

13.4

Возбуждение высоких циклотронных гармоник в сильноточном релятивистском гиротроне в режиме умножения частоты

© А.Н. Леонтьев, Р.М. Розенталь, Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.М. Малкин, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия
E-mail: rrz@ipfran.ru

Поступило в Редакцию 21 февраля 2022 г.

В окончательной редакции 20 октября 2022 г.

Принято к публикации 20 октября 2022 г.

В рамках усредненных уравнений и на основе трехмерного моделирования методом крупных частиц исследован режим умножения частоты в сильноточном релятивистском гиротроне. Показано, что отношение мощности излучения на высоких (пятой и шестой) гармониках к уровню генерации на основном циклотронном резонансе может составлять 0.1–0.3%. Соответственно коэффициент нелинейной трансформации на несколько порядков превосходит значения, достижимые в гиротронах со слабoreлятивистскими электронными пучками.

Ключевые слова: гиротрон, возбуждение гармоник, сильноточные релятивистские электронные пучки.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.24.54016.19176

В настоящее время наиболее мощными источниками излучения субтерагерцевого диапазона являются гиротроны, которые обеспечивают мегаваттный уровень генерации на частотах до 170 GHz при работе на основном циклотронном резонансе [1–3]. Однако необходимость создания достаточно сильных магнитных полей в большом объеме является одним из ключевых факторов, ограничивающих продвижение мощных гиротронов в более высокочастотные диапазоны. В связи с этим как с целью повышения частоты генерации при заданной величине магнитного поля, так и для снижения магнитного поля на заданной частоте представляет интерес исследование генерации излучения на циклотронных гармониках. Одной из привлекательных возможностей здесь является использование эффекта умножения частоты [4–6]. При этом, поскольку электронный пучок является нелинейной средой, в нем под воздействием внешней или сгенерированной самим пучком низкочастотной волны возникают гармоники тока, которые обеспечивают последующее высокочастотное излучение на гармониках частоты исходной волны.

В случае слабoreлятивистских винтовых электронных пучков значительным недостатком описанного механизма является низкий коэффициент нелинейной трансформации (КНТ), который определяется как отношение мощности высокочастотного излучения к уровню низкочастотной генерации на основном циклотронном резонансе. Это обусловлено, с одной стороны, неэквидистантностью спектра мод цилиндрических волноводов, типично используемых в гиротронах, а с другой — быстрым спаданием коэффициентов связи с увеличением номера гармоники. В частности, проведенные в [7,8] измерения мощности для гиротрона с рабочей частотой 263 GHz показали, что значения КНТ на второй циклотронной гармонике составили 10^{-4} (т.е. около 0.01% от мощности излучения на первой гармонике), а для третьей — около 10^{-6} (0.0001%).

В то же время хорошо известно, что степень спадания коэффициентов связи на гармониках уменьшается с увеличением энергии электронов [9]. Фактически это следует из свойств индивидуального циклотронного излучения частиц, интенсивность которого на гармонике с номером s определяется производной функции Бесселя $J'_s(\chi)$ [10], где аргумент $\chi = \kappa_{\perp} V_{\perp} / \omega_H = 2\pi a / l_{\perp}$ представляет собой фактор недипольности, т.е. отношение ларморовского радиуса электрона $a = V_{\perp} / \omega_H$ к масштабу поперечной неоднородности поля $l_{\perp} = 2\pi / \kappa_{\perp}$. Здесь V_{\perp} — поперечная скорость электрона, m_e — его масса покоя, $\omega_H = eH_0 / m_e c \gamma$ — гирочастота, H_0 — величина ведущего магнитного поля, γ — релятивистский масс-фактор, κ_{\perp} — поперечное волновое число. Очевидно, что с ростом энергии частиц и ларморовского радиуса величина $J'_s(\chi)$ медленнее спадает с увеличением номера гармоники s и соответственно растет эффективность высвечивания излучения высокими гармониками тока, возникающими в процессе азимутальной группировки электронов. В настоящей работе показано, что при использовании релятивистского сильноточного винтового электронного пучка мощность генерации даже на пятой и шестой гармониках гирочастоты может составлять десятки доли процента от мощности генерации на первой гармонике.

Рассмотрим модель гиротрона в виде отрезка слабонерегулярного цилиндрического волновода радиусом R_0 , в котором винтовой электронный пучок возбуждает несколько ТЕ-мод с номерами $n = 1, 2, 3, \dots$ и значениями азимутального и радиального индексов m_n и q_n соответственно. Будем полагать, что каждая мода взаимодействует с пучком на s_n -й циклотронной гармонике. При этом частота излучения на заданной моде близка как к критической частоте моды в резонаторе $\tilde{\omega}_n^c$, так и к величине $s_n \omega_H$. Электрическое поле каждой из мод в рабочем пространстве может быть представлено

в виде $\mathbf{E}_n = \text{Re}(A_n(z, t) \mathbf{E}_\perp^n(r) \exp(is_n \omega_H^0 t - im_n \varphi))$, где $A_n(z, t)$ — медленно меняющаяся комплексная амплитуда моды с номером n , функция $\mathbf{E}_\perp^n(r)$ описывает радиальную структуру моды, φ — азимутальный угол, $\omega_H^0 = eH_0/m_e c \gamma_0$ — невозмущенная гирочастота (гирочастота на входе в пространство взаимодействия). Используя разложение $J'_s(\chi) \approx s \chi^{s-1}/2^s s!$, электронно-волновое взаимодействие с учетом разброса по скоростям можно описать следующей системой уравнений (ср. с [11]):

$$\begin{aligned} i \frac{\partial^2 a_n}{\partial Z^2} + s_n \frac{\partial a_n}{\partial \tau} + (i \Delta_n + i \delta_n(Z) + \sigma_n) a_n \\ = i \frac{I_n}{4\pi^2} \frac{\int_0^{2\pi} e^{i(m_n - s_n)\varphi} \int \alpha(p_0) \langle p^s \rangle_{\theta_0} dp d\varphi}{\int \beta_{\parallel 0} \alpha(p_0) / \bar{\beta}_{\parallel 0} dp}, \\ \frac{\bar{\beta}_{\parallel 0}}{\beta_{\parallel 0}} \frac{\partial p}{\partial Z} + \frac{\bar{g}_0^2}{4} \frac{\partial p}{\partial \tau} + ip(|p|^2 - |p_0|^2) \\ = i \sum_n a_n (p^*)^{s_n - 1} e^{-i(m_n - s_n)\varphi}, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} a_n = \frac{e A_n J_{m_n - s_n}(v_{m_n, q_n} R_b / R_0)}{m c \omega_H^0} \frac{s_n^{s_n} \bar{\beta}_{\perp 0}^{s_n - 4}}{2^{s_n - 1} s_n! \gamma_0}, \\ Z = \frac{\bar{\beta}_{\perp 0}^2}{2 \bar{\beta}_{\parallel 0}} \frac{\omega_H^0}{c} z, \quad \tau = \frac{\bar{\beta}_{\perp 0}^4}{8 \bar{\beta}_{\parallel 0}^2} \omega_H^0 t, \end{aligned} \quad (2)$$

$\bar{\beta}_{\perp 0} = \bar{V}_{\perp 0}/c$ и $\bar{\beta}_{\parallel 0} = \bar{V}_{\parallel 0}/c$ — средние значения нормированной поперечной и продольной скорости электронов на входе в область взаимодействия, $g = \bar{\beta}_{\perp 0}/\bar{\beta}_{\parallel 0}$ — соответствующий питч-фактор, p — нормированный на среднее начальное значение комплексный поперечный импульс, $\beta_{\parallel 0}/\bar{\beta}_{\parallel 0} = \sqrt{\bar{g}_0^2 + 1 - \bar{g}_0^2 |p_0|^2}$,

$$\Delta_n = \frac{8 \bar{\beta}_{\parallel 0}^2 s_n^2 s_n \omega_H^0 - \bar{\omega}_n^c}{\bar{\beta}_{\perp 0}^4 \bar{\omega}_n^c}, \quad \delta_n(Z) = \frac{8 \bar{\beta}_{\parallel 0}^2 s_n^2 \bar{\omega}_n^c - \omega_n^c(Z)}{\bar{\beta}_{\perp 0}^4 \bar{\omega}_n^c} \quad (3)$$

— циклотронная и геометрическая (описывающая профиль резонатора $R(z)$) расстройки для моды с номером n , $\omega_n^c(Z) = v_{m_n, q_n} c / R(z)$ — функция, задающая зависимость критической частоты n -й моды от продольной координаты,

$$\begin{aligned} G_n = 64 \frac{e I_b}{m_e c^3} \frac{\bar{\beta}_{\parallel 0} \bar{\beta}_{\perp 0}^{2(s_n - 4)}}{\gamma_0} s_n^3 \left(\frac{s_n^{s_n}}{2^{s_n} s_n!} \right)^2 \\ \times \frac{J_{m_n - s_n}^2(v_{m_n, q_n} R_b / R_0)}{(v_n^2 - m_n^2) J_{m_n}^2(v_{m_n, q_n})} \end{aligned} \quad (4)$$

— параметр возбуждения для пучка с радиусом инжекции R_b и током I_b , v_{m_n, q_n} — q_n -й корень уравнения $J'_{m_n}(v) = 0$, $\sigma_n = 4 \bar{\beta}_{\parallel 0}^2 \bar{\beta}_{\perp 0}^{-4} Q_n^{-1} s_n^2$ — коэффициент

поглощения, Q_n — омическая добротность соответствующей моды. Функция $\alpha(p_0)$, которая далее считалась гауссовой, описывает начальный разброс электронов по поперечным скоростям. В использованных нормировках мощность излучения каждой из мод в выходном сечении $Z = L$ находится по формуле $P_n [\text{kW}] = 511.765 I [A] (\gamma_0 \beta_{\perp 0}^2 / G_n) \text{Im}(a_n \partial a_n^* / \partial Z) \Big|_{Z=L}$.

На основании уравнений (1) сделаем оценки уровня возбуждения высоких циклотронных гармоник для описанного в [12] сильноточного гиротрона с винтовым электронным пучком с энергией частиц 500 keV, током 2 kA, питч-фактором $g = 1$ и начальным разбросом по поперечным скоростям около 20%. В указанном гиротроне на основном циклотронном резонансе возбуждается мода $\text{TE}_{-3,2}$ с рабочей частотой 30 GHz, которой присвоен порядковый номер 1, так что $s_1 = 1$, $m_1 = -3$, $q_1 = 2$. Для достижения диапазона частот, характерного для современных мегаваттных гиротронов, представляет интерес генерация гармоник с $s_n \geq 5$. Эффективное умножение частоты имеет место при выполнении соотношения $m_n = s_n m_1$ и асимптотического условия кратности критических частот $\bar{\omega}_n^c \approx s_n \bar{\omega}_1^c$ или, что то же самое, $v_{m_n, q_n} \approx s_n v_{m_1, q_1}$, [4,5]. Анализ спектра мод цилиндрического волновода показывает, что наиболее эффективное умножение на пятой гармонике будет происходить в моду $\text{TE}_{-15,7}$ ($s_2 = 5$, $m_2 = -15$, $q_2 = 7$), для которой отклонение от условия кратности частот составляет около 0.7%. На шестой гармонике минимальное отклонение $\sim 1\%$ достигается для моды $\text{TE}_{-18,8}$ ($s_3 = 6$, $m_3 = -18$, $q_3 = 8$).

На рис. 1 показана рассчитанная на основе уравнений (1) зависимость мощности излучения от величины магнитного поля. Максимальная мощность излучения на основном циклотронном резонансе P_1 составляет около 200 MW при магнитном поле 1.69 T и плавно спадает по мере его увеличения. Область генерации ограничена значением 1.92 T, при котором происходит возбуждение паразитной моды $\text{TE}_{-4,2}$. В свою очередь по мере роста магнитного поля мощность излучения на гармониках P_5 и P_6 плавно нарастает, достигая максимального значения ~ 1 MW (КНТ равен $5 \cdot 10^{-3}$) для $s_2 = 5$ и ~ 0.3 MW (КНТ равен $1.5 \cdot 10^{-3}$) для $s_3 = 6$ вблизи границы возбуждения паразитной моды. На гармонике с номером $s_4 = 7$ мощность излучения при возбуждении моды $\text{TE}_{-21,10}$ не превышает уровня в несколько десятков киловатт.

Для более полного анализа характеристик генерации на высоких циклотронных гармониках расчеты гиротрона были также выполнены на основе трехмерного PIC-моделирования методом крупных частиц с использованием программы CST Particle Studio. На рис. 2, *a* представлены геометрия пространства взаимодействия, мгновенное положение макрочастиц и их распределение по энергиям. На рис. 2, *b* показана зависимость мощности излучения от величины магнитного поля на основной рабочей моде $\text{TE}_{-3,2}$ и модах $\text{TE}_{-15,7}$, $\text{TE}_{-18,8}$, которым соответствует генерация на пятой и шестой

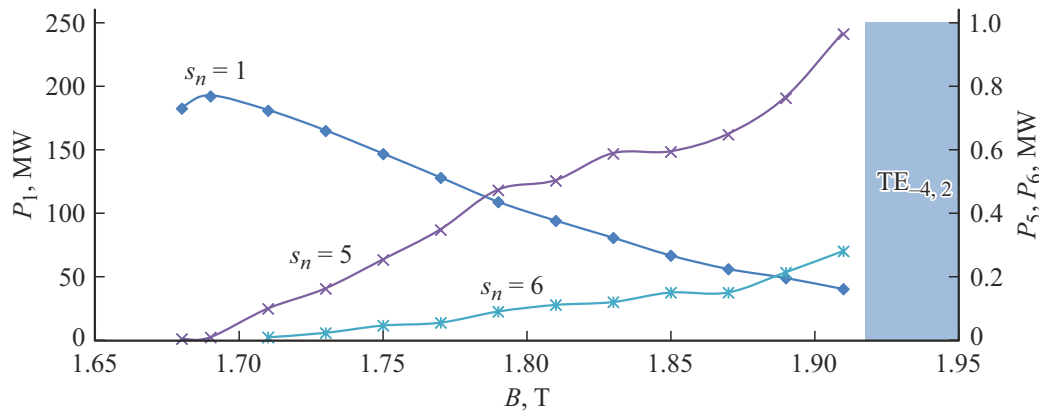


Рис. 1. Моделирование на основе усредненных уравнений. Зависимости мощности генерации на основной гармонике $P_1(s_n = 1)$ и гармониках P_5 и P_6 с номерами $s_n = 5, 6$ от величины магнитного поля. Закрашенная часть соответствует области возбуждения паразитной моды $TE_{-4,2}$.

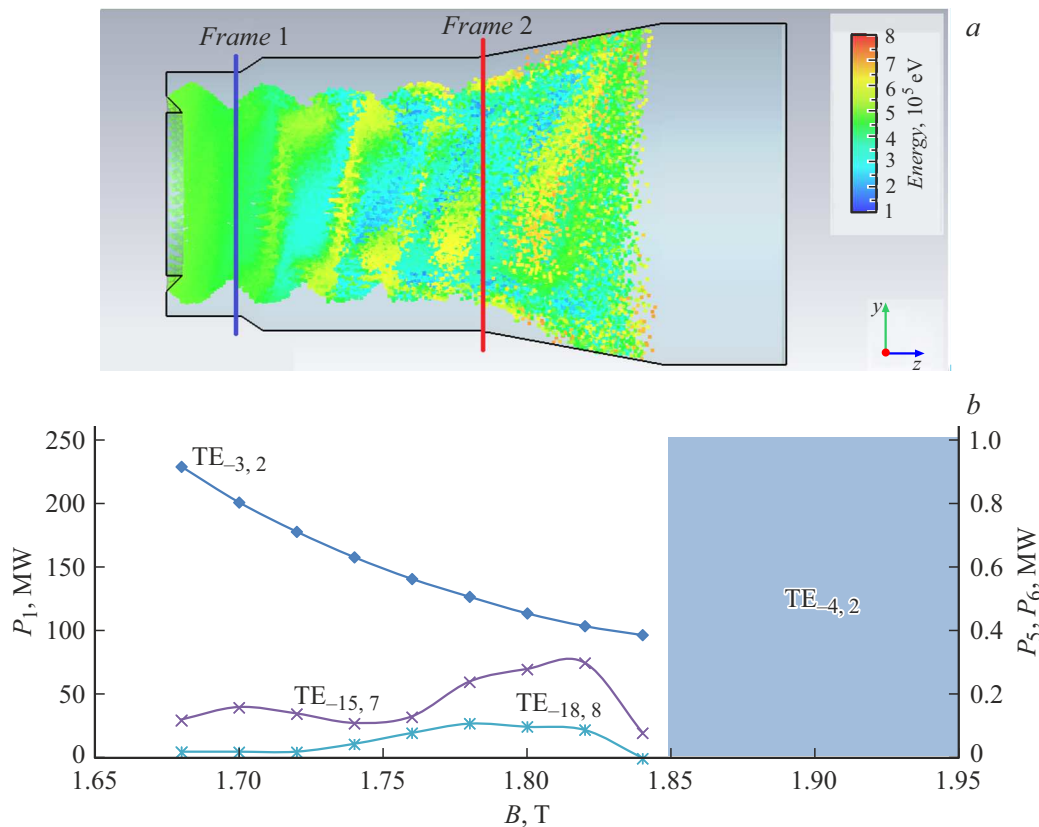


Рис. 2. Результаты трехмерного PIC-моделирования. *a* — геометрия резонатора гиротрона и мгновенное положение макрочастиц, распределение частиц по энергиям задается цветом (цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи); *b* — зависимости от магнитного поля мощности генерации на первой (мода $TE_{-3,2}$), пятой (мода $TE_{-15,7}$) и шестой (мода $TE_{-18,8}$) циклотронных гармониках. Закрашена область возбуждения паразитной моды $TE_{-4,2}$.

гармониках. Максимальная мощность на моде $TE_{-3,2}$ достигается при магнитном поле 1.68 Т и составляет около 230 MW. При значении магнитного поля выше 1.85 Т происходит возбуждение паразитной моды $TE_{-4,2}$. По мере увеличения магнитного поля мощность генерации на гармониках гирочастоты нарастает до величины 0.3 MW для пятой и 0.1 MW для шестой гармоники.

Максимальный уровень мощности на пятой гармонике на частоте 150 GHz относительно мощности генерации на первой гармонике достигает около 0.3%, а на шестой гармонике на частоте 180 GHz — около 0.1% (рис. 3).

Таким образом, результаты моделирования показывают возможность достижения в релятивистских гиро-

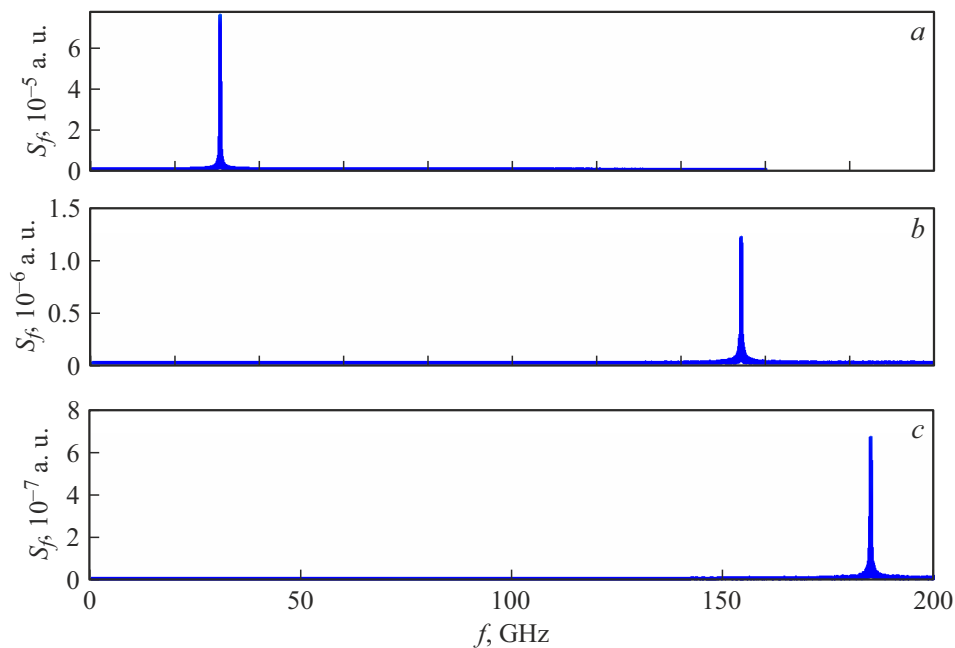


Рис. 3. Результаты трехмерного PIC-моделирования. Спектр выходного излучения гиротрона на модах $TE_{-3,2}$ (a), $TE_{-15,7}$ (b) и $TE_{-18,8}$ (c).

тронах субмегаваттного уровня мощности излучения в диапазоне 150–180 GHz при генерации на пятой и шестой циклотронных гармониках с кратным снижением величины магнитного поля. Отметим, что в настоящее время ведется разработка релятивистских гиротронов с выходной мощностью около 80 MW в диапазоне 300 GHz [13]. В подобных гиротронах в режиме умножения частоты можно рассчитывать на получение излучения с уровнем мощности в сотни киловатт в диапазоне > 1.5 THz. Такой уровень мощности в указанном диапазоне обеспечивается только лазерами на свободных электронах, которые являются массивными и крайне дорогостоящими сооружениями.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0030-2021-0027 (программа „Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 г.“).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M. Thumm, G. Denisov, K. Sakamoto, M. Tran, Nucl. Fusion, **59** (7), 073001 (2019). DOI: 10.1088/1741-4326/ab2005
- [2] M. Thumm, J. Infrared Millim. THz Waves, **41** (1), 1 (2020). DOI: 10.1007/s10762-019-00631-y
- [3] A. Litvak, G. Denisov, M. Glyavin, IEEE J. Microwaves, **1** (1), 260 (2021). DOI: 10.1109/JMW.2020.3030917
- [4] Г.С. Нусинович, А.Б. Павельев, Радиотехника и электроника, **32** (6), 1274 (1987).
- [5] Н.А. Завольский, Г.С. Нусинович, А.Б. Павельев, Изв. вузов. Радиофизика, **31** (3), 361 (1988). [N.A. Zavol'skii, G.S. Nusinovich, A.B. Pavel'ev, Radiophys. Quantum Electron., **31** (3), 269 (1988). DOI: 10.1007/BF01080391].
- [6] T. Idehara, Y. Yamagishi, T. Tatsukawa, Int. J. Infrared Millim. Waves, **18** (1), 259 (1997). DOI: 10.1007/BF02677910
- [7] M. Glyavin, I. Zotova, R. Rozental, A. Malkin, A. Sergeev, A. Fokin, V. Romyantsev, S. Morozov, J. Infrared Millim. THz Waves, **41** (10), 1245 (2020). DOI: 10.1007/s10762-020-00726-x
- [8] G.Yu. Golubiatnikov, M.A. Koshelev, A.I. Tsvetkov, A.P. Fokin, M.Yu. Glyavin, M.Yu. Tretyakov, IEEE Trans. THz Sci. Technol., **10** (5), 502 (2020). DOI: 10.1109/THZ.2020.2984459
- [9] В.Л. Братман, Н.С. Гинзбург, Г.С. Нусинович, М.И. Петелин, В.К. Юлпатов, в кн. *Релятивистская высококачественная электроника* (ИПФАН СССР, Горький, 1979), с. 157–216.
- [10] В.Л. Братман, Н.С. Гинзбург, А.С. Сергеев, ЖТФ, **55** (3), 479 (1985).
- [11] O. Dumbrajs, T. Saito, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, Phys. Plasmas, **23** (9), 093109 (2016). DOI: 10.1063/1.4962575
- [12] Э.Б. Абубакиров, А.Н. Денисенко, А.П. Конюшков, И.В. Ошарин, Р.М. Розенталь, В.П. Тараканов, А.Э. Федотов, Изв. РАН. Сер. физ., **82** (1), 56 (2018). DOI: 10.7868/S036767651801012X [E.B. Abubakirov, A.N. Denisenko, A.P. Konyushkov, I.V. Osharin, R.M. Rozental, V.P. Tarakanov, A.E. Fedotov, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys., **82** (1), 48 (2018), DOI: 10.3103/S1062873818010033].
- [13] R.M. Rozental, Yu.Yu. Danilov, A.N. Leontyev, A.M. Malkin, D.Yu. Shchegolkov, V.P. Tarakanov, IEEE Trans. Electron Dev., **69** (3), 1451 (2022). DOI: 10.1109/TE D.2022.3146218