

Влияние планарного магнитного поля на импульсное перемагничивание монокристаллических пленок $(\text{Bi,Lu})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (210)

© В.В. Рандошкин, А.М. Салецкий, Н.Н. Усманов, Д.Б. Чопорняк*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия

* Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета
им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия

E-mail: sam@rector.msu.ru

(Поступила в Редакцию 20 июня 2003 г.)

С помощью фотоотклика исследовано влияние планарного магнитного поля на процессы импульсного перемагничивания и релаксации в монокристаллических пленках $(\text{Bi,Lu})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (210). Конфигурация динамических доменных структур наблюдалась с помощью метода высокоскоростной фотографии.

Один из путей повышения быстродействия магнитооптических устройств состоит в использовании в них висмутсодержащих монокристаллических пленок ферритов-гранатов (Вс-МПФГ) с ромбической магнитной анизотропией [1]. В частности, высокая скорость доменных стенок (≥ 300 м/с) наблюдалась в пленках $(\text{Bi,Lu})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$, выращенных на подложках $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (210) [2].

Целью настоящей работы является исследование влияния импульсного H_p и планарного H_{in} магнитных полей на процессы импульсного перемагничивания и релаксации Вс-МПФГ $(\text{Bi,Lu})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (210).

Исследования проводились на магнитооптической установке, позволяющей регистрировать процесс перемагничивания методом фотоотклика [3]. Излучение He-Ne-лазера фокусировалось на поверхности образца в пятно диаметром 1 мм. Угол между осями пропускания поляризатора и анализатора выбирался таким, чтобы можно было наблюдать доменную структуру при амплитудном контрасте. Фотоприемником служил фотоумножитель типа ФЭУ-51. Сигнал с ФЭУ поступал на входы аналогово-цифрового преобразования и двухканального осциллографа.

Кроме того, формирующиеся в процессе импульсного перемагничивания динамические доменные структуры наблюдались методом высокоскоростной лазерной фотографии [4]. При этом источником подсветки служил импульсный лазер с длительностью импульса 10 ns и длиной волны излучения $\lambda = 510$ nm.

Постоянное магнитное поле (поле смещения) H_b , направленное по нормали к пленке, создавалось с помощью катушки, внутрь которой помещался исследуемый образец. Импульсное магнитное поле, под действием которого происходило перемагничивание образца, прикладывалось в противоположном направлении. Это поле формировалось шестивитковой плоской катушкой с диаметром 2 mm. Длительности фронта и спада импульса

магнитного поля составляли 7 и 40 ns соответственно. Источник импульсов перемагничивающего поля синхронизировался с импульсом запуска лазера с помощью генератора импульсов типа Г5-67.

При большей амплитуде H_p перемагничивание происходило вследствие движения так называемой волны опрокидывания магнитных моментов [5–10], при меньшей — вследствие движения торцевой доменной стенки (ТДС) [11]. Эксперименты проводились в условиях, когда реализуется последний механизм. Заметим, что из-за неоднородности импульсного магнитного поля ТДС была не плоской, как в [12], а куполообразной, причем ее кривизна увеличивалась с ростом магнитного поля.

Планарное магнитное поле H_{in} , направленное перпендикулярно проекции оси легкого намагничивания (ОЛН) на плоскость пленки, создавалось парой катушек Гельмгольца, в центре между которыми находился образец.

В работе приводятся данные для образца, ранее исследовавшегося в работах [3,11], со следующими параметрами: толщина пленки $h = 11$ μm, угол наклона ОЛН $\theta = 46^\circ$, намагниченность насыщения $4\pi M_s = 43$ G, безразмерный параметр затухания Гильберта $\alpha \approx 0.01$, константа одноосной магнитной анизотропии $K_u = 1050$ erg/cm³.

В исходном состоянии к образцу прикладывалось поле $H_b = 23$ Oe, которое превышало поле насыщения пленки $H_s = 17$ Oe и не изменялось в процессе экспериментов.

Безразмерный параметр затухания определялся по ширине линии ферромагнитного резонанса (ФМР). Сигнал ФМР содержал две интенсивные линии (что свидетельствует о слоистости Вс-МПФГ), а также ряд мод спин-волнового резонанса. К основному объему пленки относили наиболее интенсивную линию. Заметим, что из-за неоднородности пленки указанное значение α может быть завышенным. Значение $H_K - 4\pi M_s$ также определялось по данным ФМР исходя из величин резонансных полей при ориентации внешнего магнитного

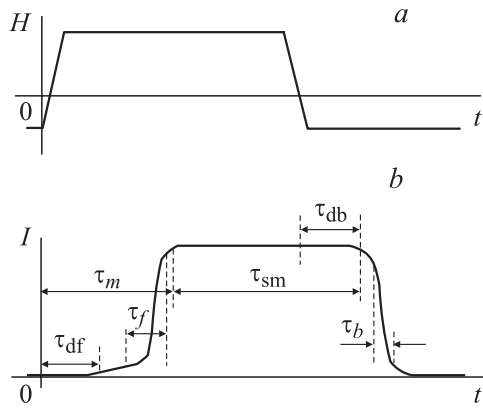


Рис. 1. Схематическое изображение перемагничивающего импульса (а) и сигнала фотоотклика (б). Показаны время задержки перемагничивания τ_{df} , длительность фронта сигнала фотоотклика τ_f , время перемагничивания τ_m , время задержки спада сигнала фотоотклика τ_{db} , время нахождения образца в намагниченном (монокристаллическом) состоянии τ_{sm} и длительность спада сигнала фотоотклика τ_b .

поля перпендикулярно и параллельно плоскости пленки. Значение $4\pi M_s$ рассчитывалось на основании данных для поля коллапса цилиндрических магнитных доменов, при этом влиянием наклона ОЛН пренебрегалось.

На рис. 1 схематически изображены импульс перемагничивающего поля и сигнал фотоотклика. Сигнал фотоотклика характеризовался следующими параметрами: время задержки перемагничивания τ_{df} , длительность фронта τ_f , время перемагничивания τ_m , время задержки спада сигнала фотоотклика τ_{db} , длительность спада τ_b , время нахождения образца в намагниченном (монокристаллическом) состоянии τ_{sm} . Эти параметры определялись следующим образом: τ_{df} — на уровне 0.05; τ_f , τ_b — на уровне 0.1–0.9; τ_m — на уровне 0.95; τ_{sm} и τ_{db} — на уровне 0.95 от амплитудного значения.

На рис. 2 показаны зависимости времени задержки начала размагничивания от планарного магнитного поля при фиксированной амплитуде $H_p = 78$ Ое и разной его длительности. Видно, что зависимости $\tau_{db}(H_{in})$ несимметричны относительно оси ординат и на них присутствуют локальные максимумы. Минимальное значение времени задержки наблюдается при $\tau_p = 1.10 \mu\text{s}$ (кривая 4 на рис. 2); оно увеличивается с ростом длительности импульса магнитного поля до $\sim 1.2 \mu\text{s}$ (кривая 4 на рис. 2). Максимальное значение времени задержки $\tau_{db} \approx 2.0 \mu\text{s}$ практически не изменяется при варьировании длительности импульса в диапазоне от $1.10 \mu\text{s}$ (кривая 1 на рис. 2) до $30.0 \mu\text{s}$ (кривая 4 на рис. 2).

Для понимания физической природы появления максимумов на кривых $\tau_{db}(H_{in})$ (рис. 2) и несимметричности этих кривых требуется ответить на вопрос: разрушается ли полностью ТДС при достижении противоположной поверхности пленки во время действия импульса магнитного поля, или же ее „остатки“ в каком-то виде сохраняются у этой поверхности после окончания этого

импульса? В первом случае с высокой вероятностью можно полагать: после окончания импульса магнитного поля реализуется тот же самый механизм перемагничивания, что и при его приложении, с той разницей, что действующее магнитное поле равно $-H_b$, а не $H_p - H_b$. Во втором случае задержку движения ТДС

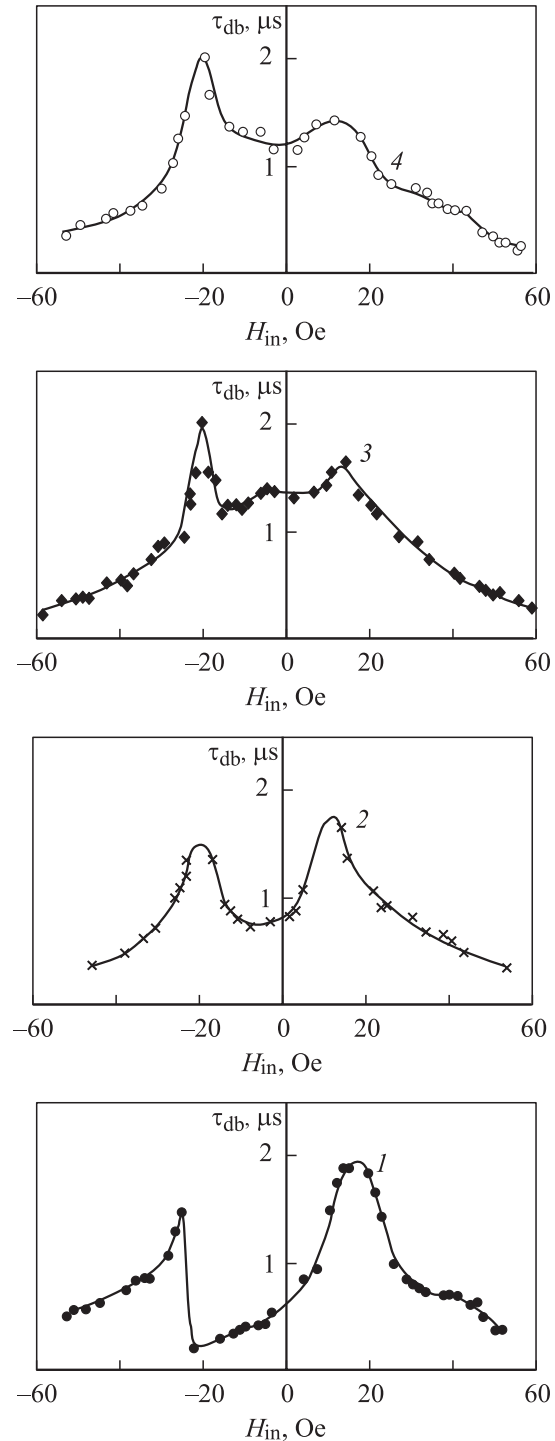


Рис. 2. Зависимости времени задержки начала размагничивания от планарного магнитного поля при амплитуде импульсного магнитного поля $H_p = 78$ Ое и разной его длительности. $\tau_p, \mu\text{s}$: 1 — 1.10, 2 — 1.35, 3 — 1.45, 4 — 30.0.

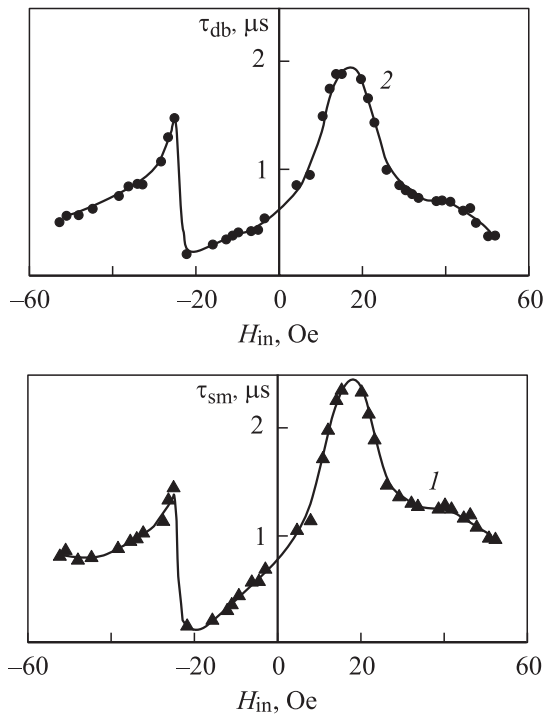


Рис. 3. Зависимости времени нахождения образца в намагниченном состоянии τ_{sm} (1) и времени задержки начала размагничивания τ_{db} (2) от планарного магнитного поля при амплитуде импульсного магнитного поля $H_p = 78$ Oe и его длительности $\tau_p = 1.10 \mu s$.

в обратном направлении можно связать с механизмами, обсуждаемыми в работах [13–18].

Несимметричность кривых $\tau_{db}(H_{in})$ (рис. 2) не является неожиданностью, поскольку она наблюдалась и при других эффектах [19–22] и может быть объяснена наличием планарной компоненты внутреннего эффективного магнитного поля [23].

На рис. 3 приведены зависимости времени задержки начала размагничивания и времени нахождения образца в намагниченном состоянии от планарного магнитного поля H_{in} при фиксированной амплитуде и минимальной длительности импульса магнитного поля, используемой в эксперименте. Видно, что кривые близки по форме, на них наблюдаются максимумы при обоих направлениях планарного магнитного поля, а время задержки начала размагничивания составляет основную часть времени нахождения образца в намагниченном состоянии.

На рис. 4 представлены зависимости времени задержки перемагничивания, длительности фронта сигнала фотоотклика, времени намагничивания и длительности спада сигнала фотоотклика от планарного магнитного поля H_{in} при той же самой амплитуде, что и для рис. 3, и максимальной длительности импульса магнитного поля, используемой в эксперименте ($\tau_p = 30.0 \mu s$).

При сравнении кривой 1 (рис. 4) и кривой 4 (рис. 2), а также кривых 2 и 4 (рис. 4) можно сделать вывод, что на фронте и спаде перемагничивающего импульса,

скорее всего, протекают аналогичные процессы. Тот факт, что локальные максимумы на кривой 1 (рис. 4) и кривой 4 (рис. 2) сильнее выражены, чем на кривых 2 и 4 (рис. 4), можно объяснить различием действующего

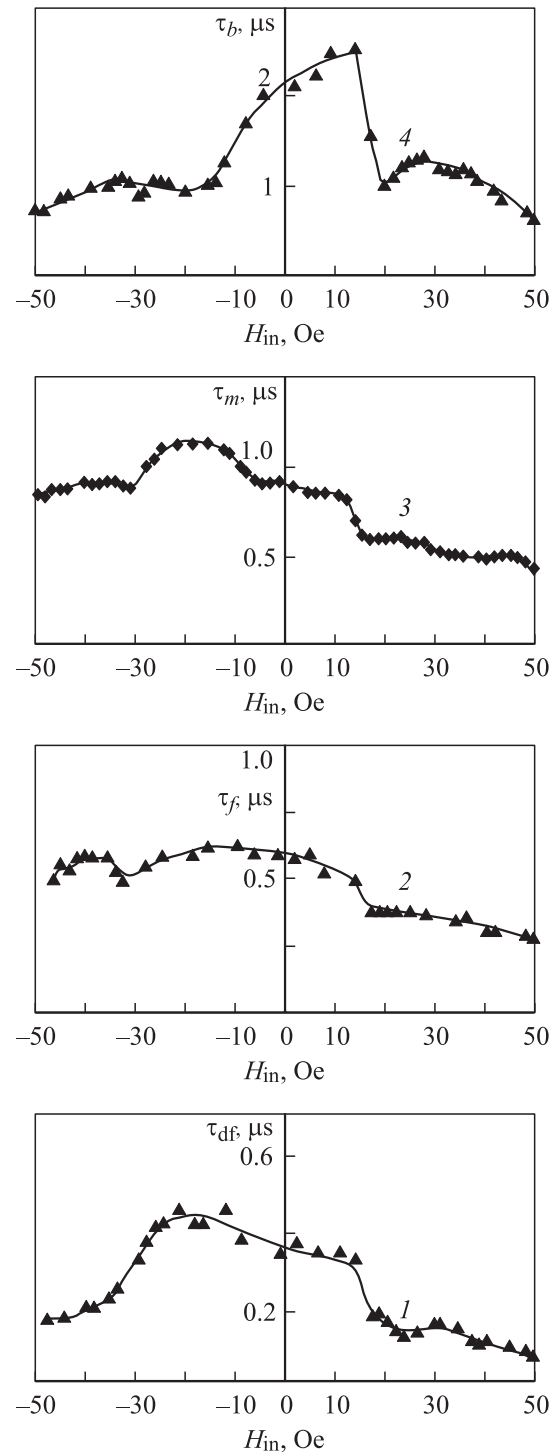


Рис. 4. Зависимости времени задержки начала перемагничивания τ_{df} (1), длительности фронта сигнала фотоотклика τ_f (2), времени перемагничивания τ_m (3) и длительности спада сигнала фотоотклика τ_b (4) от планарного магнитного поля при амплитуде импульсного магнитного поля $H_p = 78$ Oe и его длительности $\tau_p = 30.0 \mu s$.

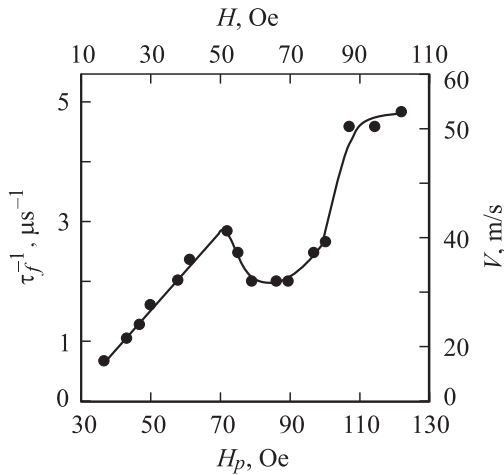


Рис. 5. Зависимость обратной величины длительности фронта сигнала фотоотклика τ_f^{-1} от амплитуды импульса магнитного поля H_p и действующего поля H .

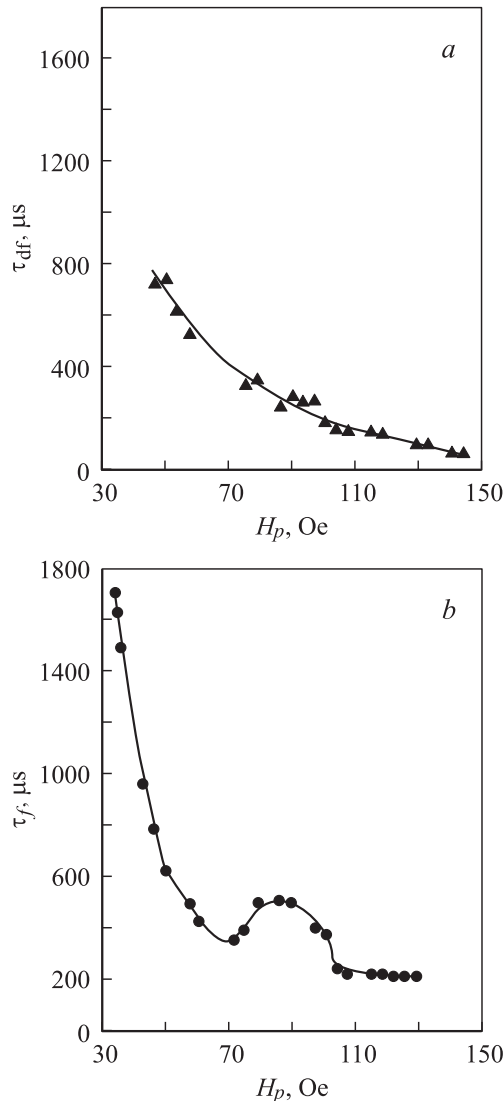


Рис. 6. Зависимости времени задержки перемагничивания τ_{df} (a) и длительности фронта сигнала фотоотклика τ_f (b) от амплитуды импульсного магнитного поля H_p .

магнитного поля (23 Oe в первом случае и 55 Oe во втором). Из рис. 4 видно, что для кривых $\tau_{db}(H_{in})$, $\tau_f(H_{in})$ и $\tau_m(H_{in})$ локальный максимум наблюдается при одном направлении планарного магнитного поля, а для кривой $\tau_b(H_{in})$ — при противоположном.

На рис. 5 показана зависимость обратной величины длительности фронта сигнала фотоотклика от амплитуды импульса магнитного поля H_p и действующего магнитного поля $H = H_p - H_b$. Полагая, что длительность этого фронта обусловлена временем движения ТДС по толщине пленки, можно определить среднюю скорость ТДС

$$V \approx h/\tau_f.$$

Шкала для V приведена на рис. 5. На первый взгляд начальный участок кривой $V(H)$ (рис. 5) имеет вид, близкий к „классическому“ для одноосных магнетиков с параметром затухания $\alpha < 1$ [24]: имеются начальный линейный участок, проходящий вблизи начала координат, и нелинейный участок с отрицательной дифференциальной подвижностью. Слишком высокое для Вс-МПФГ, не содержащих быстрорелаксирующих ионов, значение H_p , при котором заканчивается начальный линейный участок кривой $V(H)$ (происходит срыв стационарного движения доменной стенки), объясняется возрастанием α при наличии внешнего или внутреннего эффективного магнитного поля в плоскости пленки [22,25-29]. Тот факт, что за нелинейным участком кривой $V(H)$ следуют участок с дифференциальной подвижностью, превышающей начальную, и участок „насыщения“, объясняется реализацией механизма движения доменной стенки, связанного с излучением спиновых волн, которые инициируют локальное вращение намагниченности перед движущейся стенкой [22,30,31].

То обстоятельство, что средняя скорость ТДС (рис. 5) примерно втрое меньше, чем ее скорость при прохождении середины пленки [11], может быть объяснено неравномерностью движения ТДС.

На рис. 6 показаны зависимости времени задержки перемагничивания и длительности фронта сигнала фотоотклика от амплитуды импульсного магнитного поля. Видно, что τ_{df} монотонно снижается с ростом H_p (рис. 6, a), в то время как кривая $\tau_f(H_p)$ (рис. 6, b) является „перевернутой“ кривой, показанной на рис. 5.

Таким образом, на основании данных, полученных в настоящей работе для Вс-МПФГ $(\text{Bi,Lu})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (210) при импульсном перемагничивании, можно сделать следующие выводы.

1) Перемагничивание пленки на фронте и спаде импульса магнитного поля осуществляется посредством общего механизма.

2) Время задержки перемагничивания монотонно уменьшается с ростом действующего магнитного поля.

3) В диапазоне действующих магнитных полей $H/4\pi M_s \approx 2$ перемагничивание пленок осуществляется посредством зарождения и движения ТДС.

4) На зависимостях времени задержки спада сигнала фотоотклика после окончания действия импульса магнитного поля и времени нахождения образца в намагниченном состоянии от планарного магнитного поля при обоих его направлениях наблюдаются максимумы.

5) Кривая зависимости скорости ТДС от действующего магнитного поля состоит из последовательно расположенных начального линейного участка, соответствующего стационарному движению ТДС; нелинейного участка, отвечающего нестационарному движению ТДС; участка с повышенной дифференциальной подвижностью и участка „насыщения“, которые соответствуют движению ТДС с излучением спиновых волн.

- [24] В.В. Рандошкин. ФТТ **37**, 3, 652 (1995).
- [25] В.В. Рандошкин, В.Б. Сигачев, В.И. Чани, А.Я. Червоненкис. ФТТ **31**, 7, 70 (1989).
- [26] М.В. Логунов, В.В. Рандошкин, Ю.Н. Сажин. ФТТ **32**, 5, 1456 (1990).
- [27] В.В. Рандошкин, М.В. Логунов. ФТТ **36**, 12, 3498 (1994).
- [28] В.В. Рандошкин. Письма в ЖТФ **21**, 23, 64 (1995).
- [29] В.В. Рандошкин, А.М. Галкин, Ю.А. Дурасова, В.А. Полежаев, Ю.Н. Сажин, Н.Н. Сысоев. Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия **5**, 62 (2002).
- [30] В.В. Рандошкин. ФТТ **37**, 10, 3056 (1995).
- [31] В.В. Рандошкин. Изв. вузов. Физика **7**, 9 (1997).

Список литературы

- [1] В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. Прикладная магнитооптика. Энергоатомиздат, М. (1990).
- [2] А.М. Балбашов, А.С. Логгинов, Е.П. Шабанов. ЖТФ **61**, 6, 159 (1991).
- [3] В.В. Рандошкин, А.М. Салецкий, Н.Н. Усманов. ФТТ **44**, 4, 717 (2002).
- [4] Н.Н. Усманов, Е.Н. Ильичева, А.Г. Шишков. Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия **36**, 74 (1995).
- [5] А.С. Логгинов, Г.С. Непокойчицкий. Письма в ЖЭТФ **35**, 1, 22 (1982).
- [6] Л.П. Иванов, А.С. Логгинов, Г.С. Непокойчицкий. ЖЭТФ **84**, 3, 1006 (1983).
- [7] Л.П. Иванов, Ф.В. Лисовский, А.С. Логгинов, Г.С. Непокойчицкий. Физика многочастичных систем **6**, 75 (1984).
- [8] Н.Н. Куделькин, А.М. Прохоров, В.В. Рандошкин, В.Б. Сигачев, М.И. Тимошечкин. ДАН СССР **281**, 4, 848 (1985).
- [9] М.В. Логунов, В.В. Рандошкин, В.Б. Сигачев. ФТТ **29**, 8, 2247 (1987).
- [10] М.В. Логунов, В.В. Рандошкин. ФТТ **30**, 2, 378 (1988).
- [11] В.В. Рандошкин, А.М. Салецкий, Н.Н. Усманов, Д.Б. Чопрняк. ФТТ **44**, 5, 862 (2002).
- [12] А.П. Губарев, В.В. Рандошкин, В.Б. Сигачев, А.Я. Червоненкис. ЖТФ **55**, 7, 1393 (1985).
- [13] Р.В. Телеснин, А.М. Балбашов, А.Ф. Мартынов, В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. Письма в ЖЭТФ **7**, 16, 1001 (1981).
- [14] S. Uba, A. Maziewski, J.J. Simsova. J. Phys. C: Solid State Phys. **16**, 12, L383 (1983).
- [15] В.В. Осико, В.В. Рандошкин, В.Б. Сигачев, М.И. Тимошечкин. ЖТФ **54**, 12, 2423 (1984).
- [16] A. Maziewski, M. Tekiel, P. Gornert. Acta Phys. Pol. **68**, 1, 15 (1985).
- [17] M. Kisielewski, A. Maziewski, P. Gornert. J. Phys. D: Appl. Phys. **20**, 2, 222 (1987).
- [18] В.В. Рандошкин, А.Ф. Мартынов, А.Я. Червоненкис. ФТТ **38**, 15, 1592 (1996).
- [19] М.В. Логунов, В.В. Рандошкин. Письма в ЖТФ **12**, 1, 28 (1986).
- [20] Ф.В. Лисовский, А.С. Логгинов, Г.С. Непокойчицкий, Т.В. Розанова. Письма в ЖЭТФ **45**, 7, 339 (1987).
- [21] В.В. Рандошкин, Ю.Н. Сажин. ЖТФ **66**, 8, 83 (1996).
- [22] В.В. Рандошкин. ФТТ **39**, 8, 1421 (1997).
- [23] В.В. Рандошкин, В.А. Полежаев, Ю.Н. Сажин, Н.Н. Сысоев, В.Н. Дудоров. Письма в ЖТФ **28**, 14, 38 (2002).