

КЛАССИЧЕСКИЕ И КВАНТОВЫЕ ПЕРКОЛЯЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ И УПРАВЛЕНИЕ ИМИ В ЭВТЕКТИЧЕСКИХ КОМПОЗИЦИЯХ ПОЛУПРОВОДНИК – СВЕРХПРОВОДНИК

Г. И. Исаков*

*Институт физики Национальной академии наук Азербайджана
Az-1143, Баку, Азербайджан*

Поступила в редакцию 22 декабря 2003 г.

Экспериментальные исследования проводимости гетерогенных систем традиционно интерпретировались теорией перколяционных явлений, учитывающей относительную пороговую объемную долю ($\eta_c \approx 0.16$) высокопроводящей фазы. Настоящая работа посвящена исследованию проводимости эвтектических композиций полупроводник – нормальный металл при $T > T_c$ (классический предел) и полупроводник – сверхпроводник при $T < T_c$ (квантовый предел), полученных при различных скоростях выращивания материалов, где частицы металла в матрице полупроводника формируются в виде ориентированных нитевидных кристаллов. Предложены пространственные и энергетические модели дискретных, конечных и бесконечных кластеров, хорошо объясняющие классические и квантовые перколяционные проводимости. Установлено, что в зависимости от скорости выращивания эвтектических композиций классические и квантовые перколяционные проводимости в них могут проявляться при произвольном пороге протекания η_p ($0 < \eta_p \leq \eta_c$). Показано, что в зависимости от скорости выращивания композиции плотность нитевидных кристаллов, расстояния между ними, их диаметры, критическая плотность сверхтока в расчете на один нитевидный кристалл — величины управляемые.

PACS: 74.25.Fy, 74.50.+r, 74.81.Bd

1. ВВЕДЕНИЕ

Определение механизмов классических и квантовых явлений и управление ими в диэлектриках (I), полупроводниках (Sm), нормальных металлах (N) и сверхпроводниках (S), а также их композиционных структурах I_1-I_2 ; I-Sm; I-N; I-S; Sm_1-Sm_2 ; Sm-N; Sm-S; N_1-N_2 ; N-S; S_1-S_2 , являются фундаментальными проблемами современной экспериментальной, теоретической и прикладной физики.

В работах [1, 2] нами установлены механизмы и возможности управления классическими кинетическими явлениями, такими как теплопроводность, обусловленная изменением фононных процессов, и тензометрический эффект, обусловленный изменением электронных процессов в эвтектических композициях полупроводник – нормальный металл. Нами также показано, что эвтектические композиции полупроводник – нормальный металл являются хорошими моделями неоднородных гомогенных компен-

сированных полупроводников [3]. Особенности крупномасштабного рельефа в этих материалах зависят от морфологии эвтектических композиций, от степени легирования и компенсации их полупроводниковой матрицы. Нами установлено, что электропроводность, эффект Холла, термоэдс, теплопроводность и др. классические физические эффекты проявляют сильную анизотропию в эвтектических композициях полупроводник – нормальный металл [4–9]. В этих композициях при различных взаимных направлениях электрического тока, теплового потока, магнитного поля и направления металлических цилиндров, эллипсоидов, пластинок и стержней других форм управляема и сильно изменяется анизотропия классических физических эффектов, что обусловлено изменениями в электронных и фононных подсистемах.

В последние годы уделяется внимание исследованию квантовых явлений в симметричных бикристаллических джозефсоновских ВТСП-переходах и зависимости их электрофизических свойств от угла разориентации [10–12].

*E-mail: gudrat@physics.ab.az

Данные о скорости роста (v) эвтектической композиции GaSb–V₂Ga₅, плотности нитевидных кристаллов (n), их диаметров (d), микропестиков (d'), расстояний между ними (R) и критической плотности тока (I) в расчете на один бесконечный нитевидный кристалл

№ композиции	v , см/ч	n , 10^4 мм ⁻²	d , мкм	d' , мкм	R , мкм	I , А/см ²
1	0.85	0.4	6	1–1.5	8	10^5
2	2.8	1.2	3	0.7–1	6	10^4
3	7	2	2	0.5–0.6	4–5	10^3
4	22	6	1	0.3–0.4	3–4	$(3–4) \cdot 10^2$
5	70	10–20	0.3–0.5	0.1–0.2	1–3	$(1–2) \cdot 10^2$
6	200	–	–	–	–	–

Среди многочисленных джозефсоновских переходов особое место занимают контакты типа сверхпроводник – полупроводник – сверхпроводник (S–Sm–S). Это прежде всего связано с возможностью управления параметрами полупроводниковой прослойки путем легирования, воздействием внешних электрических и магнитных полей [13–18].

В нашей работе [19] сообщалось об обнаружении квантовых явлений сверхпроводимости и эффекта Джозефсона в эвтектической композиции полупроводник – сверхпроводник. В работе [20] нами показано, что в зависимости от угла между направлением электрического тока и сверхпроводящих нитевидных кристаллов (вискеров) управляема сверхпроводимость эвтектики полупроводник – сверхпроводник.

С учетом изложенного выше настоящая работа посвящена исследованию эвтектических композиций GaSb–V₂Ga₅, полученных при различных скоростях выращивания в нормальных и сверхпроводящих состояниях. В работе приводятся оригинальные результаты по механизму и по управлению классическими и квантовыми перколяционными явлениями в эвтектических композициях выше и ниже температуры сверхпроводящего перехода.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Вертикальным методом Бриджмена при различных скоростях движения фронта кристаллизации ($v = 0.85; 2.8; 7; 22; 70; 200$ см/ч) были получены эвтектические композиции GaSb–V₂Ga₅. Получение эвтектик при различных скоростях роста интересно тем, что изменение скорости роста может повлиять

на морфологию эвтектик и геометрические размеры металлических нитевидных кристаллов. Зависимость расстояния между нитевидными кристаллами R от скорости кристаллизации эвтектики выражается формулой [21]

$$R^2 v = \text{const}. \quad (1)$$

Данные о плотности нитевидных кристаллов, их размеров и расстояний между ними при различных скоростях движения фронта кристаллизации представлены в таблице.

Морфологические исследования образцов проводились на микроскопе МИМ-8М и электронном микроскопе. На рис. 1а представлена снятая на микроскопе МИМ-8М микрофотография (с увеличением в 200 раз) поверхности эвтектической композиции GaSb–V₂Ga₅, параллельной направлению роста ($v = 7$ см/ч). Из рисунка видно, что металлическая фаза V₂Ga₅ в матрице GaSb формируется в виде нитевидных кристаллов, ориентированных преимущественно по направлению движения фронта кристаллизации.

На рис. 1а видно, что имеет место некоторое нарушение плотности металлических нитевидных кристаллов, имеются также некоторые пустые области. Нарушение регулярности роста эвтектической композиции GaSb–V₂Ga₅ четко наблюдается также при исследовании поверхности электронным микроскопом. На рис. 1б представлен электронно-микроскопический снимок поверхности эвтектической композиции вдоль направления роста металлических нитевидных кристаллов при $v = 7$ см/ч. На рис. 1б изображены три нитевидных кристалла. Один из них находится в нижнем левом углу, вто-

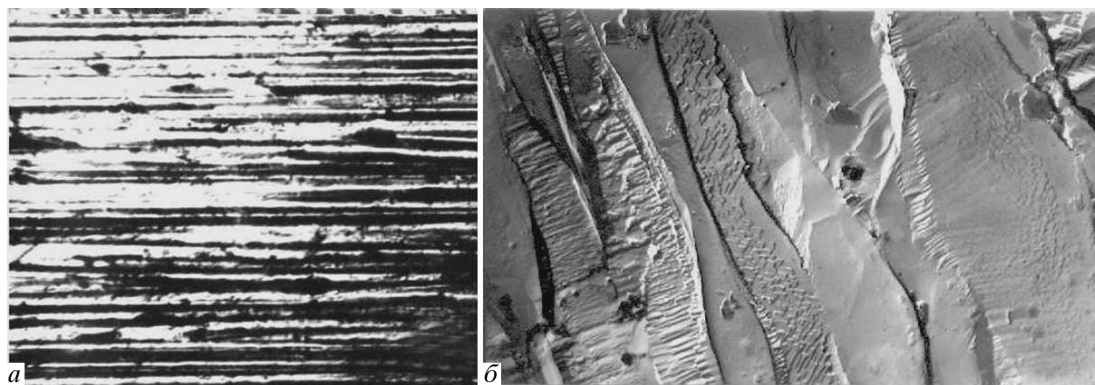


Рис. 1. Микрофотографии поверхности эвтектической композиции $\text{GaSb-V}_2\text{Ga}_5$ параллельно нитевидным кристаллам, полученной при скорости кристаллизации $v = 7$ см/ч: *a* — увеличение в 200 раз, *б* — увеличение в 3000 раз

рой — ближе к середине, третий — в правом верхнем углу микрофотографии. На рисунке видно, что нитевидные кристаллы растут нерегулярно. Они искривляются, происходит уменьшение диаметра. На правой стороне среднего нитевидного кристалла видна пустая искривленная канавка, где раньше был расположен полностью протравленный металлический нитевидный кристалл при обработке поверхности травителем. Явно видно, что диаметр пустой канавки также не везде одинаков. Рисунок 1*б* снимался с увеличением в 3000 раз. В области сужения диаметр металлического нитевидного кристалла составляет примерно 0.5 мкм. Нарушение регулярности эвтектического роста и появление областей с сужением на нитевидных кристаллах ответственны за эффект Джозефсона [19] в этой композиции. Отметим, что сверхпроводящая фаза V_2Ga_5 составляет 4.4 об. % эвтектической композиции $\text{GaSb-V}_2\text{Ga}_5$.

Из эвтектических композиций, полученных при различных скоростях роста, были вырезаны две серии образцов в форме длинного прямоугольного параллелепипеда (рис. 2): *a*) направление высоты h параллелепипеда было параллельно направлению роста композиции X (или же направлению нитевидных кристаллов X) $h \parallel X$; *б*) $h \perp X$. Проводились измерения удельных сопротивлений ρ образцов в интервале температур 2–300 К. В образцах серии $h \parallel X$ направление электрического тока I , пропущенного через образец, было параллельно направлению нитевидных кристаллов X ($I \parallel X$). При $h \perp X$ имеем $I \perp X$.

На рис. 3 представлены температурные зависимости удельных сопротивлений ρ_{\parallel} образцов, полученных при различных скоростях роста v , при $I \parallel X$. На рисунке видно, что при $T = 300$ К удельные со-

противления ρ_{\parallel} образцов за исключением образца *б* близки. С уменьшением температуры кривые $\rho_{\parallel}(T)$ расходятся и ниже $T \leq 200$ К удельные сопротивления образцов резко различаются. Видно, что температурные зависимости удельных сопротивлений образцов $\rho_{\parallel}(T)$ во всем температурном интервале имеют металлический характер. Однако с увеличением скорости роста уменьшается резкость кривых 1–5. Кривая *б* во всем исследованном интервале проявляет слабый металлический характер.

На рис. 3 видно, что все исследованные образцы ниже $T \leq 5.5$ К переходят в сверхпроводящее состояние. Таким образом при $I \parallel X$ можно написать следующие неравенства для v и ρ_{\parallel} (при одинаковых температурах):

$$v_1 < v_2 < \dots < v_6, \quad (2)$$

$$\rho_{\parallel 1} < \rho_{\parallel 2} < \dots < \rho_{\parallel 5} \ll \rho_{\parallel 6}. \quad (3)$$

На рис. 4 представлены температурные зависимости удельных сопротивлений ρ_{\perp} образцов, полученных при различных скоростях роста v , при $I \perp X$. На рисунке видно, что и в этом случае вблизи $T = 300$ К удельные сопротивления ρ_{\perp} образцов близки. С уменьшением температуры кривые $\rho_{\perp}(T)$ расходятся. Температурные зависимости удельных сопротивлений композиций ρ_{\perp} , за исключением кривой *б* носят полупроводниковый характер. Однако с увеличением скорости роста полупроводниковые ходы ослабевают. В композиции *б* в температурном интервале 300–3.8 К значение ρ_{\perp} почти не изменяется. Таким образом, при $I \perp X$ можно написать

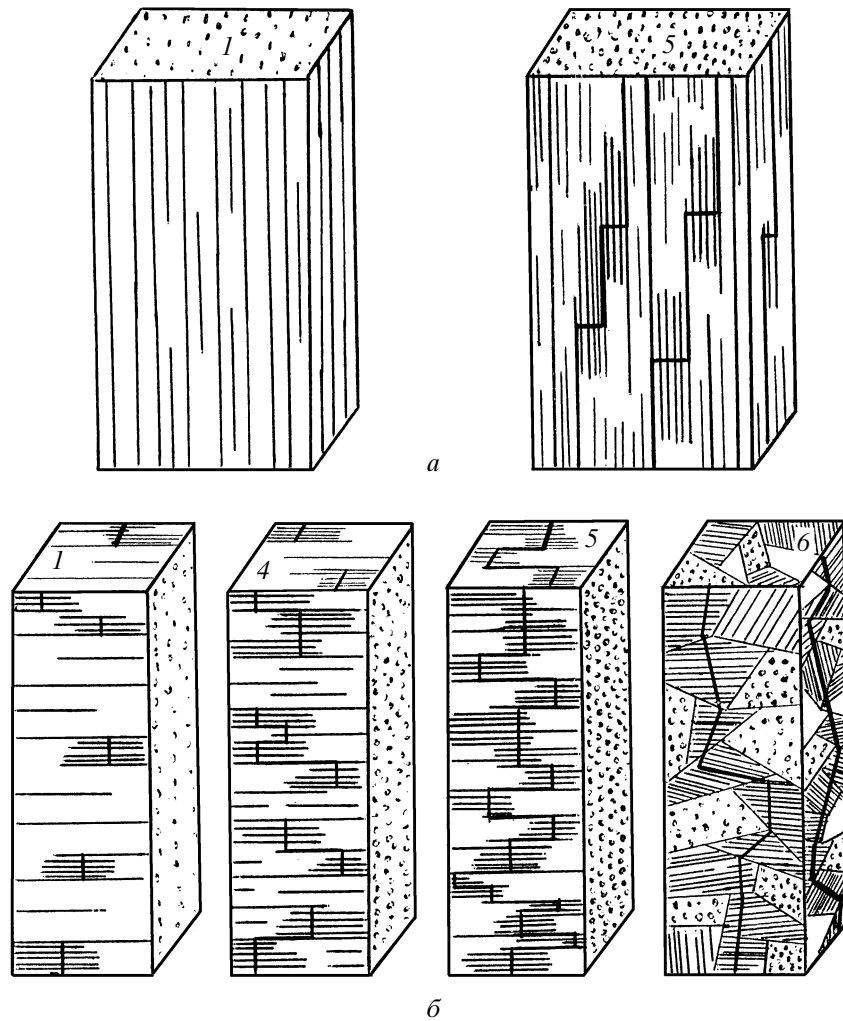


Рис. 2. Схематические модели эвтектических композиций, полученных при различных скоростях выращивания v ; а) $I \parallel X$ ($1 - v = 0.85$ см/ч; $5 - v = 70$ см/ч), б) ($1 - v = 0.85$ см/ч; $4 - v = 22$ см/ч; $5 - v = 70$ см/ч; $6 - v = 200$ см/ч). На всех рисунках номера композиций (или кривых) соответствуют номерам в таблице

следующие неравенства для v и ρ_{\perp} (при одинаковых температурах):

$$\begin{aligned} v_1 < v_2 < \dots < v_6, \\ \rho_{\perp 1} > \rho_{\perp 2} > \dots > \rho_{\perp 6}. \end{aligned} \tag{4}$$

На рис. 4 также видно, что ниже $T = 4.1$ К ход кривых $\rho_{\perp}(T)$ для композиций 1 и 2 сильно изменятся. В композициях 3 и 4 вблизи 4.1 К наблюдаются резкие падения удельных сопротивлений с дальнейшим изменением хода $\rho_{\perp}(T)$. В образцах 5 и 6 ниже $T = 4.1$ К происходит переход в сверхпроводящее состояние.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Следует отметить, что диаметры нитевидных кристаллов не везде одинаковы (рис. 1б). В области сужения нитевидных кристаллов среднестатистический диаметр d' порядка длины когерентности ($d' \approx 10^{-4} - 10^{-5}$ см). Поэтому каждый нитевидный кристалл эвтектической композиции представляет собой последовательно соединенные микромостики переменной толщины. В нашей работе [19] было показано, что при параллельности электрического тока I к сверхпроводящим нитевидным кристаллам X ($I \parallel X$) наблюдается эффект Джозефсона. Поэтому эти микромостики переменной толщины представляют собой джозефсоновские слабые связи. Каждый

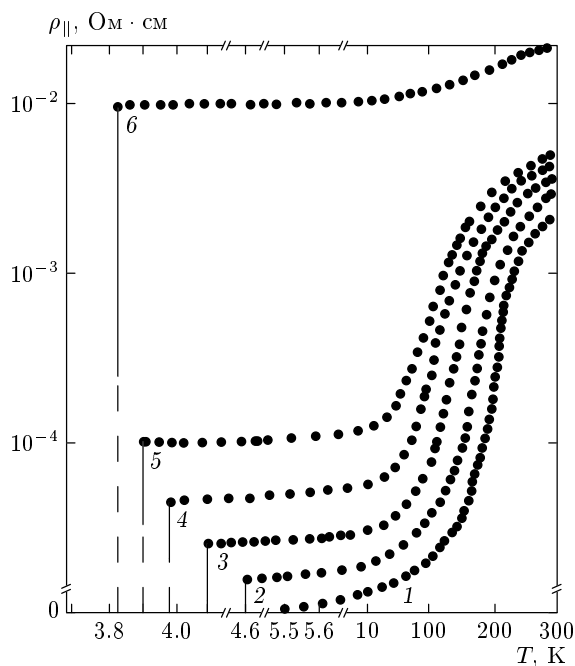


Рис. 3. Температурные зависимости удельных сопротивлений ρ_{\parallel} эвтектических композиций при различных скоростях роста v ($I \parallel X$)

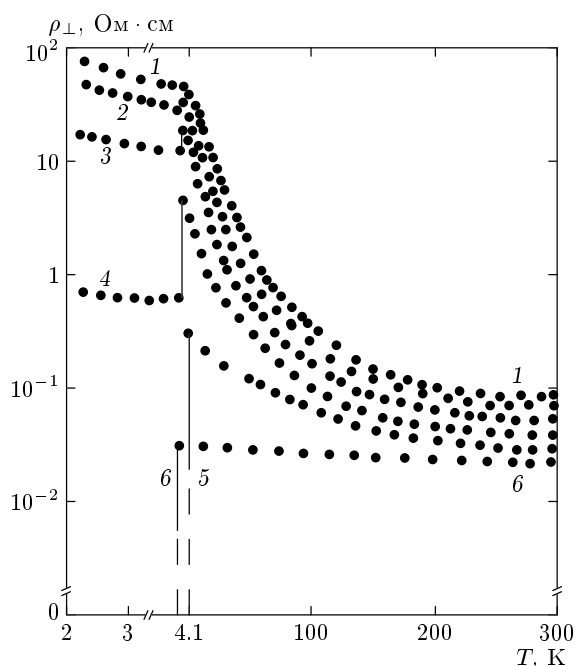


Рис. 4. Температурные зависимости удельных сопротивлений ρ_{\perp} эвтектических композиций, полученных при различных скоростях роста v ($I \perp X$)

нитевидный кристалл эвтектической композиции состоит из цепочки S-S'-S-S'-S . . . (рис. 2a (1)), где S — сверхпроводящий нитевидный кристалл (или же сверхпроводящий берег), S' — джозефсоновский микромостик переменной толщины (или джозефсоновская слабая связь).

Металлографические исследования поверхности полученных композиций показали, что с увеличением скорости выращивания v эвтектической композиции, уменьшаются число нитевидных кристаллов, пронизывающих композиции, а также длины многих других нитевидных кристаллов. Однако рядом с обрывающимися нитевидными кристаллами наблюдается рост новых. Слабые связи между этими нитевидными кристаллами осуществляются через джозефсоновские контакты типа сверхпроводник-полупроводник-сверхпроводник (S-Sm-S). Поэтому в направлении $I \parallel X$ сверхпроводимость осуществляется двумя типами цепочек, пронизывающих образец: S-S'-S-S'-S . . . и S-S'-S-Sm-S-S'-S . . . (рис. 2a (5)). В дальнейшем эти цепочки будем называть бесконечными кластерами. Оба типа бесконечных кластеров в случае $I \parallel X$ соединены между собою параллельно. При малых скоростях роста выращивания композиции в сверхпроводимости доминируют джозефсоновские бесконечные кластеры типа S-S'-S-S'-S . . . С увеличением скорости выращивания композиции уменьшается число цепочек S-S'-S-S'-S . . . , начинает расти также вклад сверхпроводящего кластера типа S-S'-S-Sm-S-S'-S . . .

Отметим, что бесконечные кластеры типа S-S'-S-Sm-S-S'-S . . . из-за присутствия полупроводниковой прослойки Sm являются более слабосвязанными, чем бесконечные кластеры типа S-S'-S-S'-S . . . Поэтому при параллельности электрического тока I нитевидным кристаллам X ($I \parallel X$), за исключением скорости выращивания $v = 200$ см/ч, в сверхпроводимости доминируют бесконечные кластеры типа S-S'-S-S'-S . . . Исследования поверхности композиции, выращенной при скорости $v = 200$ см/ч, показали, что ориентационные соотношения между матрицей и вискерами сильно нарушаются (рис. 2b (б)). Поэтому удельное сопротивление ρ_{\parallel} этой композиции при низких температурах на 2-3 порядка выше, чем ρ_{\parallel} остальных композиций.

При $I \parallel X$ выше температуры сверхпроводящего перехода T_c бесконечные кластеры S-S'-S-S'-S . . . , S-S'-S-Sm-S-S'-S . . . превращаются в кластеры N-N'-N-N'-N . . . , N-N'-N-Sm-N-N'-N . . . , где N — нормальный металл, N' — сужение нормального ме-

талла, Sm — полупроводниковая прослойка между нормальными металлами. При малых скоростях выращивания композиции число бесконечных кластеров, состоящих из цепочки N–N'–N–N'–N ... , гораздо больше (рис. 2а (1)), чем число бесконечных кластеров N–N'–N–Sm–N–N'–N С увеличением скорости выращивания композиции число бесконечных кластеров N–N'–N–N'–N ... уменьшается, растет вклад бесконечных кластеров N–N'–N–Sm–N–N'–N ... (рис. 2а (5)). Отметим, что сопротивление полупроводниковой прослойки (R_{Sm}) намного больше, чем сопротивление нормальных металлов (R_N), $R_{Sm} \gg R_N$. Поэтому удельные сопротивления ρ_{\parallel} с уменьшением скорости выращивания композиции уменьшаются (рис. 3). Температурные зависимости удельных сопротивлений композиций, полученных при малых скоростях роста, проявляют более крутые металлические ходы. Следует отметить, что при $I \parallel X$ нормальный электрический ток осуществляется параллельно соединенными бесконечными кластерами N–N'–N–N'–N ... и N–N'–N–Sm–N–N'–N С уменьшением скорости происходит также увеличение диаметров металлических, нитевидных кристаллов, а также диаметров металлических мостиков на нитевидных кристаллах (см. таблицу).

Таким образом, удельные сопротивления эвтектической композиции ρ_{\parallel} управляемы в зависимости от скорости выращивания эвтектической композиции.

На рис. 4 видно, что удельные сопротивления ρ_{\perp} эвтектической композиции при перпендикулярности электрического тока I к висерам X ($I \perp X$) также управляемы в зависимости от скорости выращивания эвтектической композиции. Полупроводниковый характер зависимостей удельных сопротивлений ρ_{\perp} связан с тем, что нормальный электрический ток проходит через контакты нормальный металл (N)–полупроводник (Sm)–нормальный металл (N) (N–Sm–N). При скоростях выращивания эвтектической композиции $v = 0.85\text{--}70$ см/ч образцы в основном состоят из цепочки N–Sm–N–Sm–N ... (рис. 2б (1–5)). За исключением образца 6 (рис. 2б (6)) все композиции проявляют полупроводниковый характер зависимостей (рис. 4). В композициях 1; 2 и 3; 4 ниже температуры $T = 4.1$ К изменение температурной зависимости или же резкое убывание ρ_{\perp} связано с переходом в сверхпроводящее состояние металлических нитевидных кристаллов и появлением в образце дискретных джозефсоновских переходов, состоящих из цепочки S–Sm–S–Sm–S

Ослабление полупроводникового хода удельного сопротивления ρ_{\perp} в композиции 5, его полное ис-

чезновение в композиции 6, а также переход обоих в сверхпроводящее состояние говорят о том, что в композициях появляются бесконечные кластеры, состоящие из джозефсоновских цепочек соответственно S–Sm–S–Sm–S ... ($v = 70$ см/ч), S–S'–S–Sm–S–Sm–S–S'–S ... ($v = 200$ см/ч). При скорости выращивания эвтектической композиции $v = 70$ см/ч среднестатистические расстояния между сверхпроводящими нитевидными кристаллами составляют 1–3 мкм (см. таблицу), что ближе к условию слабой связи в полупроводниках.

Обратная пропорциональность $\rho_{\perp} \propto f(1/v)$ обусловлена уменьшением толщины полупроводниковой прослойки Sm с увеличением скорости роста композиции. Поэтому при малых скоростях выращивания в композиции появляются дискретные каскады N–Sm–N–Sm–N

В экспериментальных и теоретических работах [22, 23] проводимости резко неоднородных сред объясняются перколяционными явлениями. По условию перколяционной проводимости относительный критический объем η_c высокопроводящей фазы должен превышать некоторую пороговую величину. Например, для изометрических зерен $\eta_c \approx 0.16$, для зерен других форм η_c может быть несколько ниже 0.16. Отметим, что пороговое значение η_c перколяционной проводимости рассматривалось как усредненное по всему объему материала. В этих работах не учитываются произвольные распределения по объему материала. Например, для направленно-кристаллизованных эвтектических композиций типа полупроводник–металл один бесконечный металлический нитевидный кристалл вполне достаточен для осуществления перколяционной проводимости при $I \parallel X$ как в квантовом ($T < T_c$), так и в классическом пределе ($T > T_c$). В этом случае пороговое значение η_c ближе к нулю. Следует отметить, что в композиции GaSb–V₂Ga₅ относительный объем нитевидных кристаллов V₂Ga₅ составляет $\eta_{c1} \approx 0.04$ и при $I \perp X$ выполняется условие $\eta_{c1} \ll \eta_c \approx 0.16$. Поэтому в зависимости от скорости выращивания эвтектической композиции пороговое значение η_c может появляться в дискретных, длинных конечных и «бесконечных» областях композиции (рис. 2, 3, 4). Такие особенности перколяционной проводимости пока не учитывались теорией.

Отметим, что механизмы туннелирования контактов типа S–Sm–S теоретически были рассмотрены в работах [13–15] для трех случаев: а) в невырожденном случае (при малых концентрациях носителей заряда в полупроводниковой прослойке Sm);

б) промежуточная концентрация; в) в вырожденном полупроводнике.

Когда полупроводник не вырожден, химический потенциал μ лежит значительно ниже дна зоны проводимости, а примесные уровни E_d разбросаны вблизи химического потенциала μ . Разброс примесных уровней может быть велик по сравнению с высотой барьера $V - \mu$. При этом предполагается, что величина щели, или же параметр порядка Δ , в полупроводнике равен нулю. В этом случае все свободные электроны уходят из полупроводника в сверхпроводники. Такие контакты ведут себя подобно контактам сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (SIS). В этом случае толщина изолятора составляет несколько десятков ангстрем. В нашем случае толщина полупроводникового слоя порядка одного микрона.

При сильном вырождении основным механизмом туннелирования является эффект близости и контакт ведет себя аналогично контакту сверхпроводник–нормальный металл–сверхпроводник (SNS). Толщина нормального металла в таких контактах может достигать несколько десятков тысяч ангстрем.

В нашем случае в контактах (S–Sm–S), в каскаде контактов (S–Sm–S–Sm–S . . .), в конечных и бесконечных кластерах (S–S'–Sm–S'–S . . .) толщина полупроводникового слоя одного порядка с толщиной нормального металла контакта SNS. Однако концентрация носителей в GaSb ($n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$) соответствует промежуточной концентрации [14]. В таких контактах появляется резонансное туннелирование куперовских пар. Благодаря резонансному туннелированию в случае невырожденного полупроводникового барьера толщина полупроводниковой прослойки Sm может на несколько порядков превысить толщину диэлектрического слоя в контактах SIS. В этом случае нет нужды в перекрытии волновых функций сверхпроводников.

Резонансное туннелирование электронов было рассмотрено также в работе [24] и было показано, что если энергия электрона находится вблизи примесных уровней, то в контакте становится возможным резонансное прохождение электронов по особым примесным конфигурациям. В работе [14] было установлено, что вероятность образования траектории со строго периодическим расположением примесей равна нулю и при возрастании концентрации примесей, до наступления вырождения, появляются резонансно-перколяционные траектории, по которым осуществляется резонансное туннелирование куперовских пар.

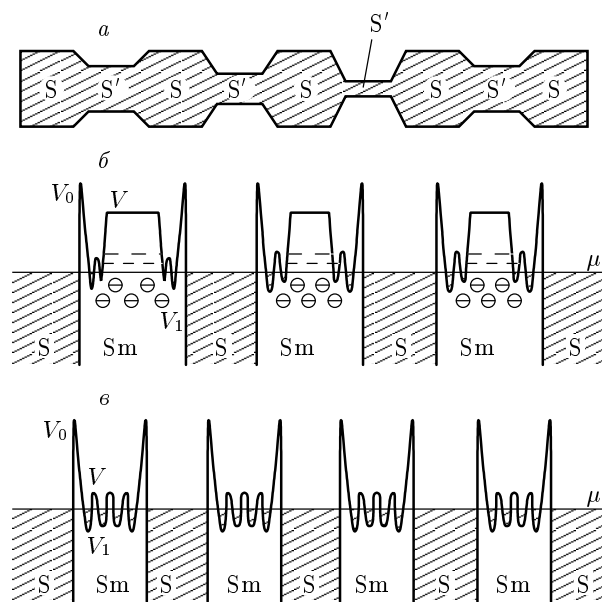


Рис. 5. Пространственные и энергетические модели кластеров. а) Кластер с микрополосками переменной толщины S–S'–S–S'–S . . . ; б) зонная структура кластера S–Sm–S–Sm–S . . . с толстыми полупроводниковыми прослойками Sm; в) зонная структура кластера S–Sm–S–Sm–S . . . с тонкими полупроводниковыми прослойками Sm

Нами было установлено, что в эвтектических композициях полупроводник–металл межфазная граница сильно неоднородна [3, 8] и многие особенности явлений переноса в этих материалах обусловлены межфазной границей. Поэтому межфазные границы в контактах S–Sm–S и N–Sm–N, их каскадах, конечных и бесконечных кластерах S–S'–S–Sm–S–Sm–S–S'–S . . . и N–N'–N–Sm–N–Sm–N–N'–N . . . также сильно неоднородны, и из-за различных флуктуационных эффектов при росте эвтектической композиции эти неоднородные области могут перекрываться. Перекрытие неоднородных областей между нитевидными кристаллами при $T < T_c$ ответственно за эффект Джозефсона. В неоднородных полупроводниках потолок валентной зоны и дно зоны проводимости модулируются. В этом случае образование примесной полосы и неоднородности межфазной границы приводит к повышению вероятности появления резонансно-перколяционных траекторий как для куперовских пар (при $T < T_c$), так и для одиночных электронов (при $T > T_c$). В контактах S–Sm–S и N–Sm–S, их каскадах и бесконечных кластерах в случае более толстых

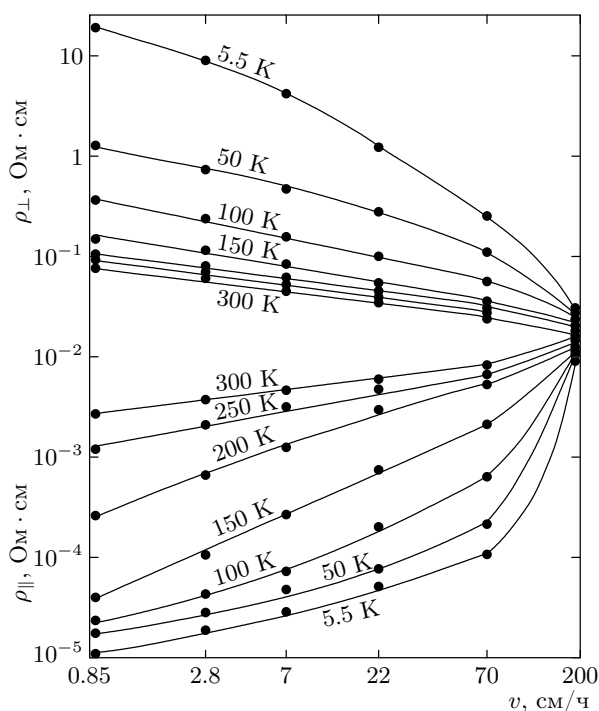


Рис. 6. Зависимости ρ_{\perp} и ρ_{\parallel} от скорости роста композиции v

полупроводниковых прослоек Sm дно зоны проводимости по отношению к уровню химического потенциала μ понижается по обе стороны полупроводникового барьера и модулируется только в узкой части межфазных границ. При этом по обе стороны барьера двухчастичные или одночастичные перколяционные токи осуществляются по модулированному дну зоны проводимости. В середине полупроводника эти токи могут осуществляться по резонансно-перколяционным траекториям. В более тонких полупроводниковых прослойках Sm модулированное дно зоны проводимости по отношению к уровню химического потенциала μ понижается по всей толщине полупроводника. При этом как двухчастичные, так и одночастичные токи осуществляются только по модулированному дну зоны проводимости полупроводника. На рис. 5 представлены схематическая модель бесконечного кластера из нитевидного кристалла с микромостиками переменной толщины S-S'-S-S'-S ... и схематическая модель зонной структуры каскада джозефсоновских контактов S-Sm-S-Sm-S ...

На рис. 6 представлены зависимости удельных сопротивлений ρ_{\perp} и ρ_{\parallel} от скорости выращивания эвтектической композиции при различных температурах. На рисунке видно, что с ростом скорости вы-

ращивания композиции ρ_{\perp} уменьшается, а ρ_{\parallel} увеличивается. При скорости выращивания $v = 200$ см/ч кривые $\rho_{\perp}(v)$ и $\rho_{\parallel}(v)$ собираются в один пучок. Интересной особенностью $\rho_{\perp}(v)$ и $\rho_{\parallel}(v)$ является то, что при больших скоростях роста композиции и при высоких температурах они приближаются. При низких температурах и при малых скоростях выращивания композиции кривые $\rho_{\perp}(v)$ и $\rho_{\parallel}(v)$ расходятся.

В отличие от ρ_{\perp} возрастание ρ_{\parallel} с ростом скорости выращивания композиции можно объяснить уменьшением диаметра d металлических нитевидных кристаллов и разрушением при этом процессе многочисленных мостиков (N') в кластерах N-N'-N-N'-N ... и N-N'-N-Sm-N-N'-N ... В обоих кластерах на местах разрушенных мостиков появляются полупроводниковые прослойки Sm. Поэтому при больших скоростях оба кластера частично трансформируются в кластеры N-Sm-N-Sm-N ... Исчезновение ориентационного соотношения в композиции 6 приводит к собиранию кривых $\rho_{\perp}(v)$ и $\rho_{\parallel}(v)$ в один пучок. Отметим, что в композиции 6 в отличие от остальных ориентационные соотношения между нитевидными кристаллами и матрицей сильно нарушаются. Композиция состоит из отдельных ячеек. Внутри каждой ячейки нитевидные кристаллы расположены параллельно и более плотно. По этой причине вероятности появления бесконечных кластеров, или резонансно-перколяционных траекторий, в композиции 6 больше, чем в остальных, при произвольном пороге протекания.

Эти особенности наблюдаются и при зависимостях коэффициентов анизотропии $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ от скорости выращивания композиции. На рис. 7 четко видно, что с увеличением скорости выращивания композиции кривые коэффициентов анизотропии $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ собираются в пучок. С ростом температуры коэффициенты анизотропии $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ сильно уменьшаются по абсолютной величине. С уменьшением скорости пучок кривых коэффициентов анизотропии расходится. Максимальные коэффициенты анизотропии наблюдаются при низких температурах.

На рис. 8 представлены температурные зависимости коэффициентов анизотропии удельных сопротивлений $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ эвтектических композиций, полученных при различных скоростях роста. Видно, что коэффициенты анизотропии $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ в образцах 1-5 сильно уменьшаются с ростом температуры. Этот факт можно объяснить обратными температурными зависимостями ρ_{\perp} и ρ_{\parallel} . То есть удельные сопротивления ρ_{\parallel} уменьшаются, а ρ_{\perp} увеличиваются с ростом температуры. В связи с нарушением ориентационного соотношения в композиции 6 величины ρ_{\perp}

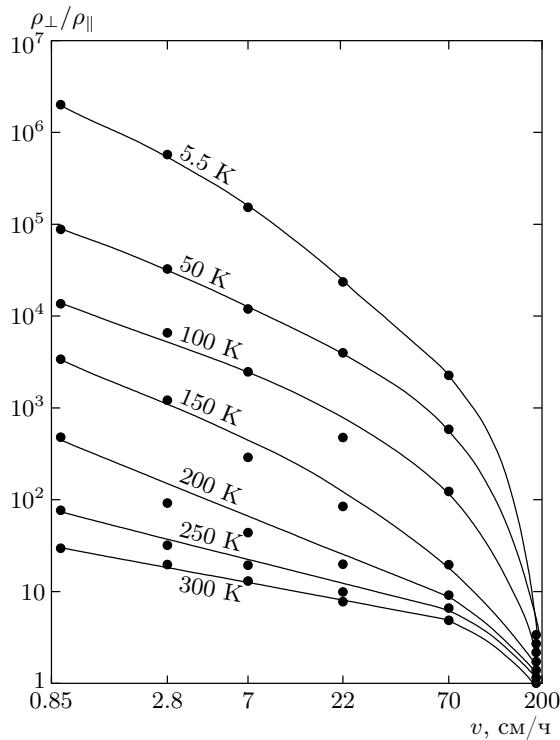


Рис. 7. Зависимости коэффициентов анизотропии $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ от скорости роста композиции v

и ρ_{\parallel} приближаются и в обоих случаях в проводимости участвуют одинаковые кластеры. Таким образом, можно написать следующие неравенства:

$$v_1 < v_2 < \dots < v_6, \tag{5}$$

$$\rho_{\perp 1}/\rho_{\parallel 1} > \rho_{\perp 2}/\rho_{\parallel 2} > \dots > \rho_{\perp 6}/\rho_{\parallel 6}.$$

Изменение полупроводникового характера кривых $\rho_{\perp}(v)$ при $I \perp X$, уменьшение их абсолютных значений при $T > T_c$ (классический предел), резкие падения $\rho_{\perp}(v)$ и их переходы в сверхпроводящее состояние при $T < T_c$ (рис. 4) ниже традиционного порога протекания $\eta_c \approx 0.16$, а также его произвольные значения ($0 < \eta_p < \eta_c$) доказывают неисчерпаемые возможности межфазных границ на примере эвтектических композиций полупроводник – сверхпроводник.

Следует отметить еще одну интересную особенность относительно классической и квантовой перколяционной проводимости. В исследованных эвтектических композициях как в классическом ($T > T_c$), так и в квантовом пределе ($T < T_c$) нормальный I_N и сверхпроводящий I_S электрические токи, соответственно, состоят из суммы:

$$I_N = I_{Nper} + I_{NSm}, \tag{6}$$

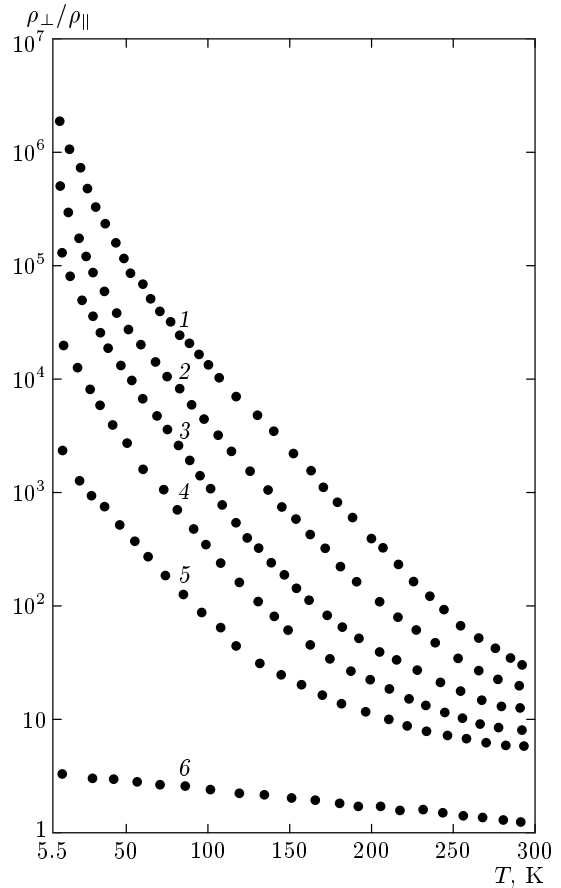


Рис. 8. Температурные зависимости коэффициентов анизотропии $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ эвтектических композиций, полученных при различных скоростях роста v

$$I_S = I_{Sper} + I_{NSm}, \tag{7}$$

где I_{Nper} — нормальная перколяционная, I_{Sper} — сверхпроводящая перколяционная, I_{NSm} — нормальная неперколяционная компоненты тока.

При $I \parallel X$ имеем $I_{Nper} \gg I_{NSm}$ и $I_{Sper} \gg I_{NSm}$. В этом случае нормальные и сверхпроводящие токи в основном определяются перколяционными компонентами: $I_N \approx I_{Nper}$ и $I_S \approx I_{Sper}$.

При $I \perp X$ и малых скоростях роста, $I_{NSm} \gg I_{Nper}$, $I_{NSm} \gg I_{Sper}$, нормальные I_{Nper} и сверхпроводящие I_{Sper} перколяционные токи существуют только в дискретных N–Sm–N–Sm–N ... и S–Sm–S–Sm–S ... каскадах композиции. С ростом скорости выращивания композиции начинает увеличиваться вклад I_{Nper} и I_{Sper} . Нормальные I_{Nper} и сверхпроводящие I_{Sper} перколяционные токи существуют как в конечных, так и в бесконечных кластерах композиции. В этом случае I_N и I_S определяются выражениями (6) и (7).

Следует отметить, что при малых скоростях выращивания число параллельных бесконечных кластеров на единицу площади поперечного сечения композиции приблизительно равно числу бесконечных нитевидных кристаллов. При этом сверхток через площадь 1 мм^2 будет

$$I = i_1 + i_2 + \dots + i_n. \quad (8)$$

Если считать, что среднестатистические диаметры нитевидных кристаллов при одинаковых скоростях выращивания одинаковы, тогда

$$i_1 = i_2 = \dots = i_n, \quad (9)$$

$$I = ni. \quad (10)$$

Из формулы (10) при $T = 2 \text{ К}$ мы оценили приблизительное значение критической плотности тока в расчете на один нитевидный кристалл. Из таблицы следует, что с уменьшением скорости выращивания эвтектической композиции от 70 см/ч до 0.85 см/ч 100-кратному изменению скорости v соответствует изменение на 3 порядка плотности критического тока. Такое изменение плотности критического тока невозможно объяснить десятикратным увеличением диаметра нитевидного кристалла. С увеличением диаметра нитевидных кристаллов на один порядок в бесконечных кластерах, состоящих из цепочки $S-S'-S-S'-S \dots$, увеличивается также толщина многих джозефсоновских микромостиков. Многие из этих микромостиков перестают существовать. Остальные микромостики превращаются в мостики, отвечающие более сильной связи. По этой причине происходит повышение плотности критического тока с понижением скорости выращивания композиции.

Следует отметить, что в интервале скорости выращивания $0.85\text{--}22 \text{ см/ч}$ нитевидные кристаллы в эвтектической композиции расположены более регулярно. При скорости 70 см/ч происходит сильное нарушение регулярности. При 200 см/ч происходит полное нарушение периодичности. По этой причине при $v = 200 \text{ см/ч}$ вблизи критической температуры значение ρ на два порядка больше, чем при $v = 70 \text{ см/ч}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Обнаружено, что в зависимости от скорости выращивания эвтектической композиции полупроводник–сверхпроводник ($\text{GaSb-V}_2\text{Ga}_5$), полученной при различных скоростях роста ($v = 0.85$;

$2,8$; 7 ; 22 ; 70 ; 200 см/ч), сверхпроводящая фаза V_2Ga_5 (за исключением скорости $v = 200 \text{ см/ч}$) в полупроводниковой матрице GaSb формируется в виде ориентированных нитевидных кристаллов. Установлено, что в зависимости от скорости выращивания композиций управляемы плотность нитевидных кристаллов, расстояния между ними, их длины и диаметры.

2. Показано, что при $T < T_c$ и $I \parallel X$ при малых скоростях сверхток переносится в основном бесконечными кластерами, состоящими из джозефсоновской цепочки $S-S'-S-S'-S \dots$. С ростом скорости эти кластеры частично заменяются бесконечными кластерами $S-S'-S-Sm-S-Sm-S-S'-S \dots$. При $T < T_c$ и $I \perp X$ при малых скоростях изменение вида кривых ρ_{\perp} обусловлено дискретными каскадами из джозефсоновских переходов $S-Sm-S-Sm-S \dots$. С ростом v эти дискретные каскады превращаются в конечные кластеры. При больших v переход в сверхпроводящее состояние обусловлен объединением конечных кластеров в бесконечные кластеры $S-Sm-S-Sm-S \dots$.

3. При $T > T_c$ и $I \parallel X$ при малых v нормальный электрический ток переносится в основном бесконечными кластерами $N-N'-N-N'-N \dots$. С ростом v эти кластеры частично заменяются бесконечными кластерами $N-N'-N-Sm-N-N'-N \dots$. При $T > T_c$ и $I \perp X$ нормальный электрический ток осуществляется в основном по всем бесконечным кластерам $N-Sm-N-Sm-N \dots$, заполняющим всю композицию.

4. Установлено, что критическая плотность сверхтока в расчете на один бесконечный кластер управляема в зависимости от скорости выращивания композиции. С ростом скорости выращивания композиции происходит уменьшение диаметра d сверхпроводящих нитевидных кристаллов, и при этом процессе разрушаются многочисленные джозефсоновские микромостики S' в кластерах $S-S'-S-S'-S \dots$ и $S-S'-S-Sm-S-Sm-S-S'-S \dots$. В обоих кластерах на местах разрушенных микромостиков появляются полупроводниковые прослойки Sm , отвечающие более слабой связи, чем микромостики S' .

5. Рассмотрены возможные механизмы двухчастичного и одночастичного токов по кластерам $S-Sm-S-Sm-S \dots$ и $N-Sm-N-Sm-N \dots$. Показано, что в композиции полупроводник–сверхпроводник прохождение сверхтока и нормального тока осуществляется, соответственно, резонансным туннелированием куперовских пар и одиночных электронов по резонансно-перколяционным траекториям при любых значениях «порога протекания» ($0 < \eta_p \leq \eta_c$).

6. Результаты данной работы могут быть использованы как при моделировании, так и при создании теории классических и квантовых явлений в аналогичных низкотемпературных и высокотемпературных сверхпроводниках и джозефсоновских структурах на их основе.

В заключение выражаю благодарность Ф. М. Гашимадзе за полезные советы при обсуждении работы. Выражаю также благодарность М. А. Тихоновскому за электронно-микроскопические исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Алиев, Г. И. Исаков, Э. А. Исаева и др., ФТП **30**, 1871 (1996).
2. Г. И. Исаков, Письма в ЖТФ **22**, 70 (1996).
3. Г. И. Исаков, Изв. АН СССР, сер. Неорганические материалы **39**, 677 (2003).
4. М. И. Алиев, Г. И. Исаков, Изв. АН СССР, сер. Неорганические материалы **16**, 782 (1980).
5. М. И. Алиев, Г. И. Исаков, А. Т. Эминзаде, Изв. АН СССР, сер. Неорганические материалы **21**, 1890 (1985).
6. Г. И. Исаков, И. М. Алиев, А. Т. Эминзаде, Изв. АН СССР, сер. Неорганические материалы **24**, 682 (1988).
7. М. И. Алиев, Г. И. Исаков, А. Т. Эминзаде, Изв. АН СССР, сер. Неорганические материалы **24**, 404 (1988).
8. М. И. Алиев, Г. И. Исаков, А. Т. Эминзаде, Изв. АН СССР, сер. Неорганические материалы **25**, 926 (1989).
9. M. I. Aliyev, A. A. Khalilova, D. H. Arasly et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, 2626 (2003).
10. Ю. В. Кислинский, Е. А. Степанцов, З. Г. Иванов и др., ФТТ **43**, 581 (2001).
11. J. A. Alarco and E. Olsson, Phys. Rev. B **52**, 13625 (1995).
12. D. Winkler, V. M. Zhang, P. A. Nilsson et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 1260 (1994).
13. Л. Г. Асламазов, М. В. Фистуль, ЖЭТФ **81**, 382 (1981).
14. Л. Г. Асламазов, М. В. Фистуль, ЖЭТФ **83**, 1170 (1982).
15. Л. Г. Асламазов, М. В. Фистуль, ЖЭТФ **86**, 1516 (1984).
16. Th. Schapers, R. P. Muller, A. Kaluza et al., Appl. Phys. Lett. **75**, 391 (1999).
17. М. И. Петров, Д. А. Балаев, К. А. Шайхутдинов и др., ФТТ **39**, 829 (1997).
18. M. I. Petrov, D. A. Balaev, K. A. Shaihtudinov, K. S. Aleksandrov, Supercond. Sci. Technol. **14**, 798 (2001).
19. М. И. Алиев, Г. И. Исаков, Ф. Ю. Алиев и др., ДАН СССР **306**, 583 (1989).
20. Г. И. Исаков, Письма в ЖТФ **29**, 40 (2003).
21. А. И. Сомов, М. А. Тихоновский, *Этектические композиции*, Металлургия, Москва (1975), с. 304.
22. R. Roberge and J. L. Fihey, J. Appl. Phys. **48**, 1327 (1977).
23. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, УФН **117**, 401 (1975).
24. И. М. Лифшиц, В. Я. Кирпиченков, ЖЭТФ **77**, 989 (1979).