.И.Решина,
В.Ф.Сапег*

В кристаллах p -GaAs по изменению поляризационных характеристик горячей фотолюминесценции в магнитном поле зарегистрирован поворот функции распределения горячих электронов по импульсам. Это дало возможность измерить время жизни горячих электронов в состоянии с энергией 0,4 эВ. При концентрации акцепторов $1,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ оно оказалось равным $5 \cdot 10^{-14}$ сек.

Ранее было показано, что при межзонном поглощении света в полупроводниках с зонной структурой GaAs возникает анизотропное распределение (выстраивание) импульсов фотовозбужденных электронов [1]. Так, например, при возбуждении из зоны тяжелых дырок линейно поляризованным светом рождаются электроны с преимущественным направлением импульсов, перпендикулярным электрическому вектору возбуждающего света. Анизотропия распределения по импульсам проявляется в линейной поляризации горячей фотолюминесценции (ГФЛ). В ходе энергетической релаксации электронов происходит изотропизация функции распределения и, соответственно, деполяризация люминесценции.

Можно было ожидать, что в достаточно сильном магнитном поле H за счет циклотронного движения электронов будет происходить поворот анизотропной части функции распределения по импульсам. Этот поворот можно зарегистрировать по изменению поляризационных характеристик ГФЛ. Такой эффект может наблюдаться, если циклотрон-

ная частота ω_c не слишком мала по сравнению с обратным временем энергетической релаксации. При этом открывается нетривиальная возможность прямого измерения времен энергетической релаксации горячих электронов и зависимости этих времен от энергии.

Ниже приведены результаты измерения поляризации ГФЛ от плоскости (111) образца p -GaAs с концентрацией акцепторов $N_A(\text{Zn}) = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в магнитных полях до 60 кГс. Измерения проводились в геометрии Фарадея (\mathbf{H} параллельно возбуждающему лучу). Возбуждение осуществлялось излучением He-Ne-лазера (1,96 эВ), так что энергия горячих электронов в момент рождения составляла $\epsilon_c = 0,4$ эВ.

При температуре опыта (1,5К) спектр люминесценции формируется за счет переходов зона-акцептор. Максимальная энергия в спектре составляет 1,89 эВ и соответствует рекомбинации электронов, не испытавших энергетической релаксации. Поляризация люминесценции для этой энергии далее характеризуется двумя параметрами Стокса [2]. Один из них ξ_3 — совпадает со степенью поляризации вида $(I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp})$, где $I_{\parallel, \perp}$ — интенсивности люминесценции, поляризованной параллельно (перпендикулярно) поляризации возбуждения. Другой параметр Стокса ξ_1 — характеризует степень поляризации вида $(I_{\pi/4} - I_{-\pi/4}) / (I_{\pi/4} + I_{-\pi/4})$, где $I_{\pm \pi/4}$ — интенсивности излучения, поляризованного под соответствующими углами к поляризации возбуждения.

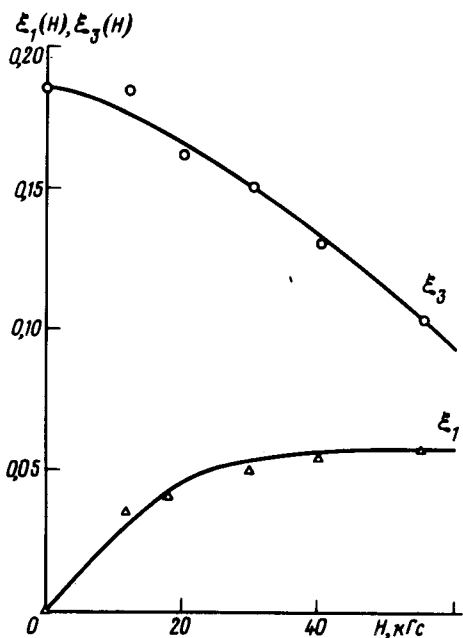


Рис. 1. Изменение параметров Стокса ГФЛ в магнитном поле ($\hbar\omega_L = 1,893$ эВ)

Поворот функции распределения должен приводить к деполаризации люминесценции в первоначальных осях (уменьшение ξ_3) и появлению поляризации в повернутых осях (увеличение ξ_1). Именно такой характер имеют кривые, приведенные на рис. 1. Поведение ξ_3 и ξ_1 на рис. 1 свидетельствует о повороте плоскости максимальной поляризации ГФЛ с полем. В отсутствие столкновений вращение функции распределения

электронов по импульсам приводило бы к периодическому по полю изменению поляризации: $\xi_3(H) \sim \cos 2\omega_c t$. Неупругие столкновения выводят электроны из состояния с энергией ϵ_c . Усредняя обычным образом по временам жизни электронов в этом состоянии, имеем

$$\xi_3(H) = \xi_3(0) \frac{\int_0^{\infty} \cos 2\omega_c t \exp(-t/\tau) dt}{\int_0^{\infty} \exp(-t/\tau) dt} = \frac{\xi_3(0)}{1 + 4\omega_c^2 \tau^2}, \quad (1)$$

где τ имеет смысл среднего "времени жизни" электронов в состоянии ϵ_c по отношению ко всем процессам, выводящим их из этого состояния. Формула (1) может рассматриваться лишь как первое приближение: она не учитывает, в частности, усложнения, связанные с несферичностью изоэнергетических поверхностей в валентной зоне. Тем не менее она достаточно хорошо описывает экспериментальные данные для $\xi_3(H)$, рис. 1. При этом величина τ оказывается равной $0,5 \cdot 10^{-13}$ сек. Близкие значения τ были получены и при измерении с другими образцами примерно той же степени легирования. При вычислении входящей в (1) циклотронной частоты ω_c учитывалась в рамках модели Кейна непараболичность зоны проводимости [3]. При $H = 60$ кГс значение ω_c составляет $1,0 \cdot 10^{13}$ сек $^{-1}$.

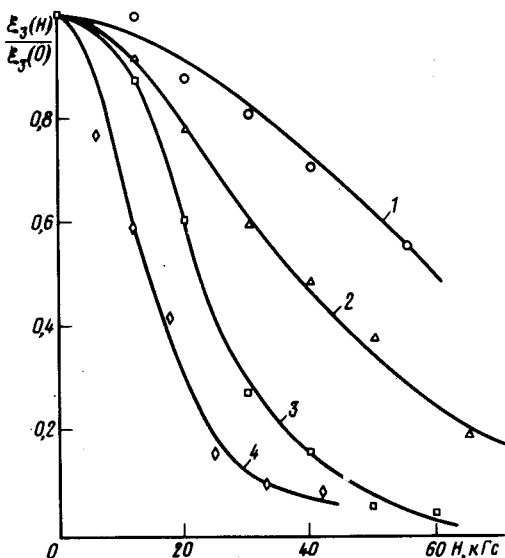


Рис. 2. Нормированный параметр Стокса $\xi_3(H)/\xi_3(0)$ при различных значениях $\hbar\omega_L$ (эВ): 1 - 1,893; 2 - 1,85; 3 - 1,81; 4 - 1,771

На рис. 2 представлена серия зависимостей $\xi_3(H)$ для различных энергий $\hbar\omega_L$ в спектре люминесценции. Меньшим значениям $\hbar\omega_L$ соответствует большая длительность пребывания электронов в зоне проводимости от момента рождения с энергией $\epsilon_c = 0,4$ эВ до момента рекомбинации с испусканием кванта $\hbar\omega_L$, а поэтому и большие углы поворота в данном поле. В силу этого зависимости $\xi_3(H)$ с уменьшением $\hbar\omega_L$ оказываются более крутыми.

В исследованной ситуации ($p\text{-GaAs}$, $T = 1,5\text{K}$, $\epsilon_c = 0,4$ эВ) основными механизмами энергетических потерь для горячих электронов являются, по-видимому, испускание оптических фононов (вероятность τ_{opt}^{-1}) и процессы ударной ионизации акцепторов (вероятность τ_i^{-1}). Измеренное значение τ определяется действием обоих механизмов: $\tau^{-1} = \tau_{opt}^{-1} + \tau_i^{-1}$. Оценка для GaAs при $\epsilon_c = 0,4$ эВ и $T = 0\text{K}$ дает значение $\tau_{opt} \approx 2 \cdot 10^{-13}$ сек [4]. Можно предполагать поэтому, что измеренное значение $\tau = 0,5 \cdot 10^{-13}$ сек определяется в основном вторым из указанных выше механизмов, т. е. ударной ионизацией. Для τ_i из результатов данного эксперимента и приведенной выше оценки τ_{opt} получаем значение $\tau_i = 0,7 \cdot 10^{-13}$ сек (при $N_A = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Более точные значения τ_i , а также τ_{opt} могут быть получены после проведения подобных экспериментов с менее легированными кристаллами, энергетическая релаксация в которых происходила бы преимущественно за счет испускания оптических фононов. В аналогичных исследованиях люминесценции от плоскости (100) нами также наблюдалось падение ξ_3 с H . Однако, при этом не происходил поворот плоскости максимальной поляризации люминесценции, как в описанном выше опыте. Это связано с тем, что при такой ориентации, как показано в [5], направление максимальной поляризации горячей люминесценции всегда совпадает с [110].

Авторы признательны Б.П.Захарчене, В.И.Перелю и В.Д.Дымникову за полезные дискуссии и ряд ценных советов.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 августа 1979 г.

Литература

- [1] Б.П.Захарченя, В.И.Земский, Д.Н.Мирлин. Письма в ЖЭТФ, 24, 96, 1976; В.Д.Дымников, М.И.Дьяконов, В.И.Перель. ЖЭТФ, 71, 2374, 1976.
- [2] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. М., изд. Наука, 1967 г. стр. 160.
- [3] И.М.Цидильковский. Зонная структура полупроводников, { 4,3, М., изд. Наука, 1978.
- [4] Э.Конузэлл. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, М., изд. Мир, 1970, стр. 218.
- [5] В.Д.Дымников, Д.Н.Мирлин, В.И.Перель, И.И.Решина. ФТТ, 20, 2165, 1978.