

ВОЗГОРАНИЕ РАЗОГРЕВНОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю.Л. Иванов

Исследована разогревная люминесценция в интегральной области далекого ИК спектра в дырочном германии при приложении сильного поперечного магнитного поля. Установлено резкое возрастание люминесценции при возникновении ловушки в зоне легких дырок.

Эффект накопления горячих дырок германия в зоне легкой массы в сильных скрещенных электрическом и магнитном полях обсуждался теоретически в ряде работ [1 – 3]. Недавно он был подтвержден экспери-

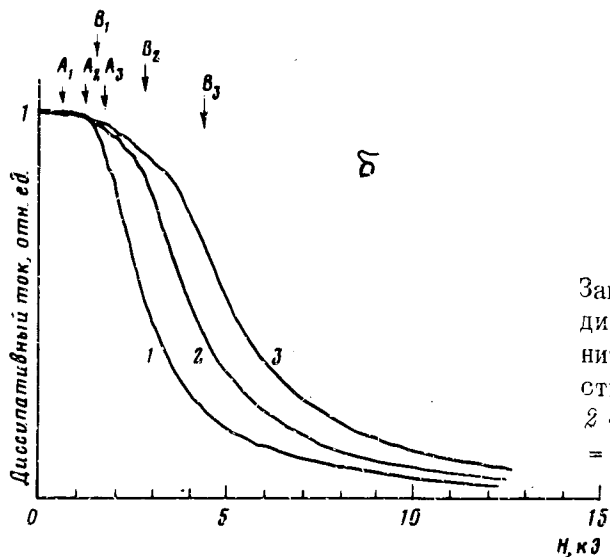
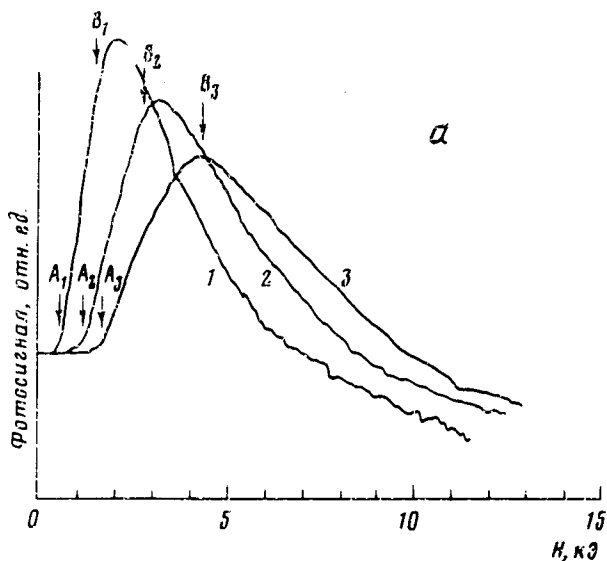
ментально в работе [4], где исследовались гальваномагнитные зависимости. В работе [5] на основе изучения поглощения света в ближней ИК области спектра приводятся результаты расчета функции распределения легких дырок в скрещенных полях и делается вывод о инверсной их заселенности. Вместе с тем отмечалось (например, в [1]), что накопление легких дырок сверх равновесного значения их концентрации может привести к усилению далекого ИК излучения, а также к вынужденному излучению в далекой ИК области спектра.

В настоящем сообщении приводятся предварительные результаты исследования спонтанного излучения в интегральной области спектра, возникающего в дырочном германии при приложении сильных скрещенных E и H полей.

Образцы дырочного германия изготавливались так, что их размер в направлении приложенного электрического поля был гораздо меньше размера в направлении холловского дрейфа. Выбранная геометрия обеспечивала условие "короткого" образца (см., например, [6]), так что ток через него в сильном поперечном магнитном поле можно считать диссипативным, а электрическое поле можно считать равным приложенному. Образец помещался в сверхпроводящий соленоид. Излучение регистрировалось с помощью фотосопротивления из германия, легированного галлием до концентрации $\sim 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Такой фотоприемник имеет преимущественную чувствительность в далекой ИК области спектра в пределах $\sim 50 - 120 \text{ мкм}$ (см., например, [7]). Специальными опытами было установлено, что излучение в области собственного поглощения германия отсутствовало. Фотосопротивление находилось на расстоянии $\sim 13 \text{ см}$ от края соленоида и экранировалось от его поля свинцовым стаканом. Оптическая связь с образцом осуществлялась с помощью медной трубки, используемой в качестве волновода. Образец и фотосопротивление погружались непосредственно в жидкий гелий. К образцу прикладывались импульсы напряжения длительностью 10 мксек. Величины импульсов тока через образец и импульсов фотосигнала после преобразования с помощью синхронного детектора записывались на двухкоординатном самописце. Горизонтальное отклонение каретки самописца соответствовало величине магнитного поля.

Были исследованы две группы образцов: с концентрацией носителей $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и с концентрацией $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при различной ориентации приложенных E и H полей относительно кристаллографических осей. Оказалось, что интенсивность излучения, возникающего в отсутствие магнитного поля, в области насыщения дрейфовой скорости пропорциональна току через образец и концентрации носителей. При приложении магнитного поля величина фотосигнала возрастает, однако, в деталях это возрастание у двух групп образцов разное. При концентрации носителей $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ наблюдается сравнительно небольшое возрастание сигнала, плавно начинающееся с увеличением магнитного поля от нуля.

В дальнейшем с ростом магнитного поля сигнал падает, причем при достаточно больших магнитных полях его величина оказывается меньше, чем в отсутствие магнитного поля. В максимуме сигнал увеличивается лишь на 30%, а его положение сдвигается в сторону больших магнитных полей с повышением величины электрического поля.



Зависимости фотосигнала (а) и диссипативного тока (б) от магнитного поля. Индексы соответствуют: 1 — $E = 360 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$, 2 — $E = 670 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$, 3 — $E = 1100 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$

Пример записи излучения при концентрации носителей $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ приведен на рис. а. Величины сигналов в отсутствии магнитного поля приведены к единице. Для сравнения на рис. б приведены соответствующие гаусс-амперные зависимости. Как видно, при этой концентрации носителей фотосигнал с ростом магнитного поля значае остается неизменным, затем резко возрастает примерно в три раза, достигает максимума и далее падает до значений меньших, чем в отсутствии магнитного поля.

Приведенные зависимости вполне согласуются с представлениями о поведении носителей в скрещенных E и H полях [8], если предположить, что излучение связано с прямыми оптическими переходами дырок из зоны легкой массы в зону тяжелой массы. Действительно, при достаточно малых магнитных полях все носители достигают активной обла-

ти, где излучают оптический фонон и возвращаются в окрестность $p = 0$ импульсного пространства. Концентрация легких дырок при этом остается постоянной и интенсивность излучения не меняется.

При достижении магнитным полем некоторой величины $H_{c_l} = E_c \sqrt{m_l^*/2\epsilon_0}$, где m_l^* — масса легкой дырки, возникает ловушка для легких дырок, которые в импульсном пространстве заполняют веретенообразную область [9]¹⁾. Расчетные величины H_{c_l} , при которых возникает ловушка в зоне легких дырок, для трех приведенных значений электрического поля на рисунке указаны стрелками "А". Заполнение веретенообразной области легкими дырками, естественно, приводит к увеличению их концентрации и к возрастанию интенсивности излучения.

В дальнейшем, при достижении магнитным полем величины $H_{c_h} = E_c \sqrt{m_h^*/2\epsilon_0}$, где m_h^* — масса тяжелой дырки, возникает ловушка в зоне тяжелых дырок и начинает заполняться их веретенообразная область. Представленные на рисунке кривые соответствуют ориентациям полей E , H и холловского дрейфа вдоль кристаллографических направлений [100]. В этом случае для расчета величин H_{c_h} , которые указаны стрелками "В" использовалось значение $m_h^* = 0,21m_0$. Заполнение веретенообразной области тяжелыми дырками является конкурирующим процессом для накопления легких дырок, их концентрация падает и излучение уменьшается. Приведенные на рис. 6 гаусс-амперные зависимости так же качественно соответствуют вышеизложенной картине поведения дырок. Видно (особенно четко это выражено для кривой 3), что при величине магнитного поля, указанной стрелкой "А", диссипативный ток начинает уменьшаться вследствие ухода дырок из тяжелой зоны в ловушку легкой зоны, а при величине магнитного поля, указанной стрелкой "В", происходит более резкое уменьшение диссипативного тока вследствие возникновения ловушки в тяжелой зоне.

Очевидно, что при изменении магнитного поля меняется спектральный состав излучения. Из-за неравномерности спектральной чувствительности приемника последнее может привести к искажению зависимости величины фотосигнала от магнитного поля. Возможно, этим объясняется уменьшение фотосигнала ниже исходного при больших значениях магнитного поля.

В заключение автор благодарит А.А.Андронova за беседы, стимулировавшие постановку настоящей работы.

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

Поступила в редакцию
6 октября 1981г.

Литература

- [1] *Восилос И.И.* ФТТ, 1969, 11, 924
- [2] *Андронов А.А., Козлов В.А., Мазов Л.С., Шастин В.Н.* Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 585.

¹⁾ Подробно о механизме накопления см. также в [2 — 5].

- [3] Андронов А.А., Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С. ФТТ, 1980, 22, 1275.
- [4] Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С., Нефедов И.М. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 11, 608.
- [5] Воробьев Л.Е., Осокин Ф.И., Стафеев В.И., Тулупенко В.И. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 125.
- [6] Гварджаладзе Л.К., Иванов Ю.Л. ФТП, 1973, 7, 1328.
- [7] Putley E.H. "Solid State devices for infra-red detection" Infrared Detectors ed. by R.D.Hudson and J.W.Hudson Stroudsburg, Pennsylvania, 1975.
- [8] Восиллюс И.И., Левинсон И.Б. ЖЭТФ, 1966, 50, 1660.
- [9] Maeda H., Kurosawa T. J.Phys. Soc. Jap., 1972, 33, 562; Proc. 11-th Inter. Conf. Phys. Sem., p.-602, Warsaw, 1972.
-