

05;09;10;12

Концепция создания криогенных ускоряющих структур ускорителя из меди

© В.А. Кутовой, А.М. Егоров

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“ НАН Украины,
61108 Харьков, Украина
e-mail: kutovoy@kipt.kharkov.ua

(Поступило в Редакцию 4 мая 2007 г.)

Исследовано поверхностное сопротивление меди в области классического и аномального скин-эффекта, определен коэффициент выигрыша по поверхностному сопротивлению, равный отношению поверхностного сопротивления меди при комнатной температуре к поверхностному сопротивлению при гелиевой температуре в зависимости от частоты электромагнитного поля. Показано, что коэффициент выигрыша имеет обратную степенную зависимость от частоты. Определены частоты, на которых коэффициент выигрыша для меди равен 10.

Установлено, что потери высокочастотной мощности в стенках ускоряющей структуры ускорителя, изготовленной из несверхпроводящих металлов при температуре $T \geq 4.2$ К могут быть уменьшены в 10 и более раз по сравнению с ускоряющей структурой, работающей при комнатной температуре, тем самым подтверждается возможность создания ускорителя с высоким КПД.

PACS: 81.40.Rs, 72.15.Eb, 29.20.-c

Введение

В настоящее время разрабатываются ядерно-физические технологии, использующие интенсивные пучки с малой скважностью или непрерывные пучки. В этом случае к ускоряющей структуре предъявляются дополнительные требования, важнейшим из которых является высокий коэффициент полезного действия, равный отношению энергии, уносимой ускоренным пучком, к высокочастотной энергии, вводимой в ускоряющую структуру. В улучшении параметров ускоряющих структур ускорителей, работающих при комнатной температуре, практически достигнут предел. Прежде всего это относится к таким существенным параметрам, как КПД и абсолютные значения энергетических потерь, которые всегда возникают в стенках резонансных высокочастотных системах. Ведутся разработки ускорителей с охлаждением токонесущих частей и фокусирующих систем до температуры, при которой наступает сверхпроводимость или, во всяком случае, электрическое сопротивление существенно понижается. Уменьшение потерь высокочастотной мощности в стенках ускоряющей структуры ускорителя значительно облегчило бы сооружение линейных ускорителей на высокие энергии.

Постановка задачи

Как известно, для достижения высокой эффективности ускоряющих структур ускорителей используются сверхпроводники [1]. Однако сверхпроводящие ускорители эффективны только при температурах (1.5–4.2 К), что требует больших затрат на криогенное оборудование, а высокая добротность сверхпроводящего резонатора порядка 10^8 – 10^{10} приводит к серьезным проблемам высоко-

кочастотного питания. В этом случае к высокочастотному генератору предъявляются значительные требования по стабильности частоты, что приводит к усложнению конструкции и увеличению себестоимости ускорителя. Огромные трудности при использовании сверхпроводников связаны с возникновением эмиссионных токов и устранением условий возникновения термомагнитного пробоя, так как все это ведет к нестабильности параметров сверхпроводящих систем. Полное или частичное устранение вышеперечисленных преград облегчило бы проблему сооружения линейных ускорителей, в частности протонных ускорителей на высокие энергии.

При разработке и создании криогенных ускорителей существенное место занимает проблема достижения высокой эффективности ускоряющей структуры при $T \geq 4.2$ К без применения сверхпроводимости с использованием несверхпроводящих металлов. В связи с этим возникает интерес к исследованиям поверхностного сопротивления несверхпроводящих металлов при криогенных температурах с целью выяснить, во сколько раз уменьшатся потери высокочастотной мощности в стенках ускоряющей структуры ускорителя по сравнению с ускоряющей структурой, работающей при комнатной температуре.

Если, например, в теплом варианте допустимо преобразование 50% энергии высокочастотных колебаний в энергию ускоренного пучка и если в результате каких-либо технологических приемов добротность ускоряющей системы можно увеличить хотя бы на порядок, то эффективность преобразования энергии будет составлять уже не 50, а 90%, и если для достижения этого эффекта потребуются значительно меньшие усилия, чем для создания сверхпроводящего ускорителя, конечная цель будет достигнута.

Энергетические характеристики ускорения во многом зависят от темпа ускорения, равновесной фазы, рабочей длины волны, типа и конструкции резонаторов, фокусирующих устройств, схемы и мощности системы высокочастотного питания [2]. Большое влияние на технические и экономические характеристики ускорителя оказывает выбор темпа ускорения, т. е. увеличения энергии частицы ΔW на единицу длины:

$$\Delta W = E_y \cos \gamma_s Z, \quad (1)$$

где E_y — амплитуда средней по длине ускорителя напряженности электрического поля, V/m, γ_s — равновесная фаза; Z — заряд ускоряемой частицы.

С одной стороны, увеличение темпа ускорения приводит к сокращению длины ускорителя, а следовательно, и к уменьшению его стоимости. С другой стороны, это вызывает повышение высокочастотных потерь на единицу длины ускорителя и, как результат, усложнение и удорожание системы высокочастотного питания, также затрудняется отвод тепла от стенок ускоряющей структуры. При оптимизации параметров ускорителя возможна определенная свобода выбора ускоряющей системы и высокочастотного генератора. Окончательные технические и схемные решения при создании высокоэффективных ускоряющих структур ускорителя достигаются за счет компромисса между выбором многих параметров ускорителя, его узлов и возможности их технического исполнения.

Так, в работе [3] авторы предполагают, что при создании высокоэффективной криогенной ускоряющей структуры ускорителя, изготовленной из сверхпроводящего металла, наилучшие результаты могут быть достигнуты при использовании чистой меди с применением последовательного ряда технологий при обработке: уменьшения шероховатости токопроводящей поверхности, снятия внутренних напряжений.

Задачей настоящей работы является проведение исследований поверхностного сопротивления меди в области классического и аномального скин-эффектов и определение коэффициента выигрыша по поверхностному сопротивлению, равному отношению поверхностного сопротивления меди при комнатной температуре к поверхностному сопротивлению при криогенной температуре в зависимости от частоты электромагнитного поля. Предпринята попытка определения оптимальной рабочей частоты криогенного ускорителя, при которой затраты высокочастотной энергии в стенках ускоряющей структуры ускорителя будут наименьшими.

Результаты исследования

При расчете электродинамических характеристик ускоряющих структур линейных ускорителей особое место занимают вопросы, связанные с вычислением потерь высокочастотной мощности в стенках резонаторов. Известно, что диссипативные характеристики являются

определяющими для таких величин, как шунтовое сопротивление и добротность резонансной системы. Если полная поверхность металла S , для которой справедливы граничные условия Леонтовича [4], то высокочастотная мощность, которая диссипируется в его стенках, определяется из уравнения

$$P_1 = \frac{1}{2} R \int \bar{H}^2 dS, \quad (2)$$

где P_1 — мощность потерь, W; R — поверхностное сопротивление, Ω ; H — вектор напряженности магнитного поля, A/m; S — площадь поверхности, m^2 .

Из уравнения (2) следует, что ответственность за потери высокочастотной мощности есть поверхностное сопротивление R .

В области классического скин-эффекта поверхностное сопротивление сверхпроводящего металла R_k имеет вид

$$R_k = \left(\frac{\omega \mu_0}{2\sigma} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где σ — удельная проводимость нормального металла на постоянном токе, S/m; ω — угловая частота, rad/s; μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, H/m.

В области аномального скин-эффекта поверхностное сопротивление сверхпроводящего металла R_a определяется из выражения [5].

$$R_a = \left(\frac{1}{b} \right)^{1/3} \left(\frac{l}{\sigma} \right)^{1/3} \left(\frac{\omega \mu_0}{2} \right)^{2/3}, \quad (4)$$

где b — коэффициент, который характеризует отражение электронов проводимости от поверхности проводника; l — длина свободного пробега электрона, m.

Из выражений (3) и (4) следует, что потери высокочастотной мощности в стенках ускоряющей структуры ускорителя в области классического и аномального скин-эффекта во многом зависят от частоты электромагнитного поля. Так, при классическом скин-эффекте потери пропорциональны $\omega^{1/2}$, а при аномальном — $\omega^{2/3}$. В связи с этим возникает интерес к исследованиям поверхностного сопротивления сверхпроводящих металлов при криогенных температурах в зависимости от частоты электромагнитного поля. Для этого следует провести анализ коэффициента выигрыша η , который равен отношению поверхностного сопротивления сверхпроводящего металла при комнатной температуре R_{293} к поверхностному сопротивлению этого же металла при криогенных температурах R_T , $\eta = R_{293}/R_T$. Коэффициент η зависит не только от частоты электромагнитного поля, но и от технологии обработки, состава материала, температуры охлаждения. Поэтому необходимо провести целый комплекс исследований поверхностного сопротивления сверхпроводящих металлов в широком температурном интервале и частотном диапазоне. Это позволит определить, какой металл имеет минимальные потери высокочастотной мощности при криогенных температурах и во сколько раз повысится добротность охлажденной ускоряющей структуры ускорителя

по сравнению с ускоряющей структурой, работающей при комнатной температуре.

Определим коэффициент выигрыша η несверхпроводящих металлов в зависимости от частоты электромагнитного поля.

Используя выражения (3) и (4), получим уравнение для коэффициента выигрыша

$$\eta = \frac{R_k}{R_a} = \frac{\left(\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}\right)^{1/2}}{\left(\frac{1}{b}\right)^{1/3} \left(\frac{l}{\sigma}\right)^{1/3} \left(\frac{\omega\mu_0}{2}\right)^{2/3}}. \quad (5)$$

После преобразования уравнение (5) примет вид

$$\eta = \sqrt[6]{\frac{2}{\mu_0\omega\sigma^3 \left(\frac{1}{b} \frac{l}{\sigma}\right)^2}}. \quad (6)$$

Решим это уравнение относительно ω

$$\omega = \frac{2}{\eta^6 \sigma^3 \mu_0 \left(\frac{1}{b} \frac{l}{\sigma}\right)^2}. \quad (7)$$

Так как $\omega = 2\pi f$, получим уравнение для резонансной частоты:

$$f = \frac{1}{\eta^6 \pi \mu_0 \sigma^3 \left(\frac{1}{b} \frac{l}{\sigma}\right)^2}. \quad (8)$$

Проанализировав уравнения (5), (8), приходим к выводу, что для идеальных несверхпроводящих металлов, когда $\eta = 1$, частота электромагнитного поля f стремится к значению f_1 , при котором $R_k = R_a$. В случае, когда частота электромагнитного поля $f > f_1$ то поверхностное сопротивление $R_a > R_k$, а коэффициент выигрыша $\eta < 1$; При $\eta \rightarrow \infty$ частота $f \rightarrow 0$.

Рассмотрим зависимость коэффициента выигрыша η от частоты f . Для этого определим поверхностное сопротивление несверхпроводящего металла в области классического и аномального скин-эффектов, например, на частоте f_2 . В области классического скин-эффекта поверхностное сопротивление R_{k2} на частоте f_2 будет иметь вид

$$R_{k2} = \left(\frac{\pi f_2 \mu_0}{\sigma}\right)^{1/2}. \quad (9)$$

В области аномального скин-эффекта поверхностное сопротивление R_{a2} на частоте f_2 будет иметь вид:

$$R_{a2} = \left(\frac{1}{b}\right)^{1/3} \left(\frac{l}{\sigma}\right)^{1/3} (\pi f_2 \mu_0)^{2/3}. \quad (10)$$

Из уравнений (9), (10) определим σ , и $\frac{l}{\sigma}$.

$$\sigma = \frac{\pi f_2 \mu_0}{R_{k2}^2}, \quad (11)$$

$$\frac{l}{\sigma} = \frac{R_{a2}^3}{\frac{1}{b} (\eta f_2 \mu_0)^2}. \quad (12)$$

Подставим значения этих величин в уравнение (8) и получим

$$f = \frac{R_{k2}^6 \left(\frac{1}{b}\right)^2 \pi^4 f_2^4 \mu_0^4}{\eta^6 \pi^4 f_2^3 \mu_0^4 \left(\frac{1}{b}\right)^2 R_{a2}^6}. \quad (13)$$

После преобразования уравнение (13) примет вид

$$f = \frac{f_2 R_{k2}^6}{\eta^6 R_{a2}^6}, \quad (14)$$

так как $\frac{R_{k2}^6}{R_{a2}^6} = \eta_2^6$, выражение (14) примет вид

$$\frac{f}{f_2} = \frac{\eta_2^6}{\eta^6}. \quad (15)$$

Из уравнения (15) следует, что коэффициент выигрыша η имеет обратную степенную зависимость от частоты. Таким образом, измерив коэффициент выигрыша η исследуемого металла на частоте f , можно определить коэффициент выигрыша η_2 на частоте f_2

$$\eta_2 = \eta \sqrt[6]{\frac{f}{f_2}}. \quad (16)$$

Из выражения (8) определим частотную зависимость коэффициента выигрыша для Си при диффузном и зеркальном отражении электронов от поверхности (табл. 1).

Из результатов расчета следует: для того чтобы поверхностное сопротивление меди уменьшилось в 10 и более раз при криогенной температуре, необходимо работать на частотах $f \leq 173$ МГц при диффузном отражении электронов проводимости от поверхности, а при зеркальном отражении — на частотах $f \leq 346$ МГц. Коэффициент выигрыша η будет равен единице на частотах $f = (173-346) \cdot 10^6$ МГц.

В табл. 2 приведены результаты расчета поверхностного сопротивления меди в области классического и аномального скин-эффектов на частотах 150, $5 \cdot 10^3$ МГц определен коэффициент выигрыша η по поверхностному сопротивлению при зеркальном отражении электронов от поверхности металла, а также получены значения глубины проникновения высокочастотного поля в медь

Таблица 1. Результаты расчета коэффициента выигрыша η для меди от частоты

$R \cdot 10^3, \Omega$	T, K	η	f, MHz	b
3.5	293	10	173	Диффузное
0.35	4.2		173	
4.9	293	10	346	
0.49	4.2		346	Зеркальное
$3.5 \cdot 10^3$	293	1	$173 \cdot 10^6$	
$3.5 \cdot 10^3$	4.2		$173 \cdot 10^6$	Диффузное
$4.9 \cdot 10^3$	293	1	$346 \cdot 10^6$	
$4.9 \cdot 10^3$	4.2		$346 \cdot 10^6$	

Таблица 2. Результаты расчета поверхностного сопротивления R , коэффициента выигрыша η , син-слоя δ , для меди от частоты

$R \cdot 10^3, \Omega$	T, K	η	f, MHz	$\delta, \mu m$
3.2	293	11.42	150	5.39
0.28	4.2		150	0.47
19.0	293	6.33	$5 \cdot 10^3$	0.91
3.0	4.2		$5 \cdot 10^3$	0.15

из выражений [5]:

$$\delta_k = \frac{2}{\omega \mu_0 \sigma}, \quad (17)$$

где δ_k — глубина проникновения электромагнитного поля в нормальный металл в области классического скин-эффекта, м.

$$\delta_a = \left[\left(\frac{1}{b} \right) \left(\frac{l}{\sigma} \right) \left(\frac{2}{\omega \mu_0} \right) \right]^{1/3}, \quad (18)$$

где δ_a — глубина проникновения электромагнитного поля в нормальный металл в области аномального скин-эффекта, м.

Из приведенных результатов видно, что с увеличением частоты коэффициент выигрыша η и глубина проникновения электромагнитного поля в металл уменьшаются.

Таким образом, данные табл. 2 свидетельствуют о зависимости коэффициента выигрыша η не только от частоты колебаний электромагнитного поля, но и от материала и состояния токопроводящей поверхности.

Выше рассматривалось поверхностное сопротивление идеальных металлов с абсолютно гладкими поверхностями, на которых предполагалось выполнение условий Леонтовича. На реальных поверхностях обязательно присутствуют шероховатости, т.е. несовершенства, связанные с отклонением формы поверхности от плоской. Неровности могут быть обусловлены как корпускулярным строением материи, так и дефектами, имеющими различный характер. Некогерентное рассеяние электронов проводимости на таких областях оказывается причиной разительного отличия поверхностного сопротивления в низкотемпературной области для реальных металлов по сравнению с идеальными. С практической точки зрения всегда важно знать, какой металл имеет минимальное поверхностное сопротивление при криогенных температурах. С этой целью нужно провести целый комплекс исследований на несверхпроводящих металлах.

Для сравнения поверхностного сопротивления реального металла с идеальным при криогенных температурах были проведены экспериментальные исследования поверхностного сопротивления меди. Исследования проводились на цилиндрических резонаторах при комнатной и гелиевой температурах, резонансная частота $5 \cdot 10^3$ MHz (табл. 3).

Таблица 3. Экспериментальные исследования поверхностного сопротивления меди при комнатной и гелиевой температурах

Металл	$R \cdot 10^3, \Omega$	T, K	η
Cu + Y	21.0	293	6.56
Cu + Y	3.2	4.2	
Cu	26.0	293	4.8
Cu	5.4	4.2	

Примечание. Тип волны H_{111} .

Для проведения экспериментальных исследований были изготовлены цилиндрические резонаторы, у которых высота равнялась диаметру. Один резонатор был изготовлен из бескислородной меди марки МОБ (ГОСТ 5657-70), другой — из бескислородной меди марки МОБ, переплавленной в вакуумной электронно-лучевой установке с добавлением металлического иттрия (ТУ 484-708-72). Плавку вели в медный водоохлаждаемый кристаллизатор с графитовой вставкой при ступенчатой вытяжке слитка. От полученного слитка отрезали прибыльные и донные части. Изготавливались резонаторы на токарном станке алмазным резцом с чистотой обработки токопроводящей поверхности, соответствующей высоте неровностей по $R_a = 0.1 \mu m$. Для уменьшения высоты микронеровностей рабочую поверхность резонаторов электрохимически полировали, после чего обработка токопроводящей поверхности резонатора соответствовала высоте неровностей профиля по $R_a = 0.02 \mu m$. Как видно, шероховатость токопроводящего слоя значительно меньше глубины проникновения электромагнитного поля в металл при криогенных температурах (табл. 2). Для снятия остаточных напряжений резонаторы отжигались в вакууме.

Охлаждение резонатора до гелиевой температуры осуществлялось в вертикальном металлическом криостате, который оснащен устройствами для регулирования и контроля высокочастотной мощности, вводимой в исследуемый резонатор, датчиками для измерения температуры исследуемого объекта и определения уровня жидкого гелия.

Измерение поверхностного сопротивления налагает определенные требования на конструкцию резонатора, форму и размеры которого необходимо выбирать таким образом, чтобы высокочастотные токи рассматриваемого типа колебаний текли по внутренней части резонатора и не пересекали механических соединений в конструкции. Отсутствие потерь высокочастотной мощности в контактах между крышками и корпусом резонатора уменьшает погрешность измерений. Как известно, высокая добротность цилиндрического резонатора достигается при колебании типа H_{111} [6]. Таким образом, измерив собственную добротность Q резонатора при разных температурах и зная его геометрический фактор G , можно вычислить поверхностное сопротивление ме-

талла из выражения

$$R = \frac{G}{Q}. \quad (19)$$

Для измерения собственной добротности резонатора при гелиевой температуре использовался метод декремента затухания, а добротность определялась из выражения

$$Q = 2\pi f\tau, \quad (20)$$

где τ — время, в течение которого амплитуда напряжения изменяется в e раз, s .

Чтобы исключить влияние внешних электрических цепей на собственную добротность резонатора, связь резонатора с генератором и индикатором осуществлялась через запредельный зонд, который были изготовлен в виде подвижной коаксиальной линии. Зонд перемещался в полости круглого волновода, соединенного с резонатором отверстием связи. Измерение добротности исследуемого резонатора при различных температурах осуществлялось на одном и том же уровне высокочастотной мощности в измерительной цепи, чтобы исключить нелинейности измерительного высокочастотного тракта, состоящего из усилителя, детекторной головки и индикатора.

Из результатов исследования следует, что при указанной технологии изготовления и обработки медного цилиндрического резонатора поверхностное сопротивление меди с добавкой иттрия при комнатной температуре в 1,24 раза ниже, чем у меди марки МОб, а при гелиевой температуре — в 1,68 раза, причем значения поверхностного сопротивления меди с добавкой иттрия близки к расчетным.

Выводы

Для того чтобы при криогенных температурах поверхностное сопротивление реальной меди приблизить к сопротивлению идеальной, необходимо уменьшить шероховатость токопроводящей поверхности. Высота микронеровностей должна быть меньше, чем глубина проникновения электромагнитного поля в металл. Для снятия остаточных напряженностей, которые возникают во время изготовления, изделие необходимо отжечь. Медь должна содержать как можно меньше примесей и иметь мелкозернистую структуру.

Для увеличения добротности криогенной ускоряющей структуры ускорителя, изготовленной из меди, в 10 и более раз необходимо, чтобы резонансная частота ускоряющей структуры ускорителя не превышала $f_p < 346$ МГц.

Из приведенных результатов следует, что в ускоряющей структуре, изготовленной из меди, при криогенных температурах можно уменьшить потери высокочастотной мощности в стенках ускоряющей структуры ускорителя в 10 и более раз, получить более высокую напряженность электрического поля, увеличить темп

ускорения по сравнению с ускоряющей структурой, работающей при комнатной температуре. Тем самым подтверждается возможность создания ускорителя с высоким КПД.

Для продолжения развития данных работ целесообразно провести дальнейшие экспериментальные исследования при криогенных температурах резонансных высокочастотных систем, изготовленных из различных несверхпроводящих металлов.

Список литературы

- [1] Диденко А.Н., Севрюкова Л.М., Ятис А.А. Сверхпроводящие ускоряющие СВЧ-структуры. М.: Энергоатомиздат, 1981. 298 с.
- [2] Лебедев А.Н., Шальнов А.В. Основы физики и техники ускорителей. М.: Энергоатомиздат, 1991. 528 с.
- [3] Кутовой В.А., Корниенко Л.А., Маханьков В.И. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Общая и ядерная физика. Харьков, 1987. Вып. 2(8). С. 30–33.
- [4] Леонтович М.В. // Исследования по распространению радиоволн. М.: Изд-во АН СССР, 1948. С. 5–12.
- [5] Менде Ф.Ф., Спицын А.И. Поверхностный импеданс сверхпроводников. Киев: Наук. думка, 1985. С. 20–36.
- [6] Диденко А.Н. Сверхпроводящие волноводы и резонаторы. М.: Сов. радио, 1973. С. 61–67.