

ИЗМЕРЕНИЕ УЛЬТРАВЫСОКОЙ СОБСТВЕННОЙ ДОБРОТНОСТИ ПУТЕМ ВОЗБУЖДЕНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО РЕЗОНАТОРА ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

*Н. С. Азарян^а, М. А. Батурицкий^б, Ю. А. Будагов^а, В. В. Глаголев^а,
Д. Л. Демин^а, С. В. Колосов^а, А. А. Кураев^а, Л. М. Онищенко^а,
Т. Л. Попкова^а, А. О. Рак^а, А. К. Синецын^а, Г. В. Трубников^а,
Г. Д. Ширков^а, Н. М. Шумейко^б*

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б НИУ «Национальный научно-учебный центр физики частиц и высоких энергий»
Белорусского государственного университета, Минск

^а УО «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники», Минск

Предложен прецизионный метод измерения ультравысоких собственных добротностей сверхпроводящих резонаторов, основанный на возбуждении колебаний в резонаторе электронным потоком. При таком измерении резонатор не связан с какими-либо внешними СВЧ-цепями, его собственная добротность определяется по потере мощности электронного пучка, которая может быть измерена с высокой точностью.

A high-precision method is proposed for measuring of ultra-high unloaded Q -factor of superconducting cavities by excitation of oscillations in the cavity by an electron beam. In this measuring technique the cavity is not connected to any external microwave circuits and its unloaded Q -factor is determined by power losses of the electron beam which can be measured with high accuracy.

PACS: 07.05.Tr; 07.50.-e; 84.40.-x; 85.25.-j; 29.27.-a; 41.75.Fr; 41.75.Ht; 29.20.Ej

ВВЕДЕНИЕ

Измерение ультравысоких собственных добротностей сверхпроводящих резонаторов линейных ускорителей в диапазоне $Q \sim 10^8 - 10^{10}$ является трудноразрешимой проблемой для традиционных СВЧ-методов [1–3]. Во-первых, требуется аппаратура с уникальными в настоящее время параметрами разрешения. Например, при резонансной частоте резонатора $f_0 = 1,3 \cdot 10^9$ Гц девиация частоты питающего генератора не должна превышать $n \cdot 1,3 \cdot 10^{-3}$ Гц, где n [%] — допускаемая погрешность в определении добротности [1]. Во-вторых, при рассматриваемых величинах добротности порядка 10^{10} добротности, измеряемые по инкременту затухания и по ширине резонансной кривой, различаются по определению. В-третьих, вносимую внешнюю добротность, определяемую связью резонатора с внешними измерительными цепями, необходимо точно учесть

для перерасчета собственной добротности по результатам измерений, что не всегда возможно.

Для решения этой задачи нужно использовать методы, избавленные от необходимости введения в резонатор элементов связи. Таким методом может служить способ определения добротности по наблюдению возникновения генерации пучка электронов, пронизывающего резонатор. В этом случае по измерению разности мощности входящего в резонатор и выходящего из него электронного пучка при наличии генерации можно определить добротность резонатора.

В предлагаемом методе указанные выше проблемы снимаются:

- 1) не требуется прецизионная СВЧ-аппаратура;
- 2) исследуемый резонатор полностью автономен, т. е. не связан с какими-либо внешними СВЧ-цепями;
- 3) добротность определяется по потере мощности пучком электронов и по пусковому току, которые могут быть измерены с высокой точностью.

Кроме того, определяемая добротность имеет тот же смысл, что и при работе резонатора в ускорителе, а пучок электронов расположен точно так же, как и пучок ускоряемых электронов, т. е. связь потока с полем резонатора та же, что и в ускорителе.

1. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В основе предлагаемого метода измерения добротности лежит монотронная генерация СВЧ-поля в электронно-лучевом диоде (монотроне), принцип действия которого подробно описан в литературе [4, 5].

Схема измерений представлена на рис. 1. На схеме не показаны криогенная и фокусирующая электронный пучок системы, а также вакуумная оболочка и изоляторы.

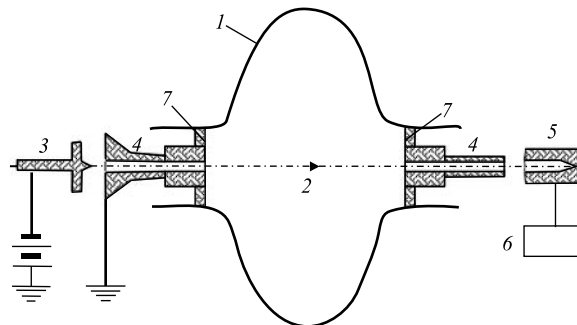


Рис. 1. Схема измерения добротности резонатора: 1 — сверхпроводящий резонатор кругового сечения; 2 — осевой электронный пучок; 3 — инжектор электронов; 4 — трубки дрейфа диаметром, во много раз меньшим критического для волн E_{01} ; 5 — коллектор электронов; 6 — измеритель мощности пучка электронов; 7 — сверхпроводящие крышки резонатора

Будем исходить из энергетического определения добротности, соответствующего принципу использования резонатора в линейном ускорителе:

$$Q_\nu = \frac{\omega_\nu W_\nu(A)}{P_{\Pi\nu}(A)}. \quad (1)$$

Здесь Q_ν — добротность резонатора на ν -типе колебаний; $\omega_\nu = 2\pi f_\nu$ — резонансная частота колебаний; $W_\nu(A)$ — запасенная энергия электромагнитного поля в резонаторе при заданной амплитуде колебаний A ; $P_{\Pi\nu}(A)$ — мощность потерь в стенках (включая торцевые крышки) при той же амплитуде A .

В свою очередь

$$P_{\Pi\nu}(A) = P_{c\nu} + P_{k\nu} = P_{c\nu}(1 + \alpha). \quad (2)$$

Здесь $P_{c\nu}$ — мощность потерь в стенках резонатора; $P_{k\nu}$ — мощность потерь в торцевых крышках, $\alpha = P_{k\nu}/P_{c\nu}$.

Из (1) и (2) следует определение собственной добротности резонатора

$$Q_\nu = Q_\nu(1 + \alpha). \quad (3)$$

Коэффициент α устанавливается при расчете полей в резонаторе с торцевыми крышками.

Рассмотрим резонатор с рабочим симметричным типом E_{0ij} колебания, который наиболее часто используется в ускорителях. В этом случае запасенная энергия может быть выражена через одну магнитную компоненту поля в виде [6, 7]

$$\omega_\nu W_\nu = 3,46 \cdot 10^8 A^2 \frac{W}{A_0^2} \int_{V_p} (\dot{B}_\varphi^0)^2 dV_p. \quad (4)$$

Здесь $A = \frac{e \max |E'_z|}{m_0 \omega_0 c}$ — безразмерная амплитуда поля; $E'_z(z)$ — распределение электрической компоненты поля на оси; $\dot{B}_\varphi^0(r, z) = \frac{e \dot{B}_\varphi^{r0}}{m_0 \omega_0}$ — распределение безразмерной магнитной компоненты поля, рассчитанной при некоторой амплитуде A_0 и резонансной частоте ω_ν ; e и m_0 — заряд и масса электрона; ω_0 — базовая частота, выбранная при переходе к безразмерным переменным — все геометрические размеры масштабированы как $(r, z, L) = (r', z', L') \omega_0/c$ и $W = \omega/\omega_0$, где c — скорость света; ω — рабочая частота колебаний резонатора (обычно $\omega = \omega_0$); V_p — объем резонатора в единицах c/ω_0 (штрихом помечены размерные переменные, имеющие одинаковое написание с безразмерными). Обозначим квадрат нормы собственного колебания как

$$\|\mathbf{E}^0\|^2 = \frac{W}{A_0^2} \int_{V_p} (\dot{B}_\varphi^0)^2 dV_p.$$

В результате такого перехода к безразмерным величинам получим выражение зависимости полной добротности от амплитуды в виде

$$Q_\nu = 3,46 \cdot 10^8 \|\mathbf{E}^0\|^2 \frac{A^2}{P_{\Pi\nu}(A)}. \quad (5)$$

Но в соответствии со схемой измерений (рис. 1) резонатор автономен, и при возбуждении его электронным потоком в одной из зон монотронной генерации [8] вся теряемая потоком мощность расходуется только на потери в стенках резонатора с крышками, т. е.

$$P_{\nu}(A) = \eta_e(A) I_0 V_0, \quad (6)$$

где η_e — электронный КПД монотрона; I_0 и V_0 — ток пучка и ускоряющее напряжение, причем амплитуда A определяется соотношением (5).

Величину η_e и связанное с ней ускоряющее напряжение V_0 несложно рассчитать при найденном предварительно по методике [6, 7] нормированном распределении поля на оси $E_z^0(z) = E_z(z)/A_0$, используя безразмерные одномерные уравнения движения электронов [8]

$$\frac{d\beta_i}{dz} = -\frac{A E_z^0(z) \sin \theta_i}{\beta_i \gamma_i^3}, \quad \frac{d\theta_i}{dz} = \frac{W}{\beta_i}, \quad \beta_i(0) = \beta_0, \quad \theta_i(0) = 2\pi i - \varphi_0, \quad (7)$$

$$\eta_e(z) = \frac{1}{N_e} \int_{i=1}^{N_e} \frac{\gamma_0 - \gamma_i(z)}{\gamma_0 - 1}, \quad \gamma_i = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_i^2}}, \quad \gamma_0 = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_0^2}}, \quad i = 1, \dots, N_e.$$

Здесь $\beta_i = v_i/c$, v_i — скорости электронов; $\theta_i = \omega_0 t_i$ — угол пролета электроном сечения z ; t_i — время пролета; N_e — количество крупных частиц (электронов), используемых при расчете; ускоряющее напряжение связано с β_0 как $V_0 = \frac{m_0 c^2}{e}(\gamma_0 - 1)$; функция группировки определяется по формуле

$$G_r(z) = \frac{1}{N_e} \sqrt{\left(\int_{i=1}^{N_e} \cos \theta_i \right)^2 + \left(\int_{i=1}^{N_e} \sin \theta_i \right)^2}.$$

Рассчитав по уравнениям (7) амплитуду A и ускоряющее напряжение V_0 , при которых достигается максимальное значение η_e в одной из зон монотронной генерации $\eta_e^{\max} = \max \eta_e(A, V_0)$, получим основное определяющее соотношение между добротностью резонатора и током пучка

$$Q_\nu = 3,46 \cdot 10^8 \|\mathbf{E}^0\|^2 \frac{A^2}{\eta_e^{\max}(A, V_0) V_0 I_{\max}} = \frac{\alpha I Q}{I_{\max}}. \quad (8)$$

Итак, методика измерений Q_ν в соответствии со схемой (рис. 1) состоит в следующем: находится по предварительному расчетному значению V_0 рабочая зона генерации путем постепенного увеличения тока I_0 . При этом используется следующий факт: в измерителе мощности пучка будет регистрироваться линейная зависимость $P(I_0) = I_0 V_0 = \text{const}$. При достижении зоны генерации обнаруживается, что $P(I_0) < I_0 V_0$. Затем подстраивается I_0 на $\max \eta_e$ (т. е. находится $\min(P(I_0) - I_0 V_0)$). Значение $I_0 = I_{\max}$ в точке, соответствующей η_e^{\max} , используется для определения Q_ν по формуле (8).

Еще одна важная характеристика генератора — пусковой ток I_{start} . Он рассчитывается из условия возникновения колебаний при $A \rightarrow 0$. Поэтому дополнительная проверка полученного значения Q_ν проводится по величине наблюдаемого пускового

тока I_{start} . В этом случае предварительно рассчитывается значение, а $\alpha_{QI}^{\text{start}} = 3,46 \times 10^8 \|\mathbf{E}^0\|^2 \frac{A^2}{V_0 \eta_e(A)} \Big|_{A \rightarrow 0}$ и добротность пересчитывается по формуле $Q_\nu = \alpha_{QI}^{\text{start}} / I_{\text{start}}$.

2. АНАЛИЗ ЗОН ГЕНЕРАЦИИ И РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТОВ α_{IQ} И $\alpha_{QI}^{\text{start}}$

Для определенности рассмотрим конкретный тип резонатора — одноячеечный резонатор типа TESLA на частоту 1,3 ГГц. Профиль резонатора показан на рис. 2, а его параметры размерные (в мм) и безразмерные (б/р) приведены в таблице.

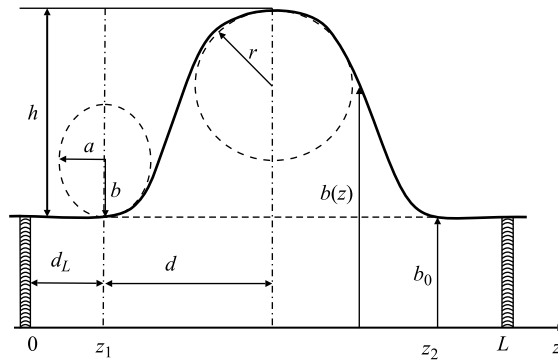


Рис. 2. Профиль внутренней поверхности резонатора

Параметры профиля резонатора

Единица измерения	b_0	h	d	a	b	r
б/р	1,06128	1,7547	1,5708	0,245	0,3484	1,143
мм	39,00	64,45	5,7	9,0	12,8	42,00

Собственно сама ячейка резонатора, добротность которой нужно определить, расположена между сечениями z_1, z_2 . В одноячеечной конструкции резонатор эллипсоидально сопряжен с закритическими отрезками волновода радиуса b_0 . Когда крышки придвинуты вплотную, в резонаторе реализуется рабочий тип колебаний — E_{010} на резонансной частоте $f_\nu = 1,3$ ГГц. При отсутствии крышек поле проникает внутрь закритических волноводов, где экспоненциально затухает и при $d_L > d$ практически равно нулю. Как показано ниже, изменяя положение крышек, которое задается параметром d_L , можно выбрать режим генерации, наиболее благоприятный для измерений.

Расчет поля \dot{E}_φ^0 , нормы собственного колебания $\|\mathbf{E}^0\|^2$ и профиля амплитуды электрического поля вдоль оси $E_z^0(z)$ в рассматриваемом резонаторе производился с использованием методики, детально описанной в работах [6, 7].

На рис. 3–9 приведены рассчитанные по уравнениям (7) с использованием процедуры оптимизации характеристики монотрона при значениях A и V_0 , соответствующих максимуму реализуемой зоны генерации для различного положения крышек. Кривые 1,

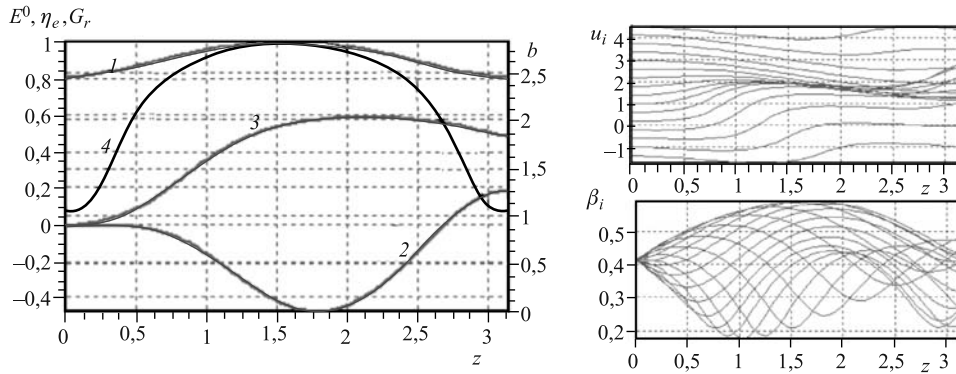


Рис. 3. Характеристики монотрона на первой зоне генерации: $V_0 = 50186$ В; $\alpha_{IQ} = 14348$; $\alpha_{QT}^{\text{start}} = 8896$; $A = 0,15$; $\eta_e^{\text{max}} = 0,18$; $\|\mathbf{E}^0\|^2 = 16,2$

2, 3 на рисунках соответствуют величинам $E_z^0(z)$, $\eta_e(z)$, $G_r(z)$. Кривая 4 представляет профиль $b(z)$. На рис. 3–5 представлены также фазовые траектории $u_i(z) = \theta_i(z) - z/\beta_0$ и изменение скоростей $\beta_i(z)$ для 16 электронных частиц.

Рис. 3–5 иллюстрируют характерные режимы генерации на первой, второй и третьей зонах, когда крышки придвинуты вплотную к резонатору ($d_L = 0$).

Как показывает анализ электронных траекторий на рис. 3, при генерации на первой зоне электроны группируются в сгусток, который перед выходом из резонатора проходит в тормозящем поле. В результате скорости большинства электронов уменьшаются, их кинетическая энергия передается полю (электронный КПД на выходе при $z = L$ положителен) и компенсирует потери в стенках резонатора. За время пролета электрона поле совершает чуть более одного полного колебания.

В этом варианте добротности $Q_\nu = 10^{10}$ соответствует ток $I_{\text{max}} = \alpha_{IQ}/Q_\nu \approx 1,4 \times 10^{-6}$ А и мощность пучка на входе $P_0 = I_{\text{max}}V_0 \approx 0,072$ Вт. На выходе пучок будет иметь мощность $P_{\text{ou}} = P_0(1 - \eta_e^{\text{max}}) \approx 0,059$ Вт, $I_{\text{start}} = \alpha_{QT}^{\text{start}}/\alpha_{IQ} I_{\text{max}} \approx 0,62 I_{\text{max}}$.

На рис. 4 приведены характеристики варианта с придвинутыми крышками для второй зоны генерации. Вторая зона генерации наблюдается при начальной скорости пучка примерно в два раза меньшей, чем первая, в результате за время пролета электрона поле совершает примерно два полных колебания. Поэтому первая зона группирования и передачи энергии электронов полю наблюдается в среднем сечении резонатора, после чего происходит процесс ускорения электронов при возрастании функции группировки. На конечном участке сгусток электронов снова попадает в тормозящую фазу поля и отдает часть своей энергии. В результате в сечении $z = L$ электронный КПД положителен.

При переходе на вторую зону генерации коэффициент α_{IQ} уменьшается вдвое, $I_{\text{start}} = 0,48I_{\text{max}}$. Для измеряемой добротности $Q_\nu = 10^{10}$ теперь $I_{\text{max}} = \alpha_{IQ}/Q_\nu = 6,7 \cdot 10^{-7}$ А, и мощность пучка на входе $P_0 = I_{\text{max}}V_0 = 0,009$ Вт. На выходе пучок будет иметь мощность $P_{\text{ou}} = P_0(1 - \eta_e^{\text{max}}) \approx 0,008$ Вт. Т.е. зафиксировать изменение мощности пучка при возникновении генерации на второй зоне становится сложнее.

На рис. 5 приведены характеристики варианта с придвинутыми крышками для третьей зоны генерации. При переходе на третью зону генерации коэффициент α_{IQ} становится еще меньше, $I_{\text{start}} = 0,48I_{\text{max}}$. Следовательно, еще проблематичней зафиксировать зону генерации.

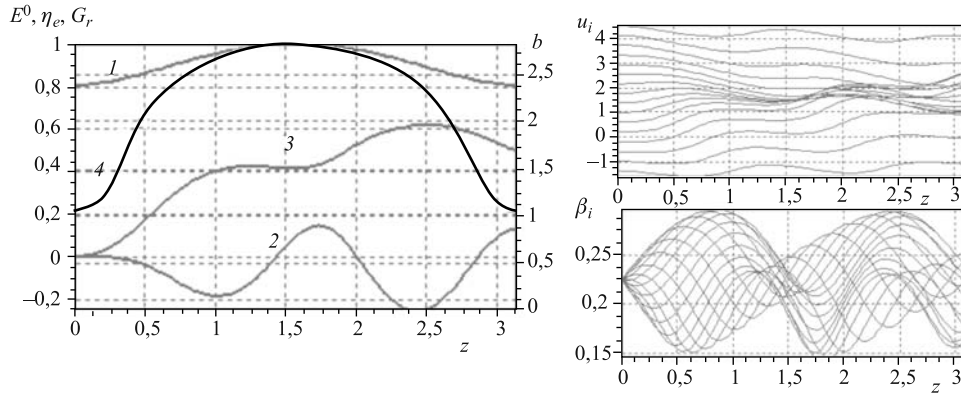


Рис. 4. Характеристики монофона на второй зоне генерации: $V_0 = 13466$ В; $\alpha_{IQ} = 6658$; $\alpha_{QI}^{\text{start}} = 3196$; $A = 0,046$; $\eta_e^{\text{max}} = 0,13$; $\|\mathbf{E}^0\|^2 = 16,2$

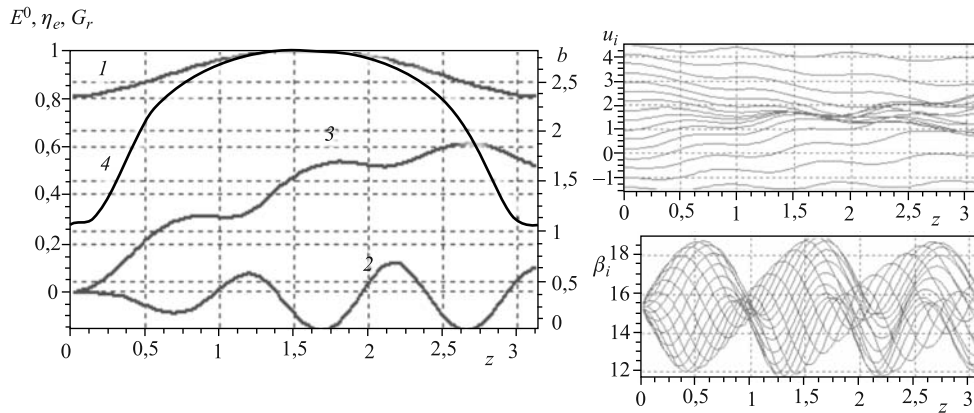


Рис. 5. Характеристики монофона на третьей зоне генерации при $d_L = 0$: $V_0 = 6194$ В; $\alpha_{IQ} = 4196$; $\alpha_{QI}^{\text{start}} = 2014$; $A = 0,021$; $\eta_e^{\text{max}} = 0,1$; $\|\mathbf{E}^0\|^2 = 16,2$

Таким образом, при измерениях сверхвысоких добротностей для придвинутых вплотную крышек, по-видимому, наилучшей является первая зона генерации, однако величина ускоряющего напряжения пучка электронов при этом довольно большая. При переходе на более низкие ускоряющие напряжения, реализуемые на второй и третьей зонах генерации, требуется более точная аппаратура для фиксации изменения мощности пучка на входе и выходе из резонатора.

Расчет показал, что величина коэффициента α в формулах (2) и (3) для варианта, в котором крышки придвинуты вплотную к резонатору, максимальна и равна $\alpha = 0,0018$. По мере отодвигания крышек этот коэффициент уменьшается до нуля уже при $d_L > 1,57$. Этот факт указывает на то, что учет потерь в крышках приводит к погрешности в расчете добротности примерно 0,2 %.

Если отодвигать крышки от резонатора, возрастает время пролета электронами области взаимодействия. Естественно, что зоны генерации будут наблюдаться при больших напряжениях. При этом существенно изменяется профиль $E_z^0(z)$ амплитуды поля, воз-

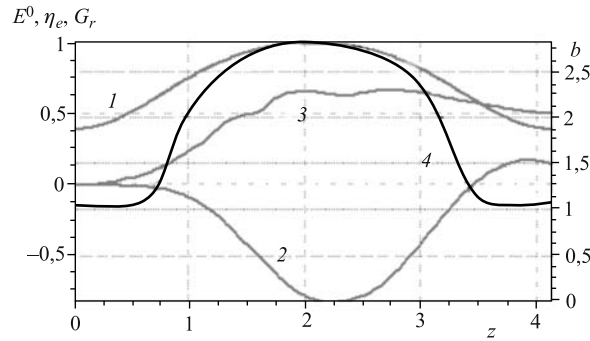


Рис. 6. Характеристики монотрона на первой зоне генерации при $d_L = 0,5$: $V_0 = 70505$ В; $\alpha_{IQ} = 55783$; $\alpha_{QI}^{\text{start}} = 48531$; $A = 0,30$; $\eta_e^{\text{max}} = 0,14$; $\|\mathbf{E}^0\|^2 = 17,5$

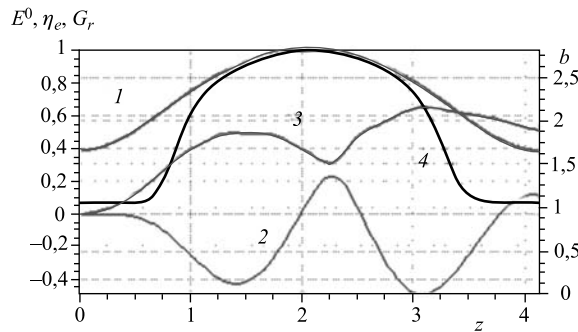


Рис. 7. Характеристики монотрона на второй зоне генерации при $d_L = 0,5$: $V_0 = 23398$ В; $\alpha_{IQ} = 45561$; $\alpha_{QI}^{\text{start}} = 27792$; $A = 0,14$; $\eta_e^{\text{max}} = 0,11$; $\|\mathbf{E}^0\|^2 = 17,5$

действующего на электроны. Для выяснения того, как это сказывается на величине коэффициента α_{IQ} и выбора режима измерений, были выполнены расчеты для двух значений d_L .

На рис. 6 приведены характеристики монотрона для первой зоны генерации, когда крышки отодвинуты на $d_L = 0,5$.

Ускоряющее напряжение пучка возросло в полтора раза, а значение коэффициента α_{IQ} в пять раз по сравнению с вариантом придвинутых вплотную крышек. Добротности $Q_\nu = 10^{10}$ теперь соответствует ток $I_{\text{max}} = 5,6 \cdot 10^{-6}$ А, а мощность пучка на входе и выходе $P_0 = 0,39$ Вт и $P_{\text{ou}} = 0,33$ Вт. При этом $I_{\text{start}} = 0,87I_{\text{max}}$.

На рис. 7 приведены характеристики этого варианта для второй зоны генерации.

При переходе на вторую зону генерации коэффициент α_{IQ} уменьшается. Добротности $Q_\nu = 10^{10}$ теперь соответствует ток $I_{\text{max}} = 4,5 \cdot 10^{-6}$ А, а мощность пучка на входе и выходе $P_0 = 0,1$ Вт и $P_{\text{ou}} = 0,09$ Вт.

Третью зону генерации найти не удалось.

На рис. 8 приведены характеристики монотрона для первой зоны генерации, когда крышки отодвинуты на $d_L = 1$.

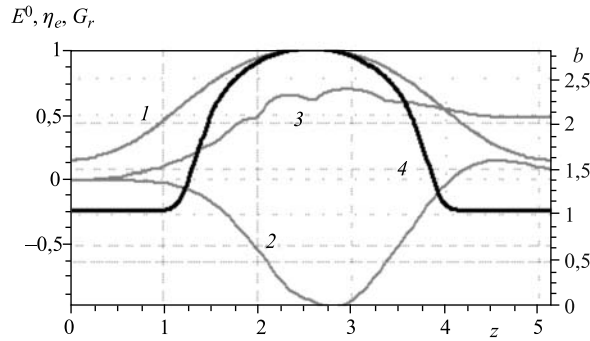


Рис. 8. Характеристики монотрона на первой зоне генерации при $d_L = 1$: $V_0 = 72596$ В; $\alpha_{IQ} = 172730$; $A = 0,37$; $\eta_e^{\max} = 0,067$; $\|\mathbf{E}^0\|^2 = 17,5$

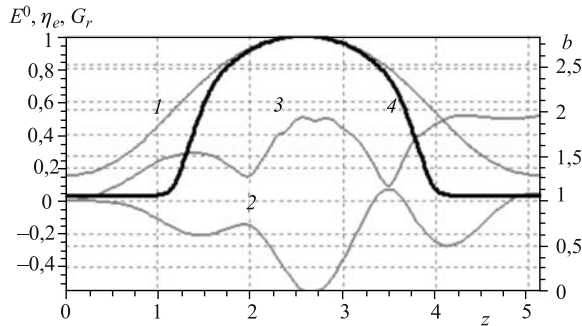


Рис. 9. Характеристики монотрона на второй зоне генерации при $d_L = 1$: $V_0 = 19061$ В; $\alpha_{IQ} = 216183$; $\alpha_{QI}^{\text{start}} = 134033$; $A = 0,16$; $\eta_e^{\max} = 0,038$; $\|\mathbf{E}^0\|^2 = 17,5$

Коэффициент α_{IQ} значительно увеличился. Теперь добротности $Q_\nu = 10^{10}$ соответствует ток $I_{\max} = 1,7 \cdot 10^{-6}$ А и мощность пучка на входе $P_0 = 1,25$ Вт. На выходе пучок будет иметь мощность $P_{\text{ou}} = 1,17$ Вт.

Однако в этом варианте имеет место жесткий режим генерации, так как $A^2/\eta_e|_{A \rightarrow 0} \rightarrow \infty$. Анализ хода кривой $\eta_e(z)$ на рис. 8 показывает, что максимальное значение η_e^{\max} реализуется на удалении от насыщения кривой $\eta_e(z)$, что, по-видимому, и приводит к жесткому режиму генерации, который неприемлем при измерениях.

На рис. 9 приведены характеристики этого же варианта для второй зоны генерации. Как видно, в этом случае величина коэффициента α_{IQ} возросла, и теперь добротности $Q_\nu = 10^{10}$ соответствует ток $I_{\max} = 2,16 \cdot 10^{-6}$ А, мощность пучка на входе $P_0 = 0,41$ Вт. На выходе пучок будет иметь мощность $P_{\text{ou}} = 0,39$ Вт. При этих параметрах реализуется мягкий режим генерации и $I_{\text{start}} = 0,62I_{\max}$.

Третья зона генерации отсутствует.

Таким образом, проведенные расчеты подтверждают реализуемость предложенной методики измерений сверхвысоких уровней добротности полых резонаторов на симметричных E -модах. Чем выше разрешающие возможности аппаратуры для фиксации изменения мощности электронного пучка на входе и выходе резонатора, тем меньшее ускоряю-

щее напряжение электронного пучка можно использовать, переходя на вторую и третью зоны генерации и придвигая крышки к резонатору.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный в представленной работе оригинальный способ позволяет проводить высокоточное измерение собственной добротности в диапазоне 10^8-10^{10} , в котором резонатор не связан с какими-либо внешними СВЧ-цепями, а его собственная добротность определяется по потере мощности электронным потоком и по пусковому току, которые могут быть измерены с высокой точностью. В результате выполненных расчетов по выявлению условий генерации найдены значения необходимой величины ускоряющего напряжения и тока пучка электронов и сформулированы требования к измерительной аппаратуре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Звонарев И. А., Севрюкова Л. М.* Измерение электрофизических параметров сверхпроводящих ускоряющих СВЧ-резонаторов: Лаб. практикум по курсу «Высокочастотная сверхпроводимость в ускорителях заряженных частиц». М.: ИФВЭ, 1999. 30 с.
2. *Диденко А. Н.* Сверхпроводящие волноводы и резонаторы. М.: Сов. радио, 1973.
3. *Диденко А. Н., Севрюкова Л. М., Ятис А. А.* Сверхпроводящие СВЧ-структуры. М.: Энергоатомиздат, 1981.
4. *Гайдук В. И., Палатов К. И., Петров Д. М.* Физические основы электроники СВЧ. М.: Сов. радио, 1971.
5. *Лебедев И. В.* Техника и приборы СВЧ. Т. 2. М.: Высш. шк., 1972.
6. *Колосов С. В., Кураев А. А., Сеницын А. К.* Расчет ячейки ускорителя электронов и позитронов на сверхпроводящем ниобиевом резонаторе // Тр. XXI Междунар. Крымской конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», Севастополь, 2011. С. 285–286.
7. *Азарян Н. С. и др.* Расчет одноячеечного сверхпроводящего ниобиевого резонатора для ускорителя электронов и позитронов // Письма в ЭЧАЯ. 2012. Т. 9, № 2(172). С. 247–268.
8. *Кураев А. А., Сеницын А. К.* Коаксиальный диодный генератор-диотрон // Радиотехника и электроника. 1997. Т. 42, № 2. С. 214–219.

Получено 6 мая 2013 г.