

## Электростимулированный транспорт дислокаций в постоянном магнитном поле

© А.А. Скворцов, Л.И. Гончар, А.М. Орлов

Ульяновский государственный университет,  
432970 Ульяновск, Россия

E-mail: scvor@sv.uven.ru

(Поступила в Редакцию 18 октября 2002 г.  
В окончательной редакции 9 января 2003 г.)

Представлены результаты исследований подвижности дислокаций в легированном *n*-кремнии ( $N_d = 5 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ) при одновременном электрическом ( $j = 3 \cdot 10^5 \text{ А/м}^2$ ) и магнитном ( $B \leq 1 \text{ Т}$ ) воздействии. Установлено, что введение дислокаций ( $\sim 10^9 \text{ м}^{-2}$ ) в бездислокационный легированный фосфором кремний приводит к появлению парамагнитной составляющей магнитной восприимчивости, увеличивающейся с ростом концентрации легирующей примеси. Подобные преобразования могут нести основную ответственность за появление в кремнии примесных магниточувствительных стопоров, откликающихся на внешние магнитные возмущения.

Наблюдение за поведением дислокаций, находящихся под воздействием электрических и магнитных полей, позволило зафиксировать параболическую зависимость их пробега от  $B$ . На основе проведенных исследований найдены численные значения эффективных зарядов и подвижностей дислокаций.

Предложена модель, объясняющая увеличение подвижности дислокаций снижением тормозящей способности магниточувствительных стопоров вследствие локального изменения магнитных характеристик материала и протекания спин-зависимых структурных реакций, стимулированных магнитным полем.

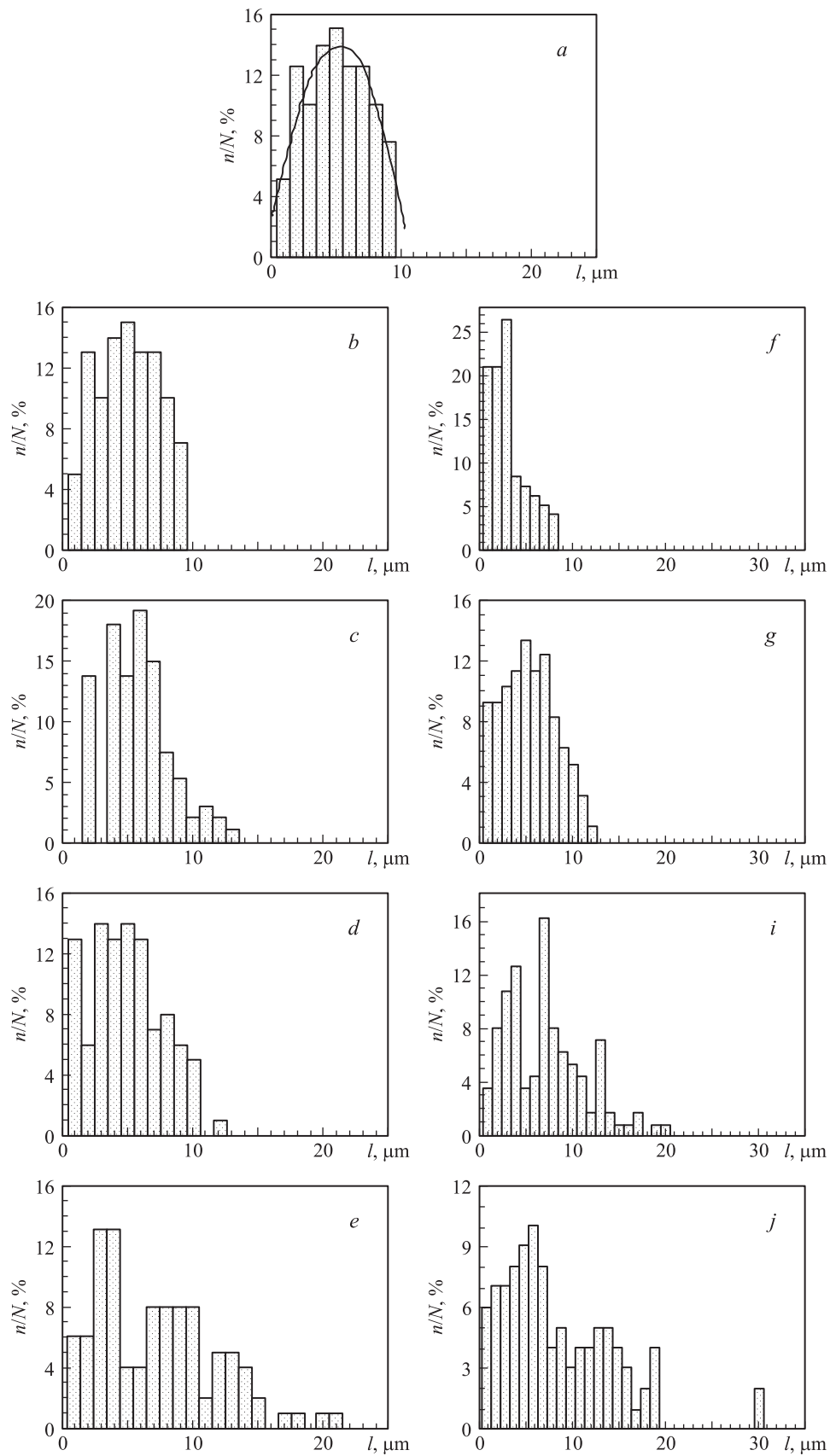
Известно, что дислокации, находящиеся в полупроводниковом кристалле, являются электрически активными и способны оказывать существенное влияние на электрофизические параметры кристалла [1,2]. В результате взаимодействия дислокаций с атомами примеси легированных полупроводников вблизи ядра дислокаций образуются примесные атмосферы [3,4], влияющие на поведение структурных дефектов при действии различных возмущающих полей. В связи с этим одной из интереснейших задач является исследование влияния магнитного поля на электростимулированный транспорт дислокаций. В настоящее время эта проблема интенсивно изучается на ионных кристаллах [5–10]. Однако существует некоторый информационный пробел, касающийся магнитостимулированного поведения линейных дефектов в элементарных полупроводниках, содержащих примесные атомы.

При экспериментальном исследовании этой проблемы использовались легированные фосфором образцы бездислокационного монокристаллического кремния с ориентацией [111] ( $N_d = 5 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ). Ввод дислокаций осуществлялся путем пластической деформации кремния ( $4 \cdot 10^{-2} \times 1 \cdot 10^{-2} \times 4 \cdot 10^{-4} \text{ м}$ ) по трехточечной схеме нагружения со стрелой прогиба 1 мм при температуре 1273 К в течение 25 мин. Выявление дислокаций осуществлялось по ямкам травления, образующимся после выдержки деформированных образцов в растворе  $\text{HNO}_3 : \text{HF} : \text{CH}_3\text{COOH}$  (ледяная) = 5:3:3 (по объему) в течение 35 с. Средняя плотность введенных дислокаций  $\rho$  составляла  $10^9 \text{ м}^{-2}$ . Как показано ранее [11], подобный изгиб активизирует преимущественно красные дислокации.

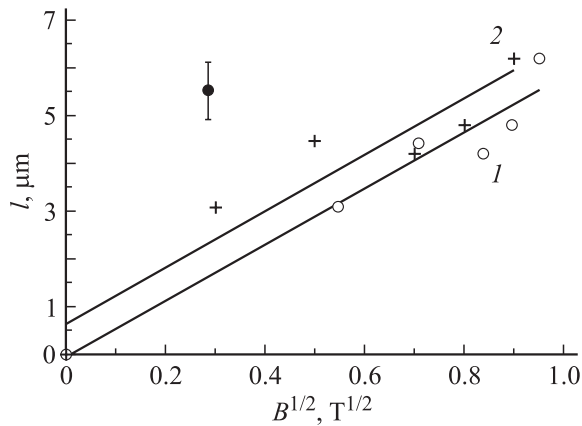
При проведении опытов каждый образец подвергался одновременному воздействию постоянного электрического тока<sup>1</sup>  $j = 3 \cdot 10^5 \text{ А/м}^2$ , протекающего вдоль направления [110], и постоянного магнитного поля (до 1 Т). При этом вектор магнитной индукции лежал в плоскости образца и был перпендикулярен направлению тока. Оценка подвижности дислокаций при одновременном действии электрического и магнитного полей осуществлялась путем измерения их пробега стандартным методом двойного химического травления. Положение ямок травления до и после опыта определялось с помощью микроскопа МИИ-4 при увеличении  $\times 450$ .

По данным измерений были построены гистограммы пробега дислокаций  $n/N(l)$ , где  $n$  — число перемещающихся дислокаций на расстояние  $l$ ,  $N$  — полное число зарегистрированных дефектов (рис. 1, 2). Обработка полученной зависимости среднего статистического пробега  $l$  от индукции  $B$  методом регрессионного анализа показала, что наименьшая дисперсия реализуется для зависимости  $l \approx f(\sqrt{B})$ . Установлено (рис. 3), что при плотности тока  $3 \cdot 10^5 \text{ А/м}^2$  магнитное поле  $B = 1 \text{ Т}$  почти в 40 раз увеличивает скорость электростимулированного перемещения дислокаций в кремнии. Причиной наблюдаемого эффекта является изменение тормозящей способности примесных стопоров, удерживающих дислокацию в состоянии равновесия. Действительно, дефектная область вблизи ядра дислокации по электрическим и магнитным свойствам резко отличается от невозмущенных областей кристалла. Это подтверждается не только литературными данными [12], но

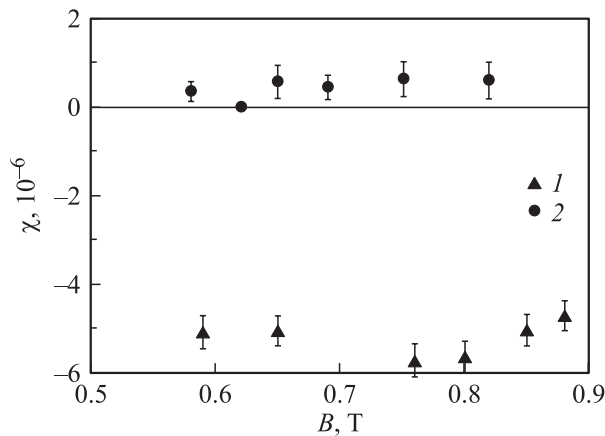
<sup>1</sup> Протекание электрического тока сопровождалось нагревом образца до 323 К.



**Рис. 1.** Гистограммы распределения дислокаций по длинам пробегов после электроотжига ( $j = 3 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$ ,  $T = 380 \text{ K}$ ) образцов монокремния  $n$ -типа ( $0.01 \Omega \cdot \text{cm}$ ). *a* — электроотжиг в течение 48 h без магнитной обработки (сплошная линия — нормальное распределение дислокационных пробегов); *b–j* — электроотжиг в магнитном поле  $B = 0.3$  (*b,f*),  $0.5$  (*c,g*),  $0.8$  (*d,i*) и  $1 \text{ T}$  (*e,j*) в течение 60 (*b–e*) и 120 min (*f–j*).



**Рис. 2.** Полевая зависимость дислокационных пробегов при электротранспорте дислокаций в магнитном поле в донорном кремнии ( $j = 3 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$ ,  $T = 380 \text{ K}$ ). Электроотжиг в течение 60 (1) и 120 мин (2).



**Рис. 3.** Полевая зависимость магнитной восприимчивости донорного кремния  $n$ -типа ( $N_d = 6 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ ).  $\rho = 0$  (1) и  $10^9 \text{ m}^{-2}$  (2).

и представленными здесь экспериментами по измерению магнитной восприимчивости  $\chi$  образцов до и после введения в них дислокаций.

Измерение магнитной восприимчивости проводилось силометрическим методом Гуи [13] по силе  $F$ , действующей на образец в магнитном поле. Величина магнитной восприимчивости исследуемого образца рассчитывалась с помощью выражения

$$\chi = 2F\mu_0 / [s(B_2^2 - B_1^2)],$$

где  $B_1$  и  $B_2$  — значения индукции магнитного поля в точках пространства, в которых находятся концы образца,  $s$  — площадь его торца.

При соблюдении условия  $B_1 \ll B_2$  и пренебрежимо малом влиянии магнитного поля Земли с достаточной степенью точности можно считать, что

$$\chi = 2F\mu_0 / [sB^2].$$

В результате проведенных измерений было обнаружено, что введение в образец большого количества дислокаций ( $\sim 10^9 \text{ m}^{-2}$ ) существенно влияет на его магнитные характеристики, а наблюдаемое изменение магнитной восприимчивости  $\Delta\chi = 5.5 \cdot 10^{-6}$  носит парамагнитный характер (рис. 4).

Очевидно, магнитная восприимчивость легированного кремния определяется следующими основными составляющими:

$$\chi = \chi_{\text{Si}} + \chi_p + \chi_e + \chi_{\text{def}},$$

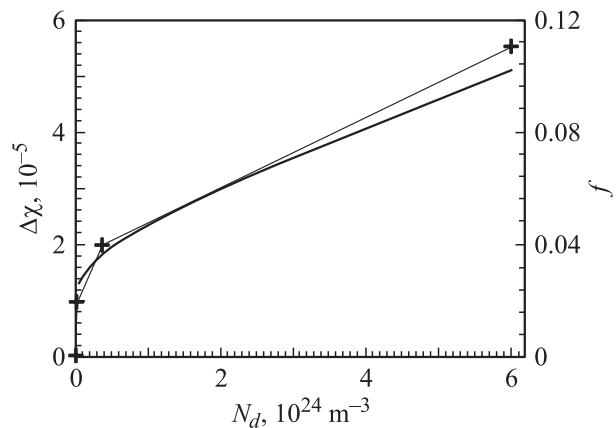
где  $\chi_{\text{Si}}$  и  $\chi_p$  — атомные восприимчивости чистого кремния и примеси соответственно,  $\chi_e$  и  $\chi_{\text{def}}$  — электронная и структурная [12] составляющие магнитной восприимчивости соответственно.

Введение дислокаций перераспределяет примеси в кристалле. Вокруг дислокационного ядра возникает область с сильно нарушенной регулярностью, приводящей к перераспределению носителей заряда между зоной проводимости, донорным и дислокационным уровнями. Для оценки степени этого перераспределения определим коэффициент заполнения оборванных связей дислокации электронами [14]

$$f = \frac{a\epsilon_0\epsilon E_t}{3e^2} \ln^{-1} \left( \frac{0.163\epsilon_0\epsilon E_t}{e^2 N_d^{1/3}} \right) = 0.12,$$

где  $a$  — постоянная решетки ( $m$ );  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная ( $\text{F/m}$ );  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость;  $E_t = 0.4 \text{ eV}$  — дислокационный уровень в запрещенной зоне;  $e$  — элементарный заряд ( $\text{C}$ ).

При используемых плотностях дислокаций заполнение их электронами не является доминирующим механизмом, приводящим к изменению магнитной восприимчивости. Очевидно, повышенная магнитная восприимчивость материала в объеме дислокационной трубки обусловлена близко расположенными примесными магнитными центрами, связанными сильным обменным



**Рис. 4.** Концентрационная зависимость изменения магнитной восприимчивости дислокационного кремния  $n$ -типа (тонкая линия) и коэффициента заполнения оборванных связей дислокации электронами  $f$  (жирная линия). Средняя плотность дислокаций в образцах  $10^9 \text{ m}^{-2}$ .

взаимодействием, способным образовывать новые кластеры, обладающие повышенным магнитным моментом. Область вблизи ядра дислокации является системой, в которой элементарными носителями магнетизма являются уже не отдельные парамагнитные ионы, а коллектив, содержащий  $10^6$ – $10^9$  атомов. Такие кластеры ведут себя подобно парамагнитным включениям, растворенным в диамагнитной матрице [14].

Изменение магнитной восприимчивости, вызванное введением дислокаций, проявляется сильнее в образцах с большей концентрацией примеси. Так, например, при содержании фосфора  $3 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$  изменение магнитной восприимчивости не фиксируется. По мере увеличения концентрации легирующей примеси парамагнитный вклад дислокационных областей становится все более ощутимым, достигая  $1.9 \cdot 10^{-5}$  при уровне легирования образца  $6 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$  (рис. 4).

Другой причиной повышенного парамагнетизма может служить нескомпенсированный электронный спин, локализованный на оборванных связях в пределах каждой элементарной ячейки ядра дислокации. Этот спиновый момент испытывает ориентирующее воздействие внешнего магнитного поля, благодаря которому в кристалле создается антипараллельная полю намагниченность. С ростом  $N_d$  число неспаренных электронов на оборванных связях снижается. Это усиливает сдвиг восприимчивости деформированного образца в сторону парамагнетизма. В области слабых магнитных полей величина этой намагниченности составляет

$$J = \chi H = \chi \frac{B}{\mu_0} = 4.38B.$$

Характерно, что магнитная восприимчивость  $\chi$  в пределах разупорядоченной области ядра дислокации может сильно превышать среднее по объему значение [15,16]. Локальная повышенная намагниченность материала может привести к изменению энергии в области ядра дислокации. При  $B = 1 \text{ Т}$  плотность энергии магнитного поля составляет  $\omega = 4 \cdot 10^5 \text{ Дж/м}^3$ . Учитывая длину дислокации  $\sim 0.01 \text{ м}$  и радиус дислокационной трубки порядка  $2 \text{ нм}$ , получим, что энергия магнитного поля, локализованного в области ядра дислокации, равна  $W = \omega \pi r^2 L = 5 \cdot 10^{-14} \text{ Дж}$ , а в районе одной оборванной связи —  $5 \cdot 10^{-21} \text{ Дж}$ . Очевидно, величина  $W$  слишком мала, чтобы снизить барьер Пайерлса, однако она может оказаться достаточной для включения ранее запрещенных переходов в системе ядро дислокации–стопор. Вероятность распада структурной связи, удерживающей дислокацию, зависит от мультиплетности образующей ее электронной пары, т.е. от поляризации спиновой цепочки ядро дислокации — стопор. Магнитное поле порождает эволюцию спинового состояния в системе дислокация–парамагнитный центр, завершающуюся снятием запрета на определенный электронный переход. В результате последнего происходит изменение конфигурации ковалентных связей в зоне ядра дислокации,

Полевая зависимость скорости электротранспорта и эффективного заряда дислокации (направление движения к аноду)

$B, \text{ Т}$	$V, \text{ м/с}$	$z_{\text{eff}}, 1/\text{atom}$	$\mu_e, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$
0	$5 \cdot 10^{-11}$	0.002	$2.1 \cdot 10^{-13}$
0.3	$6.4 \cdot 10^{-11}$	0.015	$2.7 \cdot 10^{-12}$
0.5	$9.8 \cdot 10^{-10}$	0.019	$4.1 \cdot 10^{-12}$
0.8	$1.3 \cdot 10^{-9}$	0.02	$5.1 \cdot 10^{-12}$
1.0	$1.5 \cdot 10^{-9}$	0.021	$6.3 \cdot 10^{-12}$

которое приводит к увеличению вероятности открепления дислокации от стопора и смещению ее в поле внутренних напряжений кристалла. При этом полная энергия системы остается практически неизменной. Подобные эффекты обусловлены спиновой селективностью рассматриваемых переходов и реакций структурных дефектов.

Количественно степень влияния магнитного поля на способность дислокации сместиться из положения равновесия под действием протекающего в образце тока оценивалась нами через величину эффективного заряда дислокации  $eZ_{\text{eff}}$ , характеризующего как силы электростатического взаимодействия, так и эффект увлечения дислокаций носителями заряда.

Результирующая сила, определяющая движение линейного дефекта со скоростью  $v$ , описывается выражением [17]

$$F = Z_{\text{eff}} N_{\text{at}} e E - \frac{\pi c_0 \gamma L}{2 D_d k T} v \ln \frac{v r_0}{D_d}, \quad (1)$$

где  $L$  — длина дислокации,  $D_d$  — коэффициент диффузии атомов в атмосфере Коттрелла,  $c_0$  — равновесная концентрация примеси в бездефектной области кристалла,  $\gamma$  — размерная константа,  $v$  — скорость движения дислокации,  $N_{\text{at}}$  — число атомов на линии дислокации,  $eZ_{\text{eff}}$  — эффективный заряд дислокации,  $r_0$  — характерный размер примесной атмосферы,  $E$  — напряженность электрического поля в образце.

С другой стороны, скорость перемещения дислокаций при наличии постоянной силы  $F$  описывается известным уравнением

$$v = \frac{D_d}{kT} F. \quad (2)$$

Сопоставив (1) и (2) и используя экспериментальные значения  $D_d = 3.2 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $r_0 = 2 \cdot 10^{-9} \text{ м}$  [12],  $L = 0.01 \text{ м}$ ,  $\gamma = 10^{-63} (\text{ Дж} \cdot \text{ м})^2$  и  $N_d = 10^{24} \text{ м}^{-3}$ , нетрудно определить значение  $Z_{\text{eff}}$  и электрической подвижности дислокаций при разных величинах индукции магнитного поля (см. таблицу).

При протекании электрического тока через кристалл дислокация или ее фрагмент смещаются из равновесного в соседнее метастабильное состояние с диффузионным увлечением атомов примеси к ее новому положению в направлении положительного электрода. Контролирующей стадией процесса движения системы

дислокация–примесное облако является диффузия атомов примеси [17]. При этом распределение дислокаций по пробегам является гауссовым [17].

Электростимулированное движение дислокаций в постоянном магнитном поле меняет характер распределения дислокаций по пробегам, приводят к появлению ярко выраженного „хвоста“ (рис. 1). Кроме того, при увеличении  $B$  на гистограммах наблюдается выделение некоторого количества дислокаций ( $\sim 2\%$ ), переместившихся на большее расстояние по сравнению с основной массой. Это указывает на наличие разнотипных дислокаций, участвующих в электротранспорте (например, с преобладанием краевой и винтовой компоненты), а также анизотропного воздействия на них постоянного магнитного поля.

Итак, в представленной работе проведено исследование магнитостимулированных электротранспортных процессов с участием дислокаций в кремнии при комнатной температуре. Обнаружено значительное увеличение подвижности линейных дефектов при электроотжиге ( $3 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$ ) образцов в постоянном магнитном поле (1 Т). Измерена магнитная восприимчивость дислокационных и бездислокационных образцов. Отмечено сильное влияние нарушенных областей на магнитные свойства кристалла.

## Список литературы

- [1] Т. Судзуки, Х. Есинага, С. Такеути. Динамика дислокаций и ползучесть. Мир, М. (1989). 286 с.
- [2] В.Б. Шикин, Ю.В. Шикина. УФН **165**, 8, 887 (1995).
- [3] Дж. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Атомиздат, М. (1972). 600 с.
- [4] Н.К. Нечволод. Ползучесть кристаллических тел при низких температурах. Вища шк., Киев (1980). 626 с.
- [5] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. ЖЭТФ **115**, 2, 605 (1999).
- [6] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, О.Л. Казакова. ЖЭТФ **111**, 2, 615 (1997).
- [7] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. ФТТ **40**, 11, 2065 (1998).
- [8] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. ФТТ **39**, 4, 630 (1997).
- [9] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. Письма в ЖЭТФ **58**, 3, 189 (1993).
- [10] А.А. Урусовская, В.И. Альшиц, Н.Н. Беккауэр. ФТТ **42**, 2, 267 (2000).
- [11] А.А. Скворцов, А.М. Орлов, А.А. Соловьев. ФТТ **43**, 4, 616 (2001).
- [12] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). 1032 с.
- [13] В.Г. Антонов, Л.М. Петров, А.П. Щелкин. Средства измерений магнитных параметров материалов. Энергоатомиздат, Л. (1986). 215 с.
- [14] И.В. Александров. Теория магнитной релаксации. Наука, М. (1975). 400 с.
- [15] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, Т.М. Перекалина. ФТТ **29**, 2, 467 (1987).
- [16] P.C. Tripathy, T.N. Sahu. Semicond. Sci. Technol. **10**, 4, 447 (1995).
- [17] А.А. Скворцов, А.М. Орлов, В.А. Фролов, А.А. Соловьев. ФТТ **42**, 11, 1998 (2000).