



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФЭ 2001–26
ОПЛ ТИСПР

О.М. Мамаев, Л.М. Севрюкова

**РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ТЕРМОМАГНИТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ УСКОРЯЮЩЕЙ
СВЧ-СТРУКТУРЕ**

Протвино 2001

Аннотация

Мамаев О.М., Севрюкова Л.М. Расчетно-теоретическое исследование терромагнитной неустойчивости в сверхпроводящей ускоряющей СВЧ-структуре: Препринт ИФВЭ 2001-26. – Протвино, 2001. – 8 с., 10 рис., 2 табл., библиогр.: 12.

Описана методика и подведены итоги исследования условий возникновения терромагнитного пробоя в сверхпроводящей ускоряющей СВЧ-структуре из ниобия и пленки ниобия, нанесенной на медную подложку. Приведены результаты теоретических расчетов критических магнитных полей и ускоряющего поля. Анализ критических магнитных полей проведен разными способами, что позволяет уточнить полученные результаты.

Abstract

Mamaev O.M., Sevryukova L.M. Study of Methods of the Origin for Quench in the SC Accelerating RF Structure: IHEP Preprint 2001-26. – Protvino, 2001. – p.8, figs.10, tables 2, refs:12.

The work describes a technique and gives the results of the study of methods on the origin of quench in the SC accelerating RF structure on the base of Nb or Nb/Cu for SVAAP accelerator.

The results of theoretical accounts of the critical magnetic and accelerating fields have been given with metallurgical and technological defects and without them. Different ways have been used to develop this analysis that allows to specify received results.

Введение

В последнее время ученые различных ускорительных центров, где используются сверхпроводящие ускоряющие структуры, уделяют много внимания анализу условий возникновения терромагнитного пробоя [1–4]. Разработаны теоретические методы анализа терромагнитной устойчивости работы сверхпроводящей ускоряющей СВЧ-структуры. Эти методы позволяли выявить предел магнитного поля на внутренней поверхности, при котором не возникает терромагнитный пробой в резонаторе. Следует отметить, что все указанные работы касаются анализа сверхпроводящих резонаторов только из ниобия.

В настоящее время в нашей лаборатории разработан проект сверхпроводящего линейного ускорителя электронов, известный за рубежом как SVAAP (сверхпроводящий вертикальный ускоритель для прикладных целей) [5, 6]. Нами была использована сверхпроводящая СВЧ-структура на основе чистого ниобия, который нанесен на медную подложку без сварных швов [7]. В данной работе описана методика расчета и проведен сравнительный расчет терромагнитной неустойчивости сверхпроводящих резонаторов на основе Nb и Nb/Cu.

1. Методология теоретического исследования условий возникновения терромагнитной неустойчивости

В качестве примера для исследования условий возникновения терромагнитного пробоя будем рассматривать геометрию отдельной ячейки СП-резонатора, приведенную на рис. 1. Исходя из выводов, сделанных в работе [8], можно перейти к рассмотрению только экваториальной области как области наиболее вероятного перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное в результате терромагнитного пробоя. Это позволяет нам перейти от сложной формы ячейки резонатора к рассмотрению ячейки в виде цилиндра с диаметром, равным диаметру экватора ячейки.

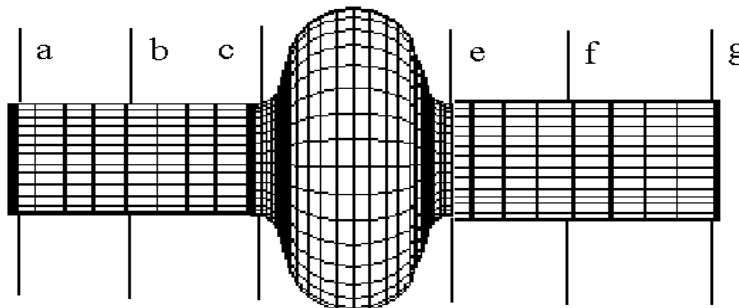


Рис. 1. Геометрия отдельной ячейки сверхпроводящего резонатора.

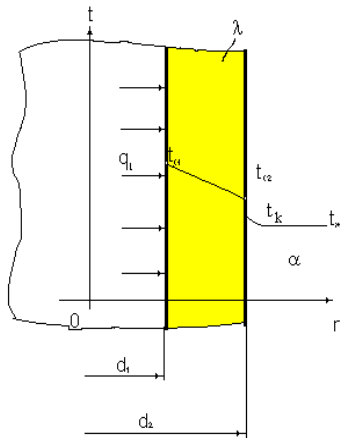


Рис. 2. Теплопередача через однородную цилиндрическую стенку.

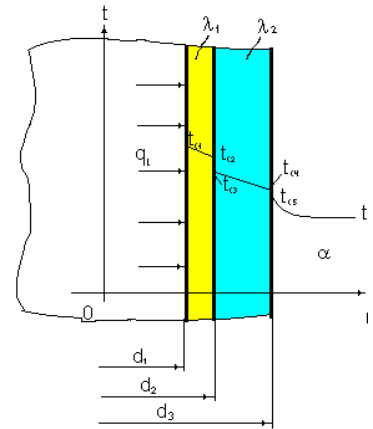


Рис. 3. Теплопередача через многослойную цилиндрическую стенку.

Рассмотрим два случая:

- Однородную цилиндрическую стенку (рис. 2) с внутренним диаметром d_1 и наружным диаметром d_2 , со среднеинтегральным коэффициентом теплопроводности λ в диапазоне температур от 1.8 К до критической температуры фазового перехода. Зададим постоянными температуру гелиевой ванны $t_{ж}$, коэффициент теплоотдачи к гелию на наружной стенке α , тепловое сопротивление Капицы на границе сверхпроводник – гелий R_k и поток тепла через внутреннюю поверхность q_l .
- Многослойную цилиндрическую стенку (рис. 3) с внутренним диаметром d_1 , промежуточным диаметром d_2 и наружным диаметром d_3 , с разными коэффициентами теплопроводности слоев λ_1 и λ_2 . Заданы постоянная температура гелиевой ванны $t_{ж}$, коэффициент теплоотдачи к гелию на наружной стенке α , тепловое сопротивление Капицы на границе ниобий – медь R_{k1} , тепловое сопротивление Капицы на границе медь – гелий R_{k2} и поток тепла через внутреннюю поверхность q_l . Будем полагать, что длина рассматриваемой ячейки велика по сравнению с толщиной стенки. Тогда потерями теплоты с торцов трубы можно пренебречь, и при установившемся тепловом режиме будет проходить через стенку и отдаваться от стенки к холодной жидкости одно и то же количество теплоты.

Магнитное поле на поверхности резонатора вызывает нагрев, который повышает температуру внутренней поверхности резонансной структуры. При этом для устойчивой работы системы необходим определенный баланс между запасенной энергией и количеством теплоты, проходящей через единицу поверхности стенки резонатора.

Количество теплоты, проходящей через единицу поверхности стенки резонатора, определим как

$$Q = k \cdot \Delta T, \tag{1}$$

где k – линейный коэффициент теплопередачи [9].

$$\text{Для однородной стенки } k = \frac{1}{\frac{d_1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{R_k \cdot d_1}{d_2} + \frac{d_1}{\alpha d_2}}.$$

Для многослойной стенки $k_l = \frac{1}{\left(\frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{R_{k1}}{d_2} + \frac{1}{2\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{R_{k2}}{d_3} + \frac{1}{\alpha d_3} \right)}$.

Рассеиваемая СВЧ-мощность определяется как

$$P = \frac{1}{2} R_s(T) \cdot H^2, \quad (2)$$

где $R_s(T)$ – поверхностное сопротивление.

Для резонатора из Nb [10]:

$$R_s(T) = A \frac{\omega^2}{T} \exp\left(-\frac{\Delta}{k_b T}\right) + R_{ост}. \quad (3)$$

Для резонатора из Nb/Cu [10]:

$$R_s(T) = A \omega^{-n} \exp\left(-\frac{\Delta}{k_b T}\right) + R_{ост}, \quad (4)$$

где A – коэффициент, который является функцией переменных: скорости электронов на поверхности Ферми v_F , электронной плотности N , длины свободного пробега L ($A=10^{-25}$); ω – частота; Δ – энергетическая щель; k_b – постоянная Больцмана ($\frac{\Delta}{k_b} = 15.6$); $R_{ост}$ – остаточное поверхностное сопротивление, $n \approx 2$.

Приравняв P из (2) и Q из уравнения (1), получим уравнение теплового баланса в виде

$$\frac{1}{2} R_s(T) H^2 = k \cdot \Delta T. \quad (5)$$

Полученное уравнение можно проанализировать следующими способами:

Рассматривать $R_s = 2 \cdot k \frac{\Delta T}{H^2}$; (6)

посредством данного рассмотрения можно получить критические поля магнитной напряженности в зависимости от температуры гелиевой ванны [11].

Рассматривать $H = \sqrt{\frac{2 \cdot k \cdot \Delta T}{R_s}}$; (7)

этот метод позволяет получить критические поля магнитной напряженности в зависимости от температуры внутренней поверхности резонатора [8, 11].

Ниже данные способы рассмотрены более подробно.

Метод № 1

Найдем графическое решение системы уравнений, состоящей из преобразованного уравнения теплового баланса (6) и температурно-частотной зависимости поверхностного сопротивления (4) или (5). На рис. 4 кривая 1 – это температурная зависимость поверхностного сопротивления по теории БКШ. Другие характеристики резонансной структуры, такие как коэффициент теплопроводности, сопротивление Капицы, геометрические размеры, входят в параметры прямой 2 и 2'. Точки пересечения кривой 1 с прямыми 2 и 2' дают решение уравнения.

При наличии пересечения прямой 2 с БКШ-кривой возможна стабильная работа СВЧ-структуры. В этом случае все тепло, выделяемое при рассеивании СВЧ-мощности на внутренней поверхности резонансной полости, отводится в гелиевую ванну. При увеличении магнитной напряженности наклон линии 2 уменьшается и при определенных условиях достигает состояния, когда прямая является касательной к БКШ-кривой. В этом случае наблюдается метастабильное состояние системы, и при любых отклонениях температуры стенки возможен тепловой и термомагнитный пробой. Этот критический наклон дает возможность определить критический уровень магнитной напряженности.

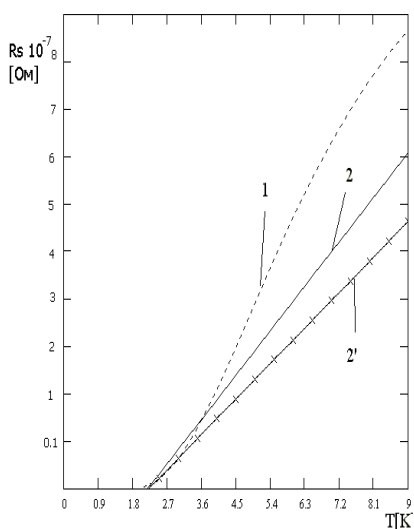


Рис. 4. Графическое решение системы уравнений, описанной в методе №1.

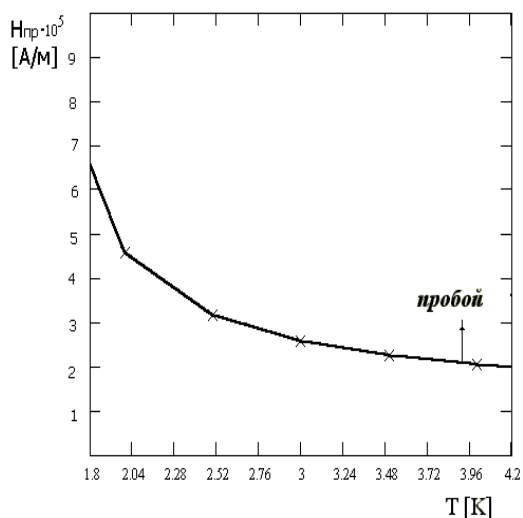


Рис. 5. График зависимости магнитной напряженности от температуры.

Метод № 2

Графическое решение уравнения (7) представлено на рис. 5. Полученная кривая отображает максимально возможное теоретическое поле магнитной напряженности ($H_{пр}$). Данная модель позволяет более точно и наглядно проанализировать устойчивость работы сверхпроводящего ускоряющего резонатора в рабочем диапазоне температур от 1.8 до 4.2 К. Следует отметить, что данная модель в отличие от модели, описанной в работе [4], позволяет учесть такие факторы, как температурную и частотную зависимость БКШ поверхностного сопротивления окружающего сверхпроводника, теплопередачу между стенкой резонатора и гелиевой ванной (тепловое сопротивление Капицы и коэффициент теплоотдачи к гелию). На эти параметры можно воздействовать технологическими методами обработки поверхности резонатора, что позволит приблизиться к теоретическим значениям.

2. Теоретические исследования условий возникновения термомагнитного пробоя в ускоряющей СВЧ-структуре из ниобия и пленки ниобия на медной подложке

Таблица 1. Исходные данные для резонатора из ниобия.

№	Наименование	Значение
1	Рабочая частота ω , МГц	2950
2	Коэффициент теплоотдачи к гелию α , $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$	2500
3	Температура гелиевой ванны $t_{жс}$, К	1.8
4	Внутренний диаметр резонатора d_1 , мм	96.122
5	Внешний диаметр резонатора d_2 , мм	102.122
6	Тепловое сопротивление Капицы на границе ниобий - гелий R_k , $\frac{м^2 \cdot К}{Вт}$	$0.02 \cdot t_{жс}^{-4.65}$

Таблица 2. Исходные данные для резонатора из ниобия на медной подложке.

№	Наименование	Значение
1	Рабочая частота ω , МГц	2950
2	Коэффициент теплоотдачи к гелию α , $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$	2500
3	Температура гелиевой ванны $t_{жс}$, К	4.2
4	Внутренний диаметр резонатора d_1 , мм	96.122
5	Промежуточный диаметр резонатора d_2 , мм	96.125
6	Внешний диаметр резонатора d_3 , мм	102.125
7	Коэффициент теплопроводности ниобия λ_1 , $\frac{Вт}{м \cdot К}$	80
8	Коэффициент теплопроводности меди λ_2 , $\frac{Вт}{м \cdot К}$	200
9	Тепловое сопротивление Капицы на границе ниобий - медь R_{k1} , $\frac{м^2 \cdot К}{Вт}$	$0.02 \cdot t_{жс}^{-3.6}$
10	Тепловое сопротивление Капицы на границе медь – гелий R_{k2} , $\frac{м^2 \cdot К}{Вт}$	$0.02 \cdot t_{жс}^{-4.5}$

Проведем сравнительные исследования для резонатора из Nb и Nb/Cu всеми вышеописанными методами. Данные для расчета возьмем из таблиц 1 и 2.

Метод № 1

Подставив в систему уравнений геометрические размеры СВЧ-структуры и теплофизические параметры, получим графическое решение данной системы уравнений, представленное на рис. 6 и 7 при разных значениях магнитной напряженности. Кривая 1 на этих графиках отображает зависимость поверхностного сопротивления от температуры. Так, например, в данном случае при одних и тех же геометрических размерах резонатор с низкой теплопроводностью находится в метастабильном состоянии, и, следовательно, это значение магнитной напряженности является предельным для данного резонатора.

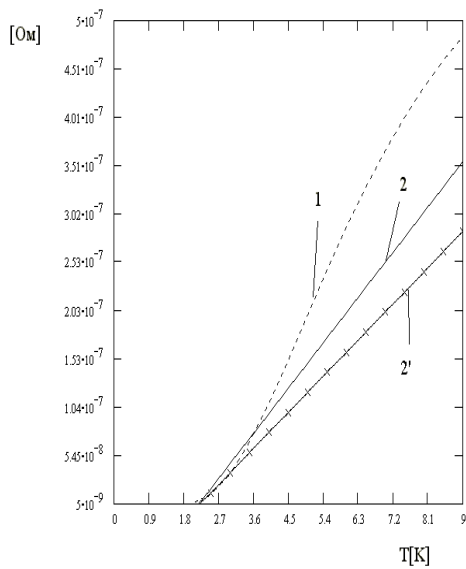


Рис. 6. Графическое решение системы уравнений методом №1 для резонатора из Nb. Кривая 2 соответствует значению магнитной напряженности $H = 2.3 \cdot 10^5$ А/м, кривая 2' – $H = 3.5 \cdot 10^5$ А/м при $T = 1.8$ К.

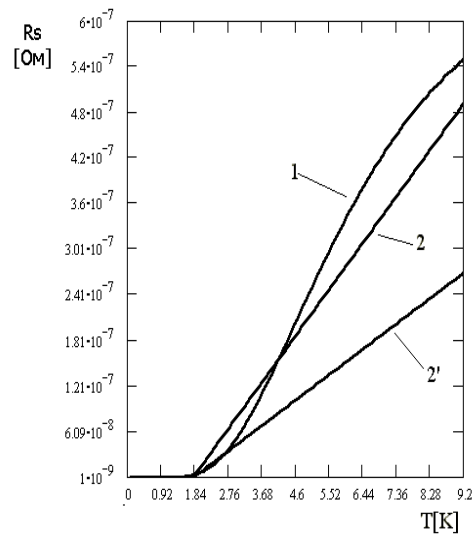


Рис. 7. Графическое решение системы уравнений методом №1 для резонатора из Nb/Cu. Кривая 2 соответствует значению магнитной напряженности $H = 2.5 \cdot 10^5$ А/м, кривая 2' – $H = 3.8 \cdot 10^5$ А/м при $T = 1.8$ К.

Метод № 2 $H = f(t_{кр}, R_s, \lambda)$

Графическое решение уравнения (7) представлено на рис. 8 и 9. Кривые 1 и 2 на рис. 8 отображают максимально возможное теоретическое поле магнитной напряженности при коэффициенте теплопроводности $\lambda_1 = 80 \frac{Вт}{м \cdot К}$, и $\lambda_2 = 10 \frac{Вт}{м \cdot К}$ соответственно.

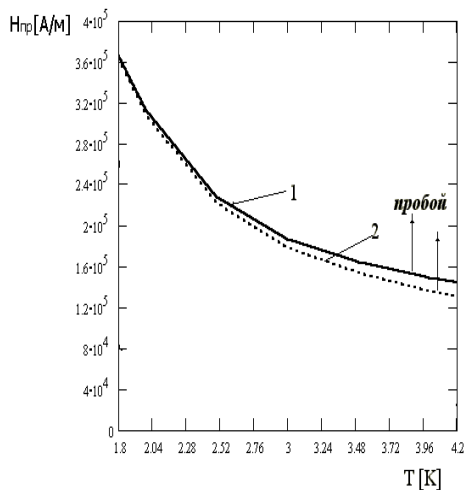


Рис. 8. График зависимости магнитной напряженности от температуры для резонатора из Nb.

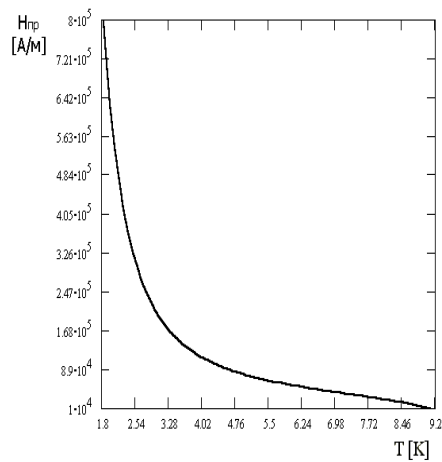


Рис. 9. График зависимости магнитной напряженности от температуры для резонатора из Nb/Cu.

Анализируя полученные результаты, можно сделать следующие выводы:

- В диапазоне температур от 1.8 до 4.2 К коэффициент теплопроводности ниобия не оказывает значительного влияния на критические поля. Следует отметить, что это влияние становится более значительным при температуре, близкой к критической.
- Предел для магнитного поля значительно выше для резонатора из Nb/Cu.

3. Ускоряющие поля в сверхпроводящих СВЧ-структурах

Для расчета ускоряющих полей использована формула [12]

$$\frac{P}{L} = \frac{E_{\text{уск}}^2}{\frac{r_a}{Q_0} \cdot Q_0}, \quad (8)$$

где L – длина ускоряющей структуры, $E_{\text{уск}}$ – ускоряющее поле, $\frac{r_a}{Q_0}$ – шунтовой импеданс.

Преобразовав это выражение, получим:

для резонатора из Nb
$$E_{\text{уск}}^{\text{teor max}} = \sqrt{\frac{\pi(t_{\text{kp}} - t_{\text{жс}}) \frac{r_a}{Q_0} \cdot Q_0}{\left(\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{R_k}{d_2} + \frac{1}{\alpha d_2}\right)}}; \quad (9)$$

для резонатора из Nb/Cu

$$E_{\text{уск}}^{\text{teor max}} = \sqrt{\frac{\pi(t_{\text{kp}} - t_{\text{жс}}) \frac{r_a}{Q_0} \cdot Q_0}{\left(\frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{R_{k1}}{d_2} + \frac{1}{2\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{R_{k2}}{d_3} + \frac{1}{\alpha d_3}\right)}}. \quad (10)$$

На рис. 10 изображена зависимость максимального ускоряющего поля от температуры для разных резонаторов при одинаковой добротности $Q_0 = 10^9$. Кривая 1 соответствует резонатору из Nb/Cu, кривая 2 – из Nb.

Анализ полученных данных приводит к следующим выводам:

- Использование сверхпроводящих пленок в ускоряющих резонаторах позволяет увеличить ускоряющее поле и, следовательно, снизить стоимость постройки ускорителя.
- Увеличение толщины медной подложки приводит к снижению полного термического сопротивления теплопередачи и позволяет увеличить жесткость структуры.
- Коэффициент теплопроводности пленки ниобия не оказывает значительного влияния на максимальное ускоряющее поле при температурах от 1.8 до 4.2 К. Это влияние становится более значительным при температуре, близкой к критической.

Следует отметить, что в данной работе не учитывалось влияние технологических дефектов на критические и ускоряющие поля в сверхпроводящих резонаторах. В дальнейшем планируется разработать методику расчета, позволяющую учитывать и это влияние.

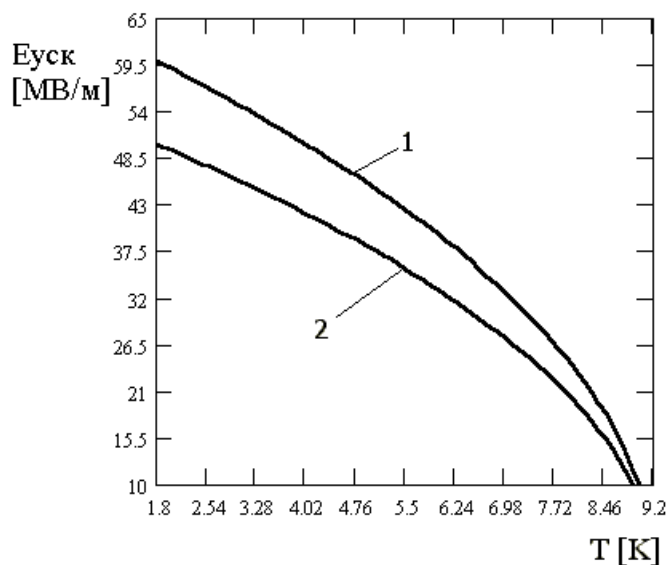


Рис. 10. График зависимости ускоряющего поля от рабочей температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Safa H.** An analytical approach for calculating the quench field in superconducting cavities. In: Proc. of the 7-th Workshop on RF Superconductivity. – France, 1995, v.1, p. 413-418.
2. **Hillenbrand B., Martens H., Schnitzke K., Diepers H.** On the preparation and thermal breakdown mechanism of superconducting niobium X-band cavities with high magnetic flux densities. – In: Proc. of the 9-th International Conference on High Energy Accelerators. – Stanford, May 1974, p. 143 -146
3. **Kneisel P., Lyneis C., Stoltz O., Halbritter J.** Breakdown fields in a superconducting niobium cavity at S-band. – In: Proc. of the 9-th International Conference on High Energy Accelerators. – Stanford, May 1974, p. 140 -142.
4. **Padamsee H., Knobloch J., Hays T.** RF Superconductivity for Accelerators. – USA, NewYork, John Wiley&Sons, 1998, 540 p.
5. **Vasiliev A.A., Voinalovich O.A., Glazkov A.A., Koliaskin A.D., Ponomarenko A.G., Sevryukova L.M., Zvonarev I.A.** Superconducting Vertical Accelerator for Applied Purposes (SVAAP). – In: Proc. of the European Conference on Accelerator Linac. – EPAC-96, Sitges (Barselona), Spain, 1996, p. 762-764.
6. **Komarova V., Sevryukova L.M., Tchernov M., Zvonarev I.** The Influence of the Injection Energy on the Acceleration RF Structure Geometry and the Beam Dynamics SVAAP. – In : Proc. of the 8-th Workshop on RF Superconductivity. Abano Terme (Padua). – Italy, 6-10 Oct. 1997, v.1. Superconducting Particle Accelerators, p. 269-275.
7. **Ageev A.I., Alimov V.V., Sevryukova L.M., Voinalovich O.A.** Development of Production Technology for Weldless Copper Shell of Superconducting Cavities. – In : Proc. of the 6-th Workshop on RF Superconductivity. Newport News, – USA, 6-10 Oct. 1993, v.2 p. 802-808.
8. **Мамаев О.М., Звонарев И.А., Севрюкова Л.М.** Устойчивость работы сверхпроводящей ускоряющей СВЧ-структуры на высоком уровне мощности с точки зрения теплового баланса. Препринт ИФВЭ 2000-45. – Протвино, 2000, 11 с.
9. **Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С.** Теплопередача. – М.: Энергоиздат, 1981, с. 33-36.
10. **Буккель В.** Сверхпроводимость. – М.: Мир, 1975, с. 175-185.
11. **Мамаев О.М., Севрюкова Л.М., Харитонов В.С.** Методы расчета и исследования теплофизических параметров сверхпроводящих резонаторов для ускорителей заряженных частиц. (Допущено в качестве учебного пособия для ВУЗов.) – Москва – Протвино, 2000, 41 с.
12. **Padamsee H.** The Quest for High-Gradient Superconducting Cavities. SRF 980723-05, p. 29.

Рукопись поступила 7 июня 2001 года

О.М. Мамаев, Л.М. Севрюкова

Расчетно-теоретическое исследование термомагнитной неустойчивости
в сверхпроводящей ускоряющей СВЧ-структуре

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы Word.

Редактор Н.В. Ежела.

Технический редактор Н.В. Орлова.

Подписано к печати 13.06.2001. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.

Печ.л. 1. Уч.-изд.л. 0,8. Тираж 130. Заказ 107. Индекс 3649.

ЛР №020498 от 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий,
142284, Протвино Московской обл.

