

09; 10; 12

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ КАРСИНОТРОН
С ВЫСОКОЙ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТЬЮН. М. Быков, В. П. Губанов, А. В. Гунин, С. Д. Коровин,
С. Д. Полевин, В. В. Ростов, А. В. Сморгонский, А. Ф. Якушев

В статье приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований релятивистского карсинотрона (ЛОВ) диапазона длин волн 3 см, целью которых являлось создание релятивистского генератора с высокой средней мощностью. Обсуждается влияние конечной величины магнитного поля на процессы генерации излучения. Приводятся данные о зависимости мощности излучения от параметров вакуумного диода. Показано, что спектр излучения релятивистского карсинотрона представлен двумя компонентами: узкополосным излучением, соответствующим основному, черенковскому, механизму излучения, а также широкополосным излучением в высокочастотной части спектра с относительно низким уровнем мощности, обусловленным резонансным рассеянием волн на электронах пучка. В экспериментах при частоте следования импульсов 100 Гц достигнута импульсная мощность трехсантиметрового излучения 450 МВт, средняя мощность излучения 350—400 Вт. В режиме равных импульсов максимальная мощность излучения 0.8—1 ГВт. Нестабильность мощности излучения 1—2 %, несущей частоты — 0.1 %.

Создание релятивистских СВЧ генераторов открывает новые возможности для решения ряда задач СВЧ энергетики, физики плазмы, медицины и др. В этих и некоторых других возможных областях применения мощных источников электромагнитного излучения СВЧ диапазона наибольший интерес представляют приборы, способные работать с высокой частотой следования импульсов. В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований релятивистской ЛОВ трехсантиметрового диапазона длин волн с уровнем мощности $\approx 10^9$ Вт, длительностью импульсов $\approx 10^{-8}$ с и частотой повторения до 10^2 Гц.

Элементы теории релятивистской ЛОВ

Релятивистская лампа обратной волны в сантиметровом диапазоне длин волн обладает рядом преимуществ по сравнению с другими приборами релятивистской электроники, использующимися для преобразования кинетической энергии высокоэнергетических электронных пучков в электромагнитное излучение [1]. К ним можно отнести: широкий диапазон электронной перестройки и, следовательно, адаптивность прибора к изменениям параметров электронного пучка; малое время переходных процессов, обусловленное механизмом обратной связи ЛОВ; высокую электрическую прочность электродинамических систем в релятивистской области значений энергии электронов [2].

В идеализированной модели ЛОВ, обычно используемой для описания автоколебательных режимов генерации, предполагается, что пучок электронов моноэнергетичен, поперечное относительно оси системы движение электронов отсутствует, условие черенковского резонанса выполнено для «-1» пространственной гармоники электромагнитной волны периодического волновода, распространяющейся навстречу электронам

$$\omega + hv_1 \approx \hbar v_1,$$

где $\omega = 2\pi c/\lambda$ (λ — длина волны излучения), h — продольное волновое число нулевой пространственной гармоники, $\bar{h} = 2\pi/d$ (d — период гофрировки), v_0 — скорость электронов, c — скорость света.

С учетом первой гармоники поля высокочастотного пространственного заряда самосогласованная система уравнений, описывающая энергообмен между электромагнитной волной и электронным пучком, может быть представлена в виде [3]

$$\frac{d\epsilon}{dz} = \text{Re} \left\{ \left(eE_s + i2 \frac{eI_b \omega}{c^2} \frac{T_n}{\beta_1^2 \gamma^2} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_s} d\theta_0 \right) e^{i\theta_s} \right\},$$

$$\frac{d\theta_s}{dz} = \frac{\omega}{c\beta_1} - h_s,$$

$$\frac{dE_s}{dz} = -2I_b R h_s^2 \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_s} d\theta_0,$$

$$\theta(0) = \theta_0 \in (0, 2\pi), \quad E_s(L) = 0,$$

где $R = |E_s|^2 / 2h_s^2 P$ — сопротивление связи; E_s — амплитуда синхронного поля; h_s — продольное волновое число синхронной волны; P — поток энергии; L — длина области взаимодействия; I_b — ток пучка; $\epsilon = me^2 \gamma$; T_n — коэффициент депрессии сил пространственного заряда при взаимодействии пучка с волной, имеющей азимутальный индекс « n ».

Для симметричных волн в тонком трубчатом пучке [4]

$$T_0 = \frac{I_0(xr_b)}{I_0(xR_w)} \{ K_0(xr_b) I_0(xR_w) - K_0(xR_w) I_0(xr_b) \},$$

где $x^2 = h_s^2 - \omega^2/c^2 \approx k^2/\beta_1^2 \gamma^2$; $k = \omega/c$; K_0, I_0 — функция Макдональда и модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Для случая малого пространственного заряда, когда длина области взаимодействия мала по сравнению с плазменной длиной волны, согласно [3], стартовый ток генератора I_{st} определяется соотношением

$$cR \frac{I_{st}}{I_A} \approx \frac{1}{2\pi^2} (\gamma^2 - 1)^{1/2} \left(\frac{L}{\lambda} \right)^3,$$

где $I_A = mc^3/e$ — альфвеновский ток.

Оптимальный режим генерации реализуется при

$$\left(cR \frac{I_b}{I_A} \right)_{\text{opt}} \approx \pi/2\gamma^3,$$

$$\left(\frac{L}{\lambda} \right)_{\text{opt}} \approx \frac{1.2}{\pi} \gamma (\gamma^2 - 1)^{1/2}.$$

Для сильноточных электронных пучков, формируемых в вакуумных диодах, рабочий ток пучка и энергия электронов не являются независимыми параметрами. Например, для коаксиальных вакуумных диодов в сильном магнитном поле заданном обычно является соотношением I_b/I_{cr} , где I_{cr} — предельный ток в вакуумном волноводе, т. е.

$$cR_{\text{opt}} \approx \pi \left(\frac{I_A}{I_b} \right) 2\gamma^3.$$

Эффективность релятивистского карсинотрона относительно невелика $\eta_{\text{opt}} \approx 0.15 (\gamma+1)/\gamma$ [3], что связано с характером распределения синхронного поля вдоль оси системы. Возможность повышения КПД этих приборов основана на особенностях механизма инерционной группировки электронов в сгустки. При относительно слабых полях в начале пространства взаимодействия электроны, группирующиеся в сгустки, имеют малый разброс по энергиям, т. е. сформированное уплотнение электронного потока существует достаточно долго.

Повышение сопротвления связи к концу прибора приводит к быстрому торможению в сильных полях [5].

Одним из наиболее важных отличий условий реального эксперимента от использованных в идеализированной модели ЛОВ является конечная величина магнитного поля. Значение поля сказывается на величине поперечных скоростей электронов и соответственно разбросе продольных скоростей. Кроме того, реальной становится возможность дополнительных магнитотормозных резонансов, например $\omega + \hbar v_{\parallel} \simeq \omega_{H}$, при выполнении которого в синхронизме с пучком находится нулевая гармоника волны гофрированного волновода. При нулевой начальной поперечной скорости электронов это приводит к возбуждению быстрой циклотронной волны в электронном пучке, сопровождающемуся поглощением энергии электромагнитной волны и возбуждением поперечных осцилляций электронов [1].

Электромагнитная волна в круглом волноводе поглощается встречным электронным пучком с пространственным декрементом, имеющим максимальное значение при точном циклотронном резонансе

$$(Imh)_{\max} \simeq \frac{kD}{2\gamma(\gamma^2 - 1)^{1/2}},$$

где $D = (2\rho I_b / I_A)^{1/2} / kR_w$ — параметр силовой группировки,

$$\rho = \begin{cases} \frac{1 + \beta_{\parallel} \beta_{\Phi}}{\beta_{\Phi}} \frac{I_{n\pm 1}^2(g_{nm} r_b)}{I_{n\pm 1}^2(v_{nm})} & \text{для } E\text{-волн,} \\ \beta_{\Phi} (1 + \beta_{\parallel} / \beta_{\Phi}) \frac{I_{n\pm 1}^2(g_{nm} r_b)}{I_n^2(u_{nm})} \frac{1}{1 - n^2 / \mu_{nm}^2} & \text{для } H\text{-волн,} \end{cases}$$

g_{nm} — поперечное волновое число, v_{nm} — корень функции Бесселя, μ_{nm} — корень производной функции Бесселя.

В случае $L (Imh)_{\max} \gg 1$ полоса резонанса соответствует области магнитных полей

$$\Delta H \simeq 2H_p D / \gamma^2 (1 + \beta_{\parallel} / \beta_{\Phi}).$$

Как видно, величина декремента зависит как от типа волны, так и от радиуса электронного пучка, и, таким образом, появляется дополнительная возможность селекции типов колебаний по поперечным индексам. Впервые такая возможность была показана в работе [6]. Следует отметить, что резонансное переизлучение электромагнитной волны в быструю циклотронную снимает двукратное поляризационное вырождение несимметричных волн в черенковских приборах. Из решения линейной задачи следует, что для волны E_{01} и типичных параметров релятивистской ЛОВ $D \sim 1$ и, таким образом, в широкой области магнитных полей нарушаются оптимальные условия генерации, а также происходит возрастание стартового тока до значений, при которых возбуждение автоколебаний становится невозможным.

Экспериментальная установка

В качестве источника электронов в экспериментах использовался высокоточный импульсно-периодический ускоритель, накопителем энергии которого служила длинная коаксиальная линия с масляной изоляцией. Зарядка линии осуществлялась встроенным в нее трансформатором Тесла [7]. В качестве высоковольтного коммутатора применялся газовый разрядник с принудительным движением газа между электродами. Стабилизация работы разрядника в импульсно-периодическом режиме достигалась выбором скорости движения газа [8], а также использованием внешнего триггерного запуска с широким диапазоном управления. Согласование коаксиального вакуумного диода и формирующей линии ускорителя осуществлялось длинной неоднородной линией. Электронный пучок формировался в сильном магнитном поле (~ 30 кЭ), создаваемом сверхпроводящим соленоидом. Энергия электронов пучка $\simeq 700$ кэВ, ток пучка $\simeq 4.5$ кА, длительность импульсов 10 нс, частота повторения до 10^2 Гц. Нестабильность параметров электронного пучка не превышала 1 %,

нестабильность по времени запуска ≈ 200 нс. Ускоритель имел $\geq 10^8$ включений с временем непрерывной работы более 3 ч. КПД ускорителя с учетом вспомогательных систем $\approx 35\%$.

Измерение параметров пучка производилось с помощью емкостных делителей и поясов Роговского. Для контроля геометрических параметров снимались отпечатки пучка на полимерной пленке. Мощность СВЧ излучения измерялась детекторами на горячих носителях, энергия импульсов излучения измерялась специально разработанными калориметрами [9]. В импульсно-периодическом режиме работы СВЧ генератора проводились также калориметрические измерения средней мощности излучения. В процессе экспериментов с помощью газоразрядного матричного табло [9] контролировалась диаграмма направленности излучения.

В экспериментах использовались различные конструкции электродинамических систем карсинона, в том числе медные, изготовленные методом гальванопластики, а также состоящие из набора колец из нержавеющей стали. Амплитуда гофрировки электродинамических систем (l) изменялась от 0.8 до 4 мм. Изменение параметров пучка производилось посредством изменения геометрии вакуумного диода. В режиме разовых импульсов использовался импульсный соленоид с напряженностью магнитного поля до 30 кЭ. Кроме изменения величины поля, существовала возможность изменения распределения поля вдоль оси системы.

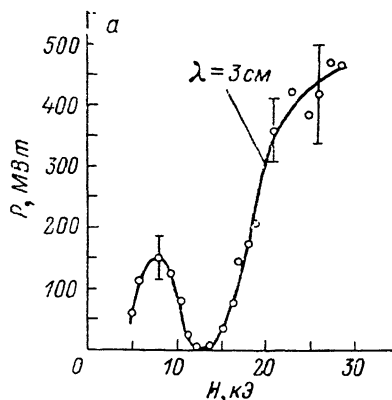


Рис. 1.

Результаты экспериментальных исследований

На рис. 1 показаны типичные зависимости мощности излучения карсинона с однородным распределением связи от магнитного поля с характерным «провалом» в области резонансных магнитных полей $H_p = mc^2/e\gamma\beta\hbar$. Наиболее узкий провал в зависимости $P(H)$ наблюдался в генераторах с максимальным сопротивлением связи ($l=4$ мм, $2r_k=19$ мм) и наибольшим превышением тока над стартовым, что находится в хорошем согласии с результатами решения линейной задачи ЛОВ в конечном магнитном поле. В области резонансных магнитных полей в ряде экспериментов удалось зарегистрировать излучение (со сравнительно низким уровнем мощности), соответствующее возбуждению мод E_{11} , H_{11} круглого волновода. Существование немонотонной зависимости $P(H)$, как уже отмечалось, приводит к необходимости применения для транспортировки пучка сильных магнитных полей, которые при $\gamma \approx 2$, $I_b \approx 5$ кА и длине волны 3 см должны превышать значение 20 кЭ.

Результаты измерения мощности излучения при различных длинах электродинамических систем приведены на рис. 2. Как видно, при большой связи пучка с волной ($l=4$ мм), когда оптимальная длина взаимодействия сравнительно невелика, зависимость $P(L)$ отличается от предсказываемой в описанной выше модели. Следует отметить, что в данном случае фазовая скорость нулевой гармоники на рабочих частоте близка к скорости света ($\beta_\phi \approx 1-1.2$), так что длина прибора

$$\left(\frac{1}{\beta_{\parallel}} - \frac{1}{\beta_{\phi}}\right)kL \approx (2 - 2.5)\pi,$$

таким образом, существенным становится взаимодействие с нулевой гармоникой попутной волны (монотронный эффект).

Для определения оптимальных условий генерации были проведены измерения мощности излучения при различных параметрах вакуумного диода (рис. 3). Спад мощности излучения в зависимости $P(r_k)$ при $2r_k > 19$ мм связан с уменьшением тока при транспортировке пучка через запредельное суже-

ние карсинотрона. При малых зазорах e_{a-k} ($e_{a-k} < 15$ мм) падение мощности, по-видимому, обусловлено увеличением отношения I_b/I_{st} , т. е. ростом потенциала пучка и, следовательно, уменьшением кинетической энергии частиц, а также ростом влияния высокочастотного пространственного заряда.

В процессе экспериментов была обнаружена зависимость формы огибающей генерируемых импульсов как от параметров электронного пучка, так и электродинамической системы, что связано с соизмеримостью в ряде случаев времени переходных процессов

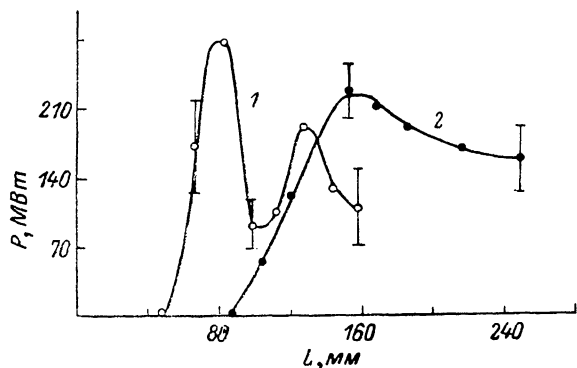


Рис. 2. Зависимость мощности излучения от длины электродинамической системы.

L , мм: 1 — 4, 2 — 3.

в ЛОВ с длительностью тока пучка (для ЛОВ характерное время релаксации) $T_{rel} \approx \frac{L}{c} \left(\frac{1}{\beta_{gr}} + \frac{1}{\beta_{gr}} \right)$ совпадает с временем прохождения сигнала по кольцу обратной связи [10]. Другой причиной изменения формы сигнала могут быть взрывоэмиссионные процессы на гофрированной поверхности электродинамических систем, возникающие под воздействием сильных высокочастотных полей, которые в оптимальных для генерации условиях достигали значения 300—500 кВ/см. При больших отношениях I_b/I_{st} влияние могут также оказывать автомодуляционные процессы в ЛОВ, теоретически исследованные в работе [10].

В режимах разовых импульсов была получена мощность излучения 500—600 МВт. При частоте следования импульсов 100 Гц уровень мощности несколько ниже, $P \approx 300$ МВт. Нестабильность мощности излучения 1—2%. На рис. 4 показан высокочастотный пробой воздуха при нормальном давлении и фокусировке волн E_{01} (а) и H_{11} (б). Грубые оценки показывают, что при длительности импульсов излучения ~ 10 нс на длине волны $\lambda \sim 3$ см пробой в электрическом поле $E_{пр} \approx 30$ —60 кВ/см.

Для повышения мощности излучения в экспериментах исследовался карсинотрон с неоднородным распределением связи. Величина сопротивления связи увеличивалась к концу пространства взаимодействия так, что генератор имел две секции, в которых сопротивление связи принимало значения R_1 и R_2 . В оптимальных режимах $R_2/R_1 \approx 6$, а отношение длин секций $L_2/L_1 \approx 5/6$. Максимальная мощность, полученная в экспериментах, в режиме разовых импульсов 0.8—1 ГВт, при частоте следования импульсов 100 Гц $P_{max} \approx 450$ МВт, при средней мощности излучения — 350—400 Вт. В импульсно-периодическом режиме, таким образом, был реализован КПД $\approx 20\%$.

Исследования спектрального состава излучения релятивистской ЛОВ показали, что в типичных условиях эксперимента спектр излучения представлен двумя компонентами: узкополосным излучением на длине волны $\lambda_0 \approx 3$ см с мощностью 3 — $5 \cdot 10^8$ Вт, соответствующим основному механизму взаимодействия, а также широкополосным излучением в высокочастотной части спектра ($\lambda_{min} \approx \lambda_0/2\gamma^2$) с относительно низким уровнем мощности ($P \leq 50$ МВт) [11].

Ширина линии излучения с частотой ω_0 измерялась с помощью квазиоптических резонаторов с добротностью $Q \sim \omega_0/2\pi\tau_u$. Измерения показали, что

в ЛОВ с длительностью тока пучка (для ЛОВ характерное время релаксации) $T_{rel} \approx \frac{L}{c} \left(\frac{1}{\beta_{gr}} + \frac{1}{\beta_{gr}} \right)$ совпадает с временем прохождения сигнала по кольцу обратной связи [10]. Другой причиной изменения формы сигнала могут быть взрывоэмиссионные процессы на гофрированной поверхности электродинамических систем, возникающие под воздействием сильных высокочастотных полей, которые в оптимальных для генерации условиях достигали значения 300—500 кВ/см.

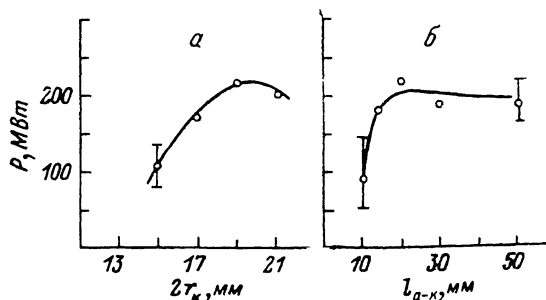


Рис. 3. Зависимость мощности излучения от радиуса катода (а) и межэлектродного расстояния вакуумного диода (б).

ширина линии излучения соответствует естественной ширине спектра высоко-частотного импульса длительностью $\tau_{\text{и}}$ с монохроматическим заполнением с частотой ω_0 и составляет величину ≈ 100 МГц. Следует заметить, что точность измерений была достаточно высокой. С помощью разработанных волномеров [9] удалось зафиксировать изменение центральной частоты излучения на величину

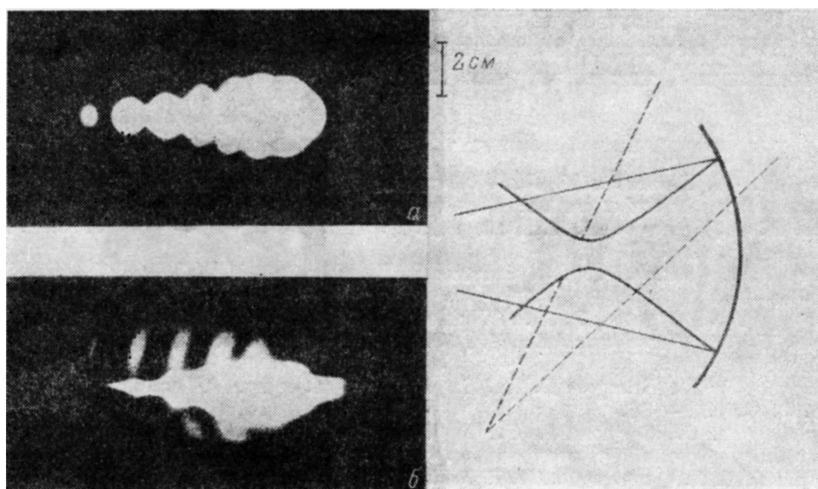


Рис. 4.

~ 10 МГц, что соответствовало относительной погрешности измерений $\sim 10^{-3}$. Зависимость частоты излучения ЛОВ от потенциала на катоде указывает на возможность частотной перестройки ЛОВ (рис. 5). Данная зависимость получена при неизменной геометрии вакуумного диода. Перестройка частоты излучения обеспечивалась как за счет изменения энергии частиц $\Delta\omega/\omega \sim 1/(1 + \beta_1/\beta_{rp}) \times \Delta\beta_1/\beta_b$, так и за счет изменения частоты плазменных колебаний $\hat{\omega}_p/\omega \approx (2I_b/I_A T_0/\beta^3 \gamma^5)^{1/2}$. Нестабильность частоты излучения, измеренная в импульсно-периодическом режиме, $\approx 0.1\%$.

Высокочастотная часть спектра излучения релятивистской ЛОВ обусловлена резонансным рассеянием волны с частотой ω_0 на электронах пучка непосредственно в электродинамической системе ЛОВ, которая, как показали эксперименты, обладает в этой части спектра собственными колебаниями вблизи высших брэгговских резонансов с добротностями $Q \geq 10^3$. Анализ стартовых условий вынужденного рассеяния показывает, что превышение стартового тока в экспериментах может иметь место для различных типов колебаний, отличающихся поперечной структурой полей. Интенсивность рассеянного излучения существенно зависела от величины внешнего магнитного поля, что находится в хорошем согласии с теорией вынужденного рассеяния [11]. Максимальная мощность коротковолнового излучения достигалась вблизи резонансных магнитных полей, где возрастают поперечные осцилляции электронов в поле волны накачки. Непосредственно в области циклотронного резонанса, где отсутствовала низкочастотная генерация, коротковолновое излучение не наблюдалось. При изменении энергии электронов высокочастотная граница спектра излучения смещалась пропорционально γ^2 .

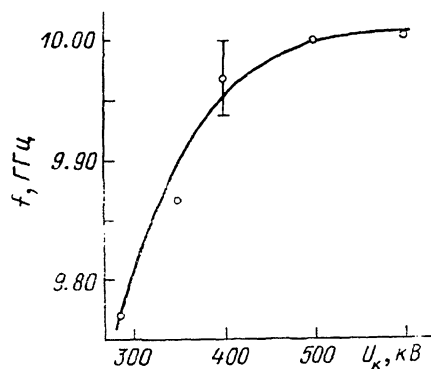


Рис. 5.

Выводы

Итогом проведенных исследований является создание релятивистского высокочастотного генератора на основе ЛОВ с большой частотой следования импульсов. При частоте повторения 100 Гц мощность трехсантиметрового излучения ≈ 450 Мвт, средняя мощность излучения 350—400 Вт. В режиме разовых импульсов максимальная мощность 0.8—1 ГВт. Нестабильность мощности излучения 1—2 %, несущей частоты — 0.1 %. Дальнейшее увеличение средней мощности СВЧ генераторов возможно как посредством увеличения частоты следования импульсов, так и энергии импульсов излучения.

Литература

- [1] Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д., Сморгонский А. В. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1979. Вып. 1. С. 76—112.
- [2] Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д. и др. // Письма в ЖТФ. 1973. Т. 18. Вып. 4. С. 232—235.
- [3] Зайцев Н. И., Ковалев Н. Ф., Кольчугин В. Д., Фукс М. И. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 8. С. 1611—1615.
- [4] Vrejztaп B. N., Ryutov D. D. // Nuclear Fusion. 1974. Vol. 14. N 6. P. 1589—1598.
- [5] Ковалев Н. Ф., Петружина В. И. // Электронная техника. Электроника СВЧ. 1977. № 7. С. 102—106.
- [6] Абубакиров Э. Б., Белоусов В. И., Варганов В. М. и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 9. С. 533—536.
- [7] Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д. и др. // Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Новосибирск: Наука, 1983. С. 3—13.
- [8] Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д., Месяц Г. А. // ПТЭ. 1979. № 4. С. 162—166.
- [9] Быков Н. М., Губанов В. П., Гунин А. В. и др. // ПТЭ. 1987. № 6. С. 107—111.
- [10] Гинзбург Н. С., Кузнецова С. П., Федосеева Т. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 7. С. 1037—1042.
- [11] Губанов В. П., Коровин С. Д., Ростов В. В., Сморгонский А. В. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 2. С. 93—96.
- [12] Гинзбург Н. С. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1983. Вып. 3. С. 26—95.

Институт сильноточной электроники СО АН СССР
Томск

Поступило в Редакцию
9 февраля 1988 г.