

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

РЕЛАКСАЦИЯ ЗАДЕРЖАННОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ
В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ В СПЛАВАХ $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$

Хохлов Д. Р., Чесноков С. Н.

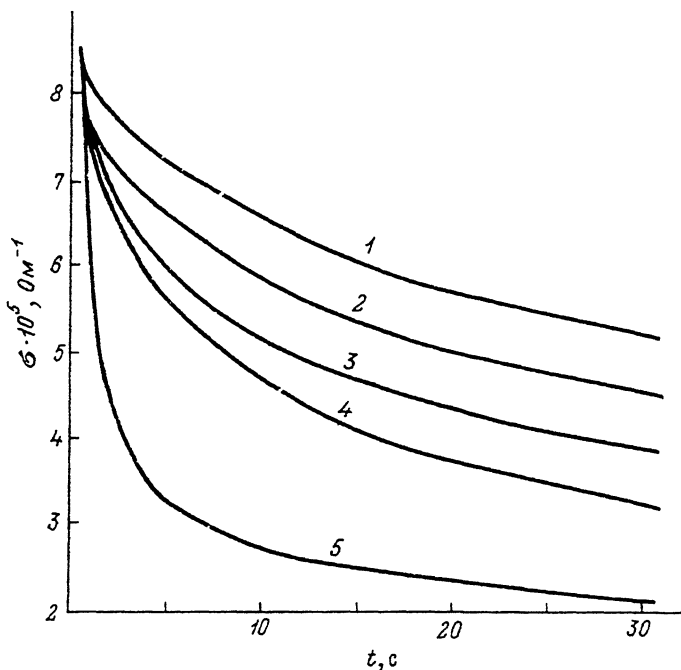
Необычные эффекты, наблюдающиеся в полупроводниках класса $A^{IV}B^{VI}$, легированных элементами III группы, являются предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований [1]. Одним из наиболее перспективных явлений такого рода в смысле их практического использования является эффект задержанной фотопроводимости (ЗФП), наблюдающийся в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ [2]. Решение проблемы управления временем жизни неравновесных носителей заряда в указанных материалах с помощью внешних воздействий может позволить создать чрезвычайно чувствительные ИК фотоприемные системы. Ясно, однако, что для достижения данной цели необходимо понимание физики влияния внешних факторов на свойства полупроводника.

В настоящей работе исследовалась зависимость скорости релаксации ЗФП от величины электрического поля в образце $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$. В качестве рабочего материала был выбран сплав с $x = 0.25$, в котором уровень Ферми стабилизирован внутри запрещенной зоны [3]. Образец помещался в специальную вакуумируемую металлическую камеру, погружаемую в жидкий гелий. Конструкция обеспечивает полное экранирование образца от фонового излучения. В качестве источника ИК подсветки использовалась модель абсолютно черного тела, нагреваемого до температуры $T^* \sim 25$ К [4]. Проводимость образца определялась путем измерения тока в цепи, состоящей из последовательно включенных источника постоянного напряжения U , образца размером $1.5 \times 0.7 \times 0.15$ мм и нагрузочного сопротивления $R_n \ll R_{обр}$.

Эксперимент проводился следующим образом. Камера вместе с образцом охлаждалась до температуры жидкого гелия. Затем включался источник ИК подсветки постоянной интенсивности, что приводило к возрастанию проводимости образца σ во времени. В момент, когда величина σ достигала значения 8.5×10^{-5} Ом⁻¹, ИК подсветка выключалась и регистрировался процесс релаксации σ к темновому значению. Затем камера вместе с образцом отогревалась до $T \sim 30$ К и опять погружалась в жидкий гелий для восстановления первоначальной ситуации. После этого цикл измерений повторялся при другой величине U .

При $U < 2$ В скорость нарастания фотопроводимости практически не зависит от напряжения на образце. В то же время скорость релаксации после выключения ИК подсветки сильно растет с увеличением U (см. рисунок). Если $U > 2$ В, то процесс нарастания фотопроводимости становится нестабильным во времени.

Полученный результат представляется весьма необычным. Ясно, что скорость нарастания фотопроводимости при подсветке определяется разностью темпов генерации G и рекомбинации R неравновесных электронов. Величина G в описанном эксперименте не меняется, поскольку условия ИК подсветки одинаковы для всех значений напряжения на образце. Из этого следует вывод, что и скорость рекомбинации должна быть одинаковой и не зависеть от U . Однако, как видно



Зависимость проводимости σ от времени после выключения ИК подсветки для различных значений напряжения U на образце.

Напряжение U , В: 1 — 0.1, 2 — 0.5, 3 — 1.0, 4 — 2.0, 5 — 5.0. $T = 25$ К.

из рисунка, величина R быстро увеличивается с ростом U , по крайней мере спустя $(t-t_0) \sim 0.1$ с после момента выключения подсветки t_0 . Хотя использовавшаяся измерительная система не позволяет регистрировать процессы, характерное время которых менее 0.1 с, есть основания считать, что сильная зависимость R от U сохраняется и при $(t-t_0) < 1$ с.

Это противоречие может быть объяснено только, если предположить, что само по себе наличие ИК подсветки сильно замедляет скорость рекомбинации неравновесных электронов, в связи с чем темп нарастания фотопроводимости в присутствии ИК излучения практически определяется только темпом фотогенерации.

Следует отметить также, что скорость рекомбинации сразу после выключения освещения сильно превышает темп нарастания сигнала фотопроводимости. Отсюда следует, что рекомбинация по крайней мере значительной части фотовозбужденных электронов чрезвычайно затруднена в условиях ИК подсветки.

В работе [4] показано, что при постоянной интенсивности I падающего на образец светового потока проводимость сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ сначала линейно возрастает во времени, а затем выходит на насыщение. Уровень насыщения зависит от I . Это означает, что рекомбинация, не зависящая от наличия ИК подсветки, также имеет место в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$. Таким образом, существует два механизма рекомбинации неравновесных свободных носителей заряда в локализованном состоянии. По всей вероятности, природа этих механизмов обусловлена релаксацией фотовозбужденных электронов в два различных локализованных состояния: метастабильное и основное [5].

Относительно быстрая релаксация фотопроводимости после выключения освещения, видимо, связана с рекомбинацией на метастабильный уровень. Действительно, известно, что повторное включение ИК подсветки приводит к быстрому начальному росту сигнала фотопроводимости, примерно соответствующему

щему по характерному времени и амплитуде процессу релаксации [6]. Результаты настоящей работы показывают, что скорость такой релаксации возрастает с увеличением приложенного к образцу электрического поля.

Природа этого явления может быть обусловлена изменением энергетического положения локального метастабильного уровня в электрическом поле, в связи с чем изменяется и величина энергетического барьера, разделяющего метастабильные и зонные состояния.

Проведем некоторые численные оценки. Предположим, что волновая функция метастабильного состояния отвечает потенциалу вида $\psi_0 = (\kappa/2\pi)^{1/2} \exp(-\kappa r)/r$, причем $a\kappa \ll 1$, где a — радиус действия атомарных сил, $1/\kappa$ — характерный размер волновой функции.

Можно показать, что в таком случае энергетический сдвиг уровня ε_E в электрическом поле E составляет [7]

$$\varepsilon_E = \pi^2 m e^2 E^2 / \hbar^2 \kappa^4, \quad (1)$$

где m — эффективная масса электрона, e — заряд электрона, \hbar — постоянная Планка. Энергия связи уровня $\varepsilon_{св}$ в нулевом электрическом поле удовлетворяет условию

$$\varepsilon_{св} = \hbar^2 \kappa^2 / 8\pi^2 m. \quad (2)$$

Результаты эксперимента показывают, что в используемых электрических полях происходит значительное изменение скорости релаксации фотопродимости. Это означает, что по крайней мере по порядку величины

$$\varepsilon_E \approx \varepsilon_{св}. \quad (3)$$

Известно, что при введении магнитного поля в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ наблюдается эффект гигантского отрицательного магнитосопротивления, который также обусловлен движением метастабильного примесного уровня при воздействии внешнего фактора — магнитного поля [8]. Изменение энергии метастабильного уровня в магнитном поле приводило к значительному увеличению концентрации свободных носителей заряда. Таким образом, энергия связи метастабильного уровня по порядку величины соответствует энергетическому сдвигу уровня ε_H в магнитном поле $H \sim 0.5$ Т, отвечающему максимуму эффекта. Величина ε_H составляет

$$\varepsilon_H = e\hbar H / 4\pi m c, \quad (4)$$

где c — скорость света. Кроме того, по предположению,

$$\varepsilon_H \approx \varepsilon_{св}. \quad (5)$$

Следует отметить, что если рост магнитного поля приводит к делокализации электронов, то по мере увеличения электрического поля, напротив, усиливаются тенденции к локализации, поэтому соответствующие энергетические сдвиги имеют разный знак, и соотношения (3) и (5) надо рассматривать по абсолютной величине.

Решая систему уравнений (1)–(5), получаем $\varepsilon_{св} \sim 1$ мэВ, $\kappa \sim 0.1$ мкм, $m \sim 0.01 m_0$ (m_0 — масса свободного электрона). Таким образом, электроны в метастабильном состоянии весьма слабо локализованы, что приводит к заметному уширению соответствующего уровня и к падению эффективной массы носителей заряда.

Проведенные оценки, конечно, очень приблизительны и нестроги, но, по нашему мнению, они дают определенное представление о характерных масштабах некоторых параметров.

- [1] Кайданов В. И., Равич Ю. И. // УФН. 1985. Т. 145. В. 1. С. 51—86.
- [2] Вул Б. М., Воронова И. Д., Калужная Г. А., Мамсдов Т. С., Рагимова Т. Ш. // Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 29. В. 1. С. 21—25.
- [3] Акимов Б. А., Рябова Л. И., Яценко О. Б., Чудинов С. М. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 4. С. 752—759.
- [4] Akimov B. A., Brandt N. B., Klimonskiy S. O., Ryabova L. I., Khokhlov D. R. // Phys. Lett. A. 1982. V. 88A. N 9. P. 483—486.
- [5] Засавицкий И. И., Матвеев А. В., Мационашвили Б. Н., Трофимов В. Т. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 2. С. 214—220.
- [6] Акимов Б. А., Албул А. В., Никорич А. В., Рябова Л. И., Хохлов Д. Р. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 10. С. 1778—1783.
- [7] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1984. 752 с.
- [8] Акимов Б. А., Никорич А. В., Хохлов Д. Р., Чесноков С. Н. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 4. С. 668—672.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Получено 17.10.1991
Принято к печати 26.11.1991

ФТП, том 26, вып. 6, 1992

АНОМАЛЬНЫЙ ФОТО-ХОЛЛ-ЭФФЕКТ В КРИСТАЛЛАХ p -InAs

Гусев О. К., Киреенко В. П., Яржембицкий В. Б.

Анализ влияния освещения на ЭДС аномального эффекта Холла [¹⁻³] представляет интерес как с точки зрения метрологии параметров материала, так и для использования в датчиках магнитного поля и оптического излучения.

Кристаллы p -InAs ($p_0 \approx 1.1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) в виде параллелепипедов с размерами $1.2 \times 0.3 \times 0.05 \text{ см}$ механически полировались алмазной пастой и кипятились в изопропиловом спирте. В качестве токовых контактов использовался индий, нанесенный низкотемпературной пайкой на торцевые грани, а холловскими контактами служили прижимные индиевые зонды на лицевой поверхности кристалла. Освещение производилось полоской белого света, перпендикулярной линиям тока. Ширина полоски составляла $5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, плотность мощности излучения — $5 \cdot 10^3 \text{ см}^2$.

На рис. 1 представлена зависимость ЭДС Холла U_H от расстояния x между световой полоской и положительно смещенным токовым электродом при индукции магнитного поля 0.24 Т, токе 20 мА, температуре 77 К и расстоянии между положительно смещенным токовым и холловскими электродами 0.4 см (кривая 1). Прямая 2 соответствует уровню сигнала в отсутствие освещения. Видно, что освещение холловских зондов приводит к инверсии знака ЭДС с отрицательного (аномального) на положительный.

На рис. 2 приведена зависимость U_H от тока I при освещении холловских контактов (кривая 1) и в темноте (кривая 2) при температуре 77 К. Кривая 3 соответствует результатам измерений при 300 К (данные в темноте и при освещении совпадают). Видно, что при $I > 100 \text{ мкА}$, соответствующих стабилизации величины U_H в темноте, ЭДС, измеряемая под действием освещения при 77 К, положительна, и зависимость $U_H(I)$ асимптотически приближается к соответствующей измерениям при комнатной температуре.

Ранее [⁴] показано, что стабилизация величины аномальной ЭДС Холла в темноте обусловлена электрическим пробоем перехода между поверхностным инверсионным каналом и объемом p -InAs. Увеличение тока сопровождается движением фронта области пробоя от положительно к отрицательно смещенному токовому электроду. Достижение фронтом области пробоя холловских зондов приводит к токовой инверсии знака U_H за счет преобладания в измеряемой ЭДС