

УДК 621.385.69

## РАСЧЕТ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ГИРОТРОНА ДИАПАЗОНА 300 ГГц С УЧЕТОМ РЕАЛЬНОЙ ФОРМЫ ИМПУЛЬСА УСКОРЯЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ

© 2025 г. А. Н. Леонтьев\*, Р. М. Розенталь, О. П. Планкин, Е. С. Семенов

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики имени А. В. Гапонова–Грехова Российской академии наук», Нижний Новгород, Россия

\*e-mail: leontiev@ipfran.ru

Поступила в редакцию 06.09.2024 г.

После доработки 16.09.2024 г.

Принята в печать 30.09.2024 г.

Выполнены расчеты релятивистского гиротрона диапазона 300 ГГц с мощностью до 8 МВт. Для экспериментально измеренной формы импульса ускоряющего напряжения сделаны расчеты формы импульса выходной мощности с помощью трехмерного моделирования методом крупных частиц. Показано, что полная энергия излучения с рабочей частотой может превышать значение 4 Дж.

*Ключевые слова:* релятивистский гиротрон, терагерцовое излучение

DOI: 10.31857/S0367676525010232, EDN: CYVWED

### ВВЕДЕНИЕ

Мощное импульсное излучение терагерцового диапазона представляет интерес для многих приложений. В свою очередь, такое излучение может быть получено на основе тех или иных схем вакуумных генераторов с электронными потоками. В частности, в настоящее время интенсивно развивается проект генерации излучения субгигаваттного уровня мощности в диапазоне 0.3–1 ТГц на основе лазеров на свободных электронах [1–4]. При этом, согласно оценкам, энергетика импульсов генерируемого излучения будет находиться в диапазоне 10–100 Дж. Сравнимые уровни мощности могут быть получены и при использовании релятивистских гиротронов. Так, в работе [5] было показано, что на основе сильноточных релятивистских электронных потоков может быть достигнута мощность порядка 80 МВт в диапазоне 0.3 ТГц. Однако сильноточные электронные потоки, как правило формируемые взрывоэмиссионными катодами, обладают существенным недостатком, связанным с малой длительностью импульсов. В этой связи представляет интерес использование термоэмиссионных катодов, способных формировать электронные потоки со стабильными параметрами с микросекундной длительностью. В работе [6] было выполнено расчеты электронно-оптической системы релятивистского гиротрона диапазона 300 ГГц на основе

магнетронно-инжекторной пушки с термокатодом. Было показано, что для указанного диапазона частот возможно формирование винтового электронного потока с током 100 и более ампер, энергией 250 кэВ и значением пичч-фактора 1.1.

На новом этапе исследований выполнены расчеты электронно-волнового взаимодействия гиротрона с рабочей модой  $TE_{33,2}$ .

### МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ОСНОВЕ УСРЕДНЕННЫХ УРАВНЕНИЙ

При разработке длинноимпульсных гиротронов терагерцового диапазона основной задачей является решение проблемы конкуренции мод. В этой связи привлекательным является использование мод шепчущей галереи, поля которых локализованы вблизи стенок резонатора [7]. Вследствие этого, при транспортировке электронного потока вблизи стенки резонатора, условия самовозбуждения будут выполнены только для мод шепчущей галереи. Однако при проведении экспериментальных исследований стало понятно, что селективное возбуждение мод вида  $TE_{m,1}$  уже при значении числа азимутальных вариаций  $m \geq 9$  возможно только при использовании дополнительных методов селекции, например — введение в резонатор коаксиального металлического стержня [8, 9]. В свою очередь, для мод вида  $TE_{m,2}$  ситуация значительно лучше. В частности, на моде  $TE_{22,2}$  были успеш-

но реализован гиротрон диапазона 303 ГГц [10]. Одновременно, существует верхний предел азимутального индекса рабочей моды. В работе [11] были сделаны оценки, согласно которым устойчивая генерация на модах шепчущей галереи может быть достаточно просто реализована при значениях азимутальных индексов  $m \leq 30$ . Оценки показывают, что для исследуемой конфигурации гиротрона оптимальным является несколько большее значение азимутального индекса  $m = 33$ , что соответствует рабочей моде  $TE_{33,2}$ . Это связано с необходимостью обеспечения максимума коэффициента электронно-волнового взаимодействия. Данный коэффициент определяется радиусом встречи электронного потока, который, в свою очередь, определяется конфигурацией электронно-оптической системы. Радиус однородного участка резонатора был выбран равным 6.65 мм, что соответствует значению критической частоты около 300.7 ГГц. Оптимизация геометрии резонатора проводилась на основе расчетов электронно-волнового взаимодействия в рамках стационарных одномодовых уравнений гиротрона с нефиксированной структурой поля.

В рамках данного подхода нормированный комплексный поперечный импульс  $p_c$  каждого электрона при движении вдоль продольной оси  $z \in [z_{in}, z_{out}]$  описывается уравнением

$$\begin{aligned} \frac{dp_c}{dz} + i \frac{p_c}{p_{\parallel}} \left( \frac{\gamma \kappa}{n} - \frac{\omega_{Ho}}{c} \right) = \kappa_{\perp} \frac{\mathcal{J}_{m,p,n}}{\mathcal{N}_{m,p}} \cdot \left\{ \left( \frac{i\gamma F}{p_{\parallel}} + \frac{1}{\kappa} \frac{dF}{dz} \right) \times \right. \\ \times (p_c^*)^{n-1} \cdot \mathcal{B}_- + \left( \frac{i\gamma F^*}{p_{\parallel}} + \frac{1}{\kappa} \frac{dF^*}{dz} \right) \cdot (p_c^*)^{n+1} \cdot \mathcal{B}_+ - \\ \left. - ip_c \cdot \operatorname{Re} \left( \frac{F}{p_{\parallel}} \cdot (p_c^*)^n \right) \cdot \frac{\kappa_{\perp}}{\kappa} \cdot \mathcal{B}_0 \right\} + p_c \cdot \mathcal{M}', \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\gamma$  — релятивистский масс-фактор,  $n$  — номер циклотронной гармоники,  $c$  — скорость света,  $\mathcal{J}_{(m,p,n)}(r, z) = s^n \cdot J_{s \cdot (m-n)} \left( \nu_{m,p} \cdot \frac{r}{R_r(z)} \right)$  — фактор связи моды  $TE_{m,p}$  с электронным пучком с радиусом ведущих центров  $r$  на  $n$ -ной гармонике,  $\mathcal{N}_{m,p}^2 = (\nu_{m,p}^2 - m^2) \cdot J_m^2(\nu_{m,p})$  — норма волны  $TE_{m,p}$ , где  $s = +1$  для  $m \geq 0$ , либо  $s = -1$  для  $m < 0$ , т.е. в случае противоположного вращения поля относительно ларморовского вращения электронов.  $\mathcal{B}_- = \frac{J_{n-1}(\xi)}{2p_{\perp}^{n-1}}$ ,  $\mathcal{B}_+ = \frac{J_{n+1}(\xi)}{2p_{\perp}^{n+1}}$ ,  $\mathcal{B}_0 = \frac{J_n(\xi)}{p_{\perp}^n}$ ,  $\mathcal{B}_1 = \frac{J_n'(\xi)}{p_{\perp}^{n-1}}$  — коэффициенты силового взаимодействия.  $J_1' \equiv \frac{dJ_1(\xi)}{d\xi}$ ,  $\xi = \kappa_{\perp} \cdot r_L$ ,  $r_L = p_{\perp} \cdot \frac{c}{\omega_{Ho}}$  — ларморовский радиус электронной орбиты,  $p_{\perp}^2 = p_c \cdot p_c^*$ .  $\mathcal{M}'(z) \equiv \frac{1}{2\mathcal{M}(z)} \cdot \frac{d\mathcal{M}}{dz}$  — нормированная производная магнитного поля. В случае однородного магнитного поля полагается  $\mathcal{M} = 1$ ,  $\mathcal{M}' = 0 \forall z$ .

Нерелятивистская круговая гирочастота (ларморовская, циклотронная частота) электрона про-

порциональна магнитному полю в любой точке его траектории:  $\omega_{Ho} = \mathcal{M}(z) \cdot B_0 \cdot e_0/m_0$ , где  $e_0$  и  $m_0$  — заряд (по модулю) и масса покоя электрона.

Продольная компонента нормированного импульса  $p_{\parallel}$  описывается уравнением:

$$\begin{aligned} \frac{dp_{\parallel}}{dz} = -\operatorname{Re} \left( \frac{1}{\kappa} \frac{dF}{dz} \cdot (p_c^*)^2 \right) \times \\ \times \mathcal{B}_1 \cdot \frac{\kappa_{\perp}}{p_{\parallel}} \cdot \frac{\mathcal{J}_{m,p,n}}{\mathcal{N}_{m,p}} - \frac{p_{\perp}^2}{p_{\parallel}} \cdot \mathcal{M}', \end{aligned} \quad (2)$$

где последнее слагаемое описывает влияние неоднородного статического магнитного поля.

Уравнение, описывающее продольную структуру амплитуды высокочастотного поля  $F$ , имеет вид [12]:

$$\frac{d^2 F}{dz^2} + \kappa_{\parallel}^2 F = \frac{1}{\mathcal{N}_{m,p}} \cdot \kappa \cdot \kappa_{\perp} \cdot \langle \langle \mathcal{J}_{m,p,n} \cdot \frac{p_c^n}{p_{\parallel}} \cdot \mathcal{B}_1 \rangle \rangle. \quad (3)$$

Начальные значения импульсов для различных фракций электронного пучка:

$$p_c(z_{in}) = p_{c,in}, \quad p_{\parallel}(z_{in}) = p_{\parallel,in} \quad (4)$$

определяются исходя из заданных величин напряжения  $U_0$ , питч-фактора  $g$  и с учетом неоднородности магнитного поля.

Комплексная амплитуда поля  $F(z)$  удовлетворяет граничным условиям излучения на концах интервала интегрирования  $z \in [z_{in}, z_{out}]$ :

$$\frac{dF(z)}{dz} = i\kappa_{\parallel} F(z) \quad \text{при} \quad z = z_{in}, \quad (5)$$

$$\frac{dF(z)}{dz} = -i\kappa_{\parallel} F(z) \quad \text{при} \quad z = z_{out}. \quad (6)$$

Профиль резонатора и примыкающих к нему волноводных переходов  $R_r(z)$  должен быть достаточно гладким: предельные углы  $\alpha$  наклона образующей боковой поверхности волновода по крайней мере должны удовлетворять условию  $\operatorname{tg} \alpha \ll 1$ . Волновое число  $\kappa = \omega/c$  наравне с  $F_{in}$  является одним из собственных чисел задачи. Продольное волновое число  $\kappa_{\parallel}$  с учетом омических потерь запишем в виде

$$\kappa_{\parallel}^2(z) = \kappa^2 - \kappa_{\perp}^2(z) \cdot \Omega(z), \quad (7)$$

где  $\kappa_{\perp}(z) = \nu_{m,p}/R_r(z)$  — поперечное волновое число в данном поперечном сечении  $z$ ,  $c$  — скорость света,  $\nu_{m,p}$  —  $p$ -й корень производной функции Бесселя  $J_m'$ .

Комплексный множитель

$$\Omega(z) = 1 + \frac{1}{Q_{ohm}} \cdot \frac{R_{reg}}{R_r(z)} \quad (8)$$

позволяет учесть потери энергии на нагрев резонатора. Здесь  $R_{reg}$  — радиус однородного участка резонатора,

$$O_{ohm} = \left( 1 - \frac{m^2}{\nu_{m,p}^2} \right) \cdot \frac{R_{reg}}{\delta_{skin}}, \quad (9)$$

— омическая добротность,  $\delta_{skin} = k_{skin} \cdot \delta_{idl}$  — толщина скин-слоя,  $\delta_{idl} = \sqrt{(2/(Z_0 \sigma \mu_r \omega))}$  — толщина скин-слоя гладкого металла (без шероховатостей),  $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \approx 376.73$  Ом — волновое сопротивление вакуума,  $\mu_r \approx 1$  — относительная магнитная проницаемость металла,  $\sigma$  — его удельная проводимость (обратное сопротивление) по постоянному току, зависящая от температуры;  $k_{skin} \approx 1.5-3$  — коэффициент потерь, учитывающий влияние микронеровностей на поверхности резонатора [13]; в общем случае этот коэффициент зависит от частоты и температуры.

На рис. 1 показан оптимизированный профиль резонатора, длина однородного участка резонатора составляет около 10 мм. Максимальная мощность генерации в резонаторе с таким профилем достигается при магнитном поле 14.7 Тл и составляет 8 МВт, что соответствует КПД около 32%.

ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ КРУПНЫХ ЧАСТИЦ

Моделирование процессов на фронте импульса ускоряющего напряжения осуществлялось на базе трехмерного PIC-кода KARAT [14]. На рис. 2 показана геометрия пространства взаимодействия и мгновенное положение макрочастиц. С левой границы в систему инжектировался винтовой электронный пучок с питч-фактором 1.1 и величиной начального разброса по поперечным скоростям около 30%. Магнитное поле задавалось посто-

янным на протяжении однородного участка резонатора. Далее задавалось постепенное уменьшение величины продольной компоненты магнитного поля, в результате чего электронный пучок осаждался на стенку электродинамической системы. На правой границе системы устанавливался поглощающий слой с переменной проводимостью, коэффициент отражения от которого не превышал 1% по мощности. Электрическая проводимость стенки задавалась равной электрической проводимости меди.

На рис. 3 представлена экспериментально измеренная осциллограмма зависимости ускоряющего напряжения от времени. Видно, что в представленном импульсе присутствует нарастающий фронт длительностью около 1 мкс. Однако на данный момент трехмерное PIC-моделирование динамики гиротронов на таких временах будет занимать очень много реального времени. Для уменьшения времени расчетов в моделировании использовалась форма импульса ускоряющего напряжения, близкая по форме к экспериментально измеренной, но с суммарной длительностью около 350 нс.

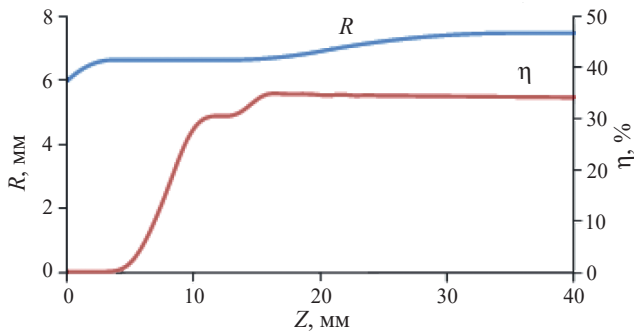


Рис. 1. Результаты расчетов по усредненным уравнениям: оптимальный профиль резонатора и зависимость КПД от продольной координаты.

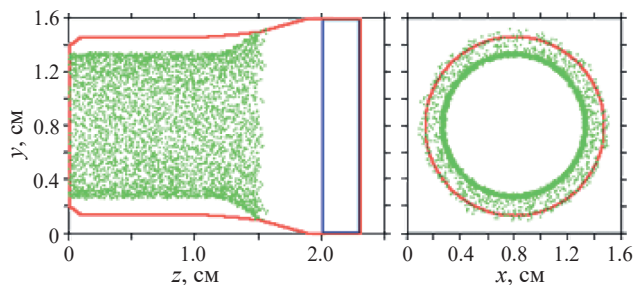


Рис. 2. Геометрия пространства взаимодействия и мгновенное положение макрочастиц в продольном и поперечном сечениях системы.

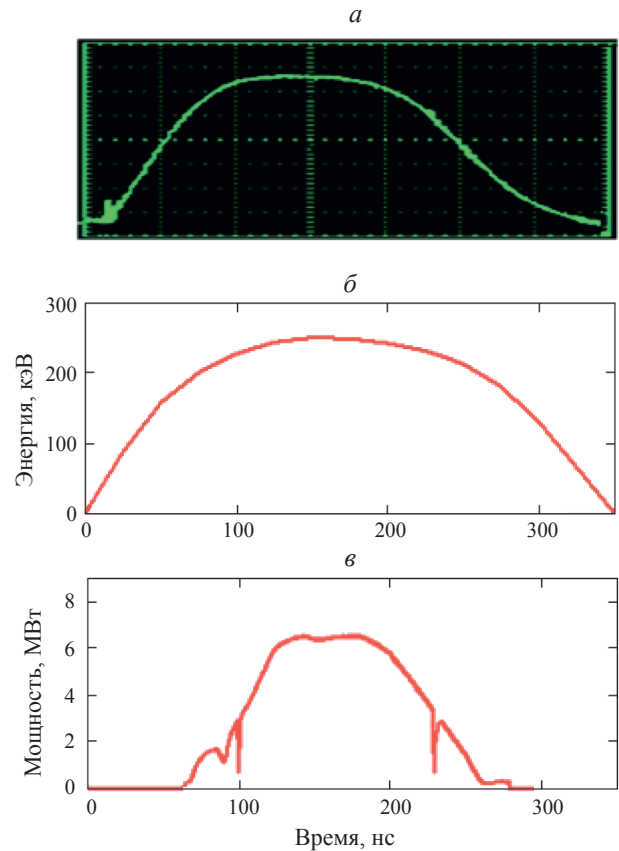


Рис. 3. Экспериментальная осциллограмма ускоряющего напряжения (а), временной масштаб одной клетки равен 500 нс; зависимость энергии электронов (б) и выходной мощности (в) в оптимальном режиме в трехмерном моделировании методом крупных частиц.

Длительность фронта ускоряющего напряжения при этом составила около 150 нс. Такое сокращение длительности фронта не должно приводить к существенному изменению динамики системы, поскольку длительность фронта значительно превышает характерные времена установления колебаний, около  $Q/(2\pi f)$ , где  $Q$  и  $f$  — добротность и собственная частота моды.

В силу некоторых ограничений кода KARAT, в моделировании можно было задать только дискретное изменение начального питч-фактора частиц с количеством значений не более четырех. Вследствие этого использовался следующий алгоритм моделирования сценария включения: электронный пучок представлялся в виде последовательности четырех электронных импульсов длительностью 20, 40, 40 и 60 нс. Переход между импульсами осуществлялся путем уменьшения до нулевого значения тока и энергии электронов на заднем фронте импульса и одновременного увеличения от нуля до необходимого значения тока и энергии электронов на переднем фронте следующего импульса. На протяжении каждого из импульсов питч-фактор оставался постоянным. Его значение задавалось равным среднему значению питч-фактора на данном временном интервале, вычисленное на основе расчета электронно-оптической системы. Размер счетной сетки в моделировании задавался равным  $175 \times 175 \times 231$  узлов, число макрочастиц составляло около 100000.

Моделирование показало, что селективное возбуждение колебаний на моде  $TE_{33,2}$  происходит в диапазоне магнитных полей от 14.6 до 15.1 Тл. Максимальная мощность генерации составила около 7 МВт, что очень близко к значению, рассчитанному на основе усредненных уравнений. Отличие частоты генерации, полученной в PIC-моделировании, от частоты генерации, рассчитанной на основе усредненных уравнений, составляет менее 2%. Это является приемлемой величиной, учитывая используемую размерность счетной сетки.

Моделирование показало, что в оптимальном режиме генерации общая длительность генерации колебаний на рабочей моде в диапазоне 300 ГГц составляет около 100 нс (рис. 3), что соответствует примерно 600 нс времени в реальной системе. Таким образом, с учетом максимальной мощности генерации порядка 7 МВт, полная энергия импульсного терагерцового излучения может превышать 4 Дж.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Гиротроны на основе релятивистских винтовых электронных потоков представляются перспективными источниками мощного излучения терагерцового диапазона. Прежде всего, следует отметить относительно высокую эффективность электронно-

волнового взаимодействия по сравнению с источниками других типов. Подтверждения возможности создания высокоэффективных релятивистских гиротронов были получены в предшествующих экспериментальных исследованиях. В частности, в гиротроне Ка-диапазона было получено излучение с микросекундной длительностью импульса с мощностью около 10 МВт и КПД около 50% [15], а в гиротроне W-диапазона излучение длительностью около 0.5 мкс с мощностью более 5 МВт и КПД около 20% [16].

В представленной работе продемонстрировано, что возможно дальнейшее увеличение рабочей частоты релятивистского гиротрона вплоть до терагерцового диапазона с сохранением эффективности электронно-волнового взаимодействия на уровне 30%. Важно отметить, что требуемые для этого значения ведущего магнитного поля (около 15 Тл), достижимы в настоящее время не только в импульсных соленоидах, но и в криомагнитах. С учетом возможности работы высоковольтных источников питания с высокой частотой повторения это открывает перспективы применения таких источников в ряде плазменных приложений [18, 18].

Исследование выполнено в рамках темы государственного задания FFUF-2022-0007.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Песков Н.Ю., Заславский В.Ю., Гинзбург Н.С. и др. // Изв. вузов. Радиофиз. 2023. Т. 66. № 7–8. С. 566; *Peskov N.Yu., Zaslavsky V.Yu., Ginzburg N.S. et al. // Radiophys. Quantum Electron. 2023. V. 66. No. 7–8. P. 513.*
2. Сандалов Е.С., Сеницкий С.Л., Аржанников А.В. и др. // Изв. вузов. Радиофиз. 2023. Т. 66. № 7–8. С. 538; *Sandalov E.S., Sinitsky S.L., Arzhannikov A.V. et al. // Radiophys. Quantum Electron. 2023. V. 66. No. 7–8. P. 489.*
3. Песков Н.Ю., Аржанников А.В., Белоусов В.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 5. С. 755; *Peskov N.Yu., Arzhannikov A.V., Belousov V.I. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. 2023. V. 87. No. 5. P. 669.*
4. Сандалов Е.С., Сеницкий С.Л., Аржанников А.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 5. С. 652; *Sandalov E.S., Sinitsky S.L., Arzhannikov A.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. 2023. V. 87. No. 5. P. 573.*
5. *Rozental R.M., Danilov Y.Y., Leontyev A.N. et al. // IEEE Trans. Electr. Dev. 2022. V. 69. No. 3. P. 1451.*
6. Данилов Ю.Ю., Леонтьев А.Н., Малкин А.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 1. С. 95; *Danilov Yu.Yu., Leontyev A.N., Plankin O.P. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 1. P. 80.*
7. *Vainshtein L.A. Open resonators and open waveguides. Golem Press, 1969.*

8. *Bykov Y.V., Gol'denberg A.L., Nikolaev L.V. et al.* // Radiophys. Quantum Electron. 1975. V. 18. P. 1141.
9. *Gaponov A.V., Flyagin V.A., Goldenberg A.L. et al.* // Int. J. Electron. 1981. V. 51. No. 4. P. 277.
10. *Saito T., Tanaka S., Shinbayashi R. et al.* // Plasma Fusion Res. 2019. V. 14. Art. No. 1406104.
11. *Nusinovich G.S.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 27. No. 2. P. 313.
12. *Завольский Н.А., Запезалов В.Е., Мусеев М.А.* // Изв. вузов. Радиофиз. 2001. Т. 44. № 4. С. 345.
13. *Запезалов В.Е., Зуев А.С., Паршин В.В. и др.* // Изв. вузов. Радиофиз. 2021. Т. 64. № 4. С. 265.
14. *Tarakanov V.P.* // EPJ Web Conf. 2017. V. 149. Art. No. 04024.
15. *Зайцев Н.И., Завольский Н.А., Запезалов В.Е. и др.* // Изв. вузов. Радиофиз. 2003. Т. 46. № 10. С. 914.
16. *Abubakirov E.B., Chirkov A.V., Denisov G.G. et al.* // IEEE Trans. Electron Dev. 2017. V. 64. No. 4. P. 1865.
17. *Сидоров А.В., Веселов А.П., Водопьянов А.В. и др.* // Письма в ЖТФ. 2023. Т. 49. № 24. С. 14; *Sidorov A.V., Veselov A.P., Vodopyanov A.V. et al.* // Tech. Phys. Lett. 2023. V. 49. No. 12. P. 77.
18. *Водопьянов А.В., Глявин М.Ю., Голубев С.В. и др.* // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. № 4. С. 10.

## Calculation of a relativistic 300 GHz range gyrotron, considering the real shape of the accelerating voltage pulse

A. N. Leontyev\*, R. M. Rozental, O. P. Plankin, E. S. Semenov

*Federal Research Center A. V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, 603950 Russia*

*\*e-mail: leontiev@ipfran.ru*

Calculations have been performed for a relativistic gyrotron in the 300 GHz range with a power of up to 8 MW. For the experimentally measured accelerating voltage pulse shape, calculations of the output power pulse shape were made using three-dimensional modeling using the large particle method. It has been shown that the total radiation energy at the operating frequency can exceed 4 J.

*Keywords:* relativistic gyrotron, terahertz radiation