

04;09;12

## Постановка экспериментов по ВЧ нагреву плазмы на сферическом токамаке „Глобус-М“ при частотах выше ионной циклотронной

© В.В. Дьяченко, М.А. Ирзак, Е.Н. Трегубова, О.Н. Щербинин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: O.SHCHERBININ@ioffe.ru

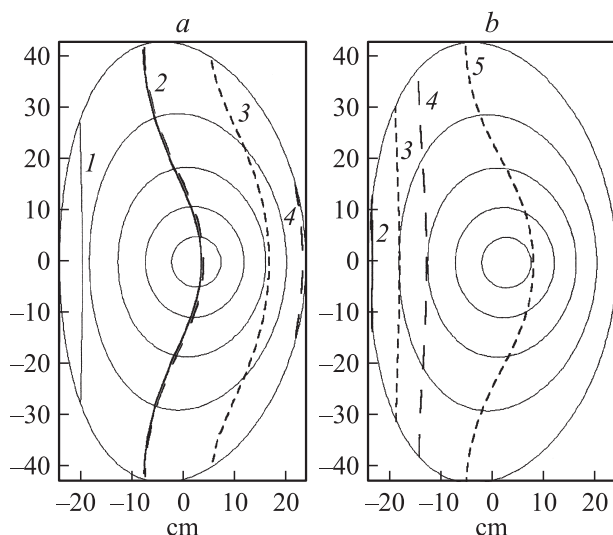
(Поступило в Редакцию 27 декабря 2002 г.)

Рассматривается постановка экспериментов по ВЧ нагреву плазмы на сферическом токамаке „Глобус-М“ при частотах, в несколько раз превышающих ионную циклотронную. Приводятся результаты теоретического рассмотрения этой проблемы с помощью одномерного и двумерного кодов. Показано, что при параметрах плазмы, вполне достижимых на установке, однопроходное поглощение БМЗ волн достигает 60%. При этом энерговыделение происходит в приосевой области плазмы. Сопротивление излучения однопетлевой антенны должно быть близко  $1 \Omega$ . Описана конструкция антенны, позволяющая согласовать ВЧ генератор с нагрузкой, и приводятся параметры антенного резонатора, необходимые для оптимизации работы антенны.

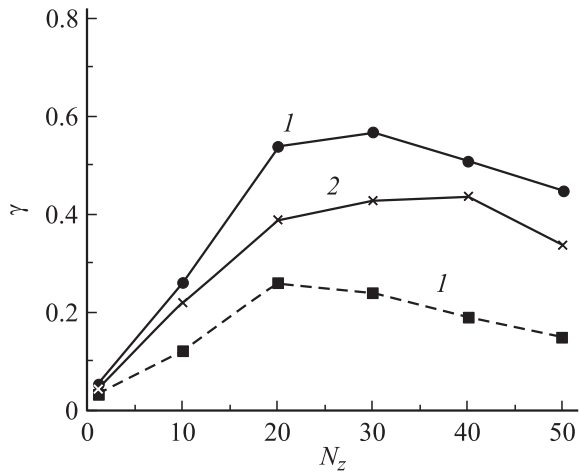
Известно, что для нагрева плазмы в токамаках необходимо применять дополнительные методы нагрева. Среди них ВЧ нагрев быстрыми магнитозвуковыми (БМЗ) волнами на ионных циклотронных частотах представляется наиболее перспективным. Однако использование этого метода на сферических токамаках сопряжено с некоторыми трудностями. Дело в том, что характерной чертой сферических токамаков в связи с их малым аспектным отношением является сильная вариация магнитного поля на пути от ближней стенки до дальней (для установки „Глобус-М“ [1] с  $R_0 = 36$  см и  $a_0 = 24$  см поля меняются более чем в 4 раза). Это приводит к тому, что в сценарии нагрева плазмы на циклотронном резонансе малой примеси легких ионов („классическая“ постановка экспериментов) одновременно будут выполняться условия для циклотронного поглощения энергии волн на основной и ближайших гармониках для различных ионов в разных областях объема камеры. На рис. 1, *a* показано расположение основной, второй и третьей гармоник для ионов водорода и дейтерия в поперечном сечении „Глобуса“ на частоте 11 МГц (1 — основной резонанс для дейтерия, 2 — вторая гармоника для дейтерия и основной резонанс для водорода, 3 — третья гармоника для дейтерия, 4 — вторая гармоника для водорода и 5 — третья гармоника для водорода). При расчетах предполагалось, что вакуумное магнитное поле на оси равно 0.5 Т, парамагнитное поле на оси 0.23 Т, а полоидальное поле на поверхности плазмы 0.21 Т. Замкнутые кривые показывают положение поверхностей постоянного магнитного потока, что дает представление о топологии магнитного поля в токамаке. Видно, что в данном сценарии нагрева некоторые зоны выделения энергии неминуемо оказываются вблизи стенок камеры, что может привести к понижению эффективности нагрева.

Несколько лет тому назад в Принстонском университете США был предложен сценарий нагрева плазмы при частотах, в несколько раз превышающих ионные цикло-

тронные [2]. При этом низкие гармоники циклотронных частот смещаются в область высоких магнитных полей и даже вообще выходят из пределов камеры. На рис. 1, *b* показано положение низких гармоник в сечении „Глобуса“ на частоте 30 МГц, выбранной в последующих расчетах в качестве основной. Поглощение БМЗ волн в этом случае будет обеспечиваться за счет механизмов магнитной накачки и механизмов Ландау. Эти механизмы не являются резонансными по отношению к величине магнитного поля и их эффективность растет вместе с плотностью и температурой плазмы. Конечно, более высокие (чем третья) гармоники ионных циклотронных частот по-прежнему будут присутствовать в объеме плазмы, но, как показывают оценки, проведен-



**Рис. 1.** Расположение резонансных поверхностей в поперечном сечении камеры „Глобуса-М“. *a* —  $f = 11$ , *b* — 30 МГц. 1 — основной резонанс для дейтерия, 2 — вторая гармоника для дейтерия и основной резонанс для водорода, 3 — третья гармоника для дейтерия, 4 — вторая гармоника для водорода, 5 — третья гармоника для водорода.



**Рис. 2.** Эффективность однопроходного поглощения БМЗ волн ( $\gamma$ ) в плазме „Глобус-М“ при  $f = 30$  (1) и 20 МГц (2). Плотность плазмы на оси  $1 \cdot 10^{20}$  (сплошные кривые) и  $5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  (пунктир).  $B_0 = 0.56 \text{ Т}$ ,  $T_{e0} = 500 \text{ эВ}$ ,  $T_{i0} = 200 \text{ эВ}$ .

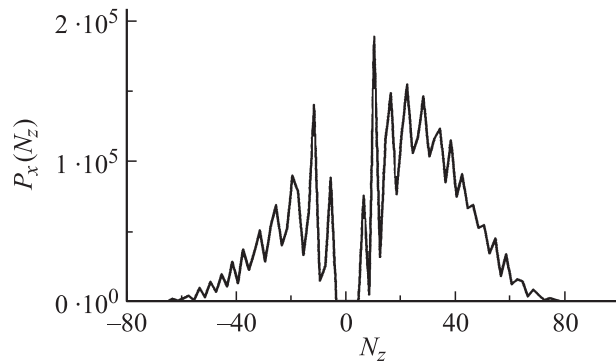
ные в приближении геометрической оптики, поглощение волн на этих гармониках не будет иметь существенного значения. В дальнейшем предполагается, что нагрев будет происходить в чистой дейтериевой плазме и зоны резонансного поглощения на низких гармониках в этом случае будут полностью отсутствовать в объеме плазмы.

Для оценки эффективности поглощения волн использовался разработанный в ФТИ им. Иоффе одномерный код, описывающий распространение БМЗ волн с учетом циклотронного поглощения, поглощения Ландау и магнитной накачки [3]. Расчеты велись в цилиндрической геометрии, представляющей некий токамак с бесконечным удлинением, у которого радиальная зависимость всех параметров повторяет соответствующие зависимости в экваториальной плоскости токамака „Глобус-М“. ВЧ поля представляются в виде суммы по тороидальным и полоидальным модам. Все моды в этой модели развязаны и считаются независимыми. Такая модель хорошо описывает процессы поглощения волн в центре плазмы и на периферии вблизи ближней и дальней стенок, но не учитывает эффекты, связанные с полоидальной неоднородностью, и процессы вблизи верхней и нижней стенок. Другой недостаток этой модели связан с тем, что роль приосевой области плазмы всегда преувеличивается, так как в отличие от реального случая все волны проходят через слои плазмы с параметрами, характерными для приосевой области.

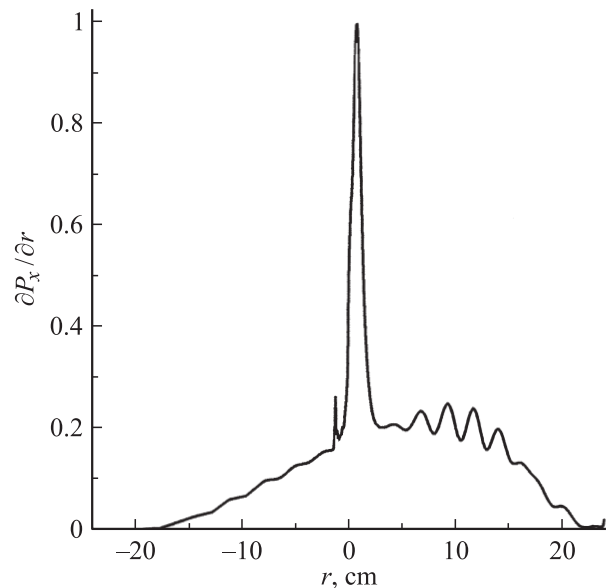
На рис. 2 представлена зависимость эффективности однопроходного поглощения ( $\gamma$ ) БМЗ волн на частотах 30 (кривые 1) и 20 МГц (кривая 2) в зависимости от продольного (вдоль оси тора) коэффициента преломления  $N_z$ . Центральная плотность плазмы бралась равной  $1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$  (сплошные кривые) и  $5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  (пунктир). Другие параметры плазмы:  $B_0 = 0.56 \text{ Т}$ ,  $T_{e0} = 500 \text{ эВ}$ ,  $T_{i0} = 200 \text{ эВ}$ ,  $I_p = 300 \text{ кА}$ . Эти параметры плазмы близки

к предельным ожидаемым в эксперименте. Значение коэффициента  $N_z$  бралось на наружной границе плазмы, там же где располагалась антенна. Видно, что эффективность поглощения достигает максимальных значений около 60% при  $N_z \approx 30$ . Дальше начинается уменьшение эффективности, связанное с появлением плоскости отсечки БМЗ волн у дальней стенки и ее последующим приближением к ближней стенке, что ограничивает область распространения волн. Можно еще раз упомянуть, что данные результаты относятся только к плазме определенных размеров и параметров, получаемых на установке „Глобус-М“.

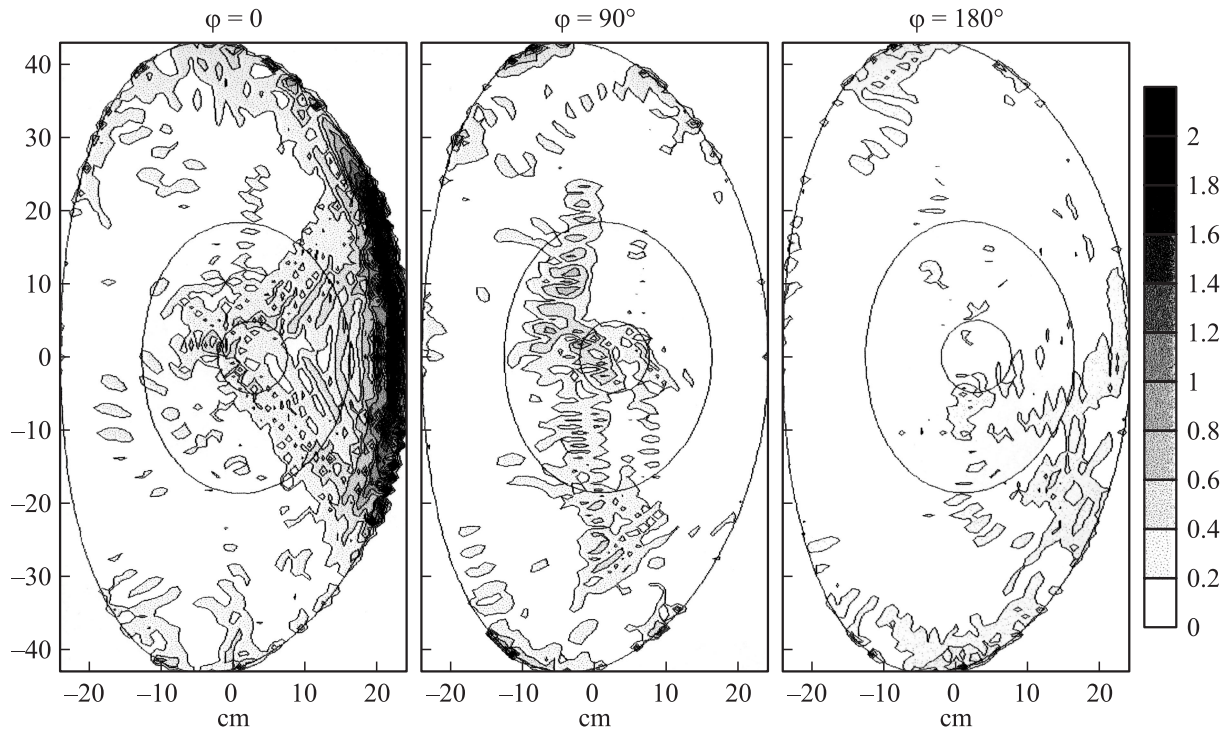
На рис. 3 показан расчетный спектр волн, возбуждаемый однопетлевой антенной разумных размеров, которая может быть введена в камеру через имеющиеся патрубки (схема антенны представлена на рис. 7). На спектре виден ряд пиков, возникающих из-за заметного отражения волн от дальней стенки камеры и от областей отсечки. Отсутствие симметрии излучения в торои-



**Рис. 3.** Спектр волн, возбуждаемых однопетлевой антенной при  $n_0 = 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$  на частоте 30 МГц.



**Рис. 4.** Профиль энерговыведения волн при  $B_0 = 0.68 \text{ Т}$ ,  $T_{e0} = 500 \text{ эВ}$ ,  $T_{i0} = 200 \text{ эВ}$ , подсчитанный по одномерному коду.



**Рис. 5.** Двумерное представление распределения полного ВЧ поля в трех сечениях камеры „Глобус-М“ при различных тороидальных углах  $\varphi = 0, 90$  и  $180^\circ$ . Интенсивность зачернения пропорциональна амплитуде поля.

дальном направлении связано со значительным наклоном магнитных силовых линий на периферии плазмы (до  $40^\circ$ ). Этот эффект интересен в связи с возможностью возбуждения тока в плазме за счет ВЧ волн. Сопротивление излучения антенны, полученное в одномерной модели вычислений, оказалось равным примерно  $1 \Omega$ .

Профиль выделения энергии БМЗ волн показан на рис. 4. Плавный ход кривой энерговыделения объясняется нерезонансными механизмами — магнитной накачкой и затуханием Ландау. Резкий пик на этой кривой вблизи оси разряда связан с циклотронным поглощением мощности на второй гармонике водорода, которое проявилось в данном случае в результате учета остаточного водорода в камере (до 2%). Доля энергии, поглощаемой резонансным образом, зависит от количества остаточного водорода и в приведенном случае невелика (около 15%). Для данной расчетной кривой величина магнитного поля на оси была увеличена на 30%, чтобы совместить пик выделения энергии с осью камеры. Для обычных значений полей этот пик тоже может проявляться, но глубже на внутренней половине диаметра.

Чтобы более точно рассчитывать распространение и поглощение волн в плазме, была начата разработка двумерного кода, описывающего поведение волн в реальной тороидальной геометрии (подобно расчетам, проведенным в [4]). На этот раз из-за полоидальной неоднородности плазмы все полоидальные моды ( $m$ ) зацеплены и для каждой тороидальной моды ( $n$ ) электрические

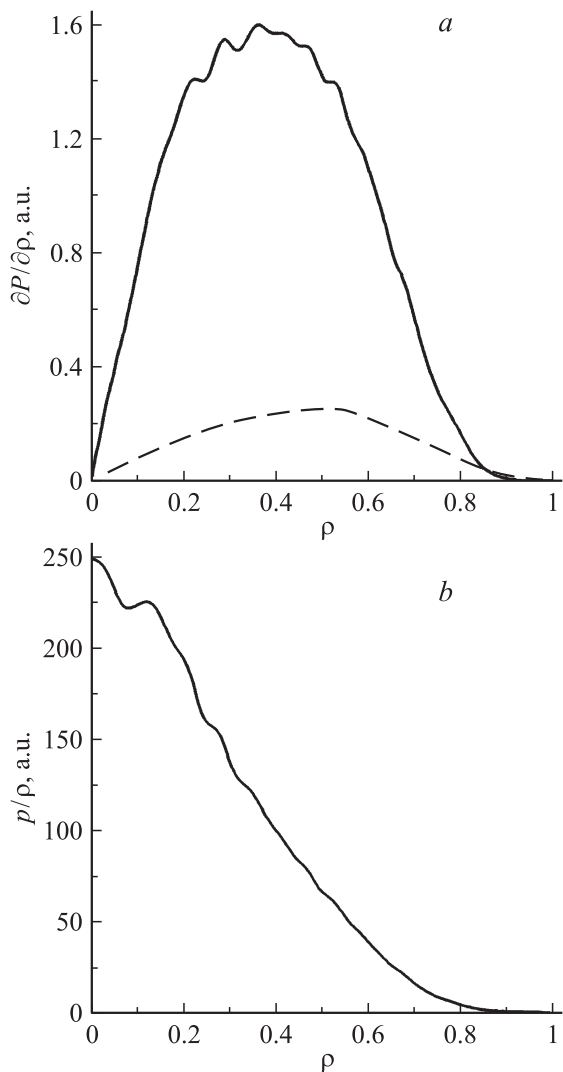
поля представляются в виде

$$\mathbf{E}_n(\rho, \vartheta, \varphi) = e^{in\varphi} \sum_m e^{im\vartheta} \mathbf{E}(\rho).$$

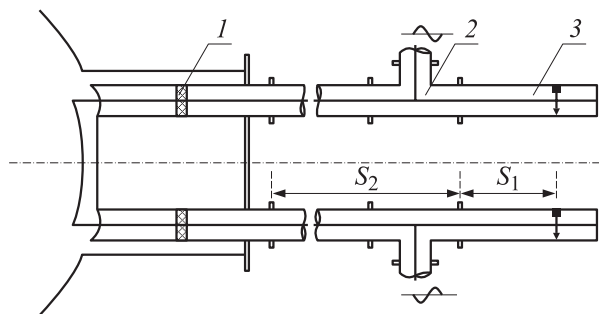
Здесь  $\rho$  — потоковая координата,  $\vartheta$  и  $\varphi$  — полоидальный и тороидальный углы. После нахождения тороидальных мод может быть восстановлено и полное поле в каждой точке объема плазмы. В настоящий момент в программе учитываются все основные механизмы поглощения, кроме циклотронного — столкновительный, магнитная накачка, затухание Ландау.

Двумерное моделирование распространения БМЗ волн проводилось при  $B_0 = 0.56 \text{ Т}$ ,  $T_{e0} = 500 \text{ эВ}$ ,  $T_{i0} = 200 \text{ эВ}$ ,  $I_p = 300 \text{ кА}$ ,  $n_{e0} = 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Данные о шафрановском сдвиге ( $\Delta_0 = 2.8 \text{ см}$ ), удлинении ( $\lambda_0 = 1.8$ ) и треугольности ( $\gamma_0 = 0.16$ ) брались из расчетов по коду равновесия. Предполагалось, что касательные составляющие ВЧ электрических полей на всей внутренней поверхности камеры, за исключением антенного патрубка, равны нулю. На выходе антенного патрубка предполагалось некое распределение полоидальных электрических полей, которые должны были имитировать работу антенны.

На рис. 5 представлено распределение полного ВЧ электрического поля, усредненного по периоду и проинтегрированного по всему излучаемому спектру, в трех различных сечениях токамака „Глобус-М“: в сечении, где располагается антенна ( $\varphi = 0$ ), в сечении, расположенном на четверть оборота по тору от антенны



**Рис. 6.** Усредненные по магнитным поверхностям профиль энерговыведения (*a*) и удельное поглощение энергии волн (*b*), подсчитанные по двумерному коду.



**Рис. 7.** Схема однопетлевой антенны: 1 — вакуумный переход, 2 — тройник, 3 — шлейф.

( $\varphi = 90^\circ$ ), и в сечении напротив антенного патрубка ( $\varphi = 180^\circ$ ). Интенсивность зачернения различных областей на рисунке пропорциональна амплитуде поля в этих областях. Видно, что поля заполняют сечение плазмы

вблизи антенны и заметно ослаблены на противоположной стороне тора. На рис. 6, *a* показан профиль выделения энергии ( $\partial P/\partial \rho$ ), проинтегрированный по каждой магнитной поверхности, в зависимости от потоковой координаты  $\rho$ . Сплошной линией показана энергия, выделяющаяся за счет магнитной накачки, пунктиром — за счет затухания Ландау. Видно, что энергия выделяется большей частью на середине радиуса. На рис. 6, *b* представлена та же энергия, но отнесенная к единице объема, иначе говоря, удельное поглощение, усредненное по магнитной поверхности. Как видно, при данных параметрах плазмы максимальная эффективность поглощения достигается в центре плазмы.

Для возбуждения БМЗ волн в плазме используется однопетлевая антенна, упрощенная схема которой представлена на рис. 7. Вакуумная часть антенны от остальных элементов тракта отделена вакуумным переходом 1. На схеме не показан фарадеевский экран, прикрывающий излучающий проводник антенны со стороны плазмы. Для согласования генератора с плазмой при столь малом сопротивлении излучения ( $R_c \approx 1 \Omega$ ) используется коаксиальный резонатор, в который входит собственно антенна и внешние коаксиальные элементы (тройники 2 и коаксиальные шлейфы 3). ВЧ мощность от генератора к антенне поступает в противофазе по двум линиям, подключаемым к резонатору через тройники. При оптимальной настройке резонатора (надлежащим выбором частоты и длины короткозамыкающих шлейфов) в резонаторе укладывается целая длина волны, причем в средней точке излучающего проводника находится узел напряжения и пучность тока, а в точке подключения передающих линий устанавливается выходное сопротивление, равное  $50 \Omega$ . Таким образом, ВЧ генератор должен будет работать на согласованную нагрузку.

В зависимости от величины  $R_c$  при постоянном уровне подводимой мощности в резонаторе будет

**Таблица 1.**

$f, P_c$ на канал	$R_c$ на канал	$U_{\max}$
23 MHz 50 kW	0.1 $\Omega$	50 kV
	0.2 $\Omega$	35 kV
	0.3 $\Omega$	29 kV
	0.5 $\Omega$	22.5 kV
	1.0 $\Omega$	16 kV

**Таблица 2.**

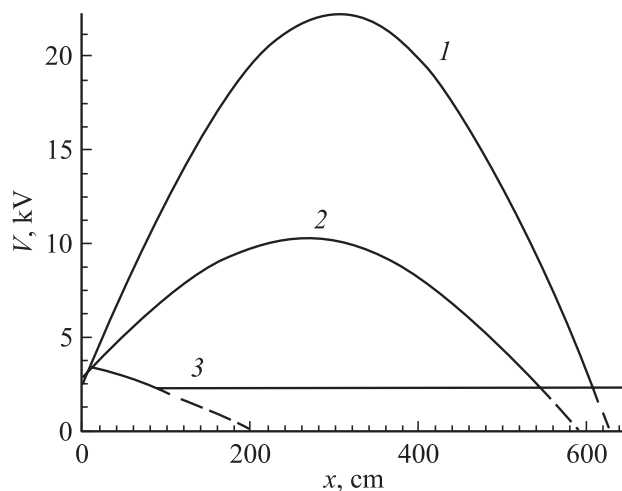
$f, P_c, R_c$	$C, \text{nF}$	$S_2, \text{cm}$	$Q$	$U_{\max}$
23 MHz	0.2	530	100	17.5 kV
50 kW	0.4	500	56	12.7 kV
0.5 $\Omega$	0.5	480	40	10.3 kV
	0.7	390	19	5.9 kV
	1.0	20	17	3.5 kV

устанавливаться свой уровень пикового напряжения. В табл. 1 приведены результаты соответствующих расчетов для вводимой мощности 50 kW через каждый канал. Видно, что при малых  $R_c$  уровень напряжения в резонаторе становится недопустимо высок, особенно при повышении вводимой мощности до 200 kW на каждый канал, что и является задачей эксперимента.

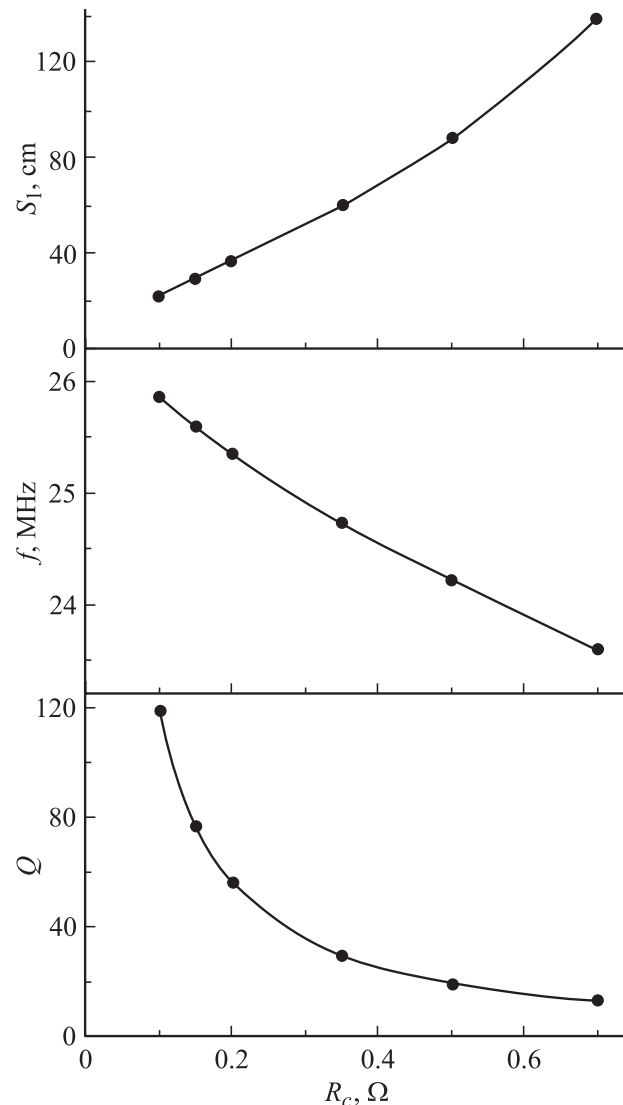
Чтобы уменьшить пиковое напряжение в резонаторе, было решено установить в нем на место вакуумного перехода (рис. 7,1) специальный проходной конденсатор. При этом одновременно будут уменьшаться внешние размеры резонатора ( $S_2$ ) и его добротность ( $Q$ ), что также благоприятно скажется на условиях проведения эксперимента. Влияние такого конденсатора на перечисленные параметры становится ясным из данных, приведенных в табл. 2 для постоянного уровня вводимой мощности и сопротивления излучения  $0.5 \Omega$ , приходящегося на один канал.

Распределение напряжения в антенном резонаторе для трех значений емкости проходного конденсатора и  $R_c = 0.5 \Omega$  показано на рис. 8. Пунктиром показано распределение напряжения внутри шлейфа. Длина резонатора отсчитывается от излучающего проводника. Видно, что при  $C = 1 \text{ nF}$  максимальное напряжение внутри резонатора опускается до вполне приемлемого уровня, а длина внешней части резонатора вместе со шлейфом не превышает 2 м.

Далее были проведены расчеты настроечных зависимостей параметров антенного резонатора от сопротивления излучения антенны (на один канал) при постоянной емкости проходного конденсатора ( $C = 0.95 \text{ nF}$ ) для случаев оптимального согласования подводящих трактов с антенной нагрузкой (рис. 9). Верхняя кривая на рис. 9 показывает положение короткозамыкающего



**Рис. 8.** Распределение напряжения в антенном резонаторе для трех значений емкости проходного конденсатора  $C = 0.01$  (1),  $0.5$  (2),  $1.0 \text{ nF}$  (3);  $R_c = 0.5 \Omega$ ,  $P_1 = 50 \text{ kW}$ .



**Рис. 9.** Настроечные кривые параметров антенного резонатора в зависимости от сопротивления излучения антенны.

шлейфа ( $S_1$ ), следующая кривая — резонансную частоту, нижняя кривая — добротность резонатора. Из этих кривых следует, что при хорошей связи антенны с плазмой (т.е. при высоких значениях  $R_c$ ) небольшие ошибки в положении шлейфа или в частоте генератора не должны приводить к перенапряжениям в элементах антенного тракта из-за рассогласования.

Таким образом, проделанная работа делает проведение экспериментов по нагреву плазмы при частотах значительно выше циклотронной вполне реальной и обоснованной.

Авторы благодарны В.К. Гусеву за поддержку своей деятельностью на всех этапах.

Выполнение этой работы поддерживалось также грантом РФФИ (№ 01-02-17924).

## Список литературы

- [1] *Гусев В.К., Голант В.Е., Гусаков Е.З. и др. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 9. С. 58.*
- [2] *Оно М. // Phys. Plasmas. 1995. N 2 (11). P. 4075.*
- [3] *Ирзак М.А., Трегубова Е.Н., Шербинин О.Н. // Физика плазмы, 1999. Т. 25 (8). С. 659. (Irzak M.A., Tregubova E.N., Shcherbinin O.N. // Plasma Physics Reports. 1994. Vol. 25 (8). P. 659).*
- [4] *Brambilla M. Preprint Max-Planck-Institute fur Plasmaphysik. Garching (Germany), 1996. N IPP5/66.*