

## НЕЛИНЕЙНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ ВИСКЕРОВ ВБЛИЗИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА

И.Г.Горлова, С.Г.Зыбцев, В.Я.Покровский

Институт радиотехники и электроники РАН  
103907 Москва, Россия <sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 14 апреля 1995 г.

На вискерах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  измерены зависимости сопротивления  $R$  от электрического поля  $E$  в окрестности сверхпроводящего перехода, в области, где  $R \neq 0$ . Наблюдается рост  $R$  с ростом  $E$ , причем характер кривых  $R(E)$  качественно меняется с температурой. Вблизи температуры перехода  $T_{c0}$  обнаружены изменение знака кривизны зависимости  $R(E)$  и максимум нелинейного сопротивления  $R(E) - R(0)$  при заданном токе. Выше  $T_{c0}$  результаты связываются с подавлением флуктуационной проводимости электрическим полем, ниже  $T_{c0}$  - с возбуждением неравновесных двумерных вихрей током.

Зависимость сопротивления  $R$  от электрического поля выше температуры сверхпроводящего перехода была предсказана в [1,2] и экспериментально наблюдалась на алюминиевых сверхпроводящих пленках [3]. Механизм эффекта заключается в том, что приложенное поле  $E$  ускоряет флуктуационно возникающие куперовские пары, и при достаточно большом  $E$ , сравнимом с так называемым характеристическим полем  $E_c(T)$ , их скорость может достичь критической величины, достаточной для разрушения пары. В результате происходит подавление сверхпроводящих флуктуаций, что ведет к увеличению сопротивления образца.

Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), как известно, обладают слоистой структурой, и флуктуационные явления существенно влияют на их свойства. Однако нелинейная флуктуационная проводимость экспериментально не изучалась. Ожидаемое значение  $E_c$  для этих соединений очень велико ( $E_c \sim 10^2$  В/см при  $(T - T_{c0})/T_{c0} = 0,01$  [4]) и растет с повышением  $T$ , что весьма затрудняет наблюдение эффекта. Особый интерес к изучению нелинейной проводимости на монокристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  (BSCCO) связан с тем, что в этом квазидвумерном соединении наблюдается переход Березинского-Костерлица-Таулесса (БКТ) [5]. Ниже  $T_{c0}$  сопротивление не обращается в нуль вплоть до температуры перехода БКТ  $T_c \approx T_{c0} - 3\text{К}$ : при  $T_c < T < T_{c0}$  движение термоактивированных двумерных вихрей приводит к диссипации энергии и конечному сопротивлению образца [6]. Отклонение вольт-амперных характеристик (ВАХ) от закона Ома при  $T_c < T < T_{c0}$  до сих пор не исследовалось.

Цель настоящей работы - изучение зависимостей  $R(E)$  как выше, так и ниже  $T_{c0}$  на совершенных монокристаллах BSCCO и выяснение механизмов нелинейной проводимости.

В качестве объекта исследований мы выбрали нитевидные монокристаллы (вискеры) BSCCO, выращенные из закаленной шихты методом, предложенным в [7]. По данным просвечивающей электронной микроскопии кристаллы растут вдоль оси  $a$ , отличаются совершенством кристаллической структуры и практически лишены дислокаций [7]. По форме сверхпроводящего перехода для

<sup>1)</sup>e-mail: kalafat@ire.rc.ac.ru

измерений  $R(E)$  были отобраны два однофазных вискера с  $T_{c0} \approx 80$  К. Температурная зависимость продольного сопротивления вискера, на котором были проведены наиболее подробные измерения, представлена на рис.1. В области  $T$  выше 200 К зависимость  $R(T)$  близка к линейной, а ниже 200 К заметно отклонение от линейного закона, что, по-видимому, связано со сверхпроводящими флуктуациями. Вблизи 80 К сопротивление резко падает и затем плавно обращается в нуль (см. вставку на рис.1). Удельное сопротивление вискеро́в при 300 К составляло  $\sim 3 \cdot 10^{-4}$  Ом·см, их размеры были  $\sim 1000 \times 2 \times 0,1$  мкм<sup>3</sup>. Малая толщина образцов обеспечила хороший тепловой контакт с сапфировой подложкой, что позволило проводить измерения при токах  $\sim 10^5$  А/см<sup>2</sup> в нормальном состоянии. Во время измерений при  $T < 81,5$  К образцы находились в жидком азоте под давлением до 2 атм. Полученные кривые совпали с измеренными в обменном газе, что свидетельствует об отсутствии нагрева. Электрические контакты размерами  $10 \times 2$  мкм<sup>2</sup> наносились с помощью лазерного испарения Au [7]; расстояние между соседними контактами было 120 мкм.

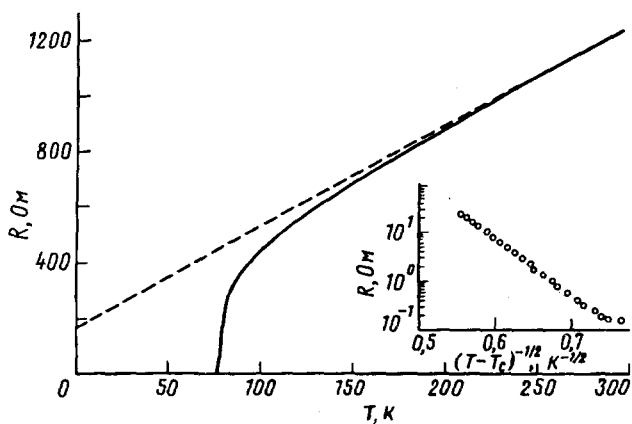


Рис.1. Зависимость сопротивления вискера BSCCO от температуры. На вставке: зависимость  $R$  от  $(T - T_c)^{-1/2}$  при  $75,7 \text{ K} < T < 77,2 \text{ K}$

Измерения проводились по 4-контактной схеме в режиме заданного тока, причем задавались как постоянная, так и переменная компоненты тока. Переменное напряжение на потенциальных контактах измерялось с помощью синхронного детектора (СД). При этом показания СД были пропорциональны дифференциальному сопротивлению образца  $dV/dI$ . Показания СД, так же как и постоянное напряжение на потенциальных контактах, записывались с помощью ЭВМ. Таким образом, мы получали зависимости  $dV/dI$  от смещения  $V$  при фиксированной температуре. Из полученных данных мы также вычисляли ток  $I$  и полное (хордовое) сопротивление  $R$ . Такая методика позволяет измерять нелинейность ВАХ с точностью  $\Delta R/R \leq 10^{-4}$ .

На рис.2 показан набор зависимостей  $dV/dI$  от  $V$  при разных температурах. Во всем температурном диапазоне наблюдается рост  $dV/dI$  при увеличении  $V$ . Как видно из рисунка, зависимости можно разделить на две группы: выше 78 К кривые выпуклы вниз, а ниже – вверх. Аналогично выглядят и зависимости полного сопротивления  $R(V)$ . Заметим, что в диапазоне малых  $V$  при  $77 \text{ K} < T < 78 \text{ K}$  на зависимости  $dV/dI$  от  $V$  видна точка перегиба (см. вставку на рис.2), ниже которой также наблюдалась выпуклость вниз. Ниже  $76,7 \text{ K}$  точка перегиба не наблюдалась в диапазоне  $I > 10^{-5}$  А.

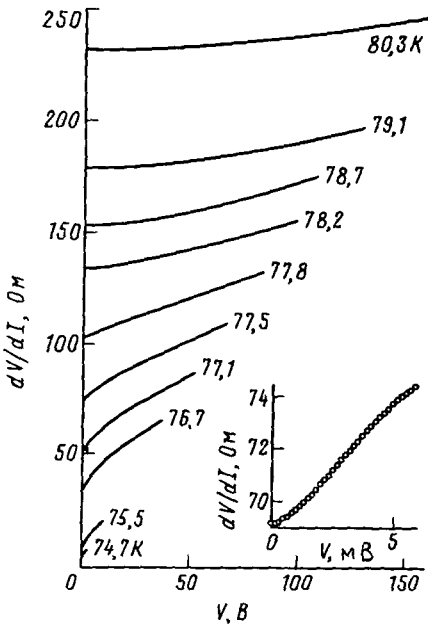


Рис.2

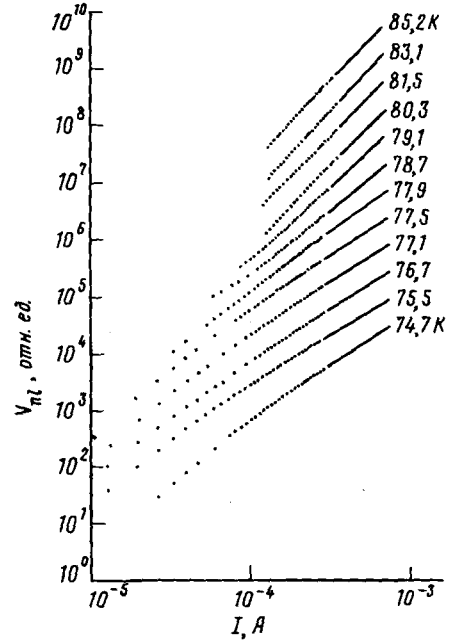


Рис.3

Рис.2. Зависимости дифференциального сопротивления от напряжения при разных температурах. На вставке: начальный участок зависимости  $dV/dI$  от  $V$  при  $T = 77,5$  К

Рис.3. Зависимости нелинейного напряжения от тока при разных температурах (смещены по вертикали)

На рис.3 представлены зависимости нелинейного напряжения  $V_{nl} \equiv I(R - R(0))$  от  $I$  в двойном логарифмическом масштабе. Из рисунка видно, что зависимости описываются степенным законом  $V \propto I^{\alpha_{nl}}$ . Показатель степени  $\alpha_{nl}$  как функция  $T$  представлен на рис.4а вместе с показателем  $\alpha(T)$ , полученным традиционным способом [8], из приближения зависимости  $V(I)$  степенной функцией:  $V \propto I^\alpha$ . Оба показателя определялись при<sup>2)</sup>  $I > 10^{-4}$  А. При  $T \leq 74,7$  К величина  $R(0)$  близка к нулю, поэтому  $V_{nl}(I)$  практически совпадает с  $V(I)$ , и  $\alpha_{nl} \approx \alpha$ . При повышении  $T$ , однако, зависимости  $\alpha_{nl}$  и  $\alpha$  расходятся:  $\alpha$  стремится к единице, а  $\alpha_{nl}(T)$  снижается лишь до  $\approx 1,6$ , а затем возрастает, приближаясь к 3 при  $T > 79$  К.

На рис.4б показаны зависимости нелинейного напряжения  $V_{nl}$  от температуры, измеренные при двух фиксированных значениях тока. На обеих зависимостях виден четкий максимум при  $T \approx 77$  К. Положение максимума  $V_{nl}(T)$  находится вблизи минимума  $\alpha_{nl}(T)$ .

Обсудим полученные результаты. Обнаруженные особенности при  $T = 77 \div 78$  К – изменение знака кривизны  $V_{nl}(I)$  и величины показателя  $\alpha_{nl}$ , а также максимум  $V_{nl}$  – указывают на качественное изменение характера

<sup>2)</sup>Так как  $R(0) \neq 0$ , при  $I \rightarrow 0$  показатель  $\alpha$  должен быть равен единице. Вольт-амперные характеристики, строго говоря, не являются степенными, а приведенные значения  $\alpha$  получены из наилучшего соответствия  $V(I)$  степенной зависимости в указанном диапазоне токов.

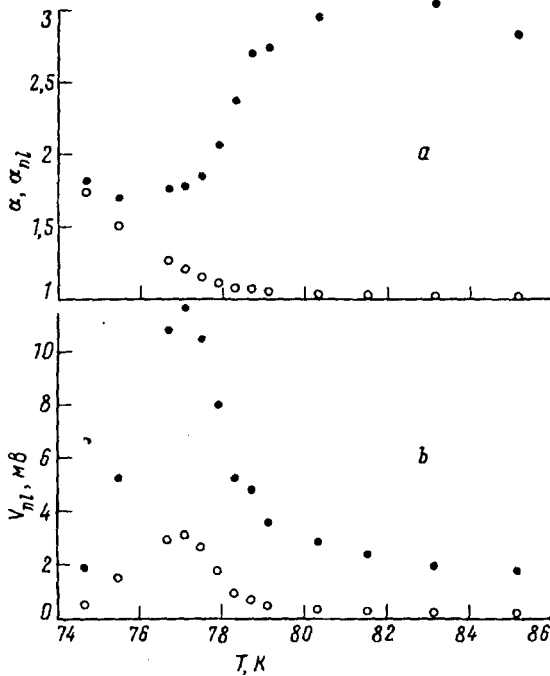


Рис.4

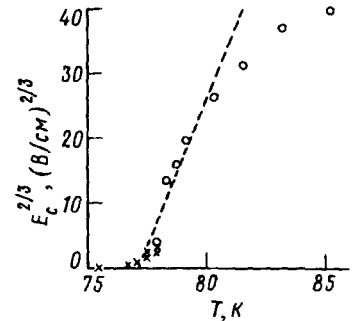


Рис.5

Рис.4. а - Температурные зависимости показателей степени:  $\bullet$  -  $\alpha_{nl}$  и  $\circ$  -  $\alpha$ , полученные из зависимостей  $V_{nl}(I)$  и  $V(I)$  при  $I \geq 10^{-4}$  А. б - Зависимости нелинейного напряжения от температуры при разных значениях тока:  $\bullet$  - при  $I = 6,3 \cdot 10^{-4}$  А,  $\circ$  - при  $I = 3 \cdot 10^{-4}$  А

Рис.5. Зависимость характеристического поля  $E_c^{2/3}$  вискерсов BSCCO от температуры:  $\circ$  -  $E_c$  определялось по соответствию  $\sigma(E)$  формуле (1),  $\times$  -  $E_c$  определялось по точке перегиба на зависимости  $\sigma(E)$

проводимости при этой температуре. Естественно будет результаты измерений разделить по температуре на две области.

Начнем анализ с высоких температур, при которых можно ожидать подавления сверхпроводящих флуктуаций электрическим полем [1, 2]. Измерение отклонения зависимости  $R(T)$  от линейного закона (рис.1) показало, что зависимость от температуры флуктуационной поправки к проводимости в слабых полях,  $\sigma_{fl}(T, 0)$ , при  $78 \text{ K} < T \lesssim 100 \text{ K}$  соответствует формуле Асламазова-Ларкина для двумерного случая [9], как было получено ранее [7]. Определенное по линейной экстраполяции  $\sigma_{fl}^{-1}$  значение  $T_{c0}$  оказалось равным 77,1 К. В двумерном случае, согласно [2], зависимость флуктуационной проводимости  $\sigma_{fl}$  от электрического поля  $E$  описывается формулой:

$$\sigma_{fl}(T, E) = \sigma_{fl}(T, 0) \int_0^{\infty} dx \exp\{-x - [E/E_c(T)]^2 x^3\}, \quad (1)$$

где

$$E_c(T) = [16\sqrt{3}k_B T_{c0}/\pi e \xi(0)] [(T - T_{c0})/T_{c0}]^{3/2} \equiv E_{c0} [(T - T_{c0})/T_{c0}]^{3/2}, \quad (2)$$

$k_B$  – постоянная Больцмана,  $e$  – заряд электрона,  $\xi(0)$  – длина когерентности при  $T = 0\text{K}$ . Для BSCCO теоретическая оценка  $E_{c0} \approx 10^5 \text{ В/см}$  [4]. Большая величина  $E_{c0}$  связана с высокой  $T_{c0}$  и малой  $\xi(0) \sim 50 \text{ \AA}$ .

Сопоставим формулы (1) и (2) с экспериментом. Из  $R(T)$  нам известна  $\sigma_{fI}(T, 0)$ . Зная  $\sigma(E)$  при фиксированной  $T$ , мы находим  $\sigma_{fI}(E) = \sigma_{fI}(0) + \sigma(E) - \sigma(0)$ . По наилучшему соответствию  $\sigma_{fI}(E)$  теоретической зависимости (1) получаем значение  $E_c$ . При  $T < 78 \text{ K}$   $\sigma_{fI}(E)$  не соответствует зависимости (1). По-видимому, это связано с переходом в область трехмерных флуктуаций, а также с большой величиной  $\sigma_{fI} \gtrsim 1/R$ . Чтобы оценить  $E_c$  при  $T < 78 \text{ K}$ , заметим, что согласно (1) поле, соответствующее точке перегиба  $E^*$  на зависимости  $\sigma_{fI}(E)$ , равно  $0,15E_c$ . Таким образом, мы можем доопределить  $E_c$  как  $E^*/0,15$ .

На рис.5 представлена зависимость  $E_c^{2/3}$  от  $T$ . Пунктирная прямая соответствует зависимости (2) с параметрами  $T_{c0} = 77,1 \text{ K}$  и  $E_{c0} = 3 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ . Такое значение  $E_{c0}$  соответствует  $\xi(0) = 100 \text{ \AA}$  и согласуется с оценками для данного соединения [4]. Видно, что при  $77,5 \text{ K} < T < 82 \text{ K}$  экспериментальные результаты качественно описываются формулой (2). При  $T > 82 \text{ K}$  зависимость  $E_c(T)$  заметно отклоняется от прямой (2). Похожее отклонение наблюдалось также в [3] на алюминиевых пленках, и может быть связано с дополнительным механизмом подавления флуктуаций.

При  $T > 78,5 \text{ K}$  поле  $E$  меньше  $E_c$  при всех значениях тока, и (1) можно упростить:  $\sigma_{fI}(T, E) \approx \sigma_{fI}(T, 0)[1 - 6(E/E_c)^2]$ . Учитывая, что  $\sigma_{fI}(T, 0) \propto (T - T_{c0})^{-1}$ , а  $E_c \propto (T - T_{c0})^{3/2}$ , получаем:

$$V_{nl} \propto I^3 [R(T)]^4 (T - T_{c0})^{-4}. \quad (3)$$

Так как  $R(T_{c0})$  – конечная величина, из (3) следует резкий рост нелинейного напряжения при фиксированном токе при приближении к  $T_{c0}$  сверху (см. рис.4b). Формула (3) дает также показатель степени нелинейных ВАХ:  $V_{nl} \propto I^3$ , значит,  $\alpha_{nl} = 3$  при  $E \ll E_c$ , то есть при  $T \gtrsim 78 \text{ K}$ . При более низких температурах нужно учесть трехмерный характер флуктуаций. Поскольку  $E$  становится порядка  $E_c$ , показатель  $\alpha_{nl}$  должен уменьшаться. Вблизи  $T_{c0}$  поле  $E_c$  стремится к нулю, и  $E \gg E_c$ . При этом теоретическое значение показателя степени для зависимости напряжения, связанного с подавлением флуктуаций, от тока в трехмерном случае [1, 4] равно 1,5. Интересно, что  $\alpha_{nl}$  падает до 1,6 при  $T \approx 77 \text{ K}$  (рис.4b). По-видимому, это совпадение не случайно<sup>3)</sup>. Заметим, что переход от  $\alpha_{nl} > 2$  к  $\alpha_{nl} < 2$  при понижении температуры отражает изменение знака кривизны  $R(E)$  при  $T \approx 78 \text{ K}$  (рис.2).

Итак, теория нелинейной флуктуационной проводимости позволила нам объяснить зависимости  $R(E)$ ,  $V_{nl}(T)$  и  $\alpha_{nl}(T)$  при  $T > T_{c0}$ .

Рассмотрим теперь зависимости  $R(E)$  при  $T < T_{c0}$ . Мы связываем нелинейность в этой области с переходом Березинского–Костерлица–Таулесса, наблюдаемого на объемных монокристаллах BSCCO [6]. Сопротивление вискера (см. вставку на рис.1) падает с понижением температуры пропорционально  $\exp[-C/(T - T_c)^{1/2}]$ , где  $T_c = 74 \text{ K}$ , что характерно для перехода БКТ и связано с термическим возбуждением пар свободных двумерных вихрей выше  $T_c$ . В

<sup>3)</sup> При  $T \rightarrow T_{c0}$  зависимость  $\sigma_{fI}(0) \approx 1/(R(T) - R(T_{c0}))$ , где конечное значение  $R(T_{c0})$  обусловлено дополнительной диссипацией, связанной с переходом БКТ. Так как  $1/\sigma_{fI}(0) \rightarrow 0$ , можно считать, что при  $E \gg E_c$  имеем  $1/\sigma_{fI}(E) \approx R_{nl}$ .

этой области температур мы предполагаем возможность дополнительного рождения свободных вихрей под действием тока, что должно привести к росту  $R$  с ростом  $I$  и, следовательно, к возникновению  $V_{nl}$ . Численная оценка для наших образцов показывает, что при  $I \geq 10^{-4}$  А и  $T < 77$  К среднее расстояние между термоактивированными вихрями превышает критический размер пары  $r_0$ , и можно пренебречь влиянием свободных вихрей на процесс разрыва пар током. Поэтому для описания зависимостей  $V_{nl}(I)$  выше  $T_c$  мы можем использовать те же формулы, что и для  $V(I)$  ниже  $T_c$  [8]. Из этого следует степенной характер  $V_{nl}(I)$  (см. рис.3) с показателем степени  $1 < \alpha_{nl} \leq 3$ , возрастающим при понижении температуры. Тенденция к росту  $\alpha_{nl}$  от 1,6 при понижении  $T$  от 76 до 74,7 К видна из рис.4а. При более низких температурах  $\alpha_{nl} \equiv \alpha$ , так как  $R(0) = 0$ , и, как показывают измерения  $V(I)$  на монокристаллах [6], в том числе и вискерах [10], показатель быстро возрастает до трех и выше. Итак, зависимость  $\alpha_{nl}(T)$  при  $T < T_{c0}$  (рис.4а) качественно описывается с помощью предложенного механизма.

Рассмотрим температурную зависимость  $V_{nl}$  ниже  $T_{c0}$ . При фиксированном токе критический размер пары  $r_0$  уменьшается с ростом температуры пропорционально  $(T_{c0} - T)$  [8]. Концентрация возбужденных током вихрей  $n_f \propto 1/r_0^{\alpha_{nl}}$ , следовательно  $V_{nl} \propto n_f$  резко возрастает с повышением температуры в области  $T < T_{c0}$ , что соответствует эксперименту (см. рис. 4б).

Таким образом, мы наблюдали рост сопротивления под действием электрического поля вблизи  $T_{c0}$ , в области где  $R \neq 0$ , на нитевидных монокристаллах BSCCO. Результаты, полученные выше  $T_{c0}$ , согласуются с теорией нелинейной флуктуационной проводимости, что показывает возможность применения этой теории к материалам ВТСП. Получены значения  $E_{c0} = 3 \cdot 10^4$  В/см и  $\xi(0) = 100$  Å. Ниже  $T_{c0}$  результаты указывают на возможность возбуждения неравновесных двумерных вихрей током. Обнаруженные вблизи  $T_{c0}$  особенности отражают качественное изменение механизма проводимости при температуре сверхпроводящего перехода.

Авторы благодарны А.М.Никитиной и В.У.Антохиной за синтез образцов, и С.Н.Артеменко, Ю.И.Латышеву и К.Э.Нагаеву – за полезное обсуждение, С.В.Зайцеву-Зотову – за ценные замечания и помощь в измерениях.

Работа проводилась в рамках Госпрограммы по ВТСП (проект 93046) и поддержана INTAS (грант А92-056).

- 
1. J.P.Hurault, Phys. Rev. **179**, 494 (1969).
  2. A.Schmid, Phys. Rev. **180**, 527 (1969).
  3. K.Kajimura and N.Mikoshiba, Solid State Commun. **8**, 1617 (1970); K.Kajimura and N.Mikoshiba, Phys. Rev. Lett. **26**, 1233 (1971).
  4. A.A.Varlamov, Phys. Rev. B **45**, 1060 (1992).
  5. В.Л.Березинский, ЖЭТФ **61**, 1144 (1971); J.M.Kosterlitz and D.J.Thouless, J. Phys. C **5**, L124 (1972).
  6. С.Н.Артеменко, И.Г.Горлова, Ю.И.Латышев, Письма в ЖЭТФ **49**, 566 (1989).
  7. Yu.I.Latyshev, I.G.Gorlova, A.M.Nikitina et al., Physika C **216**, 471 (1993).
  8. P.Minnhagen, Rev. Mod. Phys. **59**, 1001 (1987)
  9. Л.Г.Асламазов, А.И.Ларкин, ФТТ **10**, 1104 (1968).
  10. Yu.I.Latyshev, S.G.Zybtsev, I.G.Gorlova et al., to be published.