

ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ЭФФЕКТА СМИТА-ПАРСЕЛЛА И ЕГО МОДЕЛИРОВАНИЕ

Одаренко Е. Н., Шматько А. А., Юдинцев П. В.
Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 610077, Украина
тел.: +38–057–7075–133, e-mail: alexandr.a.shmatko@univer.kharkov.ua

Аннотация – Развита теория дифракционного излучения немодулированного электронного потока с учетом двухрежимного взаимодействия – самосогласованного режима ЛОВ и режима заданного модулированного тока на гармониках частоты ЛОВ. Определены в самосогласованном рассмотрении пространственные распределения амплитуд гармоник тока пучка на частоте ЛОВ. Получены в спектральном представлении Фурье-амплитуды гармоник и найдены для каждой гармоники тока пучка пространственные гармоники поля (дифракционное излучение).

I. Введение

В 1953 году американские ученые Смит и Парселл [1] экспериментально наблюдали излучение в субмиллиметровом диапазоне на длинах волн немодулированного релятивистского электронного потока, движущегося вблизи отражательной периодической структуры. В основу объяснения физической природы излучения была положена модель мигающего диполя. Хорошо известно, что изменение дипольного момента частицы во времени при ее движении сопровождается излучением. Вместе с тем электронный поток – это совокупность огромного количества электронов и, естественно, такое объяснение не выдерживает критики. При своем движении каждый электрон возбуждает электромагнитное поле над поверхностью решетки, которое представляет собой бесконечную совокупность замедленных или быстрых (относительно скорости света) пространственных гармоник поля для каждой частоты. При равномерном движении в свободном пространстве заряженная частица не излучает – ее поле представляет собой неоднородные плоские волны с непрерывным частотным спектром. Возникает естественный вопрос, что же наблюдали в эксперименте Смита и Парселла, а также позже в похожем эксперименте, но в нерелятивистской области скоростей электронов ($U < 10$ кВ) Ишигаро и Тако [2], если немодулированный по плотности электронный поток излучать не может? В экспериментальной работе [3] авторы указывают на возможный механизм образования высокочастотного модулированного электронного потока электронов на гармониках частоты поверхностного режима генератора обратной волны и последующего возбуждения этим током дифракционного излучения на гармониках частоты над той же периодической структурой.

Процесс взаимодействия электронного потока с высокочастотными полями периодических структур может быть как самосогласованным, так и не самосогласованным в случае, когда порождаемое электронами поле не воздействует на электроны пучка. В данном случае в открытой периодической структуре могут существовать, как известно, два собственных режима – режим поверхностных волн и режим объемных волн.

В первом случае поверхностного режима в отсутствии входного высокочастотного сигнала реализуется генерация колебаний при самосогласованном электронно-волновом взаимодействии за счет нали-

чия положительной обратной связи по обратной поверхностной волне и определенных соотношениях между начальной скоростью электронов пучка и фазовой скоростью волны. Как известно из теории электронных приборов с длительным взаимодействием, в пучке электронов формируется высокочастотный ток, который богат на гармоники основной частоты генерации ЛОВ.

Второй собственный режим для периодической структуры – режим объемных волн (режим дифракционного излучения – одна или несколько объемных быстрых пространственных гармоник поля) реализуется на других, более высоких частотах.

Однако эти два режима, но на разных частотах, могут реализовываться в системе одновременно, поскольку обратная связь по дифракционному излучению отсутствует (дифракционное излучение в виде уходящих от поверхности решетки под различными углами объемных волн для разных частотных гармоник).

В данной работе построена теория такого комбинированного электронно-волнового процесса, сопровождающегося дифракционным излучением электронного пучка на гармониках частоты колебаний режима ЛОВ.

II. Основная часть

Исходя из вышеизложенного, построим слабонелинейную теорию эффекта Смита-Парселла (дифракционного излучения), учитывая тот факт, что процесс возбуждения дифракционного излучения происходит благодаря наличию в электронном потоке высших временных гармоник высокочастотного тока, образовавшихся в результате самосогласованного электронно-волнового взаимодействия в режиме ЛОВ.

Решение задачи будем строить в два этапа. На первом этапе на основе самосогласованной системы уравнений для резонансной ЛОВ находятся в явном виде амплитуды и фазы гармоник высокочастотного тока в слабонелинейном приближении через функции Бесселя. На втором этапе решается задача возбуждения дифракционного излучения над периодической структурой гармониками высокочастотного тока пучка, модулированного гармониками частоты ЛОВ.

Отметим, что, поскольку амплитуды гармоник высокочастотного тока пучка являются неоднородными функциями продольной координаты, то прежде, чем использовать полученное выражение для нахождения амплитуд дифракционного излучения, необходимо его представить в виде разложения по плоским волнам через интеграл Фурье. Такое представление учитывает тонкую структуру дифракционного излучения – его амплитуда изменяется в некотором секторе углов излучения.

Высокочастотное поле, возбуждаемое высокочастотным током с заданным законом модуляции

$\vec{j} = \vec{z}_0 \delta(z-a) j_{m\alpha} e^{i\beta_{m\alpha} z - im\omega t}$, где $\beta_{m\alpha} = (m\beta_e + \alpha) = \frac{k_m}{\beta}$, $\beta = v_0 / c$, $k_m = (m\omega / c + \alpha\beta)$, представим в следующем обобщенном виде:

$$\vec{H}^{(0)} = \vec{x}_0 \frac{|y-a|}{y-a} 2\pi\rho_{m\alpha}\beta e^{-\frac{k_m}{\beta}\sqrt{1-\beta^2}|y-a|} e^{i\left(\frac{k_m}{\beta}z - m\omega t\right)}$$

Амплитуды пространственных дифракционных гармоник поля (дифракционное излучение) a_n находят-ся из решения краевой задачи с учетом граничных условий на границе областей. Такая задача сводится к известной системе линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитуд поля a_n [4]. Учитывая то, что в большинстве практических случаев длина волны излучения $\lambda_m = 2\pi / k_m = 2\pi c / m\omega$ превосходит период решетки l (длинноволновое приближение) можно для этих амплитуд получить приближенную аналитическую формулу [4]:

$$a_n^{(0)} = -\delta_{n0} - \frac{i2\pi\theta l g \pi \alpha_m \delta}{(1-i\theta S l g \pi \alpha_m)} \frac{\sin \pi\theta \frac{\alpha_m}{\beta} \sin \pi\theta \left(\frac{\alpha_m}{\beta} + n\right)}{\pi\theta \frac{\alpha_m}{\beta} \pi\theta \left(\frac{\alpha_m}{\beta} + n\right)} \frac{1}{\sqrt{\alpha_m^2 - \left(\frac{\alpha_m}{\beta} + n\right)^2}}$$

где $\alpha_m / \beta = n_0 + \nu$, n_0 - ближайшее целое число к $\frac{\alpha_m}{\beta}$, $|\nu| < 1/2$, S - известный коэффициент.

Угол излучения ψ_m дифракционной гармоники с индексом m связан с параметром α_{mm} ($\alpha_{mm} = 1 / \beta + n / \alpha_m$) простой формулой:

$$\cos \psi_m = \alpha_{mm} \quad (\alpha_{mm} < 1).$$

Для найденных значений амплитуд гармоник тока ЛОВ находились по указанной выше методике амплитуды дифракционного излучения на различных частотах. Направление излучения относительно движения электронов (ось Oz) определяется знаком выражения $\cos \psi_m$. Излучению вперед соответствует условие $\cos \psi_m > 0$, назад - $\cos \psi_m < 0$.

На рис. 1 представлены результаты расчета амплитудных распределений модулей первых шести гармоник тока ($m = 1-6$) по длине решетки, а также амплитудная огибающая $f(\zeta)$ высокочастотного поля,

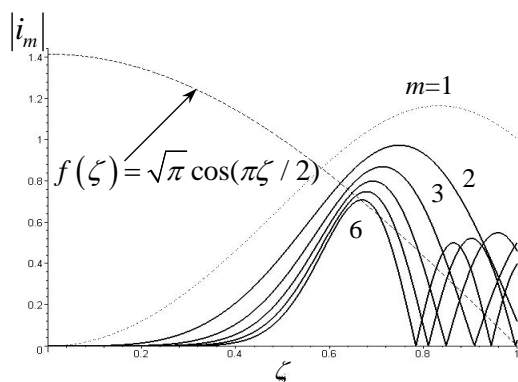


Рис. 1. Пространственное распределение амплитуд гармоник высокочастотного тока пучка.

Fig. 1 Spatial distributions of the beam harmonics amplitudes

характерная для режима ЛОВ. Для этих распределений были рассчитаны дифракционные гармоники поля. Как оказалось, все четные гармоники не возбуждались, поскольку на решетке их амплитуда равна нулю. Амплитуды гармоник поля, возбуждаемых нечетными гармониками тока, резко убывают (практически на порядок) с увеличением их номера за счет уменьшения амплитуды их поля в щелевых резонаторах решетки. Следует отметить, что в полосе частот работы ЛОВ дифракционное излучение на гармониках частоты может возбуждаться также в определенных частотных полосах, причем их амплитуды могут меняться в зависимости от резонансных условий, определяемых соотношениями между частотой и размерами решетки.

III. Заключение

Построенная теория дифракционного излучения на основе автомодуляции электронного потока гармониками частоты ЛОВ колебаний позволяет установить физическую природу излучения Смита-Парселла, определить амплитуды и направление дифракционного излучения на различных частотах.

IV. Список литературы

- [1] Smith S. J., Purcell E. M. Visible light from localized surface charges moving across a grating. Phys. Rev., 1953, **92**, n.4, p. 1069-1073.
- [2] Ishigaro K., Tako T. An estimation of Smith-Purcell effect as a light source in the infrared region. Opt. acta., 1961, **8**, n.1, p. 25-32.
- [3] Скрынник Б. К., Корнеев В. К., Демченко М. Ю. Об обратной связи в опытах Смита-Парселла. Сб. науч. труд. Радиофизика и электроника, **5**, № 3, с. 14-18.
- [4] Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. - Харьков: Вища школа, 1976. - 231 с.

PHYSICAL NATURE OF THE SMITH-PURCELL EFFECT AND ITS SIMULATION

Odarenko E. N., Shmat'ko A. A., Udintcev P. V.
 Kharkov National University by V. N. Karazin
 4, Svobody Sq., Kharkov, 61077, Ukraine
 Ph.: 8-057-70-75-133
 e-mail: alexandr.a.shmatko@univer.kharkov.ua

Abstract – The Smith-Purcell radiation theory is created taking into account the electron beam self-modulation on the harmonics of the BWO mode at the self-consistent problem definition. The diffraction radiation field amplitudes for different rf current harmonics are retrieved depending on task parameters.

I. Introduction

The radiation observed in Smith-Purcell experiment requires adequate reviewing in view of simultaneous excitation of the BWO oscillations in self-consistent production and diffraction radiation in the mode of the given beam current modulated by BWO oscillations higher harmonics.

II. Main Part

In this work the rf beam current harmonics amplitudes are obtained on the basis of the solving of self-consistent equations set of motion in the backward wave field. The eigen field excited by each harmonics of the beam current is defined and the excitation task of periodic structure by the retrieved field of the modulated electron beam is solved. The analysis of diffraction radiation amplitudes is carried out.

III. Conclusion

The physical reasons of the Smith-Purcell radiation excitation are determined and the mathematical model of the double-mode interaction in the beam-wave system is developed.