

## О моделировании условий возбуждения черенковского и дифракционного излучений на периодических металлодиэлектрических структурах

Г.С. Воробьев, М.В. Петровский\*, А.И. Рубан, Д.Ю. Дорошенко

Сумский государственный университет, ул. Римского-Корсакова, 2, 40007 Сумы, Украина

(Получено 21.03.2015; опубликовано online 10.06.2015)

Описана общая методика моделирования условий возбуждения черенковского и дифракционного излучений на периодических металлодиэлектрических структурах, которая основана на представлении волны пространственного заряда электронного пучка в виде поверхностной волны диэлектрического волновода. На экспериментальной установке миллиметрового диапазона волн проведено моделирование основных режимов условий возбуждения пространственных гармоник черенковского и дифракционного излучений, а также тестирование их путем сравнения с численным анализом и результатами эксперимента на рабочем макете прибора типа оротрон-ГДИ.

**Ключевые слова:** Металлодиэлектрическая структура, Черенковское излучение, Дифракционное излучение, Диэлектрический волновод, Электронный пучок.

PACS numbers: 84.40. – x, 42.82. – m

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время вакуумная СВЧ электроника в основном развивается по пути создания мощных высококогерентных источников электромагнитного излучения, например, оротрон, генератор дифракционного излучения (ГДИ), лазер на свободных электронах [1, 2]. Вместе с тем, в радиоастрономических инструментах терагерцового диапазона волн требуются источники излучения обладающие достаточной компактностью, малой массой и мощностью потребления. В связи с этим, несмотря на достигнутые успехи в создании мощных электровакуумных источников колебаний терагерцового диапазона волн [2], актуальным остается вопрос реализации низковольтных гетеродинных источников излучения, которые могли бы конкурировать с твердотельными генераторами. К настоящему времени данный вопрос может быть решен путем использования в вакуумной электронике и технике СВЧ периодических металлодиэлектрических структур (МДС) [3, 4], которые в отличие от традиционных металлических периодических структур имеют ряд специфических особенностей, связанных с возбуждением на МДС черенковского и широкого спектра пространственных гармоник дифракционного излучений (ДИ) [5]. Однако недостаточный объем исследований таких приборов затрудняет их реализацию в практических схемах устройств СВЧ.

Поэтому вопросы дальнейших исследований электродинамических характеристик периодических МДС с заданными типами распределенных источников излучения: электронный пучок (ЭП) или диэлектрический волновод (ДВ), являются актуальными.

В данной работе представлено обоснование выбора режимов моделирования черенковского и дифракционного излучений на МДС конкретной геометрии, основные из которых реализованы на универсальных экспериментальных установках миллиметрового диапазона волн и протестированы путем сравнения результатов эксперимента с численным

анализом. Кратко обсуждаются вопросы создания на базе МДС, с применением современных нанотехнологий, низковольтных генераторов и функциональных устройств миллиметрового-субмиллиметрового диапазонов волн.

### 2. ОБЪЕКТЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследуемые в работе МДС схематически приведены на рис.1 а, б.

На рис. 1а представлена планарная МДС, которая образована поверхностью  $z = -a$  ленточной периодической структуры (период –  $l$ , ширина лент –  $d$ ), нанесенной на диэлектрическую призму толщиной  $\Delta = \delta_0 - a$  с проницаемостью  $\epsilon$ . Вблизи МДС движется модулированный монохроматический ЭП с плотностью заряда

$$\rho = \rho_0 \delta(z - a) e^{i(ky - \omega t)}, \quad (1)$$

где  $\rho_0$  – поверхностная плотность заряда;  $\delta(z - a)$  – дельта-функция;  $k = \omega/v_0$  – волновое число;  $\omega$  – частота модуляции ЭП;  $v_0$  – скорость электронов.

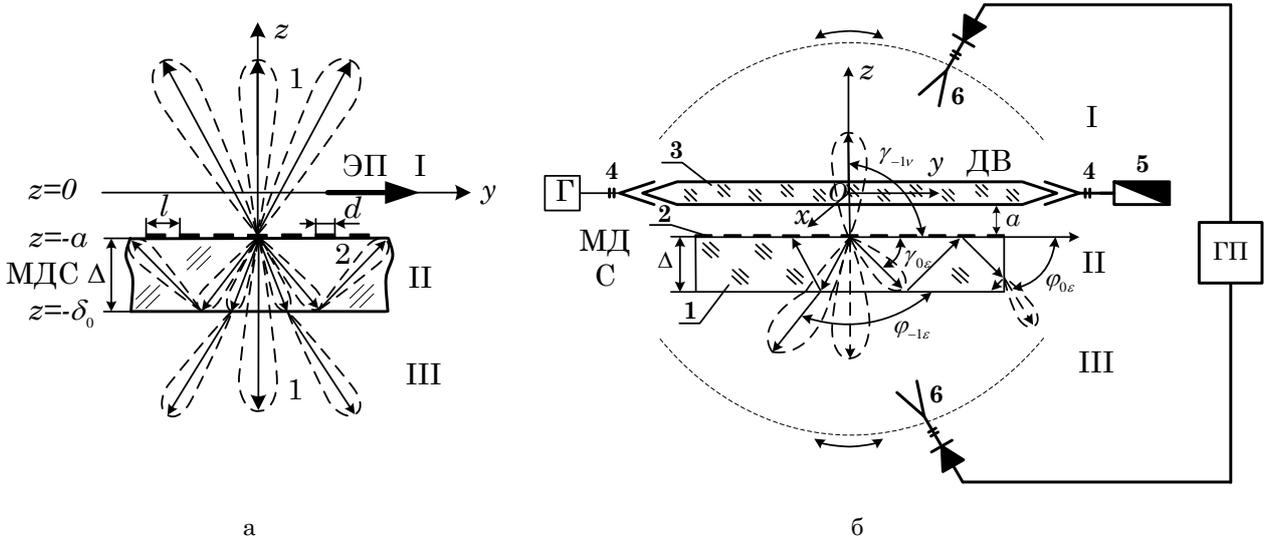
На рис. 1б представлена аналогичная, по структурным элементам, планарная МДС с распределенным источником излучения в виде ДВ, расположенного на расстоянии  $a$  от плоскости ДР. Вдоль ДВ движется плоская волна, электромагнитное поле которой, для  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  компонент, описывается следующими соотношениями: для  $H$ -волны

$$E_x^0 = i v g \epsilon_w \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} (gb) e^{p(z+b)} e^{i\gamma y}, \quad (2a)$$

для  $E$ -волны

$$H_x^0 = -i v g \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} (gb) e^{p(z+b)} e^{i\gamma y}, \quad (2б)$$

\* mvpetrovsky@ukr.net



**Рис. 1** – Теоретическая и экспериментальная модели возбуждения излучений на периодической МДС: модель возбуждения излучений электронным пучком (а), модель возбуждения излучений поверхностной волной диэлектрического волновода (б); сплошные линии со стрелками – возможные варианты направления излучений, пунктирные линии – диаграммы направленности излучений

где  $g, p, \gamma$  – постоянные распространения вдоль осей  $Ox, Oz$  и  $Oy$ ,  $v$  – волновое число,  $\epsilon_w$  – диэлектрическая проницаемость материала волновода,  $b$  – полуширина ДВ.

При движении заданного типа волны (2) поверхностные волны ДВ преобразовываются с помощью ДР либо в поверхностные, либо в объемные волны, уходящие от ДР. Данный эффект аналогичен трансформации волн при движении ЭП вдоль ДР и позволяет путем решения задач в приближении заданного тока (1) и заданного поля (2) получить общие соотношения для полей в структуре типа МДС (рис. 1а,б). В частности для системы рис. 1а электромагнитные поля в областях I ( $z > -a$ ), II ( $-\delta_0 < z < -a$ ), III ( $z < -\delta_0$ ) представляются в виде:

$$\begin{aligned} \vec{H}^I &= \vec{H}_c + \sum_n \vec{i} A_n e^{iq_n(z+a)} e^{ik_n y}, \\ \vec{H}^{II} &= \sum_n \left[ C_n e^{-iq_{n\epsilon}(z+a)} + D_n e^{iq_{n\epsilon}(z+\delta_0)} \right] e^{ik_n y}, \\ \vec{H}^{III} &= \sum_n F_n e^{-iq_n(z+\delta_0)} e^{ik_n y}, \\ \vec{E}^I &= \vec{E}_c + \sum_n \left( -\vec{j} \sqrt{1-\tau_n^2} + \vec{k} \tau_n \right) A_n e^{iq_n(z+a)} e^{ik_n y}, \\ \vec{E}^{II} &= \sum_n \left[ \left( \vec{j} \frac{\sqrt{\epsilon-\tau_n^2}}{\epsilon} + \vec{k} \frac{\tau_n}{\epsilon} \right) C_n e^{-iq_{n\epsilon}(z+a)} + \right. \\ &\quad \left. + \left( -\vec{j} \frac{\sqrt{\epsilon-\tau_n^2}}{\epsilon} + \vec{k} \frac{\tau_n}{\epsilon} \right) D_n e^{iq_{n\epsilon}(z+\delta_0)} \right] e^{ik_n y}, \\ \vec{E}^{III} &= \sum_n \left( \vec{j} \sqrt{1-\tau_n^2} + \vec{k} \tau_n \right) F_n e^{-iq_n(z+\delta_0)} e^{ik_n y}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\vec{H}_c = \vec{i} \beta_e F \text{sign}(z) e^{-q|z+iky}$ ,  $F = 2\pi\rho_0$ ,  $A_n, C_n, D_n, F_n$  – фурье-компоненты дифракционного поля,  $\vec{E}_c = (-\vec{j}\theta + \vec{k} \text{sign}(z)) F e^{-q|z+iky}$  – собственные поля ЭП в свободном пространстве,  $q = k\theta = k\sqrt{1-\beta_e^2}$ ,

$q_n = k\theta_n = k\beta_e \sqrt{1-\tau_n^2}$ ,  $q_{n\epsilon} = k\theta_{n\epsilon} = k\beta_e \sqrt{\epsilon-\tau_n^2}$ ,  $\beta_e = v_0/c$  – относительная скорость ЭП,  $c$  – скорость света,  $\epsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость среды,  $\tau_n = (\eta + n)/\kappa$ ,  $\eta = \kappa/\beta_e$ ,  $\kappa = l/\lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны излучения,  $k_n = k + 2\pi n/l$ ,  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  – номер пространственной гармоники.

Физический смысл в соотношениях (3) имеют только те ветви корней  $q_n$  и  $q_{n\epsilon}$ , мнимая часть которых положительна, а при  $\text{Im}q_n = 0, \text{Im}q_{n\epsilon} = 0$  – значения  $\text{Re}q_n > 0, \text{Re}q_{n\epsilon} > 0$ .

Из соотношений (3) следует, что рассеянное электромагнитное поле представляет собой суперпозицию распространяющихся (объемных) и затухающих (поверхностных) относительно оси  $Oz$  электромагнитных волн.

Углы излучения объемных волн, в зависимости от параметров  $\kappa, \beta_e, \epsilon$ , определяются выражениями: в вакуум (области I, III)

$$\gamma_{nv} = \arccos \tau_n = \arccos \left( \frac{1}{\beta_e} + \frac{n}{\kappa} \right), \quad (4)$$

в диэлектрик (область II)

$$\gamma_{n\epsilon} = -\arccos \frac{\tau_n}{\sqrt{\epsilon}} = -\arccos \left( \frac{\frac{1}{\beta_e} + \frac{n}{\kappa}}{\sqrt{\epsilon}} \right), \quad (5)$$

где углы отсчитываются относительно направления движения электронного пучка.

Электромагнитные волны излучаются, как следует из уравнений (4) и (5), в свободное пространство при условии  $|\tau_n| < 1$ , а в диэлектрическую среду – при условии  $|\tau_{n\epsilon}| < \sqrt{\epsilon}$ . То есть при относительных скоростях ЭП:

$$\frac{\kappa}{|n| + \kappa} \leq \beta_e \leq \frac{\kappa}{|n| - \kappa}, \quad (6)$$

$$\frac{\kappa}{|n| + \kappa\sqrt{\varepsilon}} \leq \beta_e \leq \frac{\kappa}{|n| - \kappa\sqrt{\varepsilon}}. \quad (7)$$

Неизвестные фурье-компоненты дифракционного излучения, представляющие собой амплитуды пространственных гармоник полей, определяются из решения электродинамической задачи в приближении заданного тока, удовлетворяющей точным граничным условиям на поверхности диэлектрика и граничным условиям на металлических лентах [5].

При равномерном и прямолинейном движении со скоростью  $v_0$  монохроматического ЭП собственное его поле имеет вид неоднородной плоской волны. Подобную волну можно сформировать линией передачи в виде плоского ДВ вдоль которого распространяется с фазовой скоростью  $v_w$  волна  $E$ -типа (2).

Фазовая скорость  $v_w$  определяется диэлектрической проницаемостью материала волновода, его поперечными размерами, средой, в которой ДВ расположен. Поэтому эффективная диэлектрическая проницаемость волновода определяется как  $\varepsilon_w = c^2/v_w^2$ . Тогда относительная скорость волны в волноводе  $\beta_w = v_w/c = 1/\sqrt{\varepsilon_w}$ .

Из выражений для полей в отдельных областях системы ДВ-МДС (рис. 1б) следует, что углы излучения пространственных гармоник определяются соотношениями в вакуум

$$\gamma_{nw} = \arccos\left(\frac{1}{\beta_w} + \frac{n}{\kappa}\right), \quad (8)$$

в диэлектрик

$$\gamma_{ne} = -\arccos\left(\frac{1}{\beta_w} + \frac{n}{\kappa\sqrt{\varepsilon}}\right), \quad (9)$$

где углы отсчитываются относительно направления распространения электромагнитной волны ДВ.

Преобразование поверхностных волн ДВ в объемные гармоники излучения, уходящие в свободное пространство и диэлектрическую среду, становится возможным при относительных фазовых скоростях, соответственно

$$\frac{\kappa}{|n| + \kappa} \leq \beta_w \leq \frac{\kappa}{|n| - \kappa}, \quad (10)$$

$$\frac{\kappa}{|n| + \kappa\sqrt{\varepsilon}} \leq \beta_w \leq \frac{\kappa}{|n| - \kappa\sqrt{\varepsilon}}. \quad (11)$$

Аналогично вышеописанной методике, для источника излучения в виде ДВ, путем решения задачи в приближении заданного поля (2) волновода строгим методом теории дифракции определяется структура рассеянного поля в виде фурье-составляющих амплитуд объемных и поверхностных волн (3).

Формулы (8) – (11) аналогичны соотношениям (4) – (7) монохроматического ЭП, если предположить, что относительная фазовая скорость волны ДВ  $\beta_w$  идентична относительной скорости электронов  $\beta_e$ .

Из анализа соотношений (4), (5), (8), (9) следует, что в обоих случаях на МДС, при определенных параметрах  $\kappa$ ,  $\beta_e(\beta_w)$  и  $\varepsilon$  в свободном пространстве возбуждаются только отрицательные пространственные гармоники дифракционного излучения с  $n = -1, -2, -3, \dots$  (лучи 1, рис. 1а), а в диэлектрической среде – гармоники с  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  (лучи 2, рис. 1а). Лучи 2 соответствуют режимам черенковского излучения и аномального дифракционного излучения, которые сосредоточены в слое диэлектрика и за счет полного внутреннего отражения от боковых поверхностей могут выходить в свободное пространство через торцы МДС (рис. 1б). Излучение на нулевой ( $n = 0$ ) пространственной гармонике происходит при относительных скоростях ЭП или ДВ удовлетворяющих условию  $\varepsilon\beta^2 > 1$  с углом излучения  $\cos\gamma_{0\varepsilon} = 1/(\beta\sqrt{\varepsilon})$ . Поэтому такое излучение можно условно назвать черенковским, а решетку рассматривать как экранирующий фактор, влияющий на коэффициент связи ЭП или ДВ с диэлектрической средой [6].

Данные особенности эквивалентности условий возбуждения излучений на периодических МДС, полем волны тока пространственного заряда ЭП и полем поверхностной волны ДВ, указывают на возможность экспериментального моделирования процессов возбуждения черенковского, дифракционного и аномального дифракционного излучений.

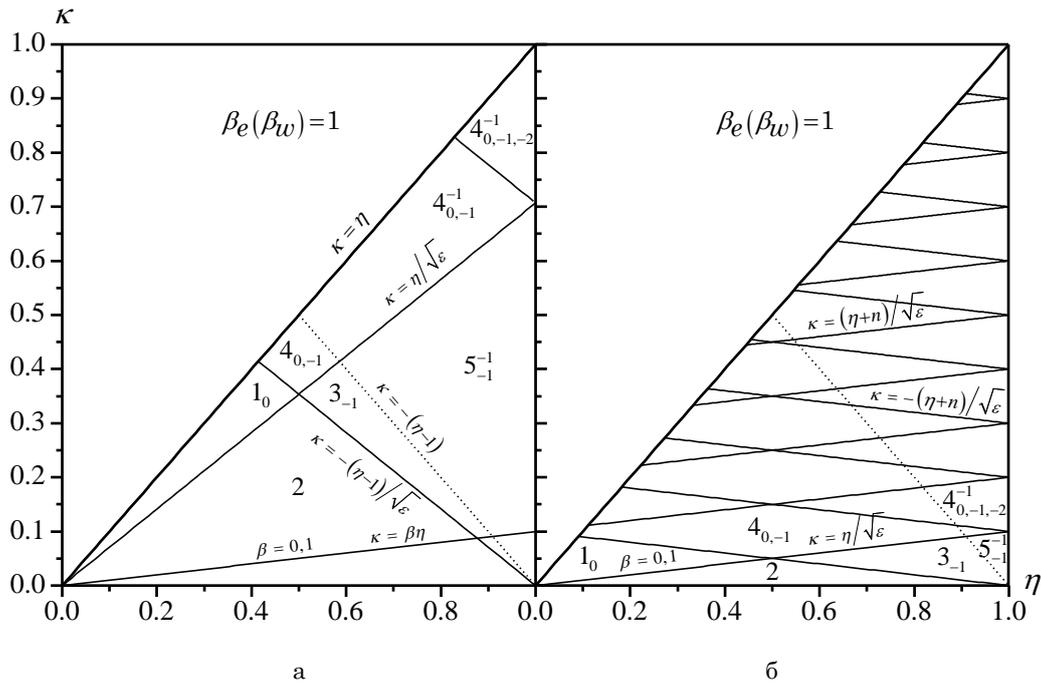
Как отмечалось выше, в зависимости от параметров  $\kappa$ ,  $\beta_e(\beta_w)$ ,  $\varepsilon$  распределенный источник излучения (ЭП или ДВ) возбуждает объемные или поверхностные электромагнитные волны, область существования которых можно определить путем решения графическим способом неравенств

$$\left|\frac{\eta + n}{\kappa}\right| < 1, \quad \left|\frac{\eta + n}{\kappa}\right| < \sqrt{\varepsilon},$$

в виде диаграмм, определяющих области излучений.

Диаграммы состоят из дискретных областей, ограниченных прямыми линиями  $\kappa = \pm(\eta + n)$ ,  $\kappa = \pm(\eta + n)/\sqrt{\varepsilon}$ , которые обозначены цифрами  $N_s^m$  ( $N = 1 - 5$ ) и определяют наиболее характерные случаи возбуждения ЭП (поверхностной волной ДВ) электромагнитных волн: 1 – черенковское излучение; 2 – поверхностные волны; 3 – дифракционное излучение только в диэлектрическую среду; 4 – одновременно черенковское и дифракционное излучение; 5 – дифракционное излучение в диэлектрик ( $z < -a$ ) и в свободное пространство ( $z > -a$ ). Нижние индексы  $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  указывают номера пространственных гармоник, излучаемых в диэлектрик, а верхние индексы  $m = -1, -2, \dots$  – в вакуум.

Наличие в настоящее время достаточно широкого спектра материалов, обладающих малыми потерями на СВЧ, позволяет рассматривать возможность их использования как при экспериментальном моделировании (малые значения  $\varepsilon$  – фторопласт, полистирол,



**Рис. 2** – Пример областей диаграмм возбуждения излучения на МДС с относительными диэлектрическими проницаемостями:  $\epsilon = 2$  (а),  $\epsilon = 100$  (б); сплошные линии – границы области существования гармоник объемных волн в диэлектрике; пунктирные линии – границы области существования гармоник объемных волн в свободном пространстве

поликор), так и при рассмотрении вариантов создания низковольтных источников колебаний с применением МДС (высокие значения  $\epsilon$  – керамические материалы на основе оксидов бария и титана). В качестве примера, на рис. 2 в координатных осях  $\kappa$  и  $\eta = \kappa/\beta_e(\beta_w)$  приведены диаграммы для двух значений  $\epsilon = 2, 100$ .

Из приведенных диаграмм видно, что при заданных параметрах  $\beta_e(\beta_w)$  и  $\kappa$  в зависимости от  $\epsilon$  можно реализовать различные режимы возбуждения излучений и их моделирования. Так, в частности, для больших значений  $\epsilon$  в области нерелятивистских ЭП появляется возможность реализации как режимов черенковского, так и дифракционного излучений. Например, зоны  $1_0, 4_{0,-1}, 4_{0,-1,-2}$  (рис. 2б). При этом возникает излучение на положительных дифракционных гармониках, которое направлено под острым углом. Но реализация таких зон для низковольтных ЭП невозможна, поскольку они лежат выше линии  $\beta_e = 0.1$ , характеризующей нерелятивистские скорости электронов. С точки зрения создания низковольтных источников излучения, практический интерес представляет зона  $3_{-1}$ , в которой дифракционное излучение возникает только в диэлектрике структуры, как и черенковское излучение, но при значительно меньших скоростях электронов. Учитывая специфику условий возбуждения объемной волны такого режима, условно назовем его аномальным дифракционным излучением. При реализации низковольтных приборов типа оротрон практический интерес представляет режим излучения в зоне  $5_{-1}^{-1}$  (рис. 2б).

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Описанные выше режимы моделирования пространственных волн были реализованы как при возбуждении МДС диэлектрическим волноводом (режим моделирования), так и при прохождении ЭП вдоль МДС, расположенной в объеме открытого резонатора (ОР) – модель прибора типа оротрон, ГДИ. Измерения проводились в диапазоне частот  $f = 53 - 80$  ГГц, что определило выбор панорамного измерителя КСВ и ослаблений данного диапазона и волноводных трактов с комплектом элементной базы сечением  $3.6 \times 1.8$  мм<sup>2</sup>.

В частности на рис. 3 показан внешний вид экспериментальной установки с указанием основных её блоков: 1 – измеритель КСВ и ослаблений; 2 – волноводно-измерительный тракт с объектом исследований, представленным на рис. 1б; 3 – измеритель мощности СВЧ; 4 – самописец; 5 – графопостроитель.

Объект исследований включался в схему измерения пространственных характеристик СВЧ - полей, которая приведена на рис. 1б и содержит следующие основные элементы: диэлектрическую призму 1, нанесенной на ее боковую поверхность ленточной дифракционной решеткой 2. Призма 1 крепится на специальном юстирующем устройстве, позволяющем осуществлять её пространственную ориентацию по осям  $x, y, z$  с точностью  $\pm 0.1$  мм. Диэлектрический волновод 3 включается в согласующие переходы 4, которые через волноводы заданного сечения, определяемого исследуемым диапазоном волн, сопряжены с блоком измерения волноводных характеристик и согласованной нагрузкой 5. В зависимости от параметров ДВ и МДС, как показано выше, возможны

различные режимы трансформации поверхностных волн в объемные. Основные из них схематично представлены в виде диаграмм направленности излучения на рис. 1б:  $\gamma$  – углы излучения системы МДС–ДВ,  $\varphi$  – углы соответствующих гармоник излучения в свободном пространстве после прохождения через диэлектрическую призму,  $x, y, z$  – пространственные координаты,  $\Delta$  – толщина диэлектрического слоя,  $a$  – расстояние между ДВ и ленточной решеткой 2 (прицельный параметр).

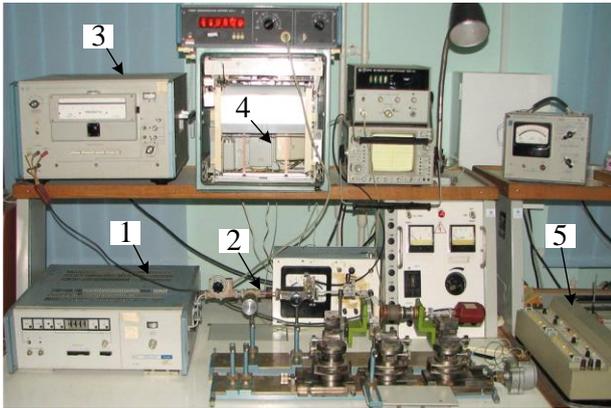


Рис. 3 – Внешний вид экспериментальной установки: 1 – измеритель КСВ и ослаблений; 2 – волноводно-измерительный тракт; 3 – измеритель мощности СВЧ; 4 – самописец; 5 – графопостроитель

В состав блока измерения пространственных характеристик входили так же две подвижные рупорные антенны 6, оси вращения которых в  $E$ -плоскости проходят через излучающую апертуру и совмещены с вертикальной осью решетки 2, а ось вращения в  $H$ -плоскости совпадает с продольной осью ДВ 3, что обеспечивает регистрацию углов излучения в интервале  $\varphi = 10 - 170^\circ$  с точностью  $\Delta\varphi = \pm 0.25^\circ$  в дальней зоне исследуемых полей, которая определяется известным соотношением  $z \geq a_m^2/\lambda$ , где  $a_m$  – максимальный размер апертуры антенны. В ходе измерения диаграмм направленности, сигнал, принимаемый рупором 6, поступал на вход «Y» двухкоординатного графопостроителя (ГП), вход «X» которого подключен к датчику угла поворота приемного рупора. Таким образом, при перемещении подвижной антенны на графопостроителе фиксируется диаграмма излучения, которая после преобразования в цифровой вид, используется для компьютерной обработки полученных данных.

Используемые при моделировании диэлектрические волноводы из фторопласта (сечением  $5.2 \times 2.6 \text{ мм}^2$ ) и полистирола (сечением  $7.2 \times 3.8 \text{ мм}^2$ ) позволили реализовать относительные фазовые скорости поверхностной волны в интервале  $\beta_w = 0.6 - 0.8$  и возбудить на МДС из фторопласта три пространственные гармоники излучения, которые на диаграмме рис. 2а обозначены индексами  $1_0$ ,  $3_{-1}$  и  $4_{0,-1,-2}^{-1}$ . Экспериментальные образцы МДС были реализованы на основе прямоугольных фторопластовых призм с поперечными размерами  $54 \times 60 \text{ мм}^2$  (практически исключая влияние эффектов

переотражений объемных волн от их торцов на характеристики излучений) для трех значений толщины диэлектрика  $\Delta$ :  $\Delta_1 \approx \lambda/4$ ,  $\Delta_2 \approx \lambda$ ,  $\Delta_3 \approx 4\lambda$ . Требуемая точность нанесения ленточной дифракционной решетки на плоскость призмы достигалась применением процесса фотолитографии, обеспечивающего погрешность по периоду и ширине лент  $\pm 0.01 \text{ мм}$ .

В частности, реализованные в эксперименте параметры МДС для трех основных режимов возбуждения пространственных волн приведены в таблице 1. Здесь параметр  $u = \cos(\pi d / l)$  – коэффициент заполнения решетки. Он выбирался из условия максимума интенсивности основных излучаемых пространственных гармоник в исследуемых зонах диаграмм [6].

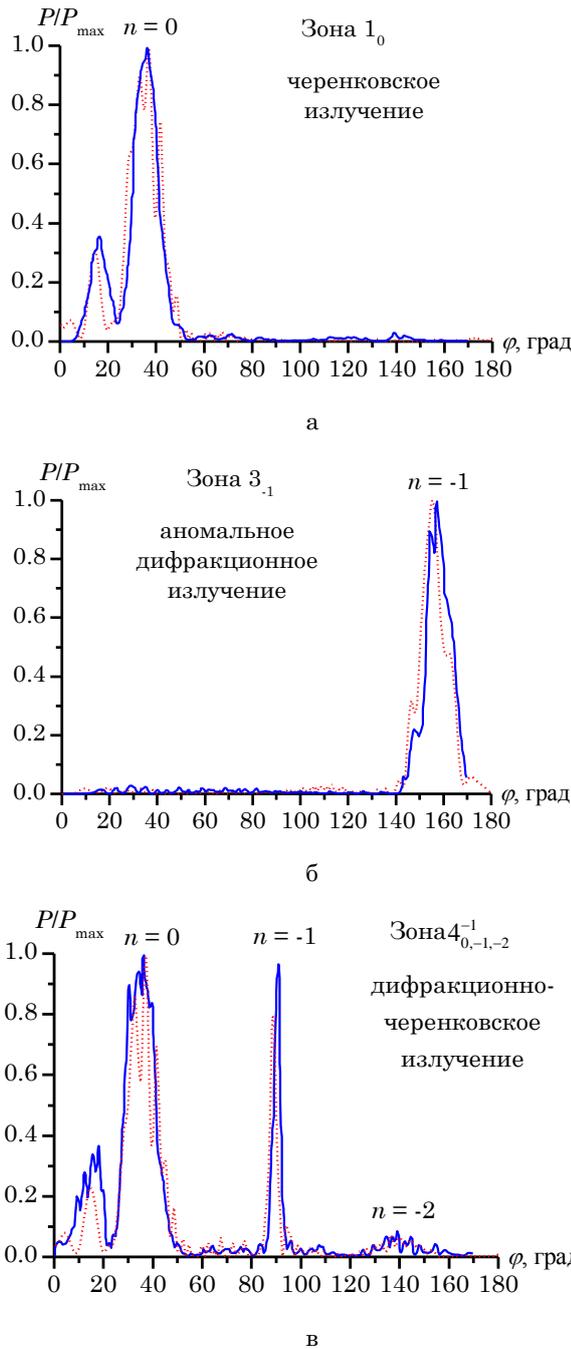
Таблица 1 – Параметры исследуемых МДС

Зона излучения	Гармоники возбуждаемых пространственных волн	$l$ , мм	$d$ , мм	$\kappa$	$u$	$\beta_w$
$1_0$	$n = 0$ – в диэлектрик	1,17	0,39	0,30	+ 0,5	0,788
$4_{0,-1,-2}^{-1}$	$n = 0, -1, -2$ – в диэлектрик $n = -1$ – в свободное пространство	3,07	1,535	0,79	0	0,788
$3_{-1}$	$n = -1$ – в диэлектрик	1,36	1,084	0,35	- 0,8	0,598

Тестирование полученных результатов экспериментального моделирования проводилось численным методом, который заключается в построении конечно-разностной схемы решения системы уравнений Максвелла в частных производных с учетом материальных уравнений [7].

В результате проведения серии экспериментов на МДС толщиной  $\Delta \approx \lambda/4 - 4\lambda$  установлено, что для режимов моделирования черенковского и дифракционно-черенковского излучений максимальная интенсивность диаграмм направленности наблюдается при толщине призмы, превышающей длину волны излучения. На рис. 4 для  $\Delta > \lambda$  в относительных единицах мощности  $P/P_{\max}$  ( $P_{\max}$  – максимальная мощность из излучаемых гармоник) представлены типичные диаграммы направленности излучений МДС, параметры которых приведены в таблице 1.

Из графиков рис. 4а, б видно, что для черенковского ( $n = 0$ ) и аномального дифракционного ( $n = -1$ ) режимов моделирования наблюдаются однолепестковые диаграммы направленности излучения в области углов, соответствующих результатам численного анализа методом конечных разностей. Для режима дифракционно-черенковского излучения, зона  $4_{0,-1,-2}^{-1}$ , как видно из графика рис. 4в, преобладающими и примерно равными по интенсивности являются черенковская и минус первая (излучаемая через диэлектрик в свободное пространство) дифракционные гармоники. Это обусловлено заданным значением коэффициента заполнения решетки  $u \approx 0$ , определяющим условие максимальной плотности энергии гармоники с  $n = -1$  при излучении по нормали [6]. Дифракционная гармоника с  $n = -2$  ( $\varphi_{-2\varepsilon} \approx 140$ ) имеет уровень интенсивности на порядок меньше, чем основная гармоника, и на рис. 4в проявляется в виде фонового излучения.



**Рис. 4** – Диаграммы направленности излучений численно и экспериментального моделирования: черенковский режим (а), аномальный дифракционный режим (б), дифракционно-черенковский режим (в); — эксперимент, ..... – численный счет

Отличие результатов численного анализа от эксперимента обусловлено приближенностью теоретической модели, которая не учитывает конечной проводимости ленточных решеток, а также технологическими погрешностями при изготовлении МДС.

#### 4. О ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ПРАКТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ ВАКУУМНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ НА ОСНОВЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ МЕТАЛЛО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Описанные выше режимы трансформации электромагнитных волн, как следует из соотношений (4) – (11), можно реализовать как путем возбуждения МДС поверхностной волной ДВ, так и путем возбуждения МДС полем волны тока пространственного заряда ЭП. Первый вариант уже нашел применение при создании квазиоптических направленных ответвителей и делителей мощности [8, 9].

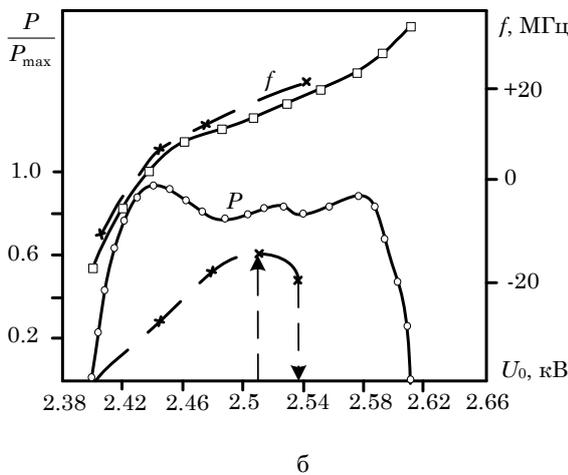
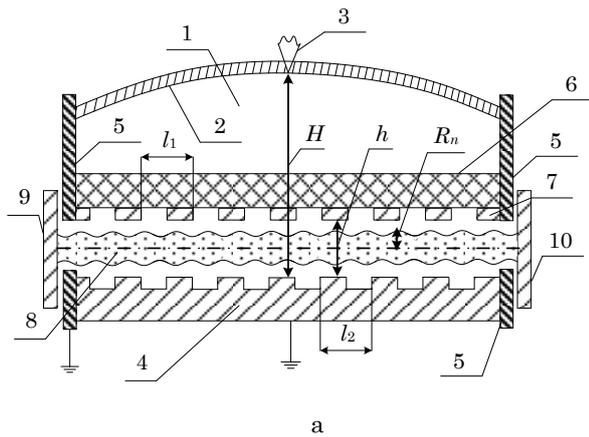
Вариант создания электровакуумных приборов СВЧ с применением МДС является более сложным поскольку требует разработки специальных диэлектрических структур с малыми потерями на СВЧ и специальной электронной оптики, обеспечивающей заданные плотности и скорости ЭП.

Проведенные оценки параметров электродинамических систем рис. 1 а, б и других устройств на их основе, показывают, что структуры типа отражательная ДР-МДС или многорядные системы на основе МДС при ускоряющих напряжениях  $U \approx 1000$  В и значениях  $\epsilon = 100$  (например, керамика на основе оксидов титана) могут быть реализованы в диапазоне длин волн  $\lambda = 1-0,1$  мм при периодах  $l \approx 62-4$  мкм. К настоящему времени технология изготовления таких структур в достаточной степени освоена и апробирована при изготовлении многорядных замедляющих систем в ЛОВ, где используются специальные способы формообразования такие, как электроэрозионная обработка, холодная штамповка, фотолитография, электронная и рентгенолитография, вакуумное и плазменное напыление пленок. При создании гетеродинных электровакуумных источников излучения, требующих реализации наноразмерных замедляющих систем, могут быть использованы новые методы пучковой ионной литографии в сочетании с наностамповкой.

По проведенным оценкам для реализации описанных выше приборов в субмиллиметровом диапазоне толщину ЭП следует уменьшить до значений 0,04 мм. В настоящее время данный вопрос может быть решен за счет применения матричных полевых и щелевых L-катодов [10], которые позволяют получить равномерную по площади и стабильную во времени электронную эмиссию с высокой плотностью тока при относительно невысоких напряженностях электрического поля.

Для проверки возможности возбуждения объемных волн при движении ЭП вдоль периодической МДС использовалась автоматизированная система измерения параметров резонансных приборов типа ГДИ, которая описана в [11]. Модифицированная часть этой системы с введенной в объем ОР периодической МДС показана на рис. 5 а, здесь же на рис. 5 б, приведены основные амплитудно-частотные характеристики ГДИ без МДС (пунктир) и ГДИ с МДС (сплошные линии).

Для реализации модифицированного макета ГДИ в четырехмиллиметровом диапазоне длин волн при сечении ЭП  $5 \times 0,2$  мм<sup>2</sup> использовался малогабаритный



**Рис. 5** – Модифицированная схема макета ГДИ (а) и его амплитудно-частотные характеристики (б): 1 – открытый резонатор, 2 – сферическое зеркало, 3 – волноводно-щелевой вывод СВЧ мощности (P), 4 – отражательная дифракционная решетка, 5 – анодные планки со щелями, 6 – диэлектрическая призма, 7 – металлическая ленточная решетка, 8 – электронный пучок, 9 – катод, 10 – коллектор электронов

полусферический ОР, предназначенный для работы на  $TEM_{00q}$  типах колебаний с апертурой зеркал  $D = 55$  мм. Ограничение апертуры зеркал выбиралось минимальным для обеспечения добротности колебаний в ОР порядка  $Q = 400-1000$  и максимальной однородности магнитного поля в пространстве взаимодействия ЭП с СВЧ полями ОР. Для вывода энергии из резонансной системы прибора использовался волноводно-щелевой узел связи сечением  $3.6 \times 0.05$  мм<sup>2</sup>, расположенный в центре сферического зеркала 2 радиуса кривизны  $R_{cf} = 110$  мм, что обеспечивало возбуждение резонатора на основном  $TEM_{00q}$  типе колебаний, вблизи максимума добротности для интервала расстояний между зеркалами ОР  $H/R_{cf} = 0.7-0.8$ . В этом интервале значений  $H$  поддерживалась минимальная связь резонатора с нагрузкой.

Макет ГДИ без МДС был реализован на базе полусферического ОР с нанесением на плоское зеркало металлической ДР при периоде  $l_2 = 0.4$  мм, ширине решетки 10 мм и сечении ЭП  $5 \times 0.2$  мм<sup>2</sup>, который формировался диодной пушкой с L-катодом кос-

венного подогрева. Прибор исследовался при различных расстояниях  $H$  между зеркалами ОР  $H/R_{cf} = 0.19-0.8$  в интервале значений ускоряющих напряжений  $U_0 = 1.6-3.2$  кВ и различных значений отношения рабочего тока ЭП  $I$  к пусковому току  $I_n$ . В результате исследований ГДИ описанной выше геометрии были определены следующие основные параметры: диапазон комбинированной  $f_k$  перестройки частоты (электронная совместно с механической) –  $f_k = 60 \div 80$  ГГц; максимальная выходная мощность  $P_0$  при  $U_0 = 2-2.5$  кВ для  $TEM_{00q}$  типа колебаний в зависимости от  $II_n$  составляла величину  $P_0 = 1-5$  Вт при значениях  $I_n = 36-40$  мА и  $I \approx 120$  мА.

В [12] путем экспериментального моделирования ЭП поверхностной волной диэлектрического волновода показана практическая возможность увеличения полосы пропускания многогребневой электродинамической системы на базе ОР с МДС. Установлено, что такая система обладает качественно новыми электродинамическими свойствами по сравнению с ОР без МДС: путем изменения толщины диэлектрика и значений проницаемости  $\epsilon$  возможна реализация режимов увеличения амплитуды колебаний их добротности, селекции колебаний. Обнаруженные свойства такой системы нашли объяснения в рамках физической модели дифракционно-черенковского излучения на периодической металлодиэлектрической структуре [5]. Для проверки вышеописанных свойств ОР с МДС при возбуждении ее ЭП использовалась прямоугольная диэлектрическая призма, изготовленная из поликора ( $\epsilon = 10$ ). На его боковую поверхность методом фотолитографии наносилась ленточная ДР.

При этом периоды ДР  $l$  и толщина диэлектрика  $\Delta$  по нормали к оси ЭП определяются условиями максимальной интенсивности дифракционного излучения под углом  $\gamma = 90^\circ$  и максимальной плотности энергии черенковского излучения в диэлектрик:  $l = |n| \lambda \beta_e$ ,  $\Delta = \lambda \beta_e (\kappa + \varphi_0 / \pi) / 2\theta_0$ , где  $n = -1$  для основной пространственной гармоники ДИ,  $\varphi_0$  – начальная фаза колебаний в резонаторе,  $\theta_0 = \sqrt{\epsilon \beta_e^2 - 1}$ .

При этом период  $l$  и коэффициент заполнения ленточной ДР  $u$ , выбраны таким образом, что решетка незначительно влияет на плотность энергии черенковского излучения и является полупрозрачной для ДИ [6]. Ширина области оптимальных значений  $u = 0.3-0.5$  включает оптимальное значение коэффициента заполнения решеток при возбуждении ДИ в базовом ГДИ, где  $d/l \approx 0.6$  [12]. Поэтому для обеспечения эффективных условий возбуждения колебаний в данном приборе периоды решеток выбираются примерно равными  $l_1 = l_2 \approx 0.4$  мм.

Поверхность МДС с ленточной решеткой 7 расположена относительно поверхности отражательной ДР на расстоянии  $h \leq 2R_n$ , где  $R_n$  – радиус пульсации ЭП 8 при движении в фокусирующем магнитном поле, величина индукции которого  $B \approx 0.4$  Тл.

В процессе экспериментальных исследований описанного выше прибора на макете [11] установлено, что при введении в ОР генератора периодической МДС с описанными выше параметрами увеличивается область пространства взаимодействия резонансного поля ОР с поверхностной волной двойной

периодической структуры металлическая ДР – периодическая МДС. Основные результаты таких исследований приведены на рис. 5б. Пунктирными линиями показана зона генерации ГДИ без МДС, сплошными линиями показано изменение выходной мощности  $P$  и электронной перестройки частоты  $f$  в интервале значений ускоряющего напряжения  $U_0$ , соответствующего синхронизму скорости электронов с полем ОР. Приведенную на рис. 5а схему можно рассматривать как систему из двух связанных резонаторов: диэлектрического – низкодобротного и открытого – высокодобротного. При этом связь резонаторов осуществляется путем преобразования волны тока пространственного заряда ЭП в объемные волны на гармониках с индексами  $n = 0, -1$ , что коррелирует с проведенным теоретическим анализом.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе обоснован общий подход к методике экспериментального моделирования черенковского и дифракционного излучений на периодических металлодиэлектрических структурах, который позволя-

ет достаточно оперативно исследовать электродинамические характеристики таких структур без применения громоздких и энергоемких экспериментальных электровакуумных установок. Данная методика реализована на экспериментальной установке миллиметрового диапазона волн и апробирована путем сравнения экспериментальных результатов моделирования с теоретическими и экспериментальными результатами, полученными на действующем макете электровакуумного прибора типа ГДИ. На основе традиционных и новых технологий производства электровакуумных приборов СВЧ проведена оценка возможности реализации параметров планарных МДС, которые могут быть использованы в новых модификациях приборов типа оротрон и ЛОВ субмиллиметрового и инфракрасного диапазонов волн, что продемонстрировано на примере реализации новой модификации прибора типа ГДИ с периодической металлодиэлектрической структурой.

Работа выполнена в рамках научной госбюджетной темы № 0112U001379.

## About Modeling the Excitation Conditions of Cherenkov and Diffraction Radiations in Periodic Metal-dielectric Structures

G.S. Vorobjov, M.V. Petrovskiy, A.I. Ruban, D.Y. Doroshenko

*Sumy State University, 2, Rimsky Korsakov Str., 40007 Sumy, Ukraine*

General procedure for modeling the excitation conditions of Cherenkov and diffraction radiations in periodic metal-dielectric structures is described. It is based on the representation of the electron beam space-charge wave in the form of a dielectric waveguide surface-wave. On the experimental facility of millimeter-wave the basic modes of excitation conditions of spatial harmonics of the Cherenkov and diffraction radiations are simulated. The method is tested by comparing the numerical analysis and experimental results on the layout of the device of the orotron type – generator of diffraction radiation.

**Keywords:** Metal-dielectric structures, Cherenkov radiation, Diffraction radiation, Dielectric waveguide, Electron beam.

## Про моделювання умов збудження черенковського та дифракційного випромінювань на періодичних металодіелектричних структурах

Г.С. Воробйов, М.В. Петровський, А.І. Рубан, Д.Ю. Дорошенко

*Сумський державний університет, вул. Римського-Корсакова, 2, 40007 Суми, Україна*

Описано загальну методику моделювання умов збудження черенковського та дифракційного випромінювань на періодичних металодіелектричних структурах, що ґрунтується на представленні хвилі просторового заряду електронного пучка у вигляді поверхневої хвилі діелектричного хвилеводу. На експериментальній установці міліметрового діапазону хвиль проведено моделювання основних режимів умов збудження просторових гармонік черенковського та дифракційного випромінювань, а також тестування їх шляхом порівняння із чисельним аналізом і результатами експерименту на робочому макеті приладу типу оротрон – генератор дифракційного випромінювання.

**Ключові слова:** Металодіелектрична структура, Черенковське випромінювання, Дифракційне випромінювання, Діелектричний хвилевід, Електронний пучок.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Millimeter Wave Range Vacuum Electron Devices* (Ed. V.M. Jakovenko, S.P. Rakitin) (Sevastopol: Veber: 2007).
2. V.L. Bratman, B.S. Dumes, A.E. Fedotov, P.B. Makhlov, B.Z. Movshevich, F.S. Rusin, *IEEE T. Plasma Sci.* **38** No 6, 1466 (2010).
3. G.S. Vorobyov, M.V. Petrovsky, V.O. Zhurba, A.I. Ruban, O.I. Belous, A.I. Fisun, *Telecomm. Radio Eng+.* **66** No 20, 1839 (2007).
4. *Electromagnetic waves* (Ed. Vitaliy Zhurbenko) (Rijeka: Intech: 2011).
5. Г.С. Воробьев, К.А. Пушкарев, А.И. Рубан, А.И. Цвык, *Изв. Вузов. Радиоэлектроника* **42** №10, 42 (1999) (G.S. Vorob'yev, K.A. Pushkarev, A.I. Ruban, A.I. Tsvyk, *Izv. Vuzov. Radioelektronika* **42** No 10, 42 (1999)).
6. Г.С. Воробьев, К.А. Пушкарев, А.И. Цвык, *Радиотехника и электроника* **42**, 1738 (1997) (G.S. Vorob'yev, K.A. Pushkarev, A.I. Tsvyk, *Radiotekhnika i elektronika* **42**, 1738 (1997)).
7. K.L. Shlager, J.B. Schneider, *IEEE Antenn. Propag. M.* **37** No 4, 39 (1995).
8. G.S. Vorobyov, M.V. Petrovsky, A.A. Rybalko, Yu.V. Shulga, *Instrum. Exp. Tech.* **55** No 1, 56 (2012).
9. G.S. Vorobjov, A.S. Krivets, V.O. Zhurba, A.A. Rybalko, *Radioelectron. Commun. System* **55** No 11, 490 (2012).
10. Ye.V. Belousov, V.V. Zavertanny, A.V. Nesterenko, *Telecomm. Radio Eng+.* **66** No 1, 69 (2007).
11. G.S. Vorobyov, A.I. Ruban, V.O. Zhurba, A.A. Rybalko, D.Y. Doroshenko, *J. Nano- Electron. Phys.* **6** No 1, 01024-1 (2014).
12. G.S. Vorobjov, *Laser Phys.* **6** No 4, 932 (2000).