

УДК 538.221.61

## ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ФЕРРОМАГНИТНЫЕ КЛАСТЕРЫ В $EuS$ В ОБЛАСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

А. С. Борухович, В. Г. Веселаго, В. Г. Виноградова, С. Г. Рудов

*В образцах магнитного полупроводника  $EuS$ , содержащих вакансии по  $Eu$  и  $S$ , при  $T > T_c$  во внешних магнитных полях до 5 кЭ обнаружено фотоиндуцированное увеличение намагниченности на 2 – 4 Гс. Наблюдаемый эффект связан с усилением обменного взаимодействия магнитных ионов через фотовозбужденные электроны, локализованные на дефектах.*

Влияние света на ферромагнитное упорядочение было впервые обнаружено в ферромагнитном полупроводнике  $EuS$ . Так, в работе [1] при освещении пленок  $EuS$  светом от  $He-Ne$  лазера с ростом частоты модуляции света до  $10^6$  Гц наблюдалось изменение фазы сигнала с отрицательной на положительную, соответствующую увеличению намагниченности в области фазового перехода (метод измерения – индукционный). Авторы считают, что увеличение ферромагнитного упорядочения в  $EuS$  под действием света связано с генерацией высокой концентрации неравновесных носителей тока ( $10^{21} - 10^{22}$  см<sup>-3</sup>) в зоне проводимости, которые в результате косвенного обмена с локализованными магнитными моментами дают существенный вклад в ферромагнитное упорядочение образца. Однако возможность получения таких высоких концентраций неравновесных носителей в зоне проводимости вызывает некоторые сомнения [2], т.к. авторами этих работ не проводилось параллельного измерения временных характеристик фотопроводимости. Позднее в ферромагнитных полупроводниках  $CdCr_2Se_4$  и  $HgCr_2Se_4$ , легированных галлием, также обнаружено фотоиндуцированное увеличение ферромагнитного упорядочения [3 – 4]. Было показано, что наблюдаемый эффект в этих материалах связан с фотоиндуцированными переходами на примесные уровни  $Ga$  (уровни прилипания).

Целью настоящей работы является исследование вкладов в ферромагнитное упорядочение в  $EuS$  ( $T_c = 16 K$ ) неравновесных носителей тока, создаваемых световой накачкой, как свободных в зоне проводимости, так и локализованных на примесных уровнях. В качестве источника света использовался параметрический генератор света ( $\lambda = 0,66 - 2,7 \text{ мк}$ ,  $\tau = 15 \text{ нс}$ , мощность в импульсе  $\simeq 60 \text{ кВт}$ ). Образцы представлялись в форме диска размером  $\phi 2 \times 0,4 \text{ мм}$ , на боковую поверхность которого наматывалась измерительная катушка, состоявшая из 5 витков. Внешнее магнитное поле прикладывалось перпендикулярно поверхности диска. По амплитуде и форме импульса э.д.с., возникающего на концах измерительной катушки под действием импульса света, оценивалось изменение намагниченности. Методика измерений описана в работе [4]. Относительная погрешность измерений не превышала 3%, а абсолютная – 30%.

В настоящей работе использовались поликристаллические образцы  $EuS$  двух типов: I – стехиометричные образцы (уровень нестехиометрии не превышал  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). II)  $z = c.E_{\text{лп}} EuS$ , содержащие вакансии по  $Eu$  и  $S$  на уровне не менее  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Образцы были  $p$ -типа и высокоомными (т.е. сильно компенсированными).

Были проведены исследования временных характеристик фотопроводимости под действием импульса света от параметрического генератора с  $\lambda = 0,68 \text{ мкм}$  при  $T = 16 K$ . На образцах первого типа импульс фотоотклика полностью повторял форму импульса света, т.е. времена релаксации фотопроводимости были не больше  $3 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ , постоянной времени измерительного тракта.

На образцах второго типа импульс фотоотклика можно было разделить на два: коротковременной с временем релаксации и амплитудой примерно равными соответствующим величинам для образца первого типа и длинновременной хвост  $\simeq 0,8 \text{ мкс}$  с амплитудой, достигающей 10% от основного коротковременного отклика. Появление длинновременного хвоста, по-видимому, связано с уровнями прилипания, образованными вакансиями по  $S$  (донорный дефект) и скомпенсированными акцепторным дефектом, вакансией по  $Eu$ . Таким образом можно утверждать, что концентрация неравновесных носителей тока на примесных уровнях по крайней мере на два порядка больше, чем в зоне проводимости.

При освещении образца (I) светом в диапазоне длин волн  $0,65 - 0,8 \text{ мкм}$  при  $T > 20 K$  на концах измерительной катушки регистрировался сигнал отрицательной полярности, соответствующий уменьшению намагниченности под действием света (рис. 1, кривая 1). Аналогичный сигнал наблюдается при освещении образца (II) светом с длиной волны  $\lambda > 0,716 \text{ мкм}$ . При длине волны падающего света  $\lambda < 0,71 \text{ мкм}$

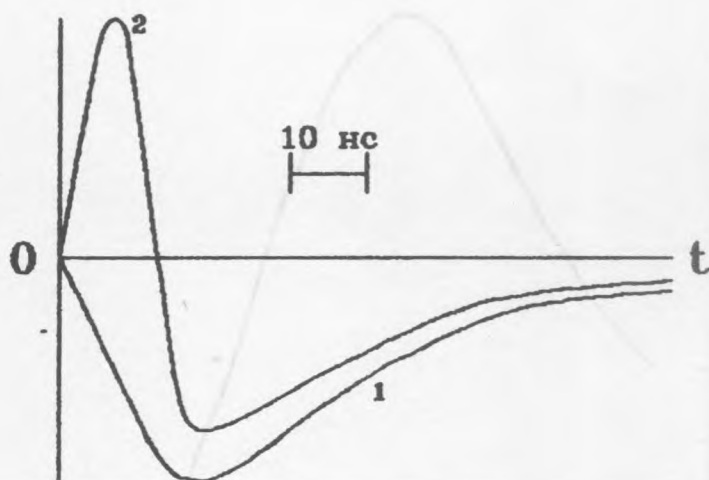


Рис. 1. Осциллограммы сигналов с измерительной катушки при  $\lambda = 0,67 \text{ мкм}$ ,  $H = 5 \text{ кЭ}$ :  
 1 - образец *EuS-I*,  $T = 20 \text{ К}$ . 2 - образец *EuS-II*,  $T = 26 \text{ К}$ .

(край фундаментального поглощения) появляется положительная компонента сигнала, соответствующая увеличению намагниченности под действием света (рис. 1, кривая 2). Спектральная зависимость положительной компоненты сигнала приведена на рис. 2. Температурные зависимости фотоиндуцированного изменения намагниченности в различных внешних полях приведены на рис. 3. В слабых внешних магнитных полях  $H < 4\pi D M_s$  (где  $D$  – размагничивающий фактор,  $M_s$  – спонтанная намагниченность) наблюдаются резкие пики фотоиндуцированного изменения намагниченности в области фазового перехода из многодоменного в однодоменное состояние (см. кривые 1, 2). В насыщающих магнитных полях пик сильно размывается по температуре до  $90 \text{ К}$  (кривая 3).

Таким образом установлено, что при температурах  $T > T_x$  во внешнем магнитном поле в результате воздействия импульса света с длиной волны, близкой к краю оптического поглощения материала, происходит увеличение намагниченности только у образцов *EuS* с дефектами. При воздействии светом, попадающим в область прозрачности материала, наблюдается уменьшение намагниченности, что интерпретируется как результат теплового действия света. Разогрев спиновой системы может происходить как в результате фонон-магнонного взаимодействия, так и непосредственно в результате

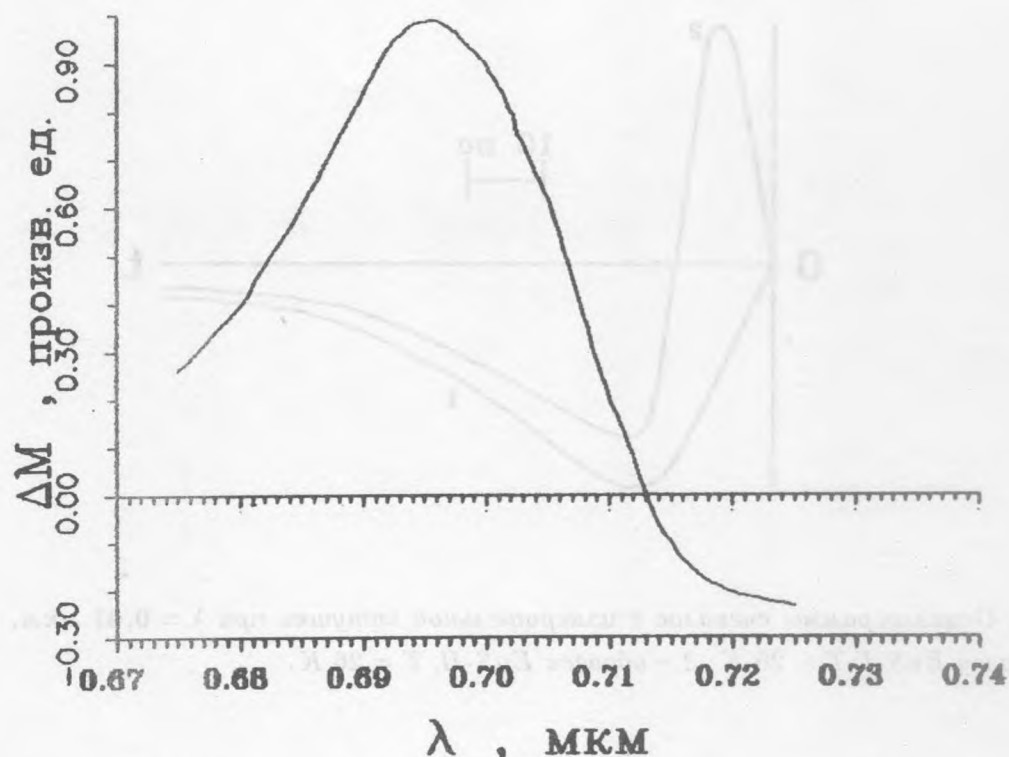


Рис. 2. Спектральная зависимость фотоиндуцированного изменения намагниченности в образце  $EuS-II$ ,  $H = 5$  кЭ,  $T = 26$  К.

электрон-магнитного взаимодействия. Для интерпретации температурных, спектральных и временных характеристик наблюдаемого эффекта можно предположить, аналогично [4], что фотоиндуцированное увеличение намагниченности в  $EuS$  происходит в результате фотоиндуцированных переходов электронов из валентной зоны на уровни дефектов, лежащих вблизи дна зоны проводимости. Локализуясь на дефекте, электрон за счет косвенного обмена создает в окрестности дефекта повышенное по сравнению с основной матрицей ферромагнитное упорядочение. Размер фотоиндуцированной ферромагнитной микрообласти, ферромагнитного кластера, при  $T \gg T_c$  определяется радиусом локализации электрона на дефекте. По мере понижения температуры и приближения к точке Кюри размеры фотоиндуцированного ферромагнитного кластера будут определяться радиусом спин-спиновой корреляции в области фазового перехода. Когда размеры ферромагнитных кластеров становятся сравнимы с расстоянием между

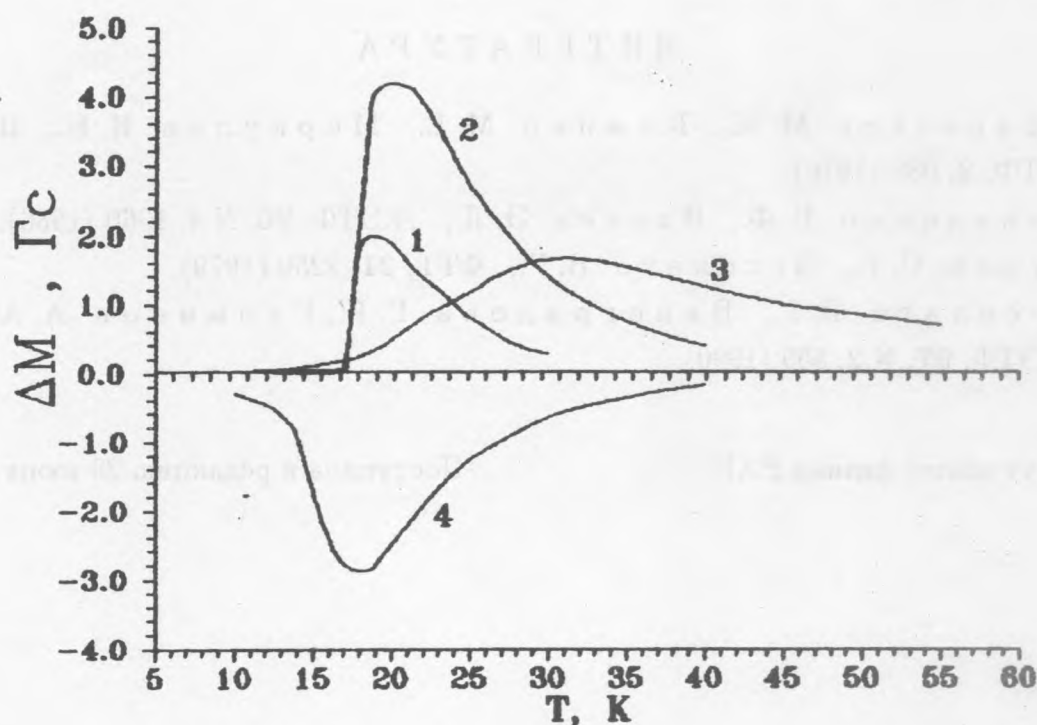


Рис. 3. Температурные зависимости фотоиндуцированного изменения намагниченности:  $\lambda = 0,695 \text{ мкм}$ ; 1, 2, 3 - *EuS-I*; 4 - *EuS-II*; 1 - 0,2 кЭ; 2 - 1 кЭ; 3, 4 - 5 кЭ.

ними, весь образец переходит в ферромагнитное состояние. Максимальное изменение намагниченности для в *EuS* составляло 2 - 4 Гс, что соответствует увеличению  $T_K$  на 1 - 2 К.

До настоящего времени увеличение температуры Кюри из-за неравновесных носителей тока в зоне проводимости не наблюдалось. Прежде всего это связано с невозможностью получения высоких концентраций "фотоэлектронов" в зоне проводимости из-за коротких времен их рекомбинации по сравнению с длительностью используемых световых импульсов накачки. При тех же энергиях светового импульса уменьшение его длительности до  $10^{-10}$  с может привести только к электрическому пробоею на поверхности образца, а следовательно и в этом случае тепловой эффект может значительно превысить ожидаемые изменения точки Кюри.

Работа частично поддерживается Российским фондом фундаментальных исследова-

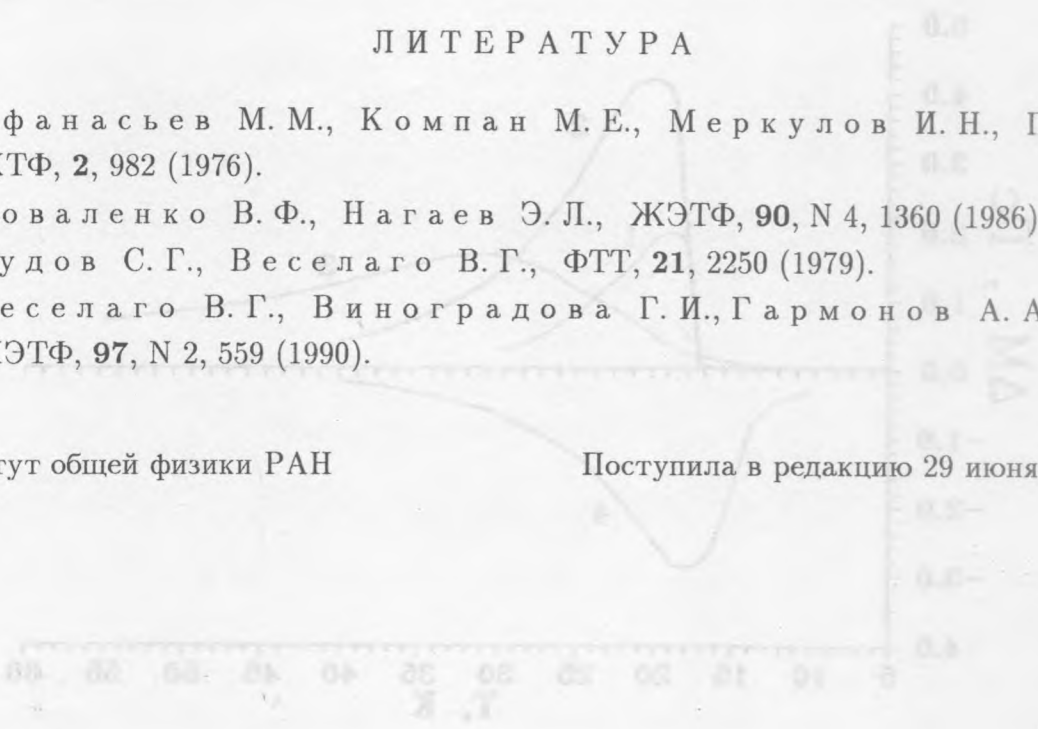
ний, грант N 95-02-04887-а.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Афанасьев М. М., Компан М. Е., Меркулов И. Н., Письма в ЖТФ, **2**, 982 (1976).
- [2] Коваленко В. Ф., Нагаев Э. Л., ЖЭТФ, **90**, N 4, 1360 (1986).
- [3] Рудов С. Г., Веселаго В. Г., ФТТ, **21**, 2250 (1979).
- [4] Веселаго В. Г., Виноградова Г. И., Гармонов А. А. и др., ЖЭТФ, **97**, N 2, 559 (1990).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 29 июня 1995 г.



*[Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page.]*