

ГЕНЕРИРОВАНИЕ КОРОТКИХ МОЩНЫХ СВЧ-ИМПУЛЬСОВ В РЕЖИМЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО НАКОПЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ

А.А. Ельчанинов, С.Д. Коровин, И.В. Пегель, В.В. Ростов
Институт сильноточной электроники СО РАН
пр. Академический, 4, г. Томск, Россия, pegel@lfe.hcei.tsc.ru

В теории и эксперименте исследована возможность генерирования коротких, в несколько ВЧ-периодов, мощных СВЧ-импульсов в протяженных неоднородных замедляющих системах типа ЛОВ в режиме пространственного накопления электромагнитной энергии. Показано, что мощность формируемого СВЧ-импульса не ограничена мощностью электронного пучка. В эксперименте с использованием малогабаритного сильноточного электронного ускорителя СИНУС-200 получены СВЧ-импульсы длительностью 0.6...0.7 нс с пиковой мощностью ~3 ГВт, при коэффициенте преобразования по мощности 150...180% и КПД по энергии ~15%.

1. ВВЕДЕНИЕ

Возможность генерирования коротких, в несколько ВЧ периодов, СВЧ-импульсов на основе сильноточного электронного пучка была впервые экспериментально продемонстрирована в 1996 г. в режиме сверхизлучения в миллиметровом диапазоне длин волн [1]. Был использован пучок субнаносекундной длительности и циклотронный механизм генерации; пиковая мощность СВЧ-импульса составила ~10⁵ Вт. В дальнейшем при использовании черенковского механизма взаимодействия пиковая мощность импульсов была увеличена до десятков и сотен мегаватт [2-4] и реализован режим с высокой частотой следования импульсов [5]. Впервые была продемонстрирована возможность получения импульсов сантиметрового диапазона с пиковой мощностью, превосходящей мощность электронного пучка, а в расчетах показано, что это возможно уже в однородных электродинамических системах [6].

Цель настоящей работы состояла в том, чтобы сформулировать, и, по возможности, реализовать в эксперименте условия, позволяющие с наибольшей эффективностью генерировать короткие мощные импульсы СВЧ-излучения, используя электронные пучки с длительностью τ_b , намного превышающей длительность СВЧ-импульса τ_p .

2. ТЕОРИЯ

2.1. УСЛОВИЯ РЕАЛИЗАЦИИ РЕЖИМА ПРОСТРАНСТВЕННОГО НАКОПЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В КОРОТКОМ СВЧ-ИМПУЛЬСЕ

Рассмотрим длинную замедляющую систему типа лампы обратной волны (ЛОВ). Электронный пучок с током I_0 взаимодействует с синхронной пространственной гармоникой встречной электромагнитной волны, имеющей групповую скорость $V_{gr} < 0$. Как известно, время развития ЛОВ-неустойчивости зависит от связи пучка с синхронной гармоникой, которая, в свою очередь, определяется глубиной гофрировки и расстоянием от трубчатого пучка до стенки волновода. Подобрав нарастающий продольный профиль связи, можно добиться того, что возбуждение СВЧ-колебаний произойдет вблизи коллекторного конца прибора. Пусть усиление велико,

и насыщение амплитуды ВЧ-поля происходит (в слаборелятивистском случае) уже на длине порядка длины волны λ . Если эффективность энергообмена достаточно высока, можно рассчитывать на формирование уединенного волнового импульса длительностью в несколько ВЧ-периодов. Возбужденный импульс движется навстречу электронному пучку. Используя неоднородную связь, можно реализовать ситуацию, когда, несмотря на линейное нарастание энергии и мощности в импульсе по мере его пробега по системе, напряженность электрического поля синхронной гармоники, действующего на электроны, будет оставаться неизменной. Таким образом, условия взаимодействия и величина энергетического КПД η_0 (который определим по разности кинетической энергии пучка по разные стороны от бегущего импульса) будут поддерживаться постоянными. Тогда, если обеспечена необходимая длительность электронного пучка $\tau_{b,min} = L/V_0 + L/V_{gr}$, где L — длина прибора и V_0 — начальная скорость электронов, то коэффициент преобразования мощности пучка в мощность излучения составит $\eta = \eta_0 L / V_{gr} \tau_p$.

Определим условия для существования бегущего волнового импульса стационарной формы в полуограниченной, открытой в отрицательном направлении, системе. Пусть электроны трубчатого пучка замагничены и совершают только продольное движение, взаимодействуя с единственной синхронной гармоникой встречной волны. Частотной дисперсией групповой скорости волны пренебрегаем.

Представим продольную составляющую электрического поля синхронной гармоники в виде:

$$E_z(\mathbf{r}, t) = \text{Re}(E_s e^{i\omega t}),$$

где комплексная амплитуда

$$E_s(\mathbf{r}, t) = A(z, t) \hat{E}(r_1, z) e^{-ih_s z},$$

A — медленно (в масштабе ВЧ-осцилляций) меняющаяся амплитуда, связанная с основной гармоникой волны, \hat{E} — вещественная функция, определяющая поперечную структуру поля синхронной гармоники, также медленно функция z . Амплитуда волны описывается обобщенным уравнением возбуждения волновода [7]:

$$\frac{1}{V_{gr}} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{N} \int_{S_1} j_{\omega} \hat{E} e^{i h_s z} dS$$

здесь N — норма волны, j_{ω} — временная Фурье-гармоника плотности тока на частоте ω . Условие применимости уравнения: $\partial |A| / \partial t \ll \omega |A|$. Для трубчатого пучка радиуса r_b с тонкой стенкой, при осевой симметрии, имеем

$$\frac{1}{V_{gr}} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{N} I_{\omega} \hat{E}(r_b, z) e^{i h_s z},$$

где I_{ω} — гармоника тока. Введя сопротивление связи пучка с полем синхронной гармоникой $Z \equiv 2 |\hat{E}(r_b)|^2 / k^2 N$, где $k = \omega/c$, получим для комплексной амплитуды электрического поля на траектории пучка уравнение:

$$\frac{1}{V_{gr}} \frac{\partial E_s}{\partial t} + \frac{\partial E_s}{\partial z} = \frac{1}{2} \left(k^2 Z I_{\omega} + E_s \frac{1}{Z} \frac{dZ}{dz} \right), \quad (1)$$

Решение в виде бегущего импульса постоянной формы и амплитуды такое, когда $E_s = E_s(x)$, $I_{\omega} = I_{\omega}(x)$, где $x = z - V_{gr} t$, соответствует нулевой правой части уравнения (1). Замечая, что сопротивление связи зависит только от продольной координаты z , и разделяя функции, зависящие от независимых переменных x и z , получаем условия:

$$\frac{1}{kZ^2} \frac{dZ}{d\xi} = const = \frac{1}{kZ_d}, \quad (2)$$

$$\frac{I_{\omega}}{E_s} = -const = -\frac{1}{kZ_d}, \quad (3)$$

Здесь $\xi = kz$, а величину $Z_d \equiv Z^2 (dZ/d\xi)^{-1}$ условно назовем дифференциальным сопротивлением связи. Поскольку величина Z по определению вещественна, то, согласно (3), высокочастотная проводимость электронного потока в рассматриваемом режиме есть вещественная отрицательная константа. При выполнении условия (3) выражение для энергетического КПД принимает вид

$$\eta_0 = \frac{1}{2} \frac{\beta_0}{(\beta_0 + \beta_{gr})} \frac{Z_d}{R} \int_0^{\xi_p} |J(\xi')|^2 d\xi', \quad (4)$$

где $\xi_p = k |V_{gr}| \tau_p$ — приведенная электрическая длина импульса, $\beta_0 = V_0/c$, $\beta_{gr} = V_{gr}/c$, $R = U_0/I_0$, U_0 — ускоряющее напряжение пучка, $J = I_{\omega}/I_0$. Вид функции $J(\xi)$ определяется процессом инерционной группировки электронов и может быть найден численно.

Условие (2) удовлетворяется путем выбора зависимости сопротивления связи от продольной координаты в виде

$$Z(\xi) = \frac{Z_d}{\xi_{max} - \xi}, \quad (5)$$

здесь ξ_{max} — приведенная координата правого края системы, где $Z(\xi_{max}) \rightarrow \infty$.

Условие (3) означает, что ВЧ-ток сфазирован точно по центру тормозящей фазы ВЧ поля. Для доказательства возможности удовлетворения этого условия найдем соответствующее линейное решение, а нелинейные решения исследуем численно.

2.2. ЛИНЕЙНОЕ РЕШЕНИЕ, УДОВЛЕТВОРЯЮЩЕЕ УСЛОВИЮ СИНФАЗНОСТИ ВЧ-ТОКА И ВЧ-ПОЛЯ

Найдем линейное решение, удовлетворяющее условию (3), и, таким образом, определим форму начальной части фронта бегущего СВЧ-импульса.

Перейдем в систему отсчета, в которой импульс покоится, для простоты считая его групповую скорость нерелятивистской. Тогда для описания динамики частиц можно воспользоваться «уравнениями маятника» [8], справедливыми при $\Delta\gamma \ll \gamma_0$:

$$\begin{cases} \frac{dw}{d\xi} = \text{Re}(ae^{i\theta}) \\ \frac{d\theta}{d\xi} = \delta - \mu w \end{cases} \quad \text{где} \quad \begin{cases} w \equiv \frac{\Delta\gamma}{\gamma_0}, \quad a \equiv \frac{eE_s}{mc^2\gamma_0 k} \\ \mu \equiv \frac{\gamma_0}{(\gamma_0^2 - 1)^{3/2}}, \quad \delta \equiv \frac{1}{\beta_{e,0}} - \frac{1}{\beta_{\phi,0}} \end{cases} \quad (6)$$

с граничными условиями: $w(\xi_1) = 0$, $\theta_0 = \theta(\xi_1) \in [0, 2\pi]$ — начальная фаза частицы в ВЧ-поле, здесь ξ_1 — приведенная координата левой границы системы. Дополним систему (6) условием, следующим из (3) и связывающим ВЧ-поле и ВЧ-ток:

$$a = J \frac{I_0 c Z_d}{I_a \gamma_0}. \quad (7)$$

Здесь $I_a = mc^3/e$ — альфвеновский ток. После линеаризации (6) по величине динамического смещения электронов и усреднения по θ_0 получаем выражение для ВЧ-тока:

$$J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0 = i\mu e^{-i\delta\xi} \int_{\xi_1}^{\xi'} ae^{i\delta\xi''} d\xi'' d\xi'$$

С учетом (7), имеем

$$a(\xi) = 2iC_d^3 e^{-i\delta\xi} \int_{\xi_1}^{\xi'} ae^{i\delta\xi''} d\xi'' d\xi' \quad (8)$$

или, в дифференциальной форме,

$$\frac{d^2 a}{d\xi^2} + 2i\delta \frac{da}{d\xi} - (\delta^2 + 2iC_d^3) a = 0.$$

Здесь величина $C_d \equiv \left(\frac{I_0 c Z_d}{2I_a (\gamma_0^2 - 1)^{3/2}} \right)^{1/3}$ аналогична

параметру Пирса, но содержит величину дифференциального сопротивления связи. Корни характеристического уравнения

$$\lambda_{1,2} = -i\delta \pm (1+i)C_d^{3/2}$$

При конечной длине системы задача не имеет решения. Действительно, согласно (8), $a(\xi_1) = 0$ и $a'(\xi_1) = -i\delta a(\xi_1) = 0$. Это выполняется лишь при $\lambda_1 = \lambda_2$, при нулевом параметре усиления C_d .

Для системы, не ограниченной в отрицательном направлении, решение возможно. Действительно, устремив $\xi_1 \rightarrow -\infty$ и положив $a(-\infty) = 0$, мы можем оставить в решении единственную, нарастающую по ξ , экспоненту. Окончательно получаем для линейной части фронта импульса

$$E_z(r_b, z) = \text{Re} \left\{ E_0 e^{C_d^2 k z} e^{i[\theta_0 t - (1 - C_d^2 \beta_0) h_s z]} \right\}. \quad (11)$$

Величина динамического смещения частиц

$$|\vartheta(\xi)| = \frac{\mu |a(\xi)|}{4C_d^3} \sin(\theta_0 + C_d^{3/2} \xi)$$

конечна, что и доказывает правомерность перехода $\xi_1 \rightarrow -\infty$. Условие линейности $|\vartheta(\xi)| \ll 1$ выполняется при $|a| \ll 4C_d^3/\mu$.

2.3. ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ИМПУЛЬСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Оценим длительность СВЧ-импульса и соответствующую амплитуду электрического поля синхронной гармоники. Пусть синхронный электрон взаимодействует с ВЧ-полем в течение времени t_{int} (рис. 1). За это время он проходит в лабораторной системе отсчета расстояние $c\beta_0 t_{\text{int}}$, а СВЧ-импульс смещается в противоположном направлении на расстояние $c\beta_{\text{gr}} t_{\text{int}}$. Таким образом, протяженность СВЧ-импульса составит $L_p = c t_{\text{int}} (\beta_0 + \beta_{\text{gr}})$, а его длительность $\tau_p = t_{\text{int}} (\beta_0 + \beta_{\text{gr}}) / \beta_{\text{gr}}$.

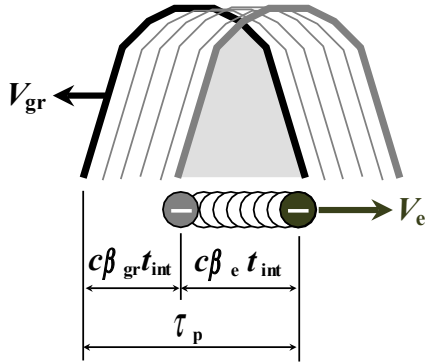


Рис. 1. К оценке длительности СВЧ-импульса

Длительность импульса, соответствующая максимальному КПД энергообмена, может быть оценена исходя из принципа компактной группировки электронов, в соответствии с которым динамическое смещение частиц под действием ВЧ поля должно составлять около половины синхронной длины волны: $c\Delta\beta t_{\text{int}} \sim \lambda_s/2 = \beta_0 \lambda/2$, здесь $c\Delta\beta$ - изменение скорости частиц под действием ВЧ-поля. Учитывая связь между изменением скорости частиц и изменением их энергии, $\Delta\beta \approx \Delta\gamma \gamma_0^{-2} (\gamma_0^2 - 1)^{-1/2}$, и предполагая, что КПД энергообмена высок ($\Delta\gamma \sim \gamma_0 - 1$), имеем $\tau_p \sim T \gamma_0 (\gamma_0 + 1) (\beta_0 + \beta_{\text{gr}}) / 2\beta_{\text{gr}}$, где T - период ВЧ-колебания. При этом величина ускорительного параметра

$$\hat{a} \equiv \frac{eE_s \lambda}{mc^2 (\gamma_0 - 1)} \sim \frac{2}{(\gamma_0 + 1) \sqrt{\gamma_0^2 - 1}}$$

Таким образом, в нерелятивистском случае имеем $\tau_{p,\text{opt}} \sim T$, $\hat{a}_{\text{opt}} \sim \beta_0^{-1}$, а в ультрарелятивистском пределе $\tau_{p,\text{opt}} \sim T \gamma_0^2 (1 + \beta_{\text{gr}}) / 2\beta_{\text{gr}}$, $\hat{a}_{\text{opt}} \sim 2\gamma_0^{-2}$.

В то же время, если при заданной энергии электронов обеспечена достаточно большая величина ВЧ-поля $\hat{a}_{\text{opt}} \sim \beta_0$, то фазовая группировка, хотя и «менее качественная», может развиваться на длине меньше оптимальной. Очевидно, что минимальное расстояние, на котором может произойти группировка, близко к длине волны. Таким образом, минимальная длительность СВЧ-импульса может составлять $\tau_{p,\text{min}} \sim T(1 + \beta_{\text{gr}}) / \beta_{\text{gr}}$.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

3.1. НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕШЕНИЯ, УДОВЛЕТВОРЯЮЩИЕ УСЛОВИЮ СИНФАЗНОСТИ ВЧ-ТОКА И ВЧ-ПОЛЯ: ОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ

Дополним результаты п. 2.2 и п. 2.3 численными расчетами. Для одномерного нелинейного расчета, как и при анализе линейной стадии, переходим в систему отсчета, где СВЧ-импульс покоится. Таким образом, имеем задачу о взаимодействии потока электронов с ВЧ-полем, продольная структура которого в каждый момент времени задается условием (3). Релятивистский поток электронов представляем макрочастицами, инжектируемыми через левую границу системы. Величину ВЧ-проводимости электронного потока задаем. В каждой точке системы на каждом временном шаге путем «взвешивания» электронного тока определяем величину I_ω , затем находим амплитуду ВЧ-поля непосредственно из условия (3).

Поскольку в численном расчете длина системы конечна, для получения нетривиального решения (см. 2.2) необходимо задать на ее левом краю начальный уровень ВЧ-тока, например, за счет модуляции кинетической энергии инжектируемых частиц: $\gamma = \gamma_0 + \tilde{\gamma} \cos \omega t$. Если глубина модуляции мала (в расчетах использовано $\tilde{\gamma}/\gamma_0 \sim 0.01$), то она влияет лишь на захватываемую в расчете протяженность переднего фронта импульса, но не на его форму.

Данная постановка задачи является времязависимой. О существовании стационарного решения можно судить по факту установления в системе по истечении некоторого времени (близкого к пролетному времени электронов) стационарных профилей I_ω , E_s .

Расчет показал, что такие стационарные состояния существуют. Исключение составляют случаи с малой величиной ВЧ-проводимости потока (с большим параметром усиления), когда под действием высоких ВЧ полей возникают локальные отражения частиц.

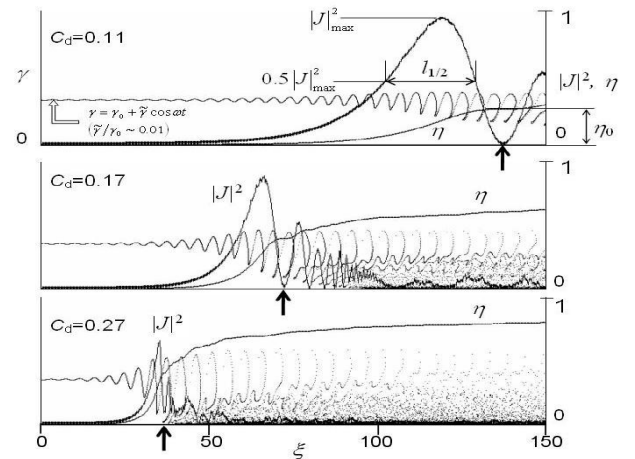


Рис. 2. Продольные распределения модуля ВЧ-тока и энергетического КПД и фазовые портреты электронного пучка при выполнении условия (3), для различных величин параметра усиления C_d (начальная энергия электронов 335 кэВ)

Пример расчета для энергии электронов 335 кэВ

представлен на рис. 2, показывающем, как изменяются вид функции $|J(\zeta)|^2$ (фактически, определяющий форму импульса мощности) и фазовый портрет пучка с ростом параметра усиления. Здесь же показан способ определения длительности импульса и величины энергетического КПД. Ширина импульса измеряется на уровне $0.5|J|_{\max}^2$. Величина КПД относится к точке первого минимума ВЧ-тока (отметим, что коль скоро выполнено условие (3), энергетический КПД с ростом продольной координаты асимптотически стремится к единице).

На рис. 3 показаны зависимости величин энергетического КПД и оптимальной ширины импульса от релятивистского фактора пучка. Величина η_{\max} соответствует импульсу оптимальной ширины, а величина η_{short} — импульсу шириной $l_{1/2}=\lambda$. Как видно, оптимальная ширина импульса удовлетворяет оценке п. 2.3. С другой стороны, в практически значимой области величин γ_0 достаточно высокая величина КПД достигается и при минимальной протяженности импульса $l_{1/2}=\lambda$.

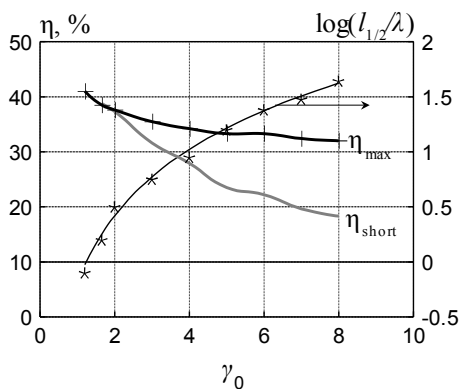


Рис. 3. Энергетический КПД и оптимальная ширина импульса (звездочки — численный расчет, кривая соответствует зависимости $l_{1/2} \propto \gamma_0^2$) как функции релятивистского фактора пучка

3.2. ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСА: САМОСОГЛАСОВАННАЯ ОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ

Для самосогласованного расчета использована одномерная нестационарная релятивистская PIC-модель без учета частотной дисперсии [9]. Модель одноволновая; для описания волны использовано уравнение возбуждения [7]. Система имела конечную длину; задавались неоднородные профили связи, близкие к (5), но с ограничением на величину $Z(\zeta_{\max})$.

В первом варианте расчета моделировалась ситуация, когда импульс излучения формировался в результате подачи малого начального сигнала на коллекторный край системы, пронизываемой стационарным (нешумящим) электронным пучком. Установление формы генерируемого бегущего импульса происходило на длине, близкой к протяженности импульса. Типичные продольные зависимости основных величин, характеризующих процесс, изображены на рис.4. Вид фазового портрета свидетельствует о том, что формирование заднего фронта импульса вызвано как потерей электронами кинетиче-

ской энергии, так и фазовым уширением пучка. Величина разности фаз между ВЧ полем и ВЧ током близка к $\pi/2$ в начале переднего фронта импульса (как и всегда в СВЧ-приборах), но по мере развития энергообмена приближается к π , так что условие (3) приблизительно выполняется на оставшейся части длины системы.

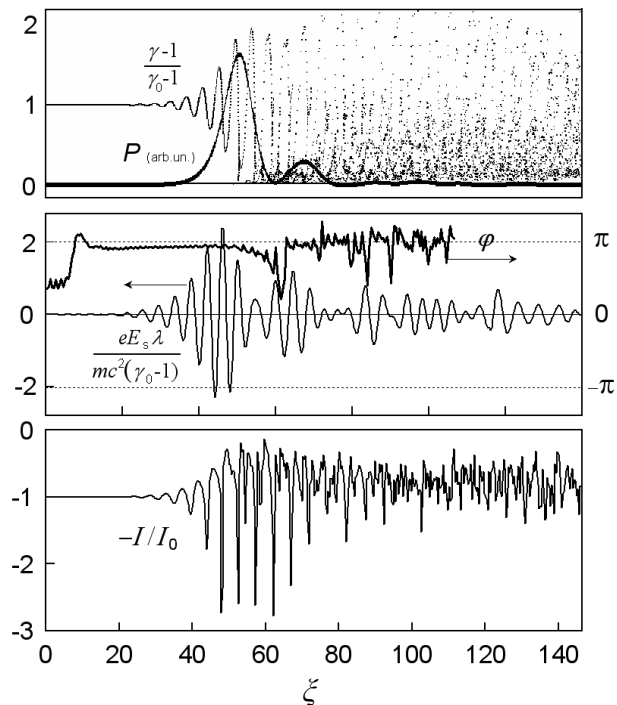


Рис. 4. Формирование СВЧ-импульса (самосогласованный расчет): фазовый портрет пучка и продольные зависимости мощности, переносимой электромагнитной волной, напряженности электрического поля синхронной гармонике, фазы ВЧ-тока относительно ВЧ-поля (φ) и тока электронного пучка (I). $Z_0 \approx 15 \text{ Ом}$

Во втором случае моделировалось самовозбуждение системы в результате прохождения фронта электронного пучка. Расчет показал, что при энергии электронов 300...700 кэВ и наносекундной длительности фронта локальное возбуждение импульса на правой границе системы возможно при ее длине до $\sim 25\lambda$. При отсутствии взаимодействия с несинхронными гармониками коэффициент преобразования мощности пучка в мощность СВЧ-излучения может составлять 10...15, а энергетический КПД — достигать 40%, как и в случае на рис. 3.

При умеренно релятивистских энергиях электронов минимальная длительность импульса, полученная в расчетах, составила около трех периодов ВЧ-поля на половинном уровне мощности (что, вообще говоря, на пределе применимости уравнения возбуждения, требующего медленного изменения амплитуды волны).

3.3. МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЧ-ГЕНЕРАТОРА

Оптимизация конструкции СВЧ-генератора была выполнена с помощью осесимметричной версии PIC-кода KARAT [10]. Исследовался вариант со сравнительно низкой ($\sim 50 \text{ Ом}$) величиной импедан-

са электронного диода. Конфигурация генератора изображена на рис.5,7. Было показано, что в системе длиной $L \sim 20\lambda$ с профилированным сопротивлением связи коэффициент преобразования по мощности энергии может достигать значений 2...3, при энергетическом КПД до 25%. Так, при длительности импульса электронного пучка 8 нс, энергии электронов 300...350 кэВ, токе 6...7 кА, и напряженности магнитного поля ~ 45 кЭ в расчете были получены СВЧ-импульсы с центральной частотой 9.3 ГГц, пиковой мощностью 5...6 ГВт и энергией 4...5 Дж. Последующий эксперимент был ориентирован на получение этих параметров.

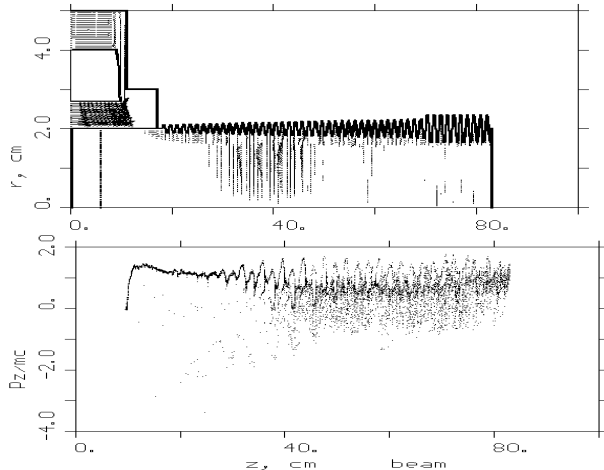


Рис. 5. Расчетная конфигурация генератора с векторами электрического поля (вверху; электронный пучок не показан), и фазовый портрет электронного пучка (внизу). Импульс излучения движется в отрицательном направлении и поглощается участком проводящей среды вблизи левой границы расчетной области

Расчеты показали, что ограничения на длину системы, энергию и мощность СВЧ-импульса в основном связаны с нелокальностью возбуждения волны при прохождении фронта электронного пучка, взаимодействием пучка с несинхронными гармониками, а также с конечной величиной ведущего магнитного поля (накачка поперечной скорости электронов в интенсивном ВЧ приводит к осаждению пучка на гофры).

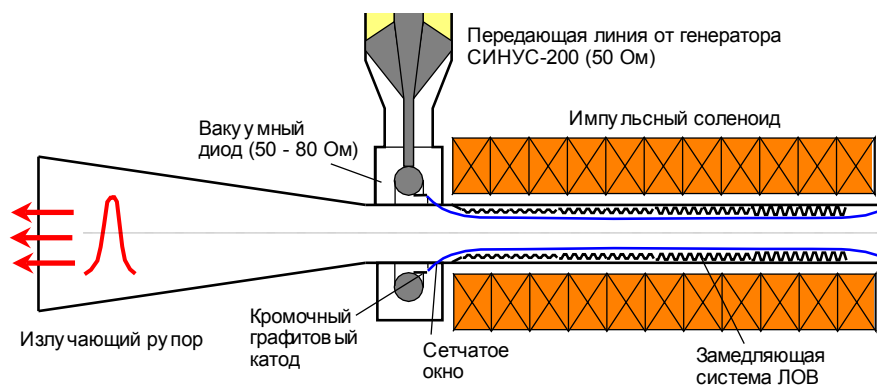


Рис. 7. Схема эксперимента

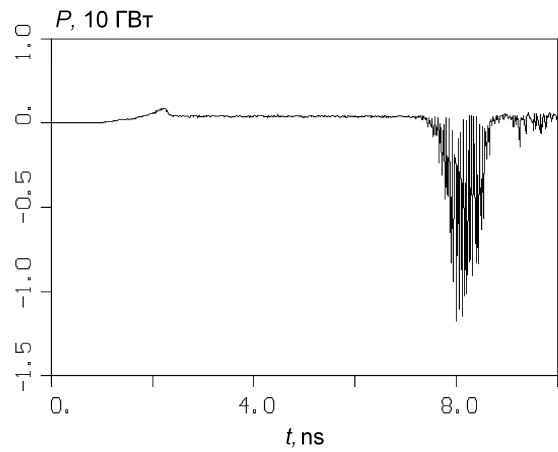


Рис. 6. Расчетная форма импульса СВЧ-мощности (без усреднения по периоду ВЧ-осцилляций) в сечении $z=15$ см

4. ЭКСПЕРИМЕНТ

На основе результатов численного моделирования был проведен эксперимент, схема которого представлена на рис. 2. Замедляющая система с неоднородным профилем гофрировки имела длину $L = 65$ см $\sim 20\lambda$, поперечный размер $D/\lambda \sim 1.2$, и период гофрировки 1.3 см. Амплитуда гофрировки нарастала по длине системы от 0.1 до 0.35 см. Поверхность электродинамической системы полировалась механически. Вакуум на уровне 10^{-4} Торр обеспечивался турбомолекулярным насосом. Сильноточный электронный пучок формировался в коаксиальном диоде с кольцевым графитовым катодом в сходящемся магнитное поле и инжектировался в гофрированный волновод через сетку из тонких продольных проволок. Напряженность магнитного поля импульсного соленоида достигала 17 кЭ в диоде и 50 кЭ в объеме замедляющей системы. Таким образом, радиальная компрессия пучка составляла ~ 1.7 . В качестве источника высоковольтных импульсов был использован компактный генератор СИНУС-200 [11] (длительность импульса на полувысоте 9 нс, напряжение до 330 кВ на нагрузке ~ 60 Ом). Высоковольтный ввод располагался перпендикулярно оси СВЧ-генератора. Диаметр вакуумного окна был около 25 см.

Измерение микроволновой мощности производилось путем интегрирования плотности потока мощности по диаграмме направленности с использованием детектора на горячих носителях. Сигнал с детектора передавался по кабелю с воздушной изоляцией и регистрировался осциллографом TDS693C с полосой 3 ГГц. Центральная частота импульса измерялась гетеродинным способом [12]. Для измерения энергии в импульсе использовался калориметр с поглощающим элементом в виде трубки, заполненной этанолом. Поглощенная энергия оценивалась по нагреву поглотителя и изменению сопротивления встроеной спирали из тонкой проволоки, которая также использовалась для калибровки детектора от емкостного накопителя. Альтернативная калибровка производилась от импульсного магнетрона; результаты двух калибровок различались менее чем на 20%.

Осциллограммы напряжения в вакуумном диоде и сигнала с микроволнового детектора (без поправки на его нелинейность) представлены на рис. 8. После коррекции нелинейности детектора получены следующие параметры микроволнового импульса с центральной частотой 9.3 ГГц: пиковая мощность ~3 ГВт, длительность на полувысоте 0.6...0.7 нс. Энергия импульсов составила от 2...2.4 Дж при ускоряющем напряжении 300...330 кВ и токе электронного пучка 5.5...6 кА.

Таким образом, коэффициент преобразования мощности пучка в мощность излучения можно оценить в 150...180%. Эта величина почти вдвое ниже полученной в численном эксперименте. Основной причиной этого, по-видимому, явилась неустойчивость электронного пучка типа диокотронной, в результате развития которой толщина стенки пучка возрастала на длине замедляющей системы от ~0.5 до ~5 мм. Это приводило к высадке электронов на гофры. Данная картина наблюдалась только при формировании пучка с компрессией. Будучи трехмерной, неустойчивость не была обнаружена в осесимметричном численном расчете. В следующих экспериментах будет предпринята попытка усовершенствовать систему формирования пучка.

Авторы благодарны д.ф.-м.н. Н. С. Гинзбургу (ИПФ РАН) за интерес к работе и обсуждения.

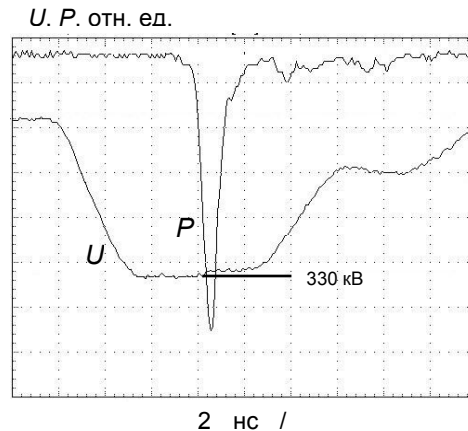


Рис. 8. Осциллограммы ускоряющего напряжения и сигнала с микроволнового детектора

Литература

1. Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, И. В. Коноплев и др. // *Письма в ЖЭТФ*, 1996, т. 63, вып. 5, с.322-326.
2. N.S. Ginzburg, N.Yu. Novozhilova, I.V. Zotova et al. // *Phys. Rev. E.*, 1999, v. 60, pp.3297-3304.
3. M.I. Yalandin, V.G. Shpak, S.A. Shunailov et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 2000, v.28, № 5, pp.1615-1619.
4. С.Д. Коровин, Г.А. Месяц, В.В. Ростов и др. // *Письма в ЖТФ*, 2002, т. 28, вып. 2, с.81-89.
5. Д.М. Гришин, В.П. Губанов, С.Д. Коровин, и др. // *Письма в ЖТФ*, 2002, т. 28, вып. 19, с.24-31.
6. А.А. Elchaninov, S.D. Korovin, I.V. Pegel et al. // *Proc. BEAMS'02*, Albuquerque, NM, pp.279.
7. Электроника ламп с обратной волной / под ред. В.Н. Шевчика и Д.И. Трубецкова/. Изд-во Саратов. ун-та, 1975. с.195.
8. Релятивистская высокочастотная электроника / под ред. А.В. Гапонова-Грехова. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. с.297.
9. И.В. Пегель // *Известия вузов. Физика*, 1996, вып.12, с.62-83.
10. V.P. Tarakanov. *User manual of code KARAT*. Springfield, VA: BRA, 1992.
11. В. П. Губанов, А. В. Гунин, С. Д. Коровин, А. С. Степченко // *ПТЭ*, 2002, № 1, с. 73—75.
12. А.А. Ельчанинов, А.И. Климов, К.И. Куркан // *ПТЭ*, 2000, № 1, с.98-100.