

оно составляет около секунды, что в условиях эксперимента воспринимается как мгновенное установление поляризации.

Рассмотрим, к чему приводит освещение образца. Будем считать, что носители быстро релаксируют по энергии и скатываются на дно зоны проводимости и валентной зоны неполяризованными. В слабом магнитном поле зеемановские расщепления экситонных состояний малы и энергия, выделяемая при установлении равновесного распределения частиц по магнитным подуровням, недостаточна для активации процесса перемагничивания высококоэрцитивных кластеров. По мере увеличения зеемановского расщепления энергия, передаваемая в спиновую систему марганцев при флип-флоп переходах растет и уже в поле порядка 0,5 Тл (рис. 1а) становится сравнимой с высотой активационного барьера. Эта энергия по порядку величины сравнима с энергией обменного взаимодействия между соседними ионами марганца. В таких условиях спин, передаваемый от экситонов в спиновую систему магнитных ионов, может привести к перемагничиванию не только парамагнитной части марганцев, но и высокоэффективных кластеров. В результате такого своеобразного эффекта Оверхаузера [5] медленно релаксирующие магнитные моменты окажутся ориентированными против магнитного поля. После установления динамического равновесия возникает долгоживущая остаточная намагниченность, направленная против магнитного поля, которая и проявляется в появлении отрицательной петли гистерезиса. При переходе к более сильным полям, когда время релаксации высококоэрцитивных кластеров быстро уменьшается, отрицательная остаточная намагниченность после темнового размагничивания должна пропадать, что и наблюдалось на эксперименте. Таким образом, причиной возникновения отрицательной петли гистерезиса (отрицательная остаточная намагниченность) является эффект Оверхаузера на антиферромагнитных кластерах с большим временем спиновой релаксации. Несмотря на крайнюю грубость используемой модели, предлагаемый механизм инверсии знака петли гистерезиса представляется нам достаточно однозначным.

В заключение авторы выражают благодарность фонду Фольксвагена за поддержку работы.

- 
1. E.L.Ivchenko, A.V.Kavokin, V.P.Kochereshko et al., Phys. Rev. B 46, 7713 (1992).
  2. K.Binder and A.P.Young, Rev. Mod. Phys. 58, 801 (1986).
  3. J.V.Hong, D.D.Awshalom et al., J. Appl. Phys. 63, 3285 (1988).
  4. D.D.Awshalom, J.V.Hong, L.L.Chang et al., Phys. Rev. Lett. 59, 1733 (1987).
  5. A.Abragam, The principal of nuclear magnetism, Oxford. Crarendon Press (1978).

В дальнейших экспериментах основное внимание было уделено определению условий возникновения отрицательной остаточной намагниченности. Оказалось, что если после или во время освещения увеличить поле до 5–6 Тл, а затем провести размагничивание в темноте, то память об освещении "стирается", то есть остаточная намагниченность оказывается положительной (параллельной внешнему полю). В то же время, если спускаться из больших полей в условиях постоянного освещения, то знак остаточной намагниченности оказывается отрицательным. Для исключения неопределенности в результатах измерения темнового гистерезиса, обусловленной предысторией, перед каждым циклом измерений образец помещался в сильное поле  $H = 5$  Тл, которое затем выводилось в темноте. Приготовленный таким образом образец помещался в небольшое магнитное поле, освещался в течении некоторого времени  $t$ , размагничивался в темноте до  $H = 0$ , после чего по степени циркулярной поляризации фотолюминесценции определялся знак и величина остаточной намагниченности. Оказалось, что характерные времена засветки, необходимые для появления отрицательной остаточной намагниченности зависят от величины магнитного поля при засветке. При освещении в поле  $H < 0,1$  Тл отрицательная намагниченность практически отсутствовала. В полях 0,3–0,5 Тл для ее появления требовались времена освещения порядка 100 с. Наконец, при  $H > 0,5$  Тл эффект возникал практически мгновенно. При этом величина отрицательной остаточной намагниченности уменьшалась до нуля при увеличении поля при засветке до 2–3 Тл.

Большие ( $10^2 - 10^3$  с) времена исчезновения намагниченности электронных спинов в поле  $H = 0$  могут быть связаны с возникновением жесткой корреляции между спинами большого числа магнитных ионов [2–4]. При  $T = 1,6$  К такие кластеры возникают из-за обменного взаимодействия между ионами Мп, расположенными относительно друг друга в первой и второй координационных сферах подрешетки Cd. Константы обменного взаимодействия первых и вторых ближайших соседей в гамильтониане Гейзенберга  $H = -2J(S_1 S_2)$  составляют соответственно:  $J_1/k_B = -6,1$  К и  $J_2/k_B = -1,1$  К. Будем считать, что медленно релаксирующая часть намагниченности обусловлена моментами кластеров, перемагничивание которых связано с преодолением больших активационных барьеров, так что время релаксации их намагниченности определяется формулой  $\tau = \tau_0 \exp(\epsilon_\alpha/k_B T)$  и в нашем случае составляет  $10^2 - 10^3$  с,  $\epsilon_\alpha$  – энергия активации,  $\tau_0$  – некоторое характерное время, которое может быть связано с магнитодипольным взаимодействием. В этом случае по порядку величины  $\tau_0 \propto \hbar a^3/M^2 \propto 10^{-10}$  с. Здесь  $M$  – полный магнитный момент иона Мп, равный  $5\mu_B$ ,  $a \propto 6,5 \cdot 10^{-8}$  см – постоянная решетки. Тогда энергия активации  $\epsilon_\alpha \propto k_B T \ln(\tau/\tau_0) \propto 3,5 - 4$  мэВ. В отсутствие магнитного поля смена направления всех спинов кластера, а следовательно, и изменение знака его полного момента не изменяют энергию системы. Поэтому за время  $\tau$  неравновесная намагниченность обращается в нуль. Магнитное поле расщепляет вырожденные уровни, и равновесная намагниченность становится отличной от нуля. Если при этом  $\epsilon_\alpha$  заметно не меняется, то время установления равновесия составляет те же  $10^2 - 10^3$  с. Естественно предположить, что для состояния с магнитным моментом, направленным против поля, энергия активации понижается на величину  $M_\Sigma H$ , где  $M_\Sigma$  – суммарный момент кластера. Тогда в поле в несколько тесла время установления равновесия уменьшается в  $\exp((M_\Sigma H)/k_B T)$  раз, и даже для кластеров с одним неспаренным спином

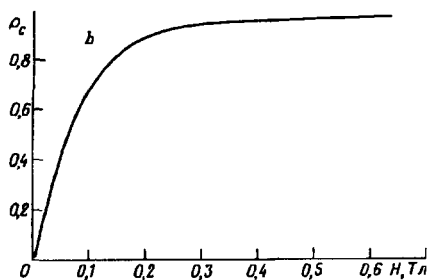
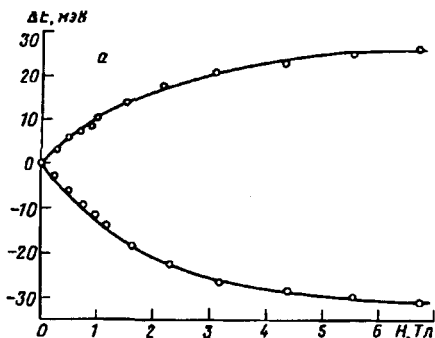


Рис.1. *a* - Величина зеемановского расщепления экситона в сверхрешетках CdTe/Cd<sub>0,9</sub>Mn<sub>0,1</sub>Te в магнитном поле, параллельном оси сверхрешетки; *b* - степень циркулярной поляризации фотолуминесценции, индуцированная магнитным полем в геометрии Фарадея  $k \parallel H \parallel z$ , где  $k$  - волновой вектор света,  $z$  - ось сверхрешетки

He-Ne-лазером мощностью 1 Вт/см<sup>2</sup>. На рис.2*b* изображена кривая перемагничивания, полученная по более сложной процедуре: процесс перемагничивания проводился в темноте, а свет включался только на время измерения циркулярной поляризации фотолуминесценции. Обе кривые (рис.2*a, b*) показывают гистерезисное поведение: ветвь намагничивания  $\rho_c^\uparrow$  не совпадает с ветвью размагничивания  $\rho_c^\downarrow$ . При этом в темновом эксперименте кривая намагничивания  $\rho_c^\uparrow$  идет ниже кривой размагничивания  $\rho_c^\downarrow$ , что типично для магнитного гистерезиса [2]. При перемагничивании на свету эти кривые меняются местами (рис.2*a*). Неравновесная остаточная намагниченность исчезала за характерные времена  $10^2 - 10^3$  с. Таким образом, в цикле перемагничивания в темноте утрачивается, а на свету выделяется энергия, равная площади соответствующей петли гистерезиса  $E = \oint M dH$ . Выделяемая энергия, очевидно, вносится в систему фотоносителями.

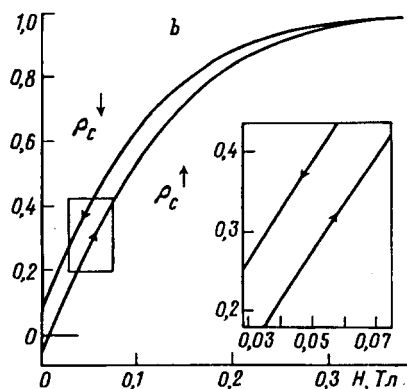
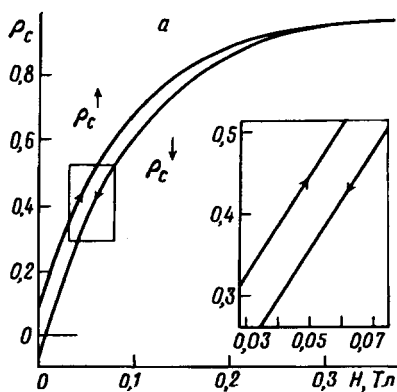


Рис.2. Гистерезисное поведение степени поляризации фотолуминесценции при перемагничивании образца: *a* - на свету, *b* - в темноте

## ЭФФЕКТ ИНВЕРСИИ МАГНИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА В ПОЛУМАГНИТНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

*В.П.Кочерешко, Г.Р.Позина, И.А.Меркулов, Д.Р.Яковлев, Г.Ландвер<sup>\*1)</sup>,  
В.Оссау<sup>\*1)</sup>, А.Вааг<sup>\*1)</sup>*

*Физико-технический институт РАН  
194021 Санкт-Петербург, Россия*

*\* University of Wurzburg  
97074 Wurzburg, Germany*

Поступила в редакцию 24 января 1995 г.

В сверхрешетках CdTe/CdMnTe обнаружена инверсия знака магнитного гистерезиса при возбуждении образца неполяризованным светом в области междузонных переходов. Эффект обусловлен неравновесным намагничиванием ионов Mn при спиновой релаксации фотоносителей на зеemanовских подуровнях в магнитном поле.

В работе исследовались сверхрешетки CdTe/Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии с различным составом барьеров  $x = 0, 1$  и  $0,25$ . Период сверхрешеток варьировался от 24 до 120 Å, при этом толщина барьеров равнялась ширине ям.

На рис.1а представлена зависимость величины зеemanовского расщепления экситонных уровней, полученная из анализа спектров отражения в магнитном поле в геометрии Фарадея [1] для сверхрешеток CdTe/Cd<sub>0,9</sub>Mn<sub>0,1</sub>Te с периодом 40 Å. Насыщение этой зависимости отражает полное выстраивание свободных спинов Mn вдоль поля, что не означает еще полного выстраивания всех магнитных ионов образца, так как при температуре  $T = 1,6$  К большая часть ионов Mn входит в состав антиферромагнитных кластеров, магнитный момент которых во много раз меньше суммы моментов входящих в него частиц. Разрушение антиферромагнитного упорядочения ионов Mn, находящихся в соседних узлах кристаллической решетки, начинается в полях около 10 Тл, когда парамагнитная составляющая намагниченности достигает насыщения.

Для измерения ориентации магнитных моментов носителей исследовалась циркулярная поляризация экситонной фотолюминесценции, возникающая в магнитном поле в геометрии Фарадея, представленная на рис.1б. В слабых полях ( $H < 0,1$  Тл) степень циркулярной поляризации  $\rho_c(H)$  пропорциональна внешнему магнитному полю  $H$  и средней намагниченности ионов марганца  $\langle M \rangle$  и совпадает (с точностью до постоянного множителя) с кривой намагничивания спиновой системы ионов Mn. Быстрый выход на насыщение  $\rho_c(H)$  в полях  $H > 0,2$  Тл связан с тем, что в таких полях энергия зеemanовского расщепления значительно превосходит величину  $kT$  (при  $T = 1,6$  К), и спин практически всех электронов оказывается ориентированным вдоль обменного поля.

При исследовании поляризованной фотолюминесценции была обнаружена петля гистерезиса при перемагничивании. Оказалось, что знак петли гистерезиса зависит от условий освещения образца. На рис.2а представлена кривая перемагничивания образца, снятая в условиях постоянной засветки

<sup>1)</sup>G.Landwehr, W.Ossau, A.Waag