

01;09

Мощный коаксиальный убитрон СВЧ диапазона: моделирование методом крупных частиц

© Р.З. Рамазанов, Г.В. Сотников, Ю.В. Ткач

Институт электромагнитных исследований,
61022 Харьков, Украина
e-mail: sotnikov@kipt.kharkov.ua

(Поступило в Редакцию 22 июля 2004 г.)

Приведены результаты полного численного моделирования мощного коаксиального убитрона СВЧ диапазона. Проведенное моделирование основывается на использовании численного 2.5-мерного электромагнитного кода, основой которого является метод крупных частиц. Выполнен анализ работы убитрона в режиме усиления и в режиме генерации. Проведено сравнение результатов численного моделирования с аналитическими результатами и результатами нелинейной теории, полученными при частичном машинном моделировании.

Введение

Исследования электронных приборов, основанных на когерентном излучении электронов, движущихся в периодических статических электрических и магнитных полях, начались достаточно давно [1,2]. При теоретическом анализе [3,4] и экспериментальной реализации [5–7] использовались в основном цилиндрические конфигурации убитрона. Новый этап в исследовании этих приборов связан с переходом к коаксиальной конфигурации [8–11], в которой периодическое магнитное поле создается системой постоянных магнитов, периодически расположенных на внешнем и внутреннем проводниках коаксиальной линии. При такой конфигурации появляется возможность реализовать виглер со знакопеременным по радиусу продольным магнитным полем магнитным полем, в то время как в цилиндрическом убитроне реализуется виглер с пространственно-периодическим магнитным полем.

Коаксиальная конфигурация убитрона со знакопеременным магнитным полем имеет ряд преимуществ перед цилиндрической конфигурацией. Первое преимущество связано с более устойчивой транспортировкой электронного пучка в статическом знакопеременном магнитном поле виглера. Если магниты на внешнем проводнике смещены своими полюсами относительно магнитов на внутреннем проводнике на половину периода, то внутри коаксиального зазора образуется „магнитная яма“. При размещении частиц пучка на дне „магнитной ямы“ амплитуда их поперечных колебаний в магнитном поле знакопеременного коаксиального виглера существенно ниже, чем при его транспортировке в пространственно-периодическом поле цилиндрического убитрона. Указанное преимущество позволяет использовать в коаксиальной конфигурации убитрона меньшие напряженности магнитного поля по сравнению с цилиндрической конфигурацией при одних и тех же токах электронного пучка.

Второе важное преимущество убитрона состоит в ослаблении поля пространственного заряда пучка в

коаксиальной камере дрейфа по сравнению с цилиндрической, т.е. предельный вакуумный ток электронного пучка в коаксиальной линии выше [12], что позволяет использовать большие токи электронных пучков, а следовательно, и увеличивать выходную мощность электронного прибора.

Третье преимущество связано с более высокой эффективностью коаксиального убитрона по сравнению с цилиндрическим. Как показывают результаты сравнительного нелинейного анализа [13] усиление СВЧ сигнала в коаксиальном и цилиндрическом убитронах при одних и тех же геометрических размерах и параметрах электронных пучков, максимальная мощность в коаксиальном убитроне выше, чем в цилиндрическом. Это связано с более высоким сопротивлением связи электронного пучка с усиливаемой волной.

Для экспериментальной реализации коаксиальных убитронов требуется не только теоретическое обоснование, но и построение теории, позволяющей провести оценки выходных характеристик приборов. Теоретическое обоснование к настоящему времени достаточно хорошо развито [8–11,14]. Что касается численных расчетов, то этот подход недостаточно развит. Незаменимым инструментом их проведения является метод крупных частиц, широко применяемый в исследовании мощных микроволновых приборов. К настоящему времени известно небольшое число работ, касающихся применения этого метода к расчету коаксиального убитрона. В одной из них [11] проделано полное численное моделирование методом крупных частиц (численный код MAGIC) генерации колебаний частотой 2.8 GHz в коаксиальном резонаторе. Для достижения необходимой мощности и эффективности при численном моделировании задавалась добротность резонатора посредством введения области с конечной проводимостью.

Ниже мы исследуем генерацию СВЧ колебаний в коаксиальном убитроне в другой постановке, когда потери энергии происходят вследствие излучения из открытого конца волновода.

Физическая постановка задачи, основные уравнения и алгоритм численного моделирования

Рассмотрим коаксиальный волновод (рис. 1) с внутренним радиусом a и внешним радиусом b , в который непрерывно инжектируется кольцевой релятивистский электронный пучок. Ток пучка — I_b , энергия электронов пучка — W_b , внутренний радиус пучка — r_{in} , внешний — r_{out} . Предполагается что, инжектируемый пучок моноэнергетичный, т.е. на входе в камеру дрейфа ($z = 0$) поперечные компоненты скоростей частиц электронного пучка равны нулю. Левый торец волновода ($z = 0$) закрыт металлической стенкой, прозрачной для частиц пучка и непрозрачной для возбуждаемых волн. Во внутреннем и на внешнем проводниках коаксиального волновода вдоль его оси периодически с периодом L_w размещены постоянные магниты. Полюса внешних магнитов смещены относительно полюсов внутренних магнитов на половину периода.

Постоянное магнитное поле, создаваемое таким коаксиальным виглером, определяется выражением [8,14]

$$H_{0z}(\bar{r}, \xi) = -H_0 \sum_{n=1}^{\infty} C_n \cos\left[n\left(\xi - \frac{\pi}{4}\right)\right] F_n^{(0)}(n\bar{r}), \quad (1)$$

$$H_{0r}(\bar{r}, \xi) = -H_0 \sum_{n=1}^{\infty} C_n \sin\left[n\left(\xi - \frac{\pi}{4}\right)\right] F_n^{(1)}(n\bar{r}), \quad (2)$$

где $\bar{r} = k_w r$, $\xi = k_w(z + 0.25L_w)$ — безразмерные координаты; $F_n^{(0)}(n\bar{r}) = f_n I_0(n\bar{r}) - g_n K_0(n\bar{r})$; $F_n^{(1)}(n\bar{r}) = f_n I_1(n\bar{r}) + g_n K_1(n\bar{r})$; $f_n = [K_0(n\bar{r}_b) + K_0(n\bar{r}_a)]/\Delta_n$; $g_n = [I_0(n\bar{r}_b) + I_0(n\bar{r}_a)]/\Delta_n$;

$$C_n = \frac{4}{\pi n} \sin^2 \frac{\pi n}{2} \sin \frac{\pi n}{4};$$

$k_w = 2\pi/L_w$; $\bar{r}_a = k_w a$; $\bar{r}_b = k_w b$; I_0, I_1 — функции Бесселя; K_0, K_1 — функции Макдональда.

Для численного моделирования работы убитрона был использован разработанный нами 2.5-мерный (3-мерный по скорости и 2-мерный по координатам) релятивистский электромагнитный код, использующий метод крупных частиц [15]. Траектория каждой макрочастицы находилась путем решения в цилиндрических координатах системы уравнений движения по схеме предиктор-корректор. Значения компонент электромагнитного поля \mathbf{E}, \mathbf{H} , возбуждаемого пучком в волноводе, входящие в выражение для силы Лоренца, определялись посредством интерполяции по схеме TSC из узлов ячейки при решении на разностной прямоугольной сетке системы уравнений Максвелла. Решение уравнений Максвелла выполнялось по явной центрированной по времени и координатам схеме с перешагиванием.

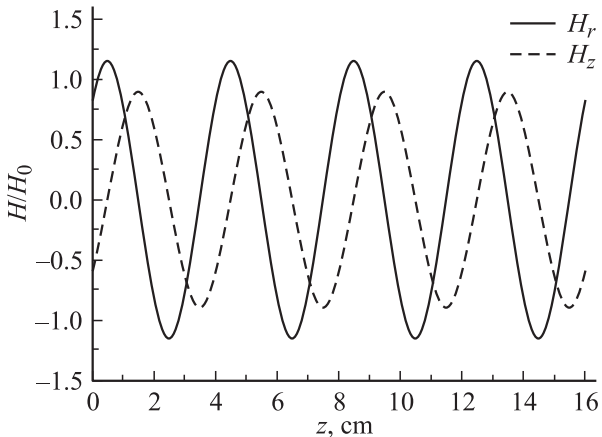
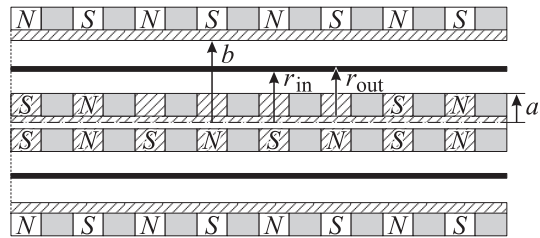


Рис. 1. Коаксиальный виглер и продольное распределение магнитных полей H_r и H_z на внутреннем коаксиале (учтена первая пространственная гармоника). N и S — полюса магнитов, закрашенные области — полюсные наконечники.

Граничные условия для полей на металлических поверхностях камеры дрейфа имеют следующий вид: $E_z|_{r=a,b} = 0$, $E_\varphi|_{r=a,b} = 0$, $E_r|_{z=0} = 0$, $E_\varphi|_{z=0} = 0$. Граничное условие, используемое для полей на правом, открытом, конце волновода состоит в условии излучения в свободное пространство $E_r/H_\varphi|_{z=z_{out}} = 1$, $E_\varphi/H_r|_{z=z_{out}} = -1$.

Механизм „раздачи“ заряда и токов на дискретной сетке приводит к неточному выполнению уравнений непрерывности и вследствие этого к численной неустойчивости. Поэтому найденные значения компонент электрического поля затем корректировались по методу Бёриса при решении уравнения Лапласа.

Результаты численного моделирования

Для численных расчетов были выбраны следующие параметры убитрона: $a = 2$ см, $b = 4$ см, $r_{in} = 2.85$ см, $r_{out} = 3.2$ см, $I_b = 3$ кА, $W_b = 490$ кеВ, $H_0 = 3$ кОе, длина системы $z_{out} = 96$ см, период виглера $L_w = 4$ см.

Прежде чем переходить к результатам численных расчетов убитрона с указанными параметрами, полезно качественно оценить область генерируемых частот и длин волн. На рис. 2 показана дисперсионная кривая инжектируемого пучка и вакуумного коаксиального волновода с выбранными размерами, соответствующая моде TE_{01} . СВЧ генерация возникает при выполнении резонансного

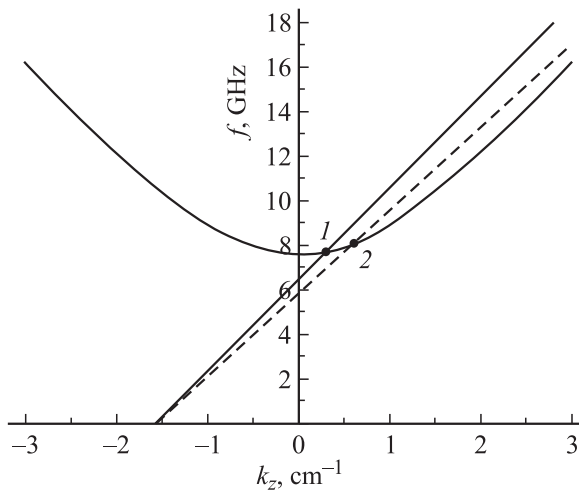


Рис. 2. Дисперсионная кривая волны TE_{01} и пучка в коаксиальном волноводе: внутренний радиус $a = 2$ см, внешний радиус $b = 4$ см. Резонансная точка 1 — начальная продольная скорость пучка, 2 — средняя продольная скорость электронов пучка в поле вилгера.

условия $\omega = (k_w + k_z)v_z$ (k_z — волновое число высокочастотной моды, v_z — средняя продольная скорость электронов). Для выбранной начальной энергии пучка 490 keV резонансная частота $f_1 = \omega/2\pi = 7.75$ GHz, а резонансное волновое число $k_{z1} \approx 0.32$ cm $^{-1}$. Эта резонансная точка отмечена на рис. 2 цифрой 1 . Как отмечалось ранее, при численном моделировании мы выбирали условия инжекции такие, что при входе в систему электроны не имеют поперечной скорости. Двигаясь в поле вилгера, они приобретают поперечную скорость, что сопровождается уменьшением продольной скорости. Вследствие этого область резонансных частот смещается в область более высоких частот и больших продольных волновых чисел. Причем изменение волнового числа k_z , как следует из рис. 2, даже при небольшом изменении средней продольной скорости электронов, может оказаться значительным.

На рис. 3 приведено конфигурационно (r, z) пространство электронов пучка при его распространении в камере дрейфа для трех различных моментов времени: $t = 3.9$ ns — время, приблизительно равное моменту, когда первые инжектированные электроны достигают конца убитрона; $t = 10$ ns — время, равное моменту выхода амплитуды возбуждаемого электромагнитного поля на насыщение; $t = 20$ ns — время, приблизительно равное окончанию нестационарных процессов в убитроне (дальнейшая динамика частиц и полей качественно не изменяется). Как видно из рис. 3, в начальный период инжекции все электроны пучка движутся ламинарно по спиральным траекториям. Форма поверхности пучка модулируется по радиусу в продольном направлении с периодом, намного большим периода вилгера. Такая динамика частиц является типичной при их движении в периодическом магнитном поле и описывается

уравнением типа Матье [16]. При этом азимутальная скорость электронов модулируется в продольном направлении с периодом, равным периоду вилгера (рис. 4, соответствующий $t = 3.9$ ns). По мере инжекции частиц на фоне крупномасштабного периода модуляции (с периодом ≈ 20 см) начинают появляться более мелкомасштабные, приблизительно равные периоду вилгера ($L_w \approx 4$ см), а также с периодом, равным пространственному периоду возбуждаемой волны. Эти возмущения распространяются от выходного конца убитрона к его началу (рис. 5, b) и в итоге разрушают первоначальную крупномасштабную модуляцию пучка практически на всей длине системы (рис. 5, c). Хотя пучок устойчиво транспортируется через коаксиальный волновод (потери

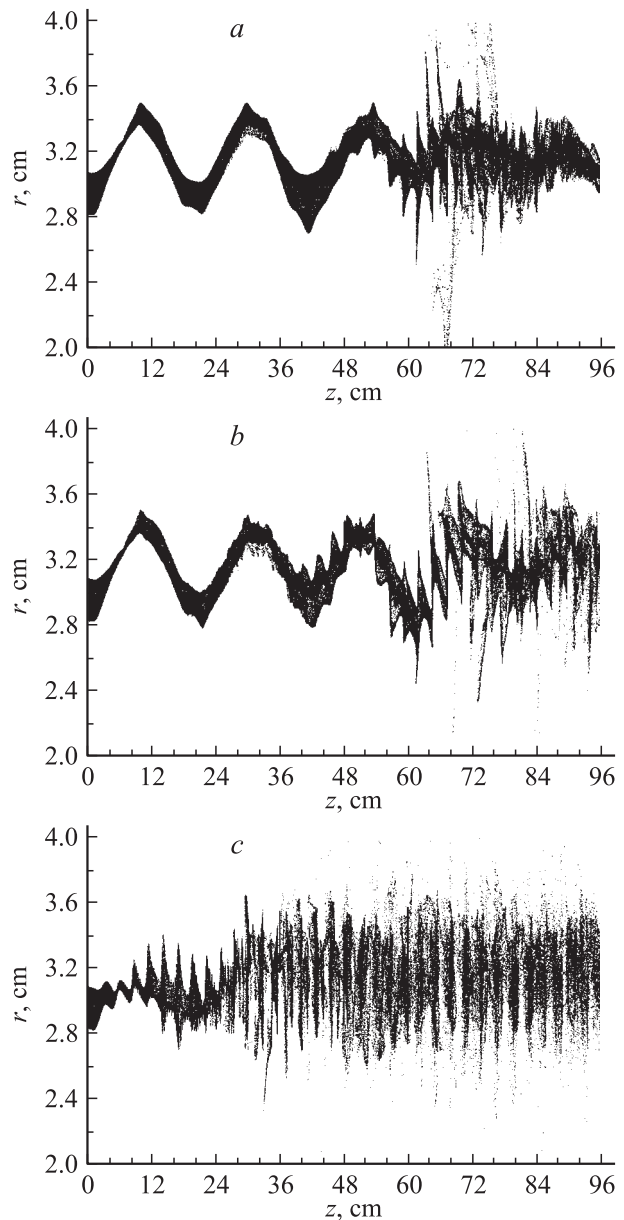


Рис. 3. Конфигурационное пространство (r, z) электронов пучка в коаксиальном убитроне в различные моменты времени: $t = 3.9$ (a), 10 (b), 20 ns (c).

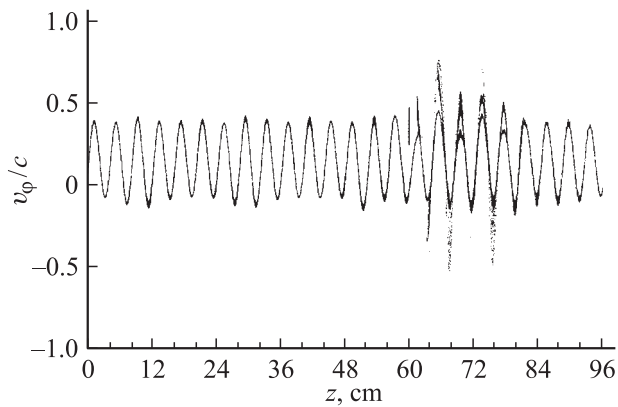


Рис. 4. Фазовое пространство (v_ϕ, z) электронов пучка в коаксиальном убитроне для момента времени $t = 3.9$ ns.

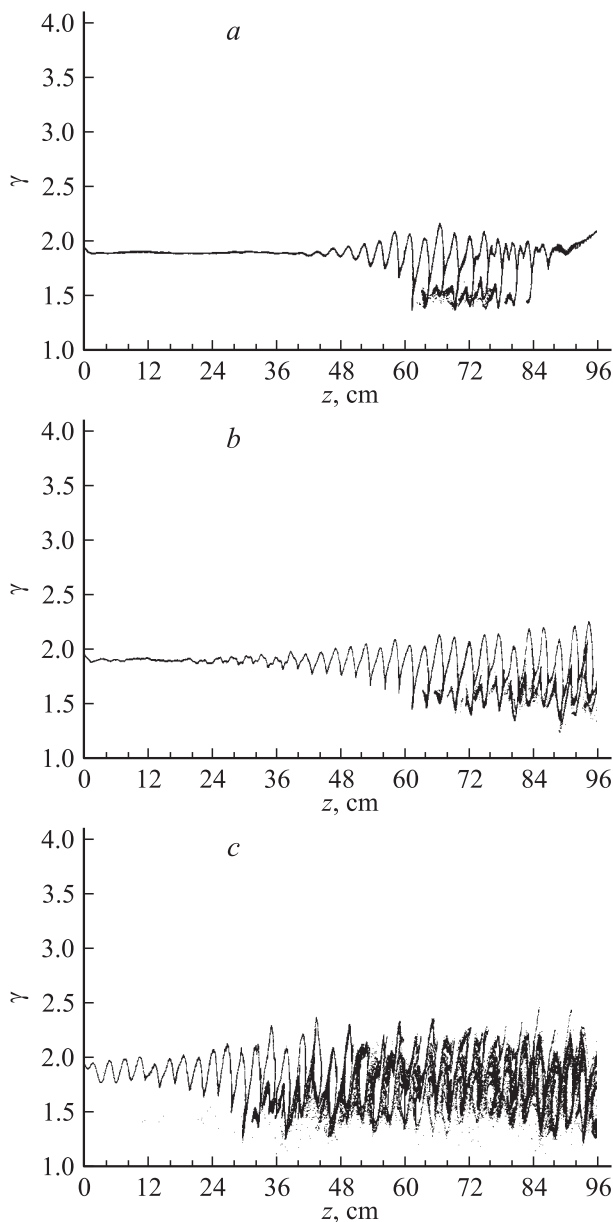


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, для $t = 3.9$ (a), 10 ns (b), 20 ns (c).

частиц на стенки пренебрежимо малы), первоначальное ламинарное движение частиц разрушается. Дальнейшая динамика частиц в убитроне качественно не отличается от приведенной на рис. 3, c для момента времени $t = 20$ ns.

На рис. 5 показана фазовая плоскость частиц пучка (γ, z) (γ — релятивистский фактор) для тех же моментов времени, что и конфигурационное пространство (рис. 3). В расчетах мы моделировали самовозбуждение системы, т.е. начальные значения полей внутри расчетной области предполагались равными нулю и ВЧ поле на входе в убитрон в любой момент времени также равнялось нулю. Поэтому вначале изменение энергии частиц пучка происходит только за счет электростатического поля пучка. При инжекции в убитрон частицы слегка притормаживаются (их кинетическая энергия уменьшается), а затем, значительную часть длины убитрона частицы движутся с почти постоянной энергией. Только в конце системы происходит существенная модуляция пучка по энергии (рис. 5, a). С течением времени эта модуляция нарастает по всей длине пучка (рис. 8, b). Модуляция по энергии сопровождается модуляцией по скорости, что приводит к формированию в продольном направлении сгустков частиц. Далее неустойчивость развивается и ее насыщение происходит, когда частицы захватываются в поле возбуждаемой волны (рис. 8, c). Численно наблюдаемые эффекты развития неустойчивости тождественны эффектам, наблюдаемым при теоретическом рассмотрении [3,4,13,17–19], а также в эксперименте [5–7]. Таким образом, численная модель адекватно физической картине описывает возбуждение электронным пучком резонансной волны.

Продольное распределение азимутального электрического поля E_ϕ приведено на рис. 6. В начальный период времени поле E_ϕ малó почти по всей длине системы и нарастает от входа к выходному концу коаксиального волновода. Его максимальное значение достигается вблизи выходного конца волновода (рис. 8, a). С течением времени электромагнитные поля возбуждаемой волны нарастают, сохраняя свой продольный профиль, т.е. начальное развитие неустойчивости происходит в режиме усиления. В нашей численной модели мы использовали граничное условие на правом конце волновода, соответствующее излучению в свободное пространство. В этом случае убитрон не согласован, в результате чего неизбежно возникают отраженные от выходного торца волновода волны, распространяющиеся навстречу пучку. Вначале амплитуда отраженной волны мала вследствие малой амплитуды прямой волны. Кроме этого, для воздействия на пучок отраженная волна должна вернуться к месту инжекции и отразиться от него, чтобы оказать существенное влияние на развитие неустойчивости. Поэтому до определенного времени влияние отраженной волны на динамику пучка и развитие неустойчивости малó. В начальный период времени убитрон работает в режиме усиления и амплитуда возбуждаемой волны растет от места инжекции пучка к выходу структуры

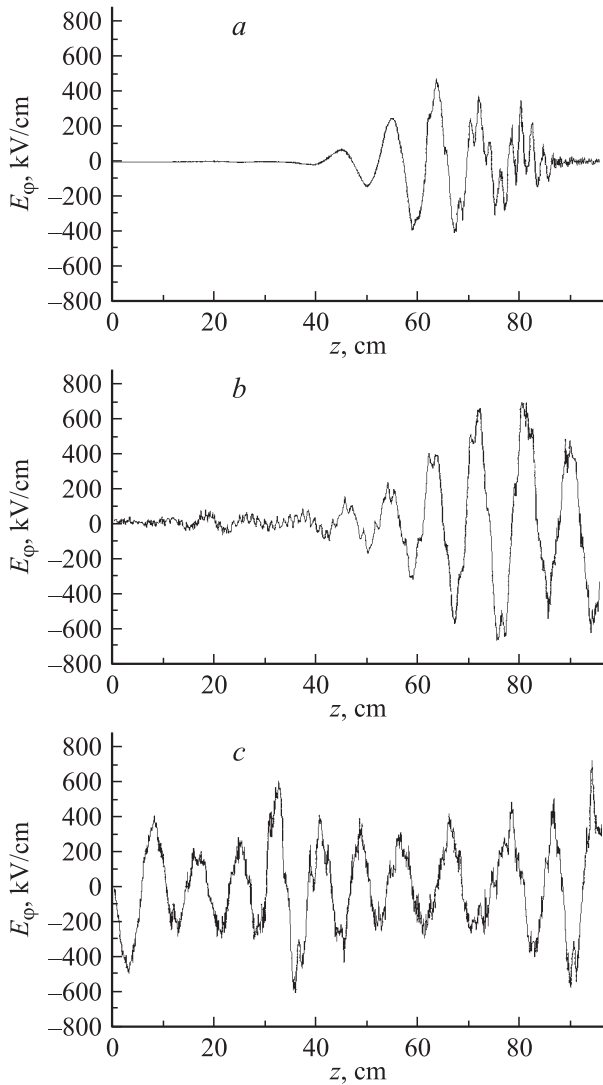


Рис. 6. Продольное распределение азимутального поля в сечении $r = 3$ см в различные моменты времени: $t = 3.9$ (a), 10 (b), 20 ns (c).

(рис. 6, b). С течением времени наличие отраженной волны приводит к накоплению энергии обратной волны в системе и выравниванию амплитуды поля по всей ее длине. Продольная структура поля, установившаяся в системе, в этом случае более схожа со структурой поля в резонаторе с той разницей, что длина волны определяется не продольными размерами резонатора, а волновым вектором резонансной волны (рис. 8, c). Как видно из рис. 6, продольная структура поля имеет период, равный ≈ 10 см. Этот период в два раза меньше периода, рассчитанного исходя из предположения о том, что продольная скорость полностью определяется начальной энергией инжектируемых частиц $v_z = c\sqrt{1 - 1/(1 + W_b/mc^2)^2}$. Как уже упоминалось выше при анализе дисперсионных зависимостей, приведенных на рис. 2, после входа пучка в поле виглера происходит перестройка продольной скорости в попереч-

ную. В результате средняя продольная скорость пучка уменьшается, область взаимодействия пучка с волной перемещается в область больших значений волновых чисел. Длине волны излучения ≈ 10 см соответствует продольная скорость $v_z \approx 0.78c$. Резонансная точка для этого значения скорости отмечена на рис. 2 цифрой 2. Из рис. 2 видно, что резонансная частота при этом изменилась незначительно. В подтверждение сказанного на рис. 7 приведено среднее значение продольной скорости электронов, находящихся в убитроне в различные моменты времени. Таким образом, проведенная оценка величины средней продольной скорости электронов с использованием продольной структуры азимутального поля достаточно хорошо совпадает с результатом, полученным при численном моделировании.

На рис. 8 приведена поперечная структура азимутального поля в точке $z = 70$ см для момента времени $t = 10$ см. Видно, что возбуждаемая волна соответствует TE_{01} -моду коаксиального волновода. Таким образом, этот результат также подтверждает корректность численной модели физической постановке задачи.

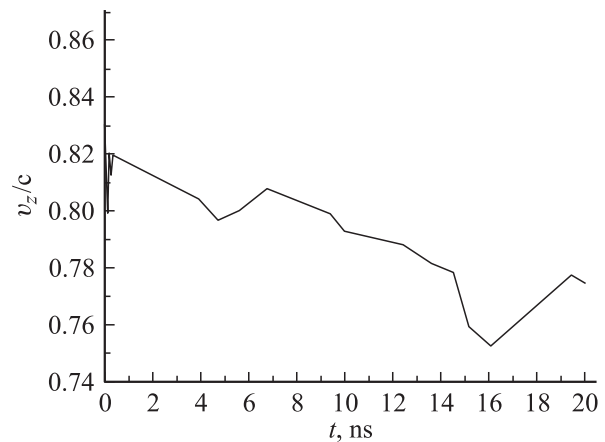


Рис. 7. Средняя продольная скорость электронов пучка, находящихся в системе, в зависимости от времени t .

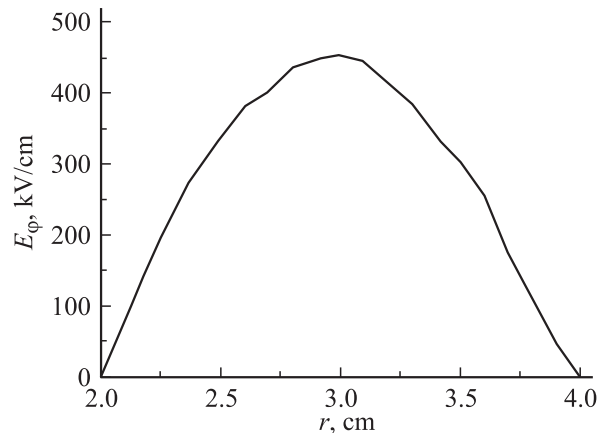


Рис. 8. Поперечная структура азимутального электрического поля E_ϕ в сечении $z = 70$ см для $t = 10$ ns.

Среди компонент электрического поля наибольшую амплитуду имеет азимутальная компонента электрического поля. Радиальное E_r и продольное E_z электрические поля в 4–5 раз меньше азимутального электрического поля. Причем продольная структура поля E_r нерегулярна, а поле E_z имеет ярко выраженное регулярное продольное распределение. При используемых расчетных параметрах диамагнетизм пучка является слабым. Это связано с нерелятивистским поперечным движением электронов пучка (рис. 4, где $v_\phi \approx 0.4c$). В максимуме $H_r \approx 300$ Ое, а $H_z \approx 200$ Ое, и обе компоненты напряженности магнитного поля промодулированы в продольном направлении с тем же периодом, что и азимутальное электрическое поле.

Частотный спектр тока электронного пучка приведен на рис. 9. Ток пучка промодулирован с частотой ≈ 8.3 GHz, соответствующей резонансной частоте (точка 2) на дисперсионной кривой, приведенной на рис. 2. Кроме этого, значительные колебания наблюдаются на частоте кратной резонансной гармонике.

Для численных расчетов эффективности убитрона, а также для контроля точности численной модели нами использовался закон сохранения энергии

$$W + P + S = 0, \quad (3)$$

где

$$W = \frac{1}{4} \iint dz drr (\mathbf{E}^2 + \mathbf{H}^2), \quad (4)$$

$$P = 2\pi \int_0^t dt' \iint dz drr \mathbf{j}(t') \cdot \mathbf{E}(t'), \quad (5)$$

$$S = \frac{c}{2} \int_0^t dt' \int dr \cdot r (\mathbf{E}(t') \cdot \mathbf{H}(t')) \Big|_{z=0}^{z=L}. \quad (6)$$

В выражениях (4)–(6) величина W описывает запасенную энергию электромагнитного поля в системе, P — потери энергии частицами, S — энергию электромагнитного поля, излученную на входном и выходном концах СВЧ прибора. В нашей постановке задачи входной конец убитрона непрозрачен для волн, поэтому энергия излучается только на его выходном конце. На рис. 10 приведена временная динамика указанных энергетических характеристик, нормированных на энергию всех частиц, инжектированных в систему

$$\eta_E = \frac{W}{I_b U_b t}, \quad \eta_b = \frac{P}{I_b U_b t}, \quad \eta_S = \frac{S}{I_b U_b t}, \quad (7)$$

где $U_b = W_b/e$, e — заряд электрона.

На начальном этапе, почти до заполнения коаксиального убитрона пучком, потери энергии линейно растут со временем (КПД пучка η_b практически постоянен). При этом вся энергия частиц переходит в энергию электромагнитного поля. Затем линейный режим генерации переходит в нелинейную стадию и потери

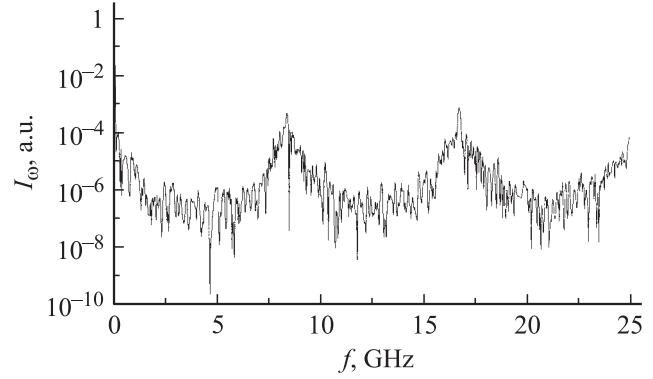


Рис. 9. Частотный спектр тока электронного пучка на выходном конце убитрона.

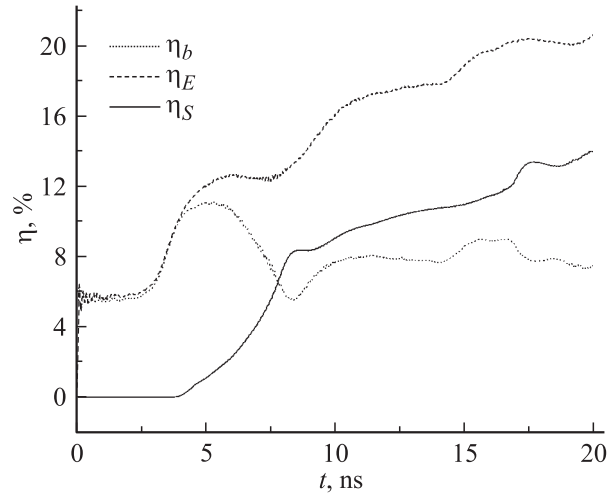


Рис. 10. Энергетические характеристики коаксиального убитрона: η_b — КПД по потерям энергии пучка, η_E — КПД по энергии в резонаторе, η_S — КПД по излучению.

энергии пучком быстро нарастают. При этом также растет запасенная в убитроне энергия электромагнитного поля. Возбужденные электромагнитные волны распространяются с групповой скоростью резонансной волны к выходному концу волновода. Излучение из системы растет сначала нелинейно со временем, а с момента выхода запасенной энергии на стационар — практически по линейному закону. В конце концов устанавливается квазистационарное состояние, когда величина потерь энергии частицами равна излученной энергии. В этом состоянии КПД по потерям пучка $\eta_b \approx 20\%$, КПД по излученной энергии $\eta_S \approx 14\%$, КПД по энергии, запасенной в убитроне, $\eta_E \approx 6\%$.

Заключение

Методом крупных частиц (particle-in-cell) проведены моделирование транспортировки и возбуждение СВЧ колебаний сильноточным электронным пучком в коак-

сиальной камере дрейфа при наличии знакопеременного периодического магнитного поля. Форма сильнооточного электронного пучка при его транспортировке в знакопеременном периодическом статическом магнитном поле с высокой точностью совпадает с численными результатами, полученными на основе уравнений огибающих [19].

Анализ динамики электромагнитных полей показал, что до некоторого момента времени, определяемого приходом отраженной от выходного конца волновода волны на вход, моделируемый убитрон работает в усилительном режиме. При этом частота и волновой вектор резонансной волны совпадает с частотой и волновым вектором, полученным из линейного дисперсионного уравнения при учете перестройки продольной скорости пучка в поперечную в поле виглера. Наличие отраженной волны обеспечивает внутреннюю связь и работа СВЧ прибора переходит в режим автогенерации. КПД убитрона, рассчитанный по излученной энергии, в наших расчетах $\approx 14\%$. При выбранных параметрах пучка этот КПД обеспечивает излученную мощность ≈ 200 MW.

Авторы выражают благодарность В.А. Балакиреву и Т.Ю. Яценко за возможность использования в численном коде аналитических выражений для статических магнитных полей коаксиального виглера и обсуждение численных результатов транспортировки электронного пучка.

Список литературы

- [1] *Phillips R.M.* // IRE Trans. Electron Devices. 1960. N ED-7. P. 231–241.
- [2] *Ederby C.E., Phillips R.M.* // Proc. IRE. 1965. Vol. 53. P. 1648.
- [3] *Петелин М.И., Смиргонский А.В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16. № 2. С. 294–304.
- [4] *Горшикова М.И., Смиргонский А.В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 8. С. 1201–1205.
- [5] *Ткач Ю.В., Файнберг Я.Б., Гадецкий Н.П.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. Вып. 3. С. 136–139.
- [6] *Ткач Ю.В., Ламберг Е.А., Блюх Ю.П.* и др. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 1. С. 75–79.
- [7] *Phillips R.M.* // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1988. Vol. A272. P. 1–9.
- [8] *Jackson R.H., Freund H.P., Pershing D.E., Taccetti J.M.* // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1994. Vol. A341. P. 454–458.
- [9] *Freund H.P., Jackson R.H., Pershing D.E., Taccetti J.M.* // Phys. Plasma. 1994. Vol. 1. N 4. P. 1046–1059.
- [10] *McDermott D.B., Balkcum A.J., Phillips R.M., Luthmann N.C.* // Phys. Plasma. 1995. Vol. 2. N 11. P. 4332–4337.
- [11] *Balkcum A.J., McDermott D.B., Phillips R.M., Luthmann N.C.* // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1998. Vol. 26. N 3. P. 548–555.
- [12] *Сотников Г.В., Яценко Т.Ю.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 5. С. 22–25.
- [13] *Балакирев В.А., Бородкин А.В., Яценко Т.Ю.* // Электромагнитные явления. Т. 4. № 1 (13). С. 58–67.

- [14] *Балакирев В.А., Ткач Ю.В., Яценко Т.Ю.* // Электромагнитные явления. Т. 4. № 1 (13). С. 18–57.
- [15] *Березин Ю.А., Вишнев В.А.* Метод частиц в динамике разреженной плазмы. Новосибирск: Наука, 1986. 92 с.
- [16] *Мак-Лахман Н.В.* Теория и приложения функций Матье. М.: ИЛ, 1953. 746 с.
- [17] *Luginsland J.W., Antonsen T.A., Jr., Verboncoeur J.P.* et al. // High-power Microwaves Source and Technologies / Ed. R.J. Barker, Edl Schamiloglu. New York: IEEE, Inc. 1999.
- [18] *Antousen T.M., Jr., Mondelli A.A., Levush B.* et al. // Proc. IEEE. 1999. Vol. 87. N 5. P. 804–839.
- [19] *Балакирев В.А., Бородкин А.В., Рамазанов Р.З., Сотников Г.В., Ткач Ю.В., Яценко Т.Ю.* // XIII Крымская Международная конф. „СВЧ техника и микроволновые технологии“. 2003. С. 617–619.