

01;04;09;10

Развитие мультипактора в выходном тракте мощного импульсного гироклистрона

© А.К. Гвоздев, Н.А. Жарова, Н.И. Зайцев, В.Е. Семенов, А.А. Сорокин

Институт прикладной физики РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: zhani@appl.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 10 января 2012 г.)

Обсуждены причины СВЧ-разряда в вакуумной секции выходного волновода мощного гироклистрона. Обнаружено, что разряд локализован в окрестности области электронно-циклотронного резонанса. Выполнено численное моделирование одностороннего мультипакторного разряда в широком диапазоне углов наклона и величины постоянного магнитного поля. Показано, что, вопреки прежним представлениям, циклотронный резонанс может существенно понизить порог развития мультипакторного разряда.

Введение

Последнее время в ИПФ РАН велась разработка мощного импульсного гироклистрона на частоте 30 GHz в интересах международной программы создания ускорителей элементарных частиц нового поколения — суперколлайдеров [1]. На выходе этого прибора предполагалось получить последовательность импульсов мощностью до 30 MW и длительностью до 1 μ s. Гироклистрон был спроектирован на последовательности несимметричных мод высокого порядка в резонаторах: $TE_{5,2,1}$ и $TE_{5,3,1}$ с поглощающими волну дрейфовыми областями между резонаторами и квазиоптическим вводом мощности в первый резонатор (рис. 1). Тестовые испытания гироклистрона проведены с винтовым электронным пучком, имевшим следующие экспериментально подтвержденные параметры: энергия электронов — до 350 keV, ток — до 120 A, длительность импульса — до 1 μ s, диаметр ведущих центров — 19 mm, питч-фактор — 1.3 и относительный разброс электронов по поперечным скоростям — 10% [2]. Пучок формировался в магнит-

ном поле криомагнита с длиной однородного участка поля 180 mm (рис. 1). Предполагалось, что в данных тестовых испытаниях будет получен выходной импульс длительностью до 1 μ s и мощностью до 12–17 MW. Однако в ходе тестовых испытаний превысить уровень выходной мощности в 10 MW не удалось. Достичь выходной мощности 6–7 MW удавалось обычно достаточно легко (уже при силе тока в электронном пучке 70 A). А все попытки, направленные на превышение уровня в 10 MW (путем увеличения тока, энергии и питч-фактора электронного пучка или оптимизации распределения магнитного поля), успеха не достигали. Прибор вел себя так, как будто на его выходе включен стабилизатор мощности [2].

Следует отметить, что, перемещая входной сверхвысокочастотный (СВЧ) импульс на передний или задний фронт питающего напряжения, можно было заметно сократить длительность выходного СВЧ импульса, что сопровождалось заметным ослаблением эффекта ограничения мощности и позволило, в частности, получать выходную мощность до 15 MW (рис. 2). Данные резуль-

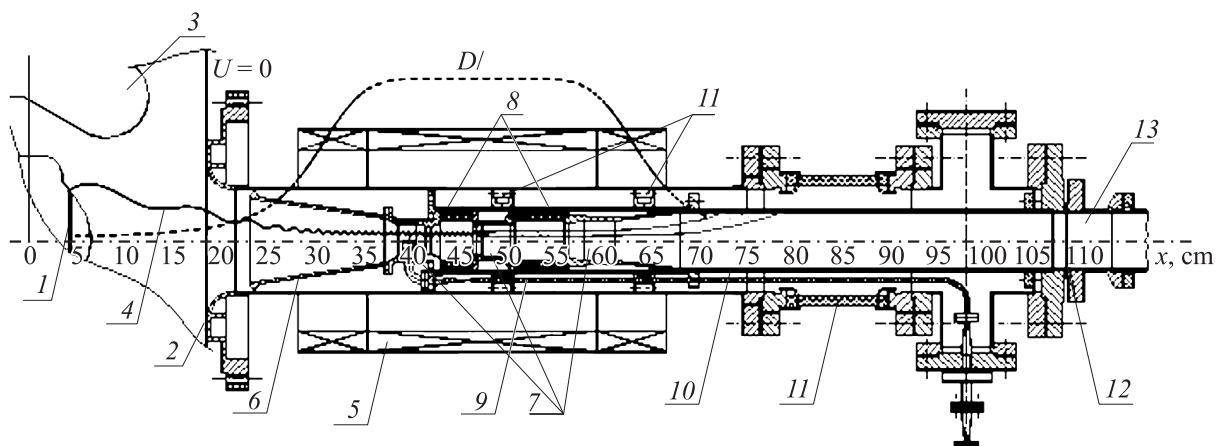


Рис. 1. Схема гироклистрона: 1 — катод, 2 — анод, 3 — промежуточный анод, 4 — электронный пучок, 5 — криомагнит, 6 — канал транспортировки электронного пучка, 7 — резонаторы, 8 — дрейфовые поглощающие трубки, 9 — входной волновод, 10 — коллектор, 11 — изоляторы, 12 — вакуумное окно, 13 — выходной волновод.

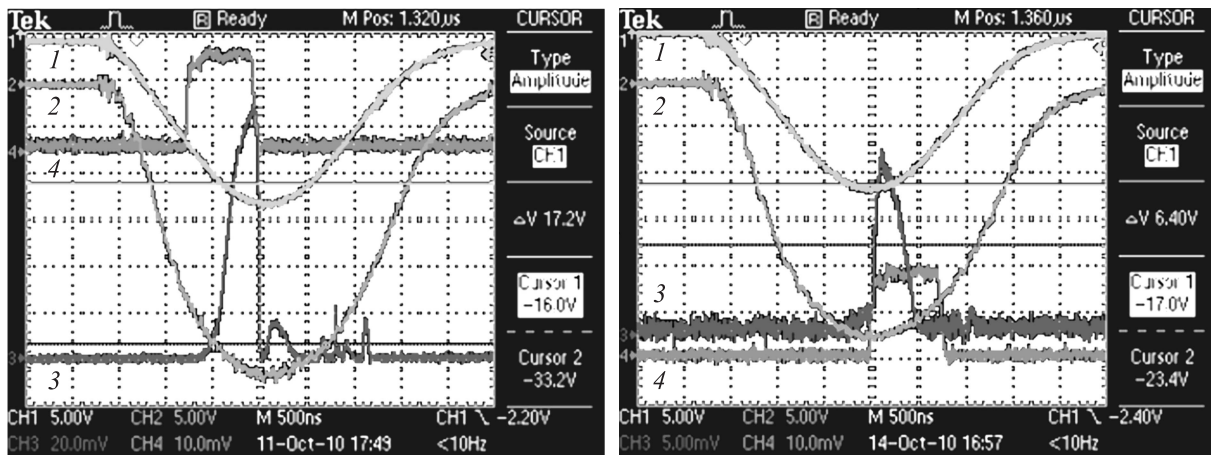


Рис. 2. Характерные осциллограммы выходного СВЧ-импульса гироклистрона при различном положении входного импульса относительно питающего напряжения (1 — напряжение 20 кВ/В; 2 — ток 4 А/В; 3 — огибающая выходного СВЧ-импульса; 4 — огибающая входного СВЧ-импульса).

таты также косвенно свидетельствовали о возможном поглощении выходного излучения внутри прибора. Поэтому было принято решение о прекращении тестовых испытаний и о вскрытии системы. После вскрытия прибора, отработавшего несколько тысяч импульсов, в вакуумной части выходного волновода были обнаружены следы эрозии (рис. 3). Эти следы были локализованы в кольце шириной несколько миллиметров (см. рис. 4), расположенном поперек оси волновода. Заметим здесь, что энергия в каждом импульсе не превышала нескольких джоулей, т.е. плавление происходит при сильной концентрации СВЧ-энергии.

В первом макете использовался выходной волновод, составленный из нескольких секций длиной 20–30 мм каждая, и место локализации кольца эрозии почти полностью совпало с положением одного из стыков между секциями (глубина стыка не превышала 0.5 мкм). Было высказано предположение о стимулирующей роли стыка на развитие СВЧ-разряда в выходном волноводе, и для второго макета выходной волновод был изготовлен сплошным. Однако и со сплошным выходным волноводом эффект ограничения выходной мощности гироклистрона проявлялся почти так же отчетливо, как и в случае составного волновода. При этом через кварцевое выходное окно в режиме работы клистрона можно было наблюдать прижатые к стенке волновода светящиеся области, азимутальное положение которых менялось от импульса к импульсу. Вскрытие этой системы опять показало наличие следов эрозии на внутренней стенке выходного волновода. Ширина области локализации следов эрозии в случае сплошного волновода составляла 20–30 мм вместо 5 мм в случае составного волновода, но положение этой области в волноводе осталось практически прежним. Следует отметить, что изменение диаметра выходного волновода вдоль его длины весьма незначительно (максимальное

значение диаметра 71.5 мм, а минимальное — 63 мм при полной длине волновода, заметно превышающей и его диаметр, и длину электромагнитной волны). В этом волноводе реализуется режим бегущей волны на вращающейся моде TE_{53} . Амплитуда электрического поля практически не меняется ни по азимуту, ни вдоль оси волновода. Кроме того, эта амплитуда заметно меньше имеющейся в выходном резонаторе клистрона, добротность которого около 300. Тем не менее никаких следов эрозии в выходном резонаторе не наблюдалось.

Основным отличительным признаком различных сечений выходного волновода являются величина и направление остаточного магнитного поля, которое убывает по мере удаления от выходного резонатора клистрона, где

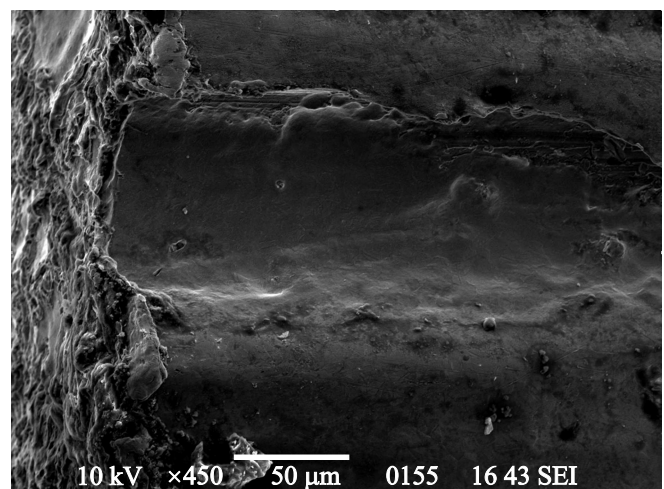


Рис. 3. Изображение следов эрозии поверхности волновода в электронном микроскопе.

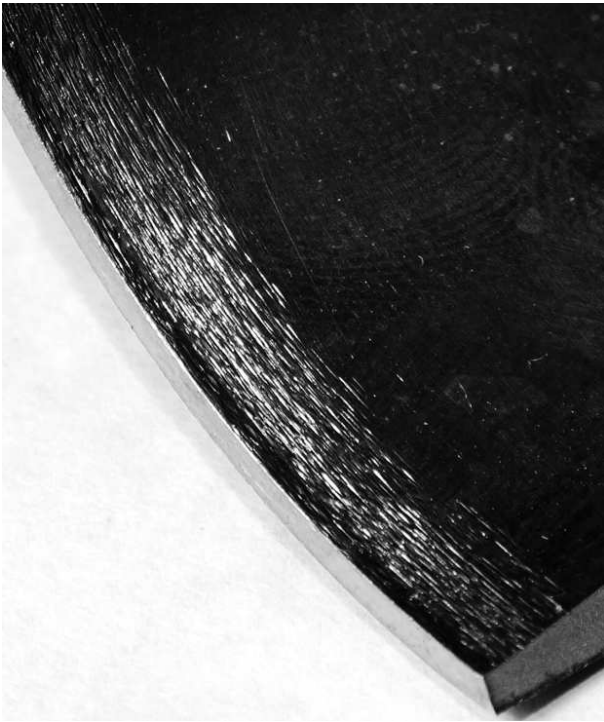


Рис. 4. Фотография отрезка волновода со следами СВЧ-эрозии.

оно поддерживается на уровне 1.7 Т, обеспечивающем условия гирорезонанса для релятивистских электронов рабочего пучка (с энергией 350 keV). По оценкам, в том сечении выходного волновода, где наблюдались следы эрозии, величина магнитного поля снижается настолько, что обеспечивает условие гирорезонанса для „холодных“ (нерелятивистских) электронов. Именно это условие гирорезонанса и отличает это сечение от других сечений волновода. В поддержку идеи о существенной роли электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР) в развитии СВЧ-разряда можно призвать также то обстоятельство, что при максимальной передаваемой мощности 10 MW на стенке выходного волновода амплитуда высокочастотного электрического поля не превышала величины $E_0 = 8.6 \text{ kV/cm}$. В отсутствие ЭЦР и столкновений с другими частицами электрон не может набрать в таком поле энергии, превышающей несколько электрон-вольт, а такой энергии совершенно недостаточно для эффективной вторичной эмиссии электронов со стенок вакуумного объема. Отталкиваясь от сформулированной выше идеи ЭЦР, в настоящей работе был проведен анализ условий возникновения мультипакторного разряда на поверхности металла при наличии в системе достаточно сильного постоянного магнитного поля. Результаты анализа и соответствующего численного моделирования этого явления приведены ниже.

1. Описание теоретической модели и методов численного моделирования

Движение свободных электронов в вакуумном объеме выходного волновода происходит при одновременном воздействии высокочастотного электромагнитного поля, постоянного магнитного поля и постоянного электрического поля, обусловленного пространственным зарядом основного пучка релятивистских электронов, движущихся к коллектору вдоль оси этого волновода. Электрическое поле основного электронного пучка обеспечивает эффективное возвращение вторичных электронов к стенкам волновода, откуда они были эмитированы. Оценки показывают, что в условиях выходного волновода вторичные электроны не могут удалиться от стенок на заметное (по сравнению с радиусом волновода) расстояние, что позволяет существенно упростить математическую модель мультипакторного разряда, пренебрегая пространственной неоднородностью всех электромагнитных полей в пристеночной области волновода, где и развивается разряд. Поверхность стенки волновода в рамках этого приближения будет рассматриваться как безграничная плоскость $x = 0$, а движение электрона рассматривается только в полупространстве $x > 0$. Ограничиваясь рассмотрением нерелятивистского движения электронов, будем пренебрегать в дальнейшем действии высокочастотного магнитного поля на электроны, представляя уравнения движения последних в виде

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -e \left\{ \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_\omega \sin(\omega t) + \left[\frac{1}{c} \frac{d\mathbf{r}}{dt}, \mathbf{B} \right] \right\}, \quad (1)$$

где через $-e$ и m обозначены заряд и масса электрона, вектор \mathbf{r} описывает мгновенное положение электрона, \mathbf{E}_0 — вектор напряженности статического электрического поля, которое однородно в пространстве и направлено по оси x , \mathbf{E}_ω — вектор, отвечающий амплитуде высокочастотного электрического поля, которое также однородно в пространстве и перпендикулярно плоскости $x = 0$, ω — круговая частота этого поля, \mathbf{B} — вектор индукции постоянного магнитного поля, которое однородно в пространстве и имеет как нормальную \mathbf{B}_x , так и тангенциальную \mathbf{B}_z по отношению к поверхности волновода компоненты.

Приближение пространственно однородных электромагнитных полей неоднократно использовалось для исследования одностороннего мультипакторного разряда, как на поверхности металла [3–9], так и на поверхности диэлектрика [10–14]. В последнем случае рассматривалось развитие мультипакторного разряда на поверхности выходного окна мощных СВЧ-приборов, поэтому высокочастотное электрическое поле предполагалось обычно ориентированным вдоль плоской поверхности диэлектрика. При изучении одностороннего мультипакторного разряда на поверхности металла авторы большинства публикаций еще более упростили

рассматриваемую математическую модель, пренебрегая разбросом начальных скоростей вторичных электронов. В рамках данного приближения наиболее благоприятными для развития разряда являются условия специфического резонанса, отвечающего возвращению вторичного электрона к поверхности эмиссии через целое число периодов высокочастотного поля. Длительное время считалось, что такой резонанс (для определенности будем его называть в дальнейшем мультипакторным (МП) резонансом) является обязательным условием развития МП-разряда, и поиск областей параметров, отвечающих устойчивому МП-резонансу, был обязательным атрибутом большинства теоретических работ. В частности, было установлено [6,8], что в случае, когда постоянное электрическое поле возвращает электроны к поверхности эмиссии, а постоянное магнитное поле параллельно этой поверхности, МП-резонанс возможен лишь при относительно небольшой величине индукции магнитного поля, отвечающей неравенству

$$\omega_H \equiv \frac{eB}{mc} < \frac{\omega}{2}. \quad (2)$$

При большей величине магнитного поля электрон возвращается к поверхности эмиссии через время, меньшее периода высокочастотного поля. МП-резонанс оказывался невозможным, и нарушение неравенства (2) рассматривалось в качестве условия эффективного подавления нежелательного разряда при магнитном поле, ориентированном вдоль поверхности металла.

Мультипактор при произвольной ориентации магнитного поля по отношению к поверхности металла рассматривался в относительно небольшом числе работ, среди которых можно выделить [15], где была поставлена задача о зависимости условий МП-резонанса в одностороннем разряде на металле от угла наклона постоянного магнитного поля к поверхности металла. Было обнаружено, в частности, что увеличение угла наклона до 40° сопровождается ростом отношения ω_H/ω до 0.9. Однако дальнейшее увеличение угла наклона привело к тому, что вторичные электроны перестали возвращаться к поверхности эмиссии, так как данные исследования проводились в отсутствие постоянного электрического поля. Таким образом, никакого эффекта, связанного с ЭЦР, для одностороннего мультипактора при высокочастотном поле, направленном перпендикулярно к поверхности, ранее не было обнаружено. Похожие эффекты наблюдались [11,12] и предсказывались [13,14] лишь для одностороннего разряда на поверхности диэлектрического окна, где высокочастотное электрическое поле параллельно поверхности эмиссии. В перечисленных выше работах, пороговое для возникновения разряда значение амплитуды электрического поля заметно снижалось при равенстве $\omega_H = \omega$, если магнитное поле было направлено параллельно поверхности, но перпендикулярно высокочастотному электрическому полю. Однако при такой ориентации магнитного и высокочастотного полей

равенство $\omega_H = \omega$ обеспечивало возвращение эмитированного электрона к поверхности эмиссии точно через один период высокочастотного поля, что соответствует МП-резонансу, но не имеет отношения к циклотронному резонансу электронов, развитие которого требует большего времени взаимодействия электронов с высокочастотным полем. Эффекты, связанные с настоящим ЭЦР, для одностороннего мультипактора, по всей видимости, наблюдались и обсуждались только в работе [16], где высокочастотное поле было ориентировано вдоль поверхности, постоянное магнитное поле — перпендикулярно поверхности, а возвращение электрона обеспечивалось действием на электрон высокочастотного магнитного поля (по существу силой Миллера, выталкивающей электрон на металлическую стенку, где амплитуда высокочастотного электрического поля обращалась в нуль).

Анализ выполненных ранее исследований одностороннего МП-разряда на поверхности металла показывает, что влияние эффектов ЭЦР на его развитие следует ожидать в том случае, когда постоянное магнитное поле наклонено под заметным углом к поверхности металла, а наличие относительно слабого статического электрического поля обеспечивает возвращение вторичных электронов к этой поверхности за время, заметно превышающее период высокочастотного поля. В этих условиях аналитический расчет условий МП-резонанса, с одной стороны, представляет заметные трудности, а с другой стороны, представляется совершенно излишним, так как разброс начальных скоростей вторичных электронов приведет к разрушению МП-резонанса [7,8]. Поэтому в данной работе для расчета условий возникновения разряда использовались методы численного моделирования. С этой целью был подготовлен пакет программ, обеспечивающий одновременный расчет движения большого числа электронов в полупространстве $x > 0$ в соответствии с уравнениями (1). Первоначально определенное количество электронов эмитируется в это полупространство из плоскости $x = 0$ с максвелловским распределением по начальным скоростям. При каждом ударе электрона о плоскость $x = 0$ программа вычисляет его скорость и использует ее величину для расчета вероятности эмиссии одного или нескольких новых электронов. Вероятность эмиссии задается таким образом, чтобы в среднем величина коэффициента вторичной эмиссии совпадала с известной аппроксимацией Вога-на [17,18]

$$\sigma \equiv 0 \quad \text{при} \quad w < 0,$$

$$\sigma = \sigma_{\max} [w \exp(1 - w)]^s,$$

$$s = 0.62 \quad \text{при} \quad 0 < w < 1; \quad s = 0.25 \quad \text{при} \quad w \geq 1, \quad (3)$$

где

$$\sigma_{\max} = \sigma_m \left(1 + \frac{\phi^2}{4\pi} \right)$$

— максимальное значение коэффициента вторичной электронной эмиссии в зависимости от угла ϕ удара

электрона (отсчитываемого от нормали к поверхности), величина w — определяется кинетической энергией W_{imp} электрона при ударе

$$w = \frac{(W_{\text{imp}} - W_{\text{min}})}{(W_{\text{max}} - W_{\text{min}})},$$

$$W_{\text{max}} = W_m(1 + \phi^2/2\pi),$$

а значения параметров σ_m , W_m и W_{min} зависят от свойств материала поверхности. Вторичные электроны эмитируются в объем со случайной начальной скоростью, подчиняющейся такому же максвелловскому распределению вероятностей, что и начальные электроны. Численное моделирование длительной эволюции МП-разряда указанным выше методом сопряжено с определенными трудностями, обусловленными следующими обстоятельствами. Если вторичная электронная эмиссия оказывается достаточно эффективной, то число электронов быстро нарастает, что существенно замедляет процесс компьютерного моделирования. Если же, напротив, вторичная эмиссия оказывается недостаточно эффективной, то число электронов быстро убывает, что приводит к значительным случайным флуктуациям в процессе расчета. Чтобы избежать подобных проблем, в программе использовался метод „эффективных“ компьютерных частиц [19,20]. В рамках этого метода рассматривается движение не электронов, а некоторых компьютерных частиц, которые могут иметь отличный от электронного электрический заряд, но имеют точно такое же отношение заряда к массе, как и электрон. Поэтому движение этих частиц полностью совпадает с движением электрона. Если в процессе расчета, число компьютерных частиц превышает определенное пороговое значение, то половина частиц, выбранная случайным образом, исключается из дальнейшего рассмотрения. Одновременно заряд и масса каждой из оставшихся частиц удваиваются. В том же случае, когда компьютерных частиц становится слишком мало, каждая из частиц делится пополам с сохранением у этих половинок мгновенного положения в пространстве и мгновенной скорости. Далее эти половинки двигаются вместе до первого удара их о поверхность эмиссии, после которого включаются случайные процессы генерации вторичных частиц. В процессе эмиссии всегда генерируются вторичные частицы тождественные по заряду и массе первичным частицам. При определении же величины коэффициента вторичной эмиссии энергия удара рассчитывается как

$$W_{\text{imp}} = mV_{\text{imp}}^2/2, \quad (4)$$

где V_{imp} — скорость удара компьютерной частицы, а m — масса электрона.

2. Результаты численного моделирования

Для изучения влияния эффекта ЭЦР на развитие МП-разряда было проведено численное моделирование

этого процесса с использованием следующих значений параметров. Параметры вторичной эмиссии подбирались такими, какие больше всего соответствуют меди [19,20]: $\sigma_m = 2.25$, $W_{\text{min}} = -8 \text{ eV}$, $W_m = 333 \text{ eV}$. Частота поля задавалась равной 30 GHz , что соответствовало эксперименту. Было проведено три серии расчетов, отличающиеся величиной задаваемой напряженности статического электрического поля: $E_0 = 0$, $E_0 = 1.4 \text{ kV/cm}$, $E_0 = 3 \text{ kV/cm}$. В каждой серии расчеты проводились для различных значений угла ϕ наклона постоянного магнитного поля к плоскости $x = 0$ (который менялся от 0 до $\pi/2$). Рассматривались различные значения величины индукции постоянного магнитного поля (параметр ω_H/ω менялся в интервале от 0.4 до 1.2). Для каждого выбора направления и величины магнитного поля значения амплитуды высокочастотного электрического поля перебирались в интервале от 6 до 20 kV/cm , что для выходного волновода клистрона, описанного выше, соответствовало передаваемой мощности от 5 до 50 MW . В каждом расчете 10^3 начальных электронов эмитировалось в систему в течение первого периода высокочастотного поля, а затем динамика МП-разряда рассчитывалась в течение 100 периодов поля. Превышение числа электронов в конце рассматриваемого интервала времени над начальным уровнем трактовалось как реализация роста электронной лавины. Для каждого выбора статических полей определялось пороговое значение передаваемой мощности, обеспечивающее рост электронной лавины. Результаты расчетов приведены на рис. 5–7, где представлена зависимость пороговой мощности от величины и направления постоянного магнитного поля для различных значений статического электрического поля.

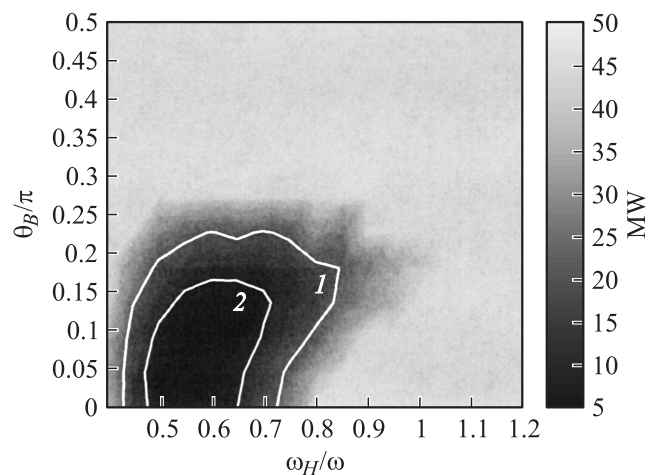


Рис. 5. Величина пороговой мощности, определяющей возникновение мультипакторного разряда в выходном волноводе клистрона (частота 30 GHz , диаметр волновода 70 mm , мода TE_{53}), в зависимости от нормированного угла наклона θ/π и величины (нормированной через отношение ω_H/ω гиро-частоты электрона к частоте поля) постоянного магнитного поля. Контурные линии 1 и 2 отвечают значениям параметров, где пороговая мощность равна соответственно 30 и 20 MW . Численные расчеты проведены при $E_0 = 0$.

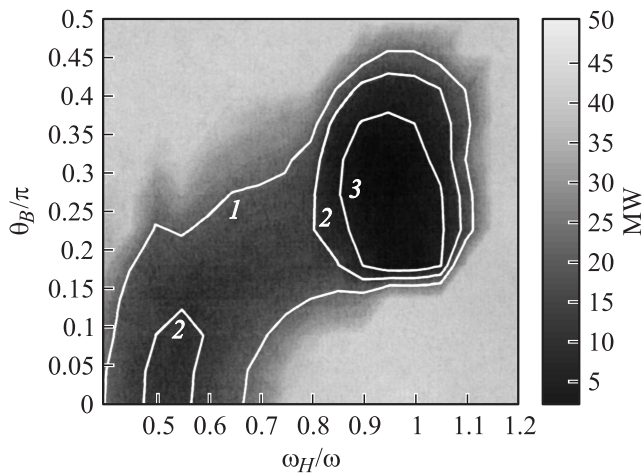


Рис. 6. То же, что и на рис. 5, но расчеты проведены при $E_0 = 1.4 \text{ kV/cm}$. Контурные линии 1, 2 и 3 отвечают значениям параметров, где пороговая мощность равна соответственно 30, 20 и 10 MW.

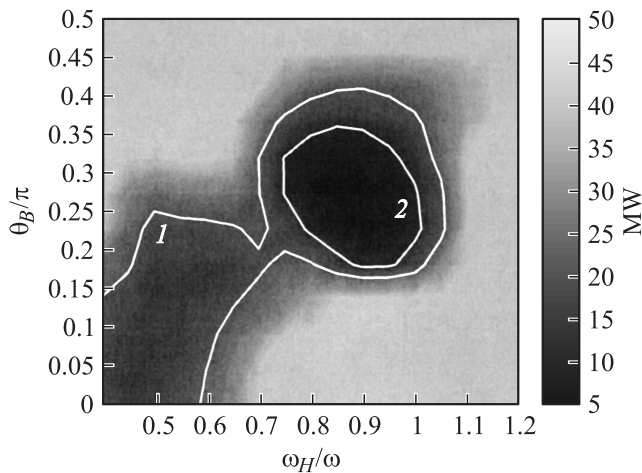


Рис. 7. То же, что и на рис. 5, но расчеты проведены при $E_0 = 3 \text{ kV/cm}$. Контурные линии 1 и 2 отвечают значениям параметров, где пороговая мощность равна соответственно 30 и 20 MW.

Результаты, представленные на рис. 5, иллюстрируют снижение порога мультипакторного разряда в области параметров, отвечающей зоне МП-резонанса первого порядка [15] (возвращение электрона к поверхности эмиссии через один период высокочастотного поля). Минимальное значение пороговой мощности составляет здесь 15.4 MW и отвечает почти параллельному поверхности ($\varphi \approx 0$) магнитному полю.

Рис. 6 иллюстрирует сильный провал величины пороговой мощности в области ЭЦР. Минимальное значение пороговой мощности при рассматриваемых здесь параметрах ниже 5 MW. Рис. 7 показывает, что эффект ЭЦР существенно ослабляется с ростом напряженности статического электрического поля, возвращающего электроны к поверхности эмиссии.

Выводы

Развитие одностороннего МП-разряда на поверхности металла может происходить при очень малых амплитудах высокочастотного электрического поля, если в системе имеется достаточно сильное постоянное магнитное поле, обеспечивающее выполнение условия циклотронного резонанса электронов $\omega_H \approx \omega$.

Для проявления подобного ЭЦР-эффекта требуется заметный наклон магнитного поля по отношению к поверхности металла (наиболее благоприятным для развития разряда в условиях ЭЦР является угол наклона порядка 45°). Другим необходимым условием является наличие постоянного электрического поля, возвращающего электроны к поверхности металла. Чем слабее электрическое поле, тем сильнее может быть снижение порогового значения амплитуды высокочастотного поля, но тем чувствительнее будет эффект к отклонению от условий точного циклотронного резонанса.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 10-08-01120-а).

Список литературы

- [1] *Granatstein V.L., Lawson W.* // IEEE Trans. on Plasma Science. 1996. Vol. 24. N 3. P. 648–665.
- [2] *Зайцев Н.И., Гвоздев А.К., Данилов Ю.Ю., Запевалов С.А., Кузиков С.В., Мусеев М.А., Петелин М.И., Плоткин М.Е.* // Тез. докл. 8-го Всерос. сем. по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн. Н.Новгород, 2011. С. 47–48.
- [3] *Gaddy O.L., Holshauser D.F.* // IEEE. 1963. Vol. 51. N 1. P. 153–162.
- [4] *Бляхман Л.Г., Нечаев В.Е.* // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 4. С. 720–727.
- [5] *Бляхман Л.Г., Нечаев В.Е.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 11. С. 2163–2168.
- [6] *Riyopoulos S., Chernin D., Dialetis D.* // Phys. Plasmas. 1995. Vol. 2. N 8. P. 3194–3213.
- [7] *Riyopoulos S., Chernin D., Dialetis D.* // IEEE Trans. Electron Devices. 1997. Vol. 44. N 3. P. 489–497.
- [8] *Buyanova M., Nechaev V., Rakova E., Semenov V., Zharova N., Anderson D., Lisak M., Puech J., Lapierre L.* // Proc. MULCOPIM 2005, Noordwijk, the Netherlands, 2005. P. 135–142.
- [9] *Chang C., Verboncoeur J., Tantawi S., Jing Ch.* // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 110. P. 063304.
- [10] *Kishek R.A., Lau Y.Y., Ang L.K., Valfells A., Gilgenbach R.M.* // Phys. Plasmas. 1998. Vol. 5. N 5. P. 2120–2126.
- [11] *Preist D.H., Talcott R.C.* // IRE Transactions on Electron Devices. 1961. Vol. 8. N 4. P. 243–251.
- [12] *Vaughan J.R.M.* // IRE Trans. Electron Devices. 1961. Vol. 8. P. 302–308.
- [13] *Valfells A., Ang L.K., Lau Y.Y., Gilgenbach R.M.* // Phys. Plasmas. 2000. Vol. 7. N 2. P. 750–757.

- [14] Вдовичева Н.К., Сазонтов А.Г., Сазонтов В.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50. Вып. 2. С. 118–133.
- [15] Sakamoto K., Imai T., Ikeda Y., Saigusa M., Sagawa J., Nagashima T. // IEEE Transactions on Plasma Science. 1986. Vol. PS-14. N 4. P. 548–553.
- [16] Schrader W.J. // Physica. 1968. Vol. 40. N 2. P. 223–228.
- [17] Vaughan J.R.M. // IEEE Trans. Electron Devices. 1989. Vol. 36. N 9. P. 1963–1967.
- [18] Vaughan J.R.M. // IEEE Trans. Electron Devices. 1993. Vol. 40. N 4. P. 830.
- [19] Semenov V.E., Zharova N.A., Anderson D., Lisak M., Puech J. // Phys. Plasmas. 2010. Vol. 17. P. 123 503.
- [20] Udiljak R., Anderson D., Lisak M., Semenov V.E., Puech J. // Phys. Plasmas. 2007. Vol. 14. P. 033 509.