

- [5] Калининченко М.И., Трофимов В.А. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 22. С. 65-69.
- [6] Калининченко М.И., Трофимов В.А. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 14. С. 85-90.
- [7] Шмелев В.М., Евстюгин Н.В., Марголин А.Д. // Хим. физика. 1989. Т. 8. № 3. С. 318-322.
- [8] Калининченко М.И., Трофимов В.А. // Хим. физика. 1991. Т. 10. № 8. С. 1076-1083.
- [9] Калининченко М.И., Трофимов В.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1992. Т. 56. № 8. С. 119-123.
- [10] Калининченко М.И., Трофимов В.А. // Опт. и спектр. 1986. Т. 61. Вып. 1. С. 182-184.
- [11] Калининченко М.И., Трофимов В.А. // Хим. физика. 1990. Т. 9. № 7. С. 901-913.
- [12] Калининченко М.И., Трофимов В.А. // Хим. физика. 1988. Т. 7. № 7. С. 917-925.

Московский университет им.М.В.Ломоносова

Поступило в Редакцию
3 июня 1992 г.

05;11
© 1993 г.

Журнал технической физики, т. 63, в. 8, 1993

ТЕМПЕРАТУРА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА СВЕРХПРОВОДНИК-НОРМАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ ПОЛЕВОГО ЭМИССИОННОГО КАТОДА

Е.Ф.Таланцев, В.А.Ивченко, Н.Н.Сюткин

Введение

К перспективным применениям сверхпроводников, в том числе и высокотемпературных (ВТСП), в области вакуумной микроэлектроники можно отнести создание переключателей [1] и других устройств [2], принцип действия которых основан на явлении полевой эмиссии электронов [3] (холодной эмиссии электронов в сильных электрических полях).

Весьма существенным при решении указанных технических задач является поведение ВТСП в условиях высоких электрических полей. Причем одна из основных проблем заключается в вариации критической температуры T_c фазового перехода сверхпроводник-нормальное состояние на поверхности полевых эмиссионных ВТСП катодов. Влияние сильного электрического поля E на электронную подсистему низкотемпературных и ВТСП катодов изучалось в [1,4,5]. Было показано [1], что T_c для острейшего эмиттера понижается в присутствии сильного электрического поля E .

В настоящей работе обсуждается влияние гидростатических давлений P , которые обусловлены 1) силами поверхностного натяжения (Лапласовыми силами) и 2) пондеромоторными силами электростатического поля, на значение T_c для полевого эмиссионного ВТСП катода.

Результаты и обсуждение

Критическая температура T_c ВТСП катода в отсутствие поля. Полевой эмиссионный катод, как правило [3], представляет собой острый эмиттер с полусферической вершиной, имеющей предельно малый радиус кривизны R (порядка $EE = 10-100$ нм). Поверхностная энергия

материала катода порождает гидростатическое давление P на вершину эмиттера, которое приближенно определяется из уравнения [6]

$$P = \frac{2 \cdot \gamma}{R}, \quad (1)$$

где γ — коэффициент поверхностного натяжения (известное выражение для избыточного давления внутри капли). Например, для вольфрамового катода ($\gamma = 2.9$ Н/м [7]) с радиусом кривизны вершины $R = 6$ нм гидростатическое давление, обусловленное силами поверхностного натяжения, достигает $P \sim 1$ ГПа.

Известно [8], что при гидростатическом сжатии высокотемпературных сверхпроводников с дырочным типом проводимости температура фазового перехода T_c повышается. Зависимость T_c от давления для различных ВТСП соединений варьируется в пределах $dT_c/dP = 2-5.5$ К/ГПа [8,9]. Поэтому полевой эмиссионный ВТСП катод (в электрическом поле $E = 0$) должен иметь температуру фазового перехода T_c^k выше соответствующей T_c для макрообразца.

Рассчитаем вариацию T_c^k для ВТСП катода $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Значение коэффициента поверхностного натяжения γ для атомночистой поверхности ВТСП (экспериментально не определенное в настоящее время) оценим из величины предела прочности $\sigma_{пр}$ бездефектных монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ субмикронных поперечных размеров. Указанные величины связаны соотношением [10]

$$\sigma_{пр} = \frac{2 \cdot \gamma}{h}, \quad (2)$$

где h — межатомное расстояние (в случае $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ h может быть положен равным расстоянию между катионами или $h = 0.35$ нм).

В [11] предел прочности $\sigma_{пр}$ микрокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с поперечными размерами $d = 40-140$ нм экспериментально определен как $\sigma_{пр} = 3.1$ ГПа. Отсюда коэффициент поверхностного натяжения $\gamma = 0.5-0.6$ Н/м, а гидростатическое давление на вершину эмиттера с радиусом кривизны $R = 10$ нм составит $P = 0.1$ ГПа. Соответствующая вариация температуры фазового превращения может достигать $\Delta T_c = +(0.2-0.5)$ К.

Критическая температура T_c ВТСП катода в условиях сильного электрического поля. При создании сильного электростатического поля E на поверхности полевого эмиссионного катода возникает нормальное к поверхности образца гидростатическое напряжение σ , величина которого дается соотношением [12]

$$\sigma = \frac{\epsilon_0}{2} E^2, \quad (3)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Напряжение σ может рассматриваться [12] как отрицательное гидростатическое давление P , соответствующее при $E = 5 \cdot 10^{10}$ В/м примерно 10 ГПа [12]. При этих условиях [12], исходя из обычных модулей упругости металлов, известных из измерений при сжатии, следует ожидать объемного расширения в пределах нескольких процентов. Согласно [12], объемные модули упругости и вследствие этого объемное расширение

при больших отрицательных давлениях должны быть даже больше вследствие асимметрии атомной потенциальной функции.

Распространяя эти представления на новый класс материалов (ВТСП) можно предполагать, что при создании сильного электростатического поля на поверхности металлоксидных сверхпроводников соответствующие отрицательные гидростатические давления вызывают значительное (в пределах нескольких процентов) объемное расширение ВТСП.

Повышение температуры сверхпроводящего перехода ВТСП при гидростатическом сжатии объясняется [8,9] как увеличение концентрации носителей (дырок) при уменьшении межатомных расстояний. В частности, для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [13] (при изменении y от 6.5 до 7.0) уменьшение в межатомном расстоянии $\text{Cu}2\text{-O}1$ сопровождается увеличением критической температуры T_c (вследствие повышения концентрации носителей (дырок)).

Как уже отмечалось, при создании сильного электрического поля на поверхности ВТСП кристалла значительные отрицательные гидростатические давления вызывают соответствующее объемное расширение. Поэтому, используя значения dT_c/dP (полученные при гидростатическом сжатии ВТСП) и величины отрицательных гидростатических давлений на поверхности ВТСП катодов (вычисленные согласно (3)), можно определить вариацию T_c по следующей формуле:

$$\Delta T_c = -\frac{\varepsilon_0}{2} \frac{dT_c}{dP} E^2. \quad (4)$$

Следуя [12], можно прогнозировать, что уменьшение критической температуры ΔT_c будет еще более значительным вследствие асимметрии атомной потенциальной функции. В качестве примера оценим изменение температуры фазового перехода T_c в условиях стационарной полевой эмиссии электронов из ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Типичные значения электростатических полей (для этого случая) лежат в диапазоне $E = 3-5 \times 10^9$ В/м [2,14], и при использовании величины $dT_c/dP = 4.0-5.5$ К/ГПа [9] искомая вариация T_c составит $\Delta T_c = -(0.2-0.5)$ К.

Как правило (см., например, [7]), если экспериментальные условия соответствуют стационарной полевой эмиссии электронов, а радиус кривизны вершины эмиттера не превышает нескольких десятых долей микрометра ($R \sim 0.1-0.3 \cdot 10^{-6}$ м), то пондеромоторные силы электрического поля приблизительно компенсируют силы поверхностного натяжения. Поэтому можно заключить, что температура фазового превращения сверхпроводник-нормальное состояние ВТСП катода T_c^k при исследовании полевой эмиссии электронов практически не отличается от T_c для массивного образца.

Изучение атомной структуры и проведение локального химического анализа материалов в полевом ионном микроскопе с атомным зондом (ПИМ+АЗ) связано с созданием электрических полей (положительной полярности), примерно на порядок более сильных, чем требуются для полевой эмиссии электронов [12]. Согласно уравнению (4), понижение T_c для ВТСП кристалла в этом случае должно быть очень большим (так как ΔT_c пропорционально квадрату поля E).

Ранее было показано [11], что максимальные значения поведомоторных сил, которые выдерживают бездефектные монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, составляют $\sigma = 3.1 \pm 0.5$ ГПа. Как указывалось выше, механическое напряжение σ может рассматриваться как отрицательное гидростатическое давление P . Отсюда (используя $dT_c/dP = 4.0-5.5$ К/ГПа) вариация температуры сверхпроводящего перехода T_c (в условиях экстремально сильных электрических полей) должна составить $\Delta T_c = -(20-14)$ К (отметим, что напряженность электрического поля E , которая отвечает механическому напряжению $\sigma = 3.1$ ГПа, приблизительно равна $E = 2.6 \cdot 10^{10}$ В/м [11]).

Для того чтобы осуществлять контролируемую полевою десорбцию и полевое испарение поверхностных атомов ВТСП (например, при исследовании сверхпроводников методом полевой ионной микроскопии и атомного зонда), требуется напряженность поля приблизительно на 10% ниже максимально возможной E (т.е. той E , при которой эмиттер разрушается). Понижение температуры фазового перехода T_c в этом случае (согласно формуле (4)) может составить $\Delta T_c = 11-15$ К.

Исходя из вышеизложенного, приходим к выводу, что T_c^k может иметь различное значение для одного и того же полевого эмиттера при исследовании в режимах 1) полевой эмиссии электронов и 2) полевой десорбции поверхностных атомов ВТСП.

В общем случае вариация температуры фазового превращения сверхпроводник-нормальное состояние T_c для ВТСП катода дается соотношением

$$\Delta T_c = \frac{dT_c}{dP} \left(\frac{2 \cdot \gamma}{R} - \frac{\epsilon_0}{2} E^2 \right). \quad (5)$$

Заключение

В результате проведенного в работе анализа установлено, что температура фазового перехода T_c сверхпроводник — нормальное состояние для полевого эмиссионного ВТСП катода существенно изменяется по крайней мере по следующим причинам: 1) за счет воздействия электрического поля E непосредственно на электронную подсистему сверхпроводника [1,4,5]; 2) под влиянием отрицательных гидростатических давлений P на ВТСП катод, порождаемых поведомоторными силами электростатического поля E ; 3) вследствие гидростатических давлений P , обусловленных силами поверхностного натяжения на вершине ВТСП катода.

Показано, что значение критической температуры T_c для ВТСП катода определяется экспериментальными режимами исследования эмиттера: в прямом (полевая эмиссия электронов) и обратном (полевая десорбция поверхностных атомов) электрическом поле.

Проведена оценка коэффициента поверхностного натяжения для атомночистой поверхности ВТСП.

Авторы выражают благодарность В.Т.Шматову (Отдел высоких давлений Института физики металлов УрО РАН) за полезное обсуждение результатов работы.

Данная работа выполнялась в рамках Государственной программы № 90179.

- [1] *Barengolts S.A., Litvinov E.A.* // Proc. 38th IFES. Vienna, 1991. P. P1-P8.
 [2] *Shkuratov S.I.* // Surf. Sci. 1992. Vol. 266. P. 88-99.
 [3] *Елинсон М.И., Васильев Г.Ф.* Автоэлектронная эмиссия. М.: Физматгиз, 1958. 272 с.
 [4] *Barengolts S.A., Litvinov E.A., Uimanov I.V.* // Surf. Sci. 1992. Vol. 266. P. 132-136.
 [5] *Баренгольц С.А., Лутвинов Е.А.* // СФХТ. 1989. Т. 2. № 8. С. 26-28.
 [6] *Брэндон Д.* // Автоионная микроскопия. М.: Мир, 1971. Гл. 4. С. 59-74.
 [7] *Barbour J.P., Charbonnier F.M., Dolan W.W. et al.* // Phys. Rev. 1960. Vol. 117. N 6. P. 1452-1459.
 [8] *Hirsch J.E., Marsiglio F.* // Physica C. 1990. Vol. 172. P. 265-266.
 [9] *Wijnngaarden R.J., Scholtz J.J., Van Eenige E.N., Griessen R.* // High Pressure Research. 1991. Vol. 7,8. N 1-3. P. 33-37.
 [10] *Золотаревский В.С.* Механические свойства металлов. М.: Metallurgy, 1983. Гл. 4. С. 105-145.
 [11] *Таланцев Е.Ф., Иеченко В.А., Сюткин Н.Н.* // СФХТ. 1990. Т. 3. № 9. С. 2017-2022.
 [12] *Muller E.W.* // Science. 1965. Vol. 149. P. 591-601.
 [13] *Cava R.J., Batlogg B., Rabe K.M. et al.* // Physica C. 1988. Vol. 156. N 5. P. 523-527.
 [14] *Shkuratov S.I., Ivanov S.N., Shilimanov S.N.* // Surf. Sci. 1992. Vol. 266. P. 224-231.

Институт электрофизики
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
14 мая 1992 г.
В окончательной редакции
23 ноября 1992 г.

02;03
© 1993 г.

Журнал технической физики, т. 63, в. 8, 1993

КОЭФФИЦИЕНТЫ ПЕРЕНОСА ПЛОТНОГО ГАЗА ИЗ МОЛЕКУЛ С ТВЕРДОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ

В.И.Курочкин, С.В.Паплин

В предыдущей работе одного из авторов [1] рассмотрено кинетическое уравнение для плотных газов из молекул с твердой сердцевиной, т.е. потенциал взаимодействия которых состоит из суммы потенциала твердых сфер диаметром $\sigma\varphi_r(r)$ и хвоста $\varphi_s(r)$, учитывающего взаимодействие частиц на расстоянии $r > \sigma$. Кинетическое уравнение получено из точного первого уравнения Грэда путем аппроксимации двухчастичной функции распределения, предложенной Хоффманом и Кэртиссом [2]. В работе [1] получены аналитические выражения для коэффициентов переноса в первом порядке по параметру взаимодействия $\varepsilon' = \max |\varphi_s(r)|/kT$. В данной работе полученные в [1] выражения используются для расчета коэффициентов вязкости и теплопроводности.

Для расчета коэффициентов переноса плотного газа в первом порядке по параметру взаимодействия необходимо рассчитать в этом приближении давление p и коэффициенты $a(m, n)$, $\omega(m, n)$, $l(m, n)$ и ω_n , для которых получено

$$p = \left[1 + \frac{2\pi}{3} n \sigma^3 g(\sigma) \right] nkT - \frac{2\pi}{3} n^2 \int_{\sigma}^{\infty} \varphi'_s g(r) r^3 dr, \quad (1)$$