

УДК 721.534.13:678:746.522

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЙ МАГНЕТИЗМ НАНОЧАСТИЦ Cu–Ni С ПОНИЖЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ КЮРИ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ В ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТАХ С МИКРОКРИСТАЛЛАМИ РУБРЕНА

© 2023 г. Б. М. Румянцев^а, С. Б. Бибииков^{а, *}, В. Г. Леонтьев^б, В. И. Берендяев^а

^аФГБУН Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН, Москва, Россия

^бИнститут металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

*E-mail: sbb.12@yandex.ru

Поступила в редакцию 27.09.2022 г.

После доработки 09.11.2022 г.

Принята к публикации 10.11.2022 г.

Установлена связь декремента слабополюсного магнитного спинового эффекта (измеряемого по люминесценции полимерных пленок композитов с микрокристаллами рубрена), обусловленного добавкой магнитных наночастиц Cu–Ni с пониженной температурой Кюри ($T_c = 40–60^\circ\text{C}$), с фотоиндуцированным магнитным моментом частицы, превышающем ее темновой момент. На основании исследований температурной зависимости декремента и сравнения ее с термической демагнетизацией темнового магнитного момента сделан вывод о возможном механизме фототермонамагничивания наночастиц.

Ключевые слова: магнитоспиновый эффект, фотолюминесценция, магнитные наночастицы, рубрен, носители зарядов, экситон

DOI: 10.31857/S0023119323020110, EDN: NHDBYD

ВВЕДЕНИЕ

Постоянная потребность в увеличении быстродействия записи информации на магнитных носителях стимулирует интенсивный поиск методов управления намагниченностью в наноструктурах, отличных от приложения внешних магнитных полей. Такими являются методы контроля, основанные на влиянии различных физических факторов: фотовозбуждения, потока поляризованных электронов, облучения электронами высоких энергий, образования различных дефектов в кристалле (магнетизация, индуцированная дефектами), импульсного нагрева. В работе [1] впервые показана возможность изменения магнитного момента ферромагнитных МНЧ магнетита Fe_3O_4 путем использования тока спин-поляризованных электронов. Эксперимент был выполнен на сканирующем туннельном микроскопе (СТМ) в условиях высокого вакуума. Авторами обнаружено изменение магнитного момента наночастицы оксида железа электрическим током между ферромагнитным острием СТМ и ферромагнитной наночастицей на неферромагнитной графитовой подложке. Определено пороговое значение туннельного тока перемагничивания. Изменение направления намагниченности МНЧ происходит

при изменении направления тока в СТМ. В работе [2] факт изменения знака магнитного момента устанавливался по изменению проводимости при слабых токах согласно теории гигантского магнетосопротивления.

В работах [3–5] рассмотрены механизмы изменения образования ферромагнитного состояния в изначально немагнитных структурах под воздействием внешних факторов, таких, как образование некоторых типов дефектов, в частности, типа напряженных вакансий, и облучение электронами поверхности кристаллитов.

Кроме воздействия различного рода дефектов и облучения высокоэнергетическими частицами на магнитное упорядочение кристаллов, возможно также прямое действие света на магнитную подсистему. Так, в работе [6] показано, что циркулярно поляризованный свет действует подобно магнитному полю и может намагнитить тела, создав преимущественную ориентацию спинов электронов путем передачи угловых моментов поглощаемых фотонов. При этом спецификой магнетиков является то, что свет может влиять также косвенным образом — через вызванные им изменения обменного взаимодействия или анизотропии. При этом следует отметить, что легче

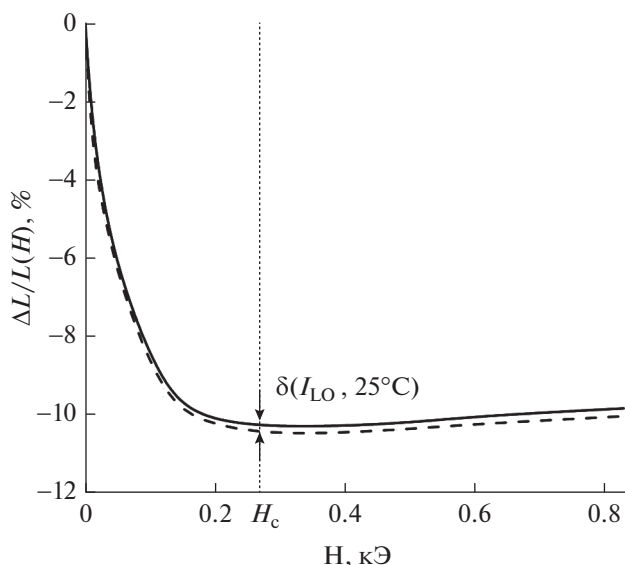


Рис. 1. Зависимость относительного изменения интенсивности люминесценции $\Delta L/L(H)$ от напряженности магнитного поля H для пленок композитов ПАЭИ с МК рубрена (2) и пленок ПАЭИ + МК рубрена + МНЧ (8 мас. %) (1). Возбуждение 400–550 нм (с тепловым фильтром) при минимальной интенсивности $I = I_{LO} = 0.1I_{HI}$, регистрация при $\lambda > 600$ нм. Форвакуум, $T = 25^\circ\text{C}$.

реализовать другой механизм фотомagnetизма, в котором влияние света обусловлено фотоэлектронами, захваченными на локальные уровни дефектов, которые меняют обмен и анизотропию в окрестности дефекта [6].

Действие когерентного лазерного облучения высокой интенсивности на магнитные свойства массивных магнетиков связано с возбуждением в его кристалле различных коллективных состояний (экситонов, магнонов, ферронов), влияющих на обменное взаимодействие и магнитное упорядочение [7]. Интенсивное лазерное возбуждение, кроме квазичастиц, способствующих образованию магнитной фазы, производит дополнительный нагрев, снижающий эффективность фотонамагничивания. Для борьбы с нагревом принимаются специальные меры, например, модуляция потока излучения [8]. Однако недавно был разработан новый способ использования эффекта нагревания для записи на магнитные носители [9]. Обнаружено и исследовано влияние лазерного облучения ($\lambda = 266$ нм) на суперпарамагнитные свойства наночастиц гематита $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, стабилизированных в матрице дендримера [10]. Влияние объясняется фотогенерацией электронов в зоне проводимости магнитного полупроводника.

В настоящей работе обнаружено и исследовано фотонамагничивание магнитных наночастиц Cu–Ni с пониженной температурой Кюри ($T_C = 40\text{--}60^\circ\text{C}$), стабилизированных в полимерных плен-

ках полиалканэфиримида с микрокристаллами рубрена, обусловленное взаимодействием МНЧ и его магнитного момента с парамагнитными состояниями (частицами) фотовозбужденных микрокристаллов (МК) рубрена при комнатной температуре и слабом нагреве (до $T < T_C$).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В работе для измерения собственного и фотоиндуцированного магнитного поля, создаваемого МНЧ, применяется оригинальный метод, основанный на исследовании обнаруженного ранее авторами слабополюного (масштаба сверхтонкого взаимодействия (СТВ), напряженность магнитного поля H от 1 до 100 Э) магнитного спинового эффекта (МСЭ) по выходу люминесценции L и фотопроводимости микрокристаллов (МК) рубрена в пленках полимерных композитов ПАЭИ. Метод позволяет определить величину усредненной амплитуды магнитного поля H_0 , в объеме композита и воздействующего на микрокристаллы рубрена.

Ранее нами в работе [11] было обнаружено снижение МСЭ при добавке МНЧ Cu–Ni с пониженной температурой Кюри (6–8 мас. %) (декремент МСЭ) при комнатной температуре. Путем рассмотрения различных возможных причин снижения МСЭ (двухтриплетный распад синглетных экситонов, замедленная флуоресценция МК) показано, что декремент МСЭ связан с появлением фотоиндуцированного магнитного момента и связанного с ним поля H_0 , создаваемого МНЧ, близкого по масштабу с действующим полем МСЭ СТВ диапазона ($H \approx 1\text{--}100$ Э). Показано также, что, используя функцию зависимости величины МСЭ от напряженности магнитного поля $F(H) = \Delta L/L(H)$, можно путем сравнения соответствующих зависимостей для контрольного образца без МНЧ – $F_0(H)$ и образца, содержащего МНЧ – $F_1(H)$, можно определить усредненную амплитуду поля МНЧ H_0 , которая обеспечивает наблюдаемую величину декремента $\delta = F_1(H_C) - F_0(H_C)$, где $H_C \gg H_0$ – величина поля, для которой δ не зависит от H , рис. 1, кривая 3. Таким образом в [11] получено:

$$\delta = \frac{L(H_C)}{L(H_0)} F_0(H_0) = \frac{L(0) - \Delta L(H_C)}{L(0) - \Delta L(H_0)} F_0(H_0), \quad (1)$$

где $L(0)$ – выход люминесценции в нулевом поле, $\Delta L(H_C)$ и $\Delta L(H_0)$ – изменения выхода люминесценции в полях H_C и H_0 соответственно. Так как эти величины много меньше значения $L(0)$, множитель $[L(H_C)/L(H_0)] \approx 1$. Поэтому, измеряя экспериментальную величину декремента $\delta(H_C)$ и зависимость $F_0(H)$ для контрольного образца, можно оценить поле H_0 из уравнения $F_0(H) = \delta$. В работе

принимается, что получаемая таким образом величина H_0 является средним эффективным полем МНЧ, действующим на ближайший МК рубрена, испытывающий его влияние. Несмотря на хаотичную направленность векторов магнитного поля наночастиц, вклады в МСЭ от различных наночастиц суммируются, так как его величина квадратична по полю H , что определяется квантово-механической природой эффекта.

Экспериментальная установка для измерения выхода люминесценции и фотопроводимости пленок композитов в магнитном поле напряженностью до 1 кЭ при различных температурах в атмосфере различных газов и вакууме подробно описана в [11]. Люминесценцию возбуждали в полосе поглощения рубрена (400–550 нм), регистрировали в полосе 600–830 нм (830 нм – длинноволновая граница чувствительности ФЭУ). Пленки композитов получены путем полива совместных растворов полимера (ПАЭИ) и компонентов (рубрен, МНЧ) в хлорированных растворителях на стеклянные подложки 2×2 см с нанесенными электродами с последующей сушкой в темноте в обычных условиях. Смесь растворителей подобрана с целью улучшения микрокристаллизации рубрена и получения МК с размерами в диапазоне 0.1–10 мкм. Взвесь МНЧ в ПАЭИ с нужным содержанием подвергалась ультразвуковой обработке для гомогенизации.

Использовали рубрен марки “ЧДА” (фирма Aldrich) с температурой плавления 607 К, хорошо возгоняющийся в вакууме.

Синтез и характеристики полиалканэфиримида (ПАЭИ) описаны в [14].

Наночастицы сплава Cu–Ni получены в ИМЕТ РАН по методике, описанной в [12], в которой имеются и характеристики (размеры, магнитные свойства) полученных частиц. ТЕМ изображение наночастиц Cu–Ni сплава (28% атомных) приведено на рис. 5.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Обнаружено, что величина декремента МСЭ δ существенно (в несколько раз) возрастает как с ростом интенсивности возбуждения I в полосе поглощения рубрена (400–550 нм) до величины $I > I_{LO} \sim 10^{15}$ квант/см²·сек⁻¹, так и при слабом нагреве (до $T < T_C$) (рис. 1–3). Из рис. 1–3 по формуле (1) можно определить, что для $I < I_{LO} \sim 10^{14}$ величина декремента $\delta = 0.2\%$ (что соответствует $H_0 = 1.0$ Э), при I_{HI} величина $\delta = 2\%$ ($H_0 = 10–12$ Э), а для $I = I_{HI}$ со слабым подогревом (до 45°C за счет ИК света источника) $\delta = 5\%$ ($H_0 = 25$ Э). Поскольку из (1) величина δ определяется величиной собственного поля МНЧ, которая зависит от магнитного момента m и расстояния r до МК, зависимость

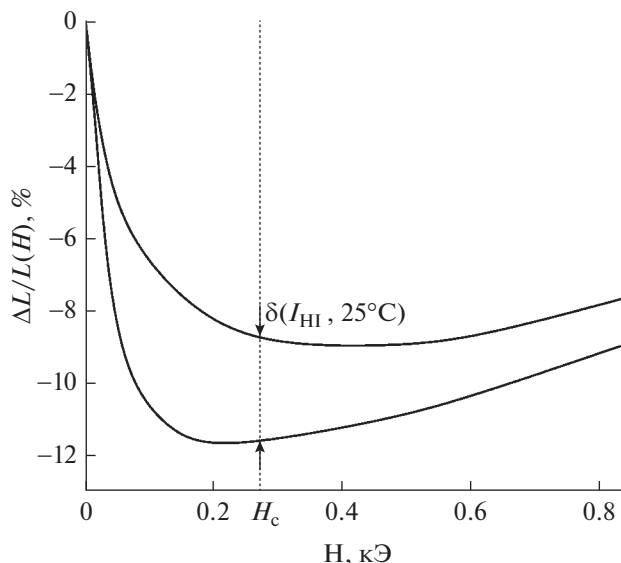


Рис. 2. Зависимость относительного изменения интенсивности люминесценции $\Delta L/L(H)$ от напряженности магнитного поля H для пленок композитов ПАЭИ с МК рубрена (2) и пленок ПАЭИ + МК рубрена + МНЧ (8 мас. %) (1). Возбуждение 400–550 нм (с тепловым фильтром) при максимальной интенсивности $I \approx 10^{15}$ квант/см²·с, регистрация при $\lambda > 600$ нм. Форвакуум, $T = 25^\circ\text{C}$.

$\delta(I_{\text{возб}})$ свидетельствует о зависимости магнитного момента $m_{\Phi}(I)$ (фотомагничивание). Таким образом, общий магнитный момент МНЧ m имеет две составляющих: темновую m_0 и фотоиндуцированную $m_{\Phi}(I)$:

$$m = m_0 + m_{\Phi}(I). \quad (2)$$

Если исходить из соответствующих величин декремента

$$\delta = \delta_0 + \delta_{\Phi}(I) \quad (3)$$

можно сделать важный вывод, что $\delta_{\Phi}(I_{HI}) > \delta_0$ (рис. 1 и 2) и соответственно $m_{\Phi}(I) > m_0$ (фотоиндуцированный магнетизм). Еще более растут величины δ (до 5%) и H_0 (до 25 Э), если возбуждение содержит дополнительно ИК свет 840–1000 нм от лампы накаливания при максимальной интенсивности актиничного света 400–550 нм (рис. 3). Обнаружено, что это объясняется небольшим нагревом образца до $T < T_C$ (45°C). Эффективность влияния на величину декремента сочетания интенсивного возбуждения с небольшим нагревом позволяет сделать альтернативное предположение о роли замедленной флуоресценции (ЗФ) МК рубрена, возникающей в результате триплет-триплетной излучательной аннигиляции [13]:

$$T + T \rightarrow S \rightarrow S_0 + h\nu_{3\Phi}. \quad (4)$$

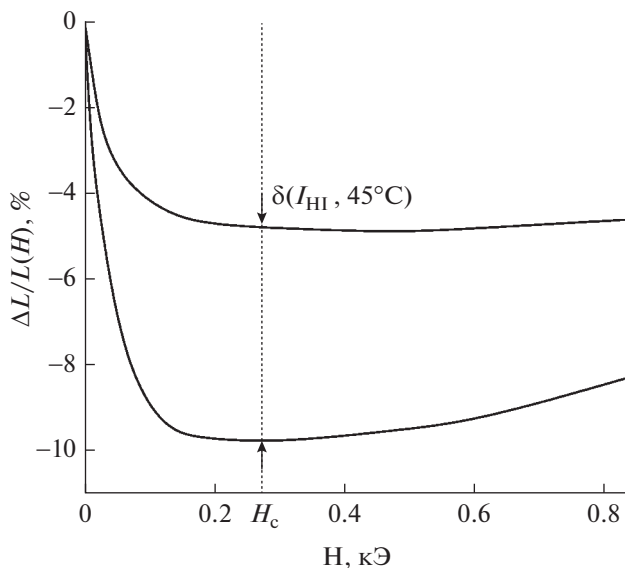


Рис. 3. Зависимость относительного изменения интенсивности люминесценции $\Delta L/L(H)$ от напряженности магнитного поля H для пленок композитов ПАЭИ с МК рубрена (2) и пленок ПАЭИ + МК рубрена + МНЧ (8 мас. %) (1). Возбуждение 400–550 нм + ИК свет 840–1000 нм (лампа накаливания КГМ-100-12 со светофильтрами СЗС-20 и СЗС-21) при максимальной интенсивности актиничного света $I \approx 3.5 \times 10^{15}$ квант/см²·с, регистрация при $\lambda = 600$ –800 нм. Форвакуум, $T = 45^\circ\text{C}$.

Спектральный состав 3Ф подобен таковому для обычной люминесценции, но знак слабопольного МСЭ для нее положительный. Для проверки этой возможности исследована зависимость выхода люминесценции $L(I) \sim I^n$. Обнаружено, что величина $n = 1.0 \pm 0.05$ независимо от наличия в образце МНЧ, что свидетельствует об отсутствии значительного нелинейного вклада 3Ф, так как в экситонных МК (где диффузионная длина экситона $l_D > d$, где d – характерный размера кристалла) триплеты в основном гибнут в результате диффузии к поверхности кристалла, а не в объеме в результате аннигиляции (4).

В работе подробно исследована температурная зависимость декремента $\delta(T)$ в районе температур от комнатной до $T > T_C$. Для этого получены температурные зависимости $F(T) = \Delta L/L(H = H_C)$ отдельно для контрольного образца $F_0(T)$ и для образца с МНЧ $F_1(T)$, а затем получена зависимость $\delta(T) = F_1(T) - F_0(T)$ (рис. 4). Как видно из рис. 4, температурная зависимость $\delta(T)$ (при I_{HI} актиничного света) состоит из двух участков:

– при нагреве от комнатной температуры до 50°C наблюдается существенный рост величины δ от 2 до 5% ;

– для температур от 50 до 60°C наблюдается драматическое падение δ , которое не прекраща-

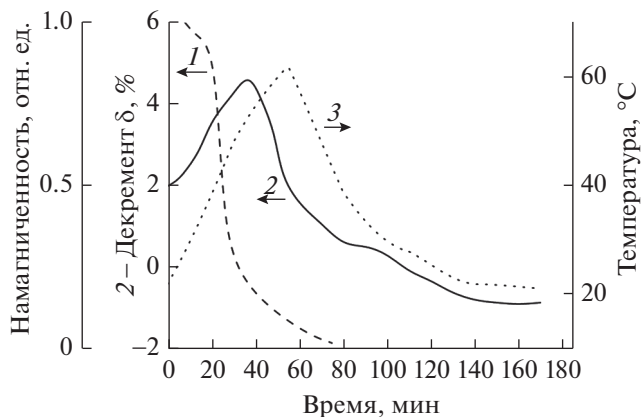


Рис. 4. 1 – Зависимость относительной намагниченности для наночастиц сплава Cu–Ni от температуры, измеренная статическим методом из работы [12]; 2 – зависимость декремента СМЭ по выходу люминесценции для пленок композитов ПАЭИ + МК рубрена + МНЧ Cu–Ni (8 мас. %) от времени нагрева (нагрев включен в момент $t = 0$, выключен в момент $t = 50$ мин) и остывания; 3 – зависимость температуры образца от времени нагрева и остывания.

ется даже при выключении нагрева при температуре 60°C и дальнейшем снижении температуры до 40°C . При этой температуре падение δ замедляется на уровне 0.5%. Наблюдение падения δ в районе $T \approx T_C$ свидетельствует согласно (1) о таком же падении и фотоиндуцированной величины H_0 для МНЧ. На рис. 4 (кривая 1) показана температурная зависимость темновой намагниченности МНЧ Cu–Ni – $m_0(T)$, взятая из работы [12], для которой наблюдается драматическое падение $m_0(T)$ вблизи $T_C = 50^\circ\text{C}$ (термическое размагничивание). Сравнение температурных зависимостей $m_0(T)$ и $\delta(T)$ (т.е. фотоиндуцированного магнитного момента $m_\Phi(T)$) показывает, что рост $\delta(T)$ на участке 1) продолжается только до тех пор, пока сохраня-

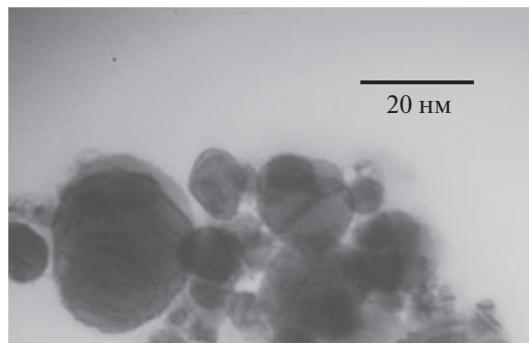


Рис. 5. ТЕМ-изображение наночастиц сплава Cu–Ni (28 ат. % Cu). Наночастицы приготовлены путем совместного осаждения солей из раствора с последующим восстановлением водородом и термической обработкой так, как это сделано в [12].

ется некоторая часть первоначальной намагниченности (от 0.2 до 0.4), а драматическое падение $\delta(T)$ (т.е. $m_{\Phi}(T)$) наступает только при почти полном размагничивании темного момента (менее 0.2) в районе 50–60°C и продолжается после выключения нагрева при 60°C. Таким образом, данные рис. 4 позволяют сделать предположение о связи температурного фотонамагничивания МНЧ на участке (1) температурной зависимости $\delta(T)$ с наличием темного момента МНЧ m_0 , а падение $\delta(T)$ на участке (2) о связи с температурным размагничиванием темного момента. Таким образом, весьма вероятно, что фотонамагничивание происходит при взаимодействии возбужденных состояний МК не просто с МНЧ, а с ее магнитным моментом. Такими возбужденными состояниями могут быть парамагнитные частицы (состояния) образующиеся при фотовозбуждении и нагреве МК и МНЧ:

- фотогенерированные носители (электроны со спином 1/2);
- триплетные экситоны (со спином 1);
- парамагнитные молекулы кислорода $^3\text{O}_2$, образующиеся в термо- и фотопроцессах с участием трансаннулярной перекиси рубрена MO_2 ;
- состояния, возникающие в самой МНЧ в результате прямого поглощения возбуждения (или люминесценции МК).

Участие фотогенерированных носителей в процессе взаимодействия с МНЧ подтверждается результатами работ [15, 16], в которых исследована фотопроводимость полимерных пленок композитов ПАЭИ с рубреном и МНЧ [15] и фотоэлектрическая чувствительность пленок фотопроводящих полиимидов [16]. В этих работах наблюдали захват фотогенерированных носителей глубокими центрами захвата с энергией электронного сродства $E_A > 1$ эВ, связанными с МНЧ. Захват приводил к образованию и накоплению долгоживущих состояний МНЧ, в результате чего наблюдалось сильное возрастание декремента МСЭ на фотототке (вплоть до его полного исчезновения), а при нагреве в районе температуры Кюри – термостимулированные токи, обусловленные термически высвобождаемыми захваченными носителями [15] или к снижению фотоэлектрической чувствительности пленок полиимидов в присутствии МНЧ [16]. Единственным отличием нашего случая состоит в отсутствии электрического поля, создающего направленный транспорт фотоэлектронов. Однако в нашем случае направленное движение электронов хотя и непрямолинейное может быть обусловлено и сильно неоднородным магнитным полем магнитного диполя МНЧ, способствующим эффективному их захвату и тем самым росту его величины. Этот вывод косвенно подтверждается и температурной зависимостью роста декремента $\delta(T)$ на рис. 4 с энергией активации около

0.34 эВ, которая примерно соответствует энергии термополевой диссоциации ион-радикальной пары, являющейся в соответствии с теорией Онзагера предшественницей свободных носителей, с пространственным разделением 4.4 нм, что подтверждается данными по фотопроводимости.

Захват фотоэлектронов обусловлен наличием у МНЧ электронного сродства, из-за чего наблюдается темновой и фотоперенос электрона с МК на МНЧ [15], приводящий к росту магнитного момента МНЧ и величины H_0 . Доказательством взаимодействия момента МНЧ и момента захваченных электронов служит существенное падение $\delta(T)$ в условиях полной температурной демагнетизации темного момента МНЧ (рис. 4). Оценки показывают, что захват электронов на МНЧ может объяснить наблюдаемые величины H_0 .

Гораздо менее вероятно участие в процессе фотонамагничивания триплетных экситонов МК и молекул кислорода. Участие триплетных экситонов противоречит наблюдению довольно существенного температурного роста декремента $\delta(T)$ (рис. 4 в районе 27–50°C) с энергией активации 0.34 эВ, в то время температурный рост числа триплетов происходит с $\Delta E = 0.09$ эВ. Молекулы кислорода $^3\text{O}_2$ могут появиться в результате термического разложения молекул перекиси рубрена (т.е. в процессе регенерации рубрена) [17]. Однако этот процесс происходит только при температурах выше 60°C. Прямое поглощение возбуждающего света частицами МНЧ также не может дать существенного вклада в процесс фотонамагничивания из-за того, что основное поглощение МНЧ Cu–Ni наблюдается в коротковолновой области (размерный эффект), а в сине-зеленой (и тем более в области люминесценции рубрена 550–650 нм) поглощение частиц очень слабое.

ВЫВОДЫ

1. В работе показана связь декремента слабополюсного МСЭ δ в пленках полимерных композитов ПАЭИ с МК рубрена с добавкой МНЧ Cu–Ni с пониженной температурой Кюри (40–60°C) с напряженностью магнитного поля МНЧ H_0 , обусловленного возникновением фотоиндуцированного магнитного момента $m_{\Phi}(I)$, который при высокой интенсивности возбуждения ($I_{\text{НЧ}} \geq 10^{15}$ квант/см² · сек) и слабом нагреве (до $T < T_C$) намного превышает величину его темного момента m_0 : $m_{\Phi}(I) \gg m_0$.

2. Исследование температурной зависимости величины декремента $\delta(T)$ и ее сравнение с температурной зависимостью темного момента $m_0(T)$ из работы [12] позволило сделать вывод о том, что фототермическое намагничивание МНЧ связано с “темновым” магнитным моментом. От-

сюда механизм фотонамагничивания состоит во взаимодействии генерированных в МК частиц с магнитным моментом МНЧ. Сравнение с данными по фотопроводимости показало, что такими парамагнитными частицами из всех возможных могут быть фотогенерированные электроны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кожушнер М.А., Гатин А.К., Гришин М.В., Шуб Б.Р., Ким В.П., Хомутов Г.Б., Трахтенберг Л.И. // Физика твердого тела. 2016. Т. 58. № 2. С. 259.
2. Baibich M.N., Broto J.M., Ferrel A. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 2472.
3. Esquinazi P., Hergert W., Spemann D. et al. // IEEE Transaction on Magnetics. 2013. V. 49. № 8. P. 4668.
4. Han S.W., Park Y., Hwang Y.H. et al. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. P. 252403.
5. Han S.W., Park Y., Hwang Y.H. et al. // Scientific Reports. 2016. V. 6.
6. DOI: 10.1038/srep38730.
7. Коваленко В.Ф., Нагаев Э.Л. // Успехи Физических наук. 1986. Т. 148. № 4. С. 561.
8. Holzrichter J., Macfarlane R., Schawlow A. // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 26. P. 652.
9. Афанасьев М.М., Компан М.Е., Меркулов И.А. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 2068.
10. Osteer T., Barker J., Evans R.F.L. et al. // Nature Communications. 2012. V. 3. № 666. <https://doi.org/10.1038/ncomms1666>
11. Domracheva N.E., Vorobeva V.E., Gruzdev M.S. et al. // J. Nanoparticle Research. 2015. V. 17. № 83. <https://doi.org/10.1007/s11051-015-2890-z>
12. Румянцев Б.М., Берендяев В.И., Пибалк А.В. и др. // Химия Высоких Энергий. 2017. Т. 51. № 5. С. 343.
13. Kuznetsov O.A., Sorokina O.N., Leontiev V.G. et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2007. V. 311. P. 204.
14. Румянцев Б.М., Лесин В.И., Франкевич Е.Л. // Оптика и Спектроскопия. 1975. Т. 38. № 1. С. 89.
15. Тарасов В.В., Шушин А.А., Франкевич Е.Л. // Химическая Физика. 1995. Т. 14. № 5.
16. Rumyantsev V.M., Berendyaev V.I., Pebalk A.V. et al. // Rus. Journ. of Physical Chemistry, A. 2019. V. 93. № 9. P. 1835.
17. Rumyantsev V.M., Bibikov S.B., Berendyaev V.I. et al. in "The Chemistry and Physics of Engineering Materials Modern Analytical Methodologies", Ed. by A.A. Berlin, R. Joswick and N.I. Vatin (Apple Academic, USA, 2015). V.1. Chapt. 21.
18. Frankevich E.L., Rumyantsev V.M., Lesin V.I. // J. Luminescence. 1975. V. 11. P. 91.