

PACS numbers: 42.82.Et, 41.75.Ht, 42.62. – b

ВЛИЯНИЕ ПРОФИЛЯ ФОКУСИРУЮЩЕГО МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ВОЗБУЖДЕНИЕ ГЕНЕРАТОРА ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.И. Цык, Е.В. Белоусов, В.Н. Желтов, А.В. Нестеренко, Э.М. Хуторян

Институт радиоп физики и электроники НАН Украины им. А.Я.Усикова
ул. ак. Проскуры, 12, 61085, Харьков, Украина
E-mail: gdr@ire.kharkov.ua

Экспериментально исследуется влияние профиля фокусирующего магнитостатического поля (ФМП) на выходные характеристики генератора дифракционного излучения (ГДИ). При исследованиях используется лабораторный образец прибора – ГДИ мм диапазона, созданного в ИРЭ НАН Украины. Установлены особенности изменения выходной мощности, частоты генерации, пускового тока и других характеристик генератора в случаях спадающего, провисающего или нарастающего магнитостатического поля в направлении движения электронного потока. Показана перспектива использования в ГДИ нарастающего ФМП.

Ключевые слова: ИСТОЧНИК ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ, МИЛЛИМЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ, ИЗЛУЧЕНИЕ СМИТА-ПАРСЕЛЛА, ГЕНЕРАТОР ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ; ОТКРЫТЫЙ РЕЗОНАТОР.

(Получено 20.11.2009, в отредактированной форме – 05.12.2009)

1. ВВЕДЕНИЕ

Актуальной проблемой СВЧ электроники является создание нерелятивистских высокостабильных источников электромагнитных колебаний в диапазоне частот выше 300 ГГц (КВЧ диапазон). В этом направлении развиваются генераторы дифракционного излучения (ГДИ), в которых используется излучение Смита-Парселла электронного потока (ЭП) в открытом резонаторе (ОР) с дифракционной решеткой [1-3]. До настоящего времени экспериментальные исследования ГДИ преимущественно проводились в миллиметровом диапазоне (на частотах < 300 ГГц) с однородным фокусирующим магнитостатическим полем (ФМП) [1, 2]. Экспериментально установлено, что с укорочением длины волны увеличивается пусковой ток ГДИ, что связано с возрастанием омических потерь в электродинамической системе генератора и с уменьшением эффективной толщины $2z_{\min} = \lambda\beta/\pi$ электронного потока; на частотах больше 300 ГГц значение $2z_{\min} < 0,03$ мм. На практике в КВЧ диапазоне толщина $2z_q$ ЭП в ГДИ может в несколько раз превышать значение $2z_{\min}$ ($2z_q > 2z_{\min}$, «толстый» ЭП), при этом на возбуждение генератора существенное влияние могут оказывать изменения формы и структуры ЭП в пространстве взаимодействия [4]. Поэтому для создания ГДИ в КВЧ диапазоне требуется дальнейшее развитие теории и экспериментальных исследований этих генераторов.

Предполагается, что выходные характеристики ГДИ с «толстым» ленточным ЭП можно существенно улучшить, если для фокусировки потока электронов использовать неоднородное ФМП [2;3]. В частности, на этой основе в ИРЭ НАН Украины был предложен, исследован и создан лабораторный образец прибора ГДИ-ЛМН, – с локальной магнито-статической неоднородностью фокусирующего поля в пространстве взаимодействия [5]. Показано, что в ГДИ-ЛМН с толщиной потока $2z_q \approx 1,7 (2z_{\min})$ и плотностью тока 10 А/см^2 в диапазоне частот $56 \div 80 \text{ ГГц}$, примерно, в два раза увеличивается мощность генерации, уменьшается пусковой ток генератора и на порядок улучшается длительная стабильность частоты, чем в случае однородного ФМП. Однако до настоящего времени возможности улучшения выходных характеристик ГДИ путем профилирования ФМП в пространстве взаимодействия изучены недостаточно.

В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований ГДИ с различным профилем ФМП на оси ЭП; спадающим, провисающим (симметричным) и нарастающим ФМП в направлении движения электронного потока. Показана перспектива развития ГДИ с нарастающим профилем фокусирующего магнито-статического поля.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Экспериментально исследуется лабораторный образец прибора ГДИ созданный в ИРЭ НАН Украины Б.К.Скрынником [1]. Этот ГДИ содержит: диодную электронную пушку ленточного ЭП (сечением $5 \times 0,2 \text{ мм}^2$; толщина потока $2z_q = 0,2 \text{ мм}$, $2z_{\min} \approx 0,14 \text{ мм}$; плотность тока $5 \div 10 \text{ А/см}^2$); сфероцилиндрический ОР с дифракционной решеткой; генератор работает в диапазоне частот $f = 58 \div 70 \text{ ГГц}$ при напряжениях $U_a = 1600 \div 2500 \text{ В}$. Прибор располагается между круглыми (коническими) полюсными наконечниками ($N_1; N_2$) электромагнита, где создается неоднородное магнито-статическое поле для фокусировки потока (рис. 1а, б).

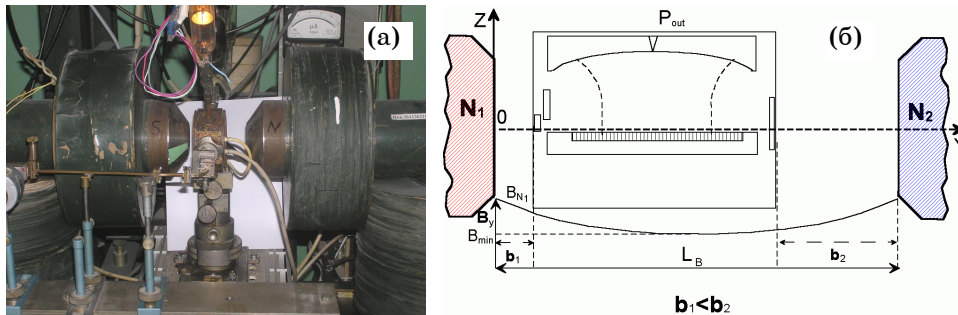


Рис. 1 – Экспериментальная установка (а) и схема размещения ГДИ в неоднородном магнитном поле между полюсными наконечниками магнита (б)

Начало прямоугольной системы координат XYZ выбирается в центре полюсного наконечника N_1 ; ось OY направлена по оси N_1N_2 полюсных наконечников (электронного потока); ось OX – по ширине ЭП (параллельна канавкам решетки); ось OZ – по толщине ЭП

(перпендикулярна поверхности решетки и параллельна оси ОР). Здесь обозначено: D_N – диаметр наконечников магнита; L_B – расстояние между наконечниками; $\Delta = 40$ мм – толщина корпуса прибора вдоль оси ОУ; b_1 – расстояние от наконечника N_1 до левой стенки корпуса прибора (вблизи этой стенки в приборе располагается катод электронной пушки; $y_k \approx b_1$); b_2 – расстояние от наконечника N_2 до правой стенки прибора (коллектора электронов; $y_{kol} = L_b - b_2$). Смещая прибор относительно плоскости симметрии $y = L_b/2$ магнита влево ($b_1 < b_2$, $z = 0$, рис. 1 б), вправо ($b_1 > b_2$, $z = 0$), вниз ($z < 0$) или располагая его симметрично относительно полюсных наконечников ($b_1 = b_2$, $z = 0$) можно создавать для фокусировки ЭП различные профили магнитостатического поля. Величина индукции $|\vec{B}|$ магнитного поля между полюсными наконечниками управляется током катушек электромагнита. Электромагнит с прибором имеет специальное юстирующее устройство, которое позволяет с высокой точностью (до $\pm 0,08$ минут) определять угол $\psi = \pm \arctg[2z_{sh}/(L_B + A)]$ (в минутах, где $A = \text{const} = 758$ мм) наклона продольной оси N_1N_2 наконечников магнита к осевой плоскости $z = 0$ (ленточного ЭП); z_{sh} – смещение наконечников N_1, N_2 магнита относительно плоскости $z = 0$ (при повороте его на угол ψ) определяется микрометром.

3. АНАЛИЗ ФОКУСИРУЮЩЕГО МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ГДИ

На рис. 2 показана экспериментальная (крестики) кривая зависимости продольной компоненты поля $B_y(0, y, 0)$ вдоль оси N_1N_2 наконечников электромагнита (рис. 1а), в котором проводились исследования ГДИ ($L_B = 82$ мм; $D_N = 50$ мм; $\psi = 0$); эта зависимость аппроксимируется теоретической кривой (непрерывная линия) [4]

$$B_y(y) = B_N * f(y); f(y) = 1 - \xi \sin(\pi y/L_B), \quad (1)$$

где B_N – индукция магнитного поля на полюсных наконечниках ($y = 0$; L_B); $\xi = (B_N - B_{min})/B_N$ – параметр неоднородности ФМП.

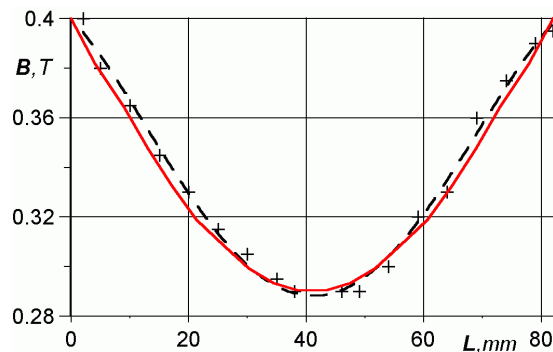


Рис. 2 – «Провисание» компоненты $B_y(0, y, 0)$ магнитостатического поля вдоль оси N_1N_2 наконечников электромагнита (рис. 1а): «крестики» – эксперимент; непрерывная кривая – теоретическая (1)

Видно, что компонента B_y поля на оси между полюсными наконечниками «провисает» с минимумом $B_{\min} = 0,29 \text{ Т}$ в плоскости $y = L_B/2$ со значением $\xi \approx 0,275$. Экспериментальные измерения показывают, что глубина провисания $B_y(y)$ увеличивается с уменьшением диаметра D_N наконечников и с увеличением расстояния L_B между наконечниками.

Зная осевую компоненту B_y поля $\vec{B}(b_x, b_y, b_z)$ из решения уравнения Лапласа для магнитостатического потенциала φ_B и соотношения $\vec{B} = -\text{grad } \varphi_B$ легко определить компоненты поля b_x, b_y, b_z и силовые линии в любой точке (x, y, z) пространства между полюсными наконечниками [4].

В частности, в параксиальном приближении (вблизи оси OY) проекция $z_B(y, z_N)$ силовой линии вектора $\vec{B}(b_x, b_y, b_z)$ на плоскость ZOY и значения $b_z, |\vec{B}_{yz}|$ на этой линии определяются из соотношения:

$$z_B(y, z_N) = \frac{z_N}{\sqrt{f(y)}}; b_z(y, z_N) = -\frac{1}{2} B_N z_N \frac{f'(y)}{\sqrt{f(y)}}; |\vec{B}_{yz}| = \sqrt{b_z^2(y, z_N) + B_y^2(y)}, \quad (2)$$

где z_N – начальная координата $z_B(0, z_N)$ на полюсном наконечнике N_1 магнита; «штрих» – производная по координате y .

Из (2) видно, что в области $z > 0$ кривая $z_B(y)$ «выпуклая», а в области $z < 0$ – «провисающая» относительно осевой плоскости $z = 0$. В плоскости $y = L_B/2$ на кривой $z_B(y)$ значения $B_y = B_{\min}$ и $b_z = 0$, а при переходе через эту плоскость наблюдается реверс магнитного поля – изменение знака компоненты $b_z(y)$. На оси N_1N_2 магнита $z_N = 0$, т.е. силовая линия направлена вдоль оси OY с вектором поля $\vec{B}(0, B_y, 0)$.

Среднее поле (1) между катодом ($y = y_k$) и коллектором ($y = y_{kol}$) в приборе вычисляется по формуле

$$\bar{B}_y = B_N \bar{f}_y; \bar{f}_y = 1 - \xi \frac{2L_B}{\pi d_{kL}} \cos \frac{\pi(b_1 + b_2)}{2L_B} \cos \frac{\pi(b_1 - b_2)}{2L_B}, \quad y_k < y < y_{kol}, \quad (3)$$

где $d_{kL} = d_k + d_a + 2a$; d_{kL} – расстояние от катода до коллектора электронов; d_k – расстояние от катода до щели анода; d_a – длина щели анода (толщина анодной планки); $2a$ – длина зеркала ОР с решеткой по оси OY . Если $b_1 = b_2$ формула (3) определяет среднее значение провисающего поля (1), симметричного относительно плоскости $y = L_B/2$ магнита в интервале $[y_k, y_{kol}]$ движения ЭП; если $b_2 = L_B/2$ – спадающего поля B_y в интервале $[y_k \approx b_1, y_{kol} = L_B/2]$, а при значении $b_1 = L_B/2$ – нарастающего поля B_y в интервале $[y_k = L_B/2, y_{kol} = L_b - b_2]$. Если b_1 и $b_2 \neq L_B/2$, то в интервале $[y_k, y_{kol}]$ поле B_y убывает (или нарастает) с минимумом поля B_{\min} в плоскости $y = L_B/2$.

Решая уравнение движения электронов методом частичных областей с усредненным полем \bar{B}_y можно в первом приближении оценить степень влияния параметра ξ на траектории движения электронов и структуру ЭП [4]. Таким же образом можно получить более точные аналитические формулы для траекторий движения электронов в неоднородном ФМП, если в уравнении движения электронов поле (1) представить в виде ступенчатой функции

$$B_y(y) = B_N \sum_{n=0}^N \bar{f}_n(y) G(y), \quad (4)$$

где $\delta = L_B/N \ll \bar{\lambda}_c$ – длина одной ступеньки поля; N – количество ступенек; $\bar{f}_n = \frac{1}{\delta} \int_{y_n}^{y_{n+1}} f(y) dy$ – среднее значение функции $f(y)$ на n -ой ступеньки; $G(y)$ – единичная функция, которая равна 1 в интервале $[y_n, y_{n+1}]$ и нулю вне этого интервала; $\bar{\lambda}_c$ – циклотронная длина волны электрона в усредненном поле \bar{B}_y .

На рис. 3 показаны кривые, которые отражают общий вид траекторий движения граничных электронов в плоскости ZOY вблизи поверхности решетки с неоднородным полем (4), траектории рассчитывались при значениях $\xi = 0,1; 0,3$ для ЭП с параметрами: $S_k = 5 \times 0,2 \text{ мм}^2$ – сечение потока на катоде; $2z_q = 0,2 \text{ мм}$ – толщина потока; $B_N = 0,4 \text{ Т}$; $U_a = 2500 \text{ В}$; плотность тока с катода $j = 10 \text{ А/см}^2$ (аналитическая теория и исследования формирования ЭП в пространстве взаимодействия ГДИ с неоднородным полем (4) будет рассматриваться в отдельной работе).

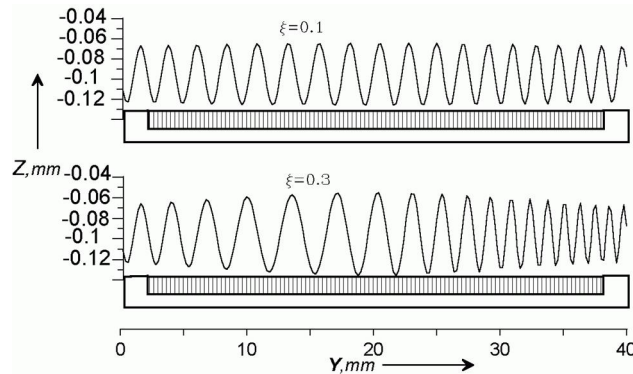


Рис. 3 – Проекция траектории движения электрона в плоскости ZOY вблизи поверхности зеркала OP с решеткой в неоднородном поле (4) с параметрами неоднородности $\xi = 0,1; 0,3$

Из кривых рис.3 видно, что в процессе движения электрона в спадающем поле B_y ($b_1 < y < L_b/2$) длина волны и амплитуда пульсаций траектории электрона увеличиваются, а в нарастающем ($L_b/2 < y < b_2$) –

уменьшаются; в результате в спадающем поле электроны приближаются к поверхности решетки, а в нарастающем – удаляются от решетки. Очевидно, что эти изменения траекторий движения электронов потока могут привести к повышению или к снижению эффективности взаимодействия ЭП с полем резонатора ГДИ. Это подтверждается проведенными экспериментальными исследованиями.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментально исследуется ГДИ в поле рис. 2 в случаях размещения прибора в области спадающего поля B_y ($0 < y < L_B/2$); провисающего ($b_1 = b_2$; $-b_1 + L_B/2 < y < (L_B - b_1)$) и нарастающего поля ($L_B/2 < y < L_B$). В зависимости от расположения прибора в поле B_y условно обозначим:

- ГДИ(А) – прибор с провисающим (симметричным) профилем ФМП; согласно кривой на рис. 2 в этом генераторе фокусировка ЭП осуществляется относительно невысоком магнитостатическом поле B_y , которое в области анод-коллектор имеет граничные параметры $B_y(y_a) = B_y(y_{kol}) = 0,32$ Т; $B_{min} = 0,29$ Т; $\xi_A = 0,094$; $b_1 = b_2 = 20$ мм;

- ГДИ(Б) – со спадающим профилем поля B_y с граничными параметрами $B_y(y_a) = 0,4$ Т; $B_y(y_{kol}) = 0,29$ Т; $\xi_B = 0,275$; $b_1 = 0$; $b_2 = 40$ мм;

- ГДИ(В) – с нарастающим профилем поля B_y с граничными параметрами $B_y(y_a) = 0,29$ Т; $B_y(y_{kol}) = 0,4$ Т; $\xi_B = 0,275$; $b_1 = 40$; $b_2 = 0$ мм.

Экспериментально изучаются выходные характеристики ГДИ(А; Б; В): мощность генерации ($P_0 = P/P_{max}$), электронная перестройка частоты f в пределах зоны генерации, стартовый ток ($I_s = I/I_{s,min}$) и другие характеристики при различных значениях ψ ; B_N ; U_a . Некоторые результаты исследований ГДИ(А; Б; В) приведены на рис. 4 – рис. 7 в случае возбуждения в резонаторе ГДИ одномодового колебания.

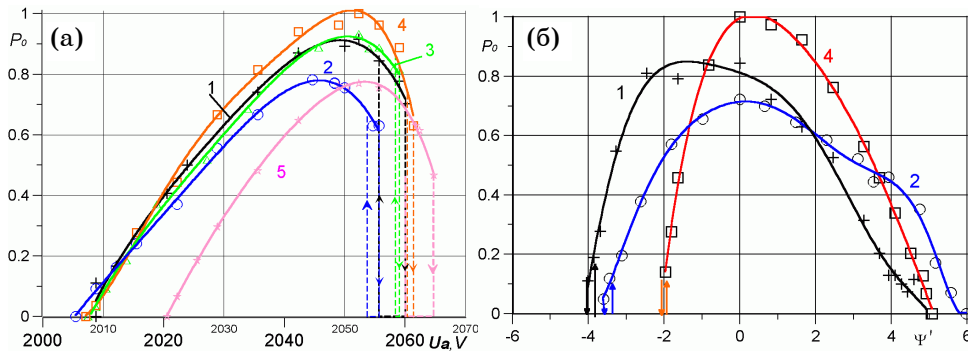


Рис. 4 – Влияние профиля ФМП на возбуждение ГДИ в пределах зон генерации по напряжению U_a (а) и по углу ψ (б).

На рис.4 а для ГДИ(А; Б; В) показаны кривые зависимостей мощности P_0 от ускоряющего напряжения U_a в пределах зоны генерации: ГДИ(А) - кривая 1 при значениях $b_1 = b_2 = 20$ мм; ГДИ(Б) – кривые 2 и 3 соответствуют значениям $b_1 = 10$ мм; $b_2 = 30$ мм и $b_1 = 0$ мм, $b_2 = 40$ мм;

ГДИ(В) – кривые 4 и 5 соответствуют $b_1 = 30$ мм, $b_2 = 10$ мм и $b_1 = 40$ мм, $b_2 = 0$ мм; здесь $B_N = 0,4$ Т; $f_0 = 52.083$ ГГц и $\lambda = 5,76$ мм – частота и длина волны генерации при $U_a = 2050$ В; с изменением в зоне генерации напряжения U_a производится подстройка угла ψ на максимальную мощность P_0 ; $P_{\max} = 500$ мВт.

Из анализа кривых на рис.4а и других полученных экспериментально результатов следует:

- в ГДИ(А;Б;В) сохраняются физические принципы возбуждения колебания в пределах зоны генерации по напряжению: - мягкий режим генерации в начале зоны и жесткий режим срыва ($U_a = U_1$) - возбуждения колебания в конце зоны ($U_a = U_1 - \delta U_a$), где δU_a – ширина петли гистерезиса [6];

- в ГДИ(А) изменение выходной мощности (кривая 1, рис. 4 а) от напряжения U_a в зоне генерации примерно такое же, как и в ГДИ с однородным B_0 [1]. Однако ГДИ(А) работает при меньшем ФМП с пусковым значением B_{start} 0,29 Т, в то время как в однородном поле $B_{start} = 0,38 \div 0,4$ Т;

- в ГДИ(Б) с увеличением крутизны спада поля в направлении движения ЭП увеличиваются мощность и ширина зоны генерации, уменьшается ширина δU_a петли гистерезиса, при этом, максимальное значение P_0 в зоне генерации (кривая 3) не превышает максимальную мощность ГДИ(А) (кривая 1). Из сравнения кривых 1 и 3 видно, что ширина δU_a петли гистерезиса ГДИ(А) (кривая 1) существенно превышает значение δU_a кривой 3, т.е. ГДИ(Б) в области жесткого режима срыва генерации ($U_a = U_1$) запускается при незначительном уменьшении напряжения U_1 ;

- в ГДИ(В) наблюдается увеличение мощности генерации (кривая 4) по сравнению с ГДИ(А;Б) (кривые 1, 3), при этом, как и в ГДИ(Б), в зоне генерации уменьшается ширина петли δU_a гистерезиса. Следовательно, в ГДИ для повышения мощности генерации перспективно использовать нарастающее фокусирующее магнитное поле в направлении движения электронного потока.

На рис. 4 б кривые отражают особенности изменения выходной мощности P_0 в ГДИ(А; Б; В) от угла ψ при параметрах $U_a = 2050$ В; $B_N = 0.4$ Т; $\lambda = 5,76$ мм. Из анализа этих кривых следует:

- электромагнитные колебания в ГДИ(А; Б; В) возбуждаются в определенном интервале $\Delta\psi$ изменения угла ψ ; значение $\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1$ определяет ширину зоны генерации по углу ψ , где ψ_1 и ψ_2 – граничные значения углов начала и срыва колебания в зоне генерации;

- изменение профиля ФМП приводит к смещению оптимального значения угла $\Delta\psi = \psi_{opt}$ для максимальной мощности генерации и к изменению ширины $\Delta\psi$ зоны генерации;

- ГДИ(В) (нарастающее ФМП) имеет более узкую $\Delta\psi$ зону и увеличенную мощность генерации (кривая 4, рис. 4 б) чем в ГДИ(А; Б), – кривые 1; 2, рис. 4 б;

• в ГДИ(А; Б; В) обнаружен в начале зоны генерации ($\psi = \psi_1 - \delta\psi$) гистерезис по углу ψ , где $\delta\psi$ – ширина петли гистерезиса по углу ψ .

На рис. 5 для ГДИ(А) с параметром $\xi = 0,01$ (квазиоднородное поле, $B_{\min} = B_N$) показаны кривые изменения выходной мощности P_0 и смещения $F = f - f_0$ частоты f генерации от фокусирующего магнито-статического поля (B_N) при разных углах ψ ; здесь $f_0 = 52,083$ ГГц; кривые 1; 2; 3; 4 соответствуют $\psi = 7,849$; 8,531; 9,943; 11,355. Видно, что прибор работает при магнитном поле $B > B_{start} = 0,42$ Т; для заданного ψ вначале с увеличением B до значения B_{opt} наблюдается увеличение выходной мощности до максимального значения P_{max} и уменьшение смещения F частоты генерации, а затем при $B > B_{opt}$ – уменьшение P_0 и незначительное изменение F . Максимальная мощность в генераторе достигается при значении $\psi = 9,943$ (кривая 3), которое примерно соответствует углу ψ_{opt} на рис. 4. Отметим, что в теории ГДИ [1] выходная мощность P_0 пропорциональна $P_a(\varphi_c)$, а смещение F частоты определяется соотношением $F = f_0 P_r(\varphi_c) / (2QP_a(\varphi_c))$, где Q – добротность ОР; $P_a(\varphi_c)$, $P_r(\varphi_c)$ – активная и реактивная составляющие мощности

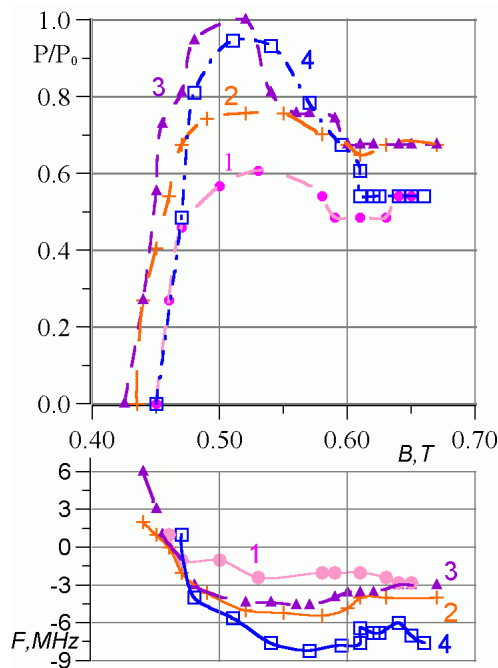


Рис. 5 – Зависимости выходной мощности и частоты в ГДИ(А) от магнитного поля B_N при различных углах ψ ; кривые 1; 2; 3; 4 соответствуют $\psi = 7,849$; 8,531; 9,943; 11,355

взаимодействия ЭП с электромагнитным полем ОР вблизи поверхности дифракционной решетки; φ_c – циклотронный угол пролета электронов в поле резонатора. Следовательно, наблюдаемые на рис. 4, 5 изменения P_0

и смещения F объясняются изменениями мощности взаимодействия ЭП с электромагнитным полем ОР в процессе увеличения магнитостатического поля. На практике с изменением B_N (или U_a) производится подстройка угла ψ на максимальную мощность генерации; в результате получаются плавные кривые зависимостей P_0 и F от B_N с «насыщением» $P_0 = P_{\max}$ в области «завала» кривых 1-3 на рис. 5 при $B > B_{opt}$ (впервые возможности «выравнивания» кривой зависимости мощности P от магнитного поля B углом наклона ψ в ГДИ показаны в работе [7]).

На рис. 6 для ГДИ(А) приведены зависимости начального тока $i_s = I_s/I_{s,min}$ (кривая 1), мощности P_0 (кривая 2), коэффициента $K_i = I_{kol}/I_k$ прохождения ЭП на коллектор (кривая 3) от нормированного угла ψ/ψ_{opt} ; кривая 4 – теоретическая для i_s в усредненном поле (3), рассчитанная по аналитическим формулам [8]; здесь обозначено: $I_{s,min}$ – минимум начального тока; I_{kol} – ток коллектора; I_k – ток катода. Если $\psi = 0$, то ЭП движется параллельно плоскости решетки без оседания электронов на ее поверхность; при $\psi = \psi_1$ – «слабое» оседание электронов в начале зоны генерации, при $\psi = \psi_2$ – «сильное» оседание ЭП в конце зоны генерации. Из сравнения кривых 1, 4 следует удовлетворительное согласование теории с экспериментом для пускового тока, при этом оптимальное значение угла ψ_{opt} для мощности P_{0max} не совпадает с оптимальным углом ψ_{oi} для $I_{s,min}$ (в рассматриваемом случае $\psi_{opt} = 1,1\psi_{oi}$). Кроме того, в зонах генерации по углу ψ (рис. 4 б и рис. 6) наблюдается явная несимметричность кривых P_0 и i_s относительно угла ψ_{opt} , при этом, в зоне генерации ГДИ(А) (кривая 1, рис. 4 б) значение ψ_{opt} сдвинуто влево (к началу зоны генерации, $\psi = \psi_1$), а в кривых 1; 2; 4 (рис. 6) – вправо, к концу зоны генерации ($\psi = \psi_2$).

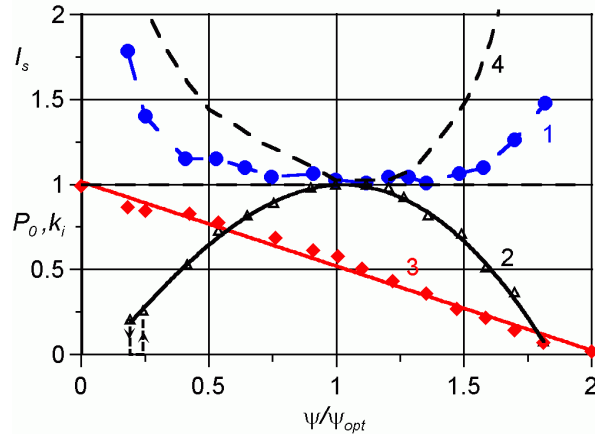


Рис. 6 – Влияние угла ψ_{opt} в ГДИ с провисающим (симметричным) профилем ФМП на начальный ток I_s (кривая 1), выходную мощность P_0 (кривая 2) и коэффициент K_i прохождения ЭП на коллектор (кривая 3); кривая 4 – теоретическая для начального тока

Анализ показывает, что изменения симметрии и формы зон генерации по углу ψ в ГДИ(А; Б; В) преимущественно определяется условиями ввода ЭП в пространство взаимодействия генератора («пятно» $2r$ на поверхности решетки поля электромагнитного колебания, возбуждаемого в ОР; r – радиус пятна, [1]). В частности, на рис. 7 показана фотография следа оседания электронов на поверхность решетки ГДВ(А) в случае $\psi = \psi_{opt}$, которая получена в лабораторном макете генератора разборной конструкции (здесь значение поля B_{min} расположено вблизи осевой плоскости $y = y_{or} = L_B/2$ резонатора). Установлено, что максимальную мощность ГДВ(А) имеет, когда электроны потока преимущественно оседают на поверхность зеркала ОР с решеткой со стороны анода электронной пушки ($y_a < y < y_{or}$) и незначительно - на вторую часть поверхности решетки со стороны коллектора ($y_{or} < y < y_{kol}$).

Анод ($y = y_a$)

Коллектор ($y = y_{kol}$)



Рис. 7 – Фотография следа оседания электронов потока на зеркало ОР с дифракционной решеткой в ГДИ(А) в случае максимальной выходной мощности ($\psi = \psi_{opt}$; кривая 2, рис. 6)

В ГДИ(Б) оптимальные условия оседания ЭП на поверхность решетки существенно зависят от крутизны спада поля B_y и величины параметра неоднородности ξ (в этом генераторе значение поля B_{min} смещено относительно плоскости $y = y_{or}$ в сторону коллектора электронов). В частности, при «больших» значениях ξ ($\xi = 0,2 - 0,3$, рис. 2, 3) электроны оседают на решетку в области $y_{or} < y < y_{kol}$, в результате «темная» и «светлая» области свечения следа оседания электронов на рис.7 поменяются местами; при малом параметре ξ ($\xi = 0,1 \div 0,15$) электроны оседают вдоль всей длины решетки («клиноотронные» условия [8, 9] в ГДИ).

В ГДИ(В) – значение поля B_{min} смещено к плоскости $y = y_a$ анода электронной пушки. Поэтому здесь в оптимальных условиях ($\psi = \psi_{opt}$) электроны потока преимущественно оседают на поверхность зеркала ОР со стороны анода, но в меньшей области ($y_a < y < y_{or} - r$), чем на рис. 7, и незначительно – в пространстве взаимодействия $2r$, поскольку в направлении движения ЭП амплитуда пульсаций траектории движения граничных электронов уменьшается (рис. 3). Важно отметить, что в случае «толстого» ЭП наиболее эффективным в ГДИ(В) является слой электронов толщиной $2z_{min}$, что снижает кпд прибора; однако, эффективность использования толстого ЭП в этом приборе можно существенно повысить, если в область пространства взаимодействия ввести локальную магнитостатическую неоднородность поля [5]. Обнаруженные в ГДИ(В)

явления увеличения мощности генерации (рис.4) в условиях «слабого» оседания электронов в пространстве взаимодействия (поверхность микропериодической дифракционной решетки) указывают на перспективу развития этого генератора в диапазоне частот более 300 ГГц.

5. ВЫВОДЫ

Экспериментально исследованы выходные характеристики трех модификаций ГДИ, которые отличаются профилем фокусирующего магнитостатического поля (ФМП): ГДИ(А) – с провисающим (симметричным) полем; ГДИ(Б) – со спадающим полем; ГДИ(В) – с нарастающим магнитостатическим полем в направлении движения электронного потока. Обнаружены новые явления и установлены специфические особенности изменения выходных характеристик ГДИ от профиля ФМП:

- При изменении профиля ФМП сохраняются характерные для ГДИ условия возбуждения колебания в пределах зоны генерации по напряжению: (1) – мягкий режим генерации в начале зоны и жесткий режим срыва (2) – возбуждения колебания в конце зоны.
- Изменение профиля ФМП в ГДИ может привести к значительному уменьшению ширины петли гистерезиса в зоне генерации по напряжению в области жесткого режима возбуждения колебания.
- Электромагнитные колебания в ГДИ(А;Б;В) возбуждаются в определенном интервале $\Delta\psi$ изменения угла наклона осевой силовой линии ФМП к осевой плоскости ленточного потока; в зоне генерации по углу ψ обнаружен эффект гистерезиса, который наблюдается в начале зоны в условиях минимального оседания электронов на поверхность решетки.
- В ГДИ с провисающим профилем ФМП уменьшается пусковое значение магнитостатического поля по сравнению с однородным полем;
- Обнаружено явление увеличения мощности генерации в ГДИ с нарастающим профилем фокусирующего магнитостатического поля при минимальном оседании электронного потока на поверхность дифракционной решетки (пространство взаимодействия).
- Результаты исследований указывают на перспективу развития ГДИ с неоднородным фокусирующим магнитостатическим полем в диапазоне частот более 300 ГГц.

EFFECT OF THE FOCUSING MAGNETOSTATIC FIELD PROFILE ON DIFFRACTION RADIATION OSCILLATOR EXCITATION

A.I. Tsvyk, E.V. Belousov, V.N. Zheltov, A.V. Nesterenko, E.M. Khutoryan

Institute for Radiophysics and Electronics of NAS of Ukraine
12 Ak. Proskura Str., Kharkiv, 61085, Ukraine
E-mail: gdr@ire.kharkov.ua

The effect of the focusing magnetostatic field (FMF) profile on output characteristics of diffraction radiation oscillator (DRO) has been experimentally studied. The laboratory prototype of mm range DRO produced in IRE NAS of Ukraine was used in research. The peculiarities of output power, oscillation frequency, start current and other DRO characteristics variation for the cases of decreasing, sagged and

increasing FMF along the electron beam motion direction have been determined. Promise of the increasing FMF use in DRO has been shown.

Keywords: SOURCE OF ELECTROMAGNETIC OSCILLATIONS, MILLIMETER WAVES, SMITH-PURCELL RADIATION, DIFFRACTION RADIATION OSCILLATOR (DRO), OPEN RESONATOR.

ВПЛИВ ПРОФІЛЮ ФОКУСУЮЧОГО МАГНІТОСТАТИЧНОГО ПОЛЯ НА ЗБУДЖЕННЯ ГЕНЕРАТОРА ДИФРАКЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

О.І. Цвык, Є.В. Белоусов, В.М. Желтов, А.В. Нестеренко, Е.М. Хуторян

Інститут радіофізики та електроніки НАН України ім. О.Я.Усикова
вул. ак. Проскури, 12, 61085, Харків, Україна
E-mail: gdr@ire.kharkov.ua

Експериментально досліджується вплив профілю фокусууючого магнітостатичного поля (ФМП) на вихідні характеристики генератора дифракційного випромінювання (ГДВ). Для дослідження використовується лабораторний зразок приладу – ГДВ мм діапазону, створеного в ІРЕ НАН України. Встановлені особливості зміни вихідної потужності, частоти генерації, стартового струму та інших характеристик генератора у випадку спадаючого, провисаючого або зростаючого магнітостатичного поля у напрямку руху електронного потоку. Відмічається перспектива застосування у ГДВ зростаючого ФМП.

Ключові слова: ДЖЕРЕЛО ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ КОЛИВАНЬ; МІЛІМЕТРОВІ ХВИЛІ, ВИПРОМІНЮВАННЯ СМІТА-ПАРСЕЛЛА, ГЕНЕРАТОР ДИФРАКЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ, ВІДКРИТИЙ РЕЗОНАТОР.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Генераторы дифракционного излучения (Ред. В.П. Шестопапов) (К.: Наук. думка: 1991).
2. А.И. Цвык, Развитие дифракционной электроники (достижения и проблемы). Радиофизика и электроника, 550 (Харьков: ИРЭ НАН Украины: 2005).
3. А.А. Шматко, Электронно-волновые системы миллиметрового диапазона. Том 1 (Харьков: ХНУ им. В.Н. Каразина: 2008)
4. А.И. Цвык, Е.В. Белоусов, А.В. Нестеренко, В.Н. Желтов, *Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка №2, 167* (2008).
5. А.И. Цвык, Г.С. Воробьев, А.В. Нестеренко, В.Н. Желтов, *Радиофизика* **43** №2, 144 (2000).
6. Г.С. Воробьев, А.И. Цвык, *Радиофизика* **25** №9, 1060 (1982).
7. В.В. Нерубенко, А.И. Цвык, *Радиотехника* **19**, 107 (1971).
8. А.И. Цвык, *Радиофизика* **21** №8, 1216 (1978).
9. *Клиноотрон* (Ред. А.Я. Усиков) (К.: Наук.думка: 1992).