

ЭФФЕКТ СМИТА-ПАРСЕЛЛА (дифракционное излучение) И ЕГО МОДЕЛИРОВАНИЕ

А.А. Шматько, П.В. Юдинцев

Харьковский национальный университет имени В.Н.Каразина

пл. Свободы, 4, Харьков, 610078

Тел.: +38 – 057 – 7075 – 133, e-mail: alexandra.shmatko@univer.kharkov.ua

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

ВВЕДЕНИЕ

Эффекту дифракционного излучения электронного потока, движущегося вблизи периодических структур, посвящено достаточное количество работ отечественных и зарубежных авторов [1–3]. При движении электронов вблизи различных неоднородностей или в среде с показателем преломления $n > 1$, а также при пересечении сред с различными материальными параметрами, может возникать излучение (черенковское, переходное, дифракционное). В 1953 году американские ученые Смит и Парселл [4] экспериментально наблюдали излучение в субмиллиметровом диапазоне на длинах волн $\lambda \approx 0.48 \div 0.57$ мкм немодулированного релятивистского электронного потока при ускоряющем напряжении $U \approx 309 \div 340$ кВ, движущегося вблизи отражательной периодической структуры с периодом 1.67 мкм. В основу объяснения физической природы излучения была положена модель мигающего диполя. При своем равномерном движении вблизи периодической решетки электрон вместе со своим изображением образует дипольный момент, величина которого меняется в зависимости от того, где электрон находится, – над гребнем или канавкой решетки при своем движении. Хорошо известно [5], что изменение дипольного момента частицы во времени при ее движении сопровождается излучением. Вместе с тем электронный поток – это совокупность ансамбля заряженных частиц и, естественно, такое объяснение не является убедительным. При своем движении каждый электрон возбуждает электромагнитное поле над поверхностью решетки, которое представляет собой бесконечную совокупность замедленных или быстрых (относительно скорости света c) 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 [4], а также позже в похожем эксперименте, но в нерелятивистской области скоростей электронов, Ишигаро и Тако [6] ($U < 10$ кВ) в диапазоне длин волн $\lambda \approx 6 \div 60$ мкм, если немодулированный по плотности электронный поток излучать не может. Ответ на этот вопрос дан в экспериментальной работе Скрынника,

Корнеенкова, Демченко [7], в которой авторы указывают на возможный механизм образования модулированного электронного потока на гармониках частоты поверхностного режима обратной волны и последующего возбуждения этим током дифракционного излучения на гармониках частоты той же периодической структуры. В доказательство этого была разработана специальная конструкция прибора без верхнего зеркала, обеспечивающего обратную положительную связь в режиме дифракционного излучения, и с выводом электромагнитной энергии по предполагаемой поверхностной обратной волне периодической структуры вблизи катода электронно-оптической системы. В результате проведенного эксперимента авторами было установлено существование дифракционного излучения на гармониках частоты ЛОВ колебаний.

Отметим также, что процесс взаимодействия электронного потока с высокочастотными полями периодических структур может быть как самосогласованным, при обратном воздействии излучения на электроны пучка с изменением его структуры (наблюдается замедление или ускорение электронов, образование уплотнения пространственного заряда – электронных сгустков), так и не самосогласованным в случае, когда, порождаемое электронами поле, не воздействует на электроны пучка и, естественно, не изменяет его состояние. В данном случае собственное поле пучка может возбуждать над открытой периодической структурой два собственных режима – режим поверхностных волн и режим объемных волн (собственно дифракционное излучение).

В первом случае в отсутствии входного высокочастотного сигнала реализуется генерация колебаний при самосогласованном электронно-волновом взаимодействии за счет наличия 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 [8], в пучке электронов при самосогласованном электронно-волновом процессе 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, например, гармониках частоты генерации ЛОВ.

Эти два режима, но на разных частотах, могут реализовываться в системе одновременно. В режиме объемных волн обратная связь по дифракционному излучению отсутствует. Происходит обычное преобразование (рассеяние) неоднородной поверхностной волны модулированного потока в объемные волны (дифракционное излучение проявляется в виде уходящих от поверхности решетки под различными углами объемных пространственных гармоник поля для разных гармоник частоты генерации ЛОВ).

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

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В качестве физической модели будем рассматривать плоский немодулированный электронный пучок, движущийся вблизи отражательной периодической решетки на расстоянии от нее $y = a$ с начальной скоростью электронов $v_0 < c$ рис. А 1 (c – скорость света в вакууме).

Как указывалось выше, в такой структуре возможны два собственных режима – режим поверхностных волн и режим дифракционного

излучения [3], [8], [9]. Качественно эти два режима показаны на диаграмме Бриллюэна (рис. А 2). Здесь $\alpha = 2l/\lambda$ - нормированный к длине волны λ период решетки $2l$. Пересечение прямой $tg\gamma$ с дисперсионной кривой определяет графически фазовую скорость v_φ ($v_\varphi/c = tg\gamma$) замедленной (кривая внутри заштрихованного треугольника) пространственной гармоники общего собственного поля волны в системе. Значение параметра α_2 соответствует режиму ЛОВ. Значение параметра α_1 при пересечении с другой ветвью дисперсионной характеристики находится вне треугольника и соответствует случаю распространения от поверхности периодической структуры объемной пространственной гармоники под углом ψ относительно нормали к ней в режиме дифракционного излучения. Как показывает анализ дисперсионных характеристик для этих двух режимов [8], длины волн в этих собственных режимах отличаются между собой.

Исходя из вышеизложенного, слабонелинейную теорию дифракционного излучения будем строить следующим образом. 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 с полем обратной поверхностной волны, решение задачи будем проводить в два этапа. На первом этапе выпишем самосогласованную систему уравнений для ЛОВ-генератора, состоящую из уравнений движения и уравнений возбуждения в традиционных для электроники СВЧ переменных [8] и получим ее решение для высокочастотной фазы электронов в пучке в явном виде, что позволяет найти высокочастотный ток пучка посредством представления его рядами Фурье-Бесселя. Для каждой гармоники тока пучка находятся с учетом процесса взаимодействия амплитуда и фаза, которые, естественно, будут функциями как электронных, так и электродинамических параметров задачи. Фактически такая модель формирования высокочастотного тока пучка является слабонелинейной, поскольку учитывает появление в пучке множества временных гармоник основной частоты. На втором этапе решается задача возбуждения дифракционного излучения промодулированным высокочастотным током пучка на гармониках частоты ЛОВ периодической решетки. Отметим, что поскольку амплитуда и фаза каждой гармоники высокочастотного тока пучка являются неоднородными функциями продольной координаты, то прежде, чем использовать полученное выражение для тока необходимо его представить в виде разложения по плоским волнам через интеграл Фурье. Такое представление учитывает тонкую структуру дифракционного излучения, - его амплитуда будет меняться в некотором секторе углов излучения. Перейдем к математической формулировке задачи.

Систему уравнений для электронно-волновой системы в заданном высокочастотном поле обратной поверхностной волны режима ЛОВ для данной физической модели в одномерном случае запишем в виде[8,9]:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \zeta^2} + q^2 \theta = \frac{\Phi_0}{2} F f(\zeta) \cos(\varphi + \Phi_b \zeta), \quad \frac{dF}{d\tau} = F (GS_1(0) - 1), \quad (1)$$

$$S(0) = \frac{i}{2\pi} \int_0^1 f(\zeta) \int_0^{2\pi} \theta \exp[i(\varphi + \Phi_b \zeta)] d\varphi d\zeta,$$

$$\eta(F) = S_1(0)F^2, \quad \delta\omega = -\frac{G}{2\pi F_0} \int_0^1 f(\zeta) \int_0^{2\pi} \theta \cos(\varphi + \Phi_b \zeta) d\varphi d\zeta.$$

Решение уравнения движения для высокочастотной фазы $\theta = \theta(z, t)$ имеет вид:

$$\theta(\zeta, \varphi) = F \frac{\Phi_0}{2q} \int_0^\zeta f(\zeta') \sin q(\zeta - \zeta') \cos(\Phi_b \zeta' + \varphi) d\zeta'. \quad (2)$$

Здесь $q = \frac{\omega_p L}{v_0}$, $\varphi = \omega t_{0j}$, $\zeta = z/L$, $G_{i\dot{\omega}e} \sim I_{i\dot{\omega}e}$,

$\theta = \theta(z, t) = \omega t(z, t) - \hat{O}_0 \zeta - \varphi_{0j}$ – фаза гипотетической электронной волны, распространяющейся с начальной продольной скоростью электронов $v_0 = v_{0z}$ (фаза продольной электронной волны); $\hat{O}_0 = \beta_e L = \frac{\omega L}{v_0}$ –

статический угол пролета электронов пространства длиной L ; $\eta(F)$ – электронный КПД для заданной безразмерной амплитуды возбуждаемых колебаний F , $S(0)$ – крутизна колебательной характеристики ЛОВ, G – параметр эффективности взаимодействия, $I_{i\dot{\omega}e}$ – пусковое значение

рабочего тока пучка I в режиме ЛОВ, $\Phi_b = \Phi_0 \left(1 - \frac{v_0}{v_\varphi}\right)$ – параметр

относительного рассинхронизма между начальной скоростью электронов v_0 и фазовой скоростью v_φ замедленной пространственной гармоники

обратной волны периодической структуры, $f(\zeta) = \sqrt{2} \cos(\pi\zeta/2)$ – огибающая продольной составляющей электрического высокочастотного

поля обратной волны, которая считается известной, $q = \frac{\omega_p L}{v_0}$ – параметр

пространственного заряда, $\varphi = \omega t_{0j}$ – начальная фаза влета электронов в

пространство взаимодействия $\zeta = 0$ j -го электрона, $\tau = \frac{\omega t}{2Q}$ –

безразмерное время, нормированное на время установления колебаний в открытом резонаторе с добротностью Q , $\zeta = z/L$ – нормированная на длину пространства взаимодействия L текущая координата,

Высокочастотный ток пучка электронов представим в виде рядов Фурье-Бесселя:

$$I = I_0 \left(1 + \operatorname{Re} \sum_{m=1}^{\infty} i_{m\omega}(z) \cdot e^{-im\omega t}\right), \quad (3)$$

где

$$i_{m\omega}(z) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{im\omega t} d\omega t \quad (4)$$

является амплитудой m -ой временной гармоники высокочастотного тока. Если воспользоваться выражением для фазы электронной волны (2), и не ограничиваться малыми ее значениями, то для амплитуд гармоник высокочастотного тока пучка (4) получим следующее выражение:

$$i_{m\omega}(z) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{im(\theta + \beta_e z + \varphi_0)} d\varphi_{0j} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{im(R \sin(\psi - \varphi_0) + \beta_e z + \varphi_0)} d\varphi_{0j}.$$

Здесь амплитуда R и фаза ψ в представлении фазы (2) $\theta = R(z) \sin(\psi(z) - \varphi_{0j})$.

Учитывая разложение плоской волны в ряд Фурье-Бесселя

$$e^{imR \sin(\psi - \varphi_0)} = \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(mR) e^{is(\psi - \varphi_0)},$$

получим для амплитуд высокочастотного тока пучка следующее соотношение

$$i_{m\omega}(z) = 2J_m(mR) e^{im\beta_e z} e^{-im\psi}. \quad (5)$$

Здесь $J_m(x)$ - функции Бесселя первого рода, величина $m\beta_e$ ($m\beta_e = \frac{m\omega}{v_0}$)

представляет собой скорость гипотетической электронной волны на гармонике частоты высокочастотного тока пучка m . Фактически, плотность высокочастотного тока пучка представляет собой суперпозицию плоских неоднородных волн, комплексные амплитуды которых являются функциями координаты z , фазовая скорость распространения совпадает со скоростью пучка v_0 , а частота модуляции определена гармоникой частоты ЛОВ генератора $m\omega$. Таким образом, каждая гармоника высокочастотного тока пучка является известной функцией и полностью определена режимом ЛОВ. В дальнейшем этот высокочастотный ток, промодулированный гармониками частоты, и является источником дифракционного излучения пространственных гармоник поля над поверхностью решетки под различными углами на каждой временной гармонике частоты модуляции $m\omega$ высокочастотного тока пучка.

Задача определения характеристик дифракционного излучения заданным модулированным током является линейной, для которой справедлив принцип суперпозиции волн на соответствующих частотах. Таким образом, следующим этапом в решении задачи является задача нахождения собственного поля высокочастотного тока пучка. Решение неоднородного уравнения Гельмгольца в данном случае для H_x поляризованного поля (именно такую поляризацию поля возбуждает высокочастотный ток пучка с единственно отличной от нуля продольной компонентой тока J_z) заданной плотности тока может быть сведена к известному решению [8], [9]. Однако отметим одну существенную особенность, связанную с видом распределения тока пучка. Как следует из выражения для представления высокочастотного тока пучка, его амплитуда зависит от продольной координаты z . Для того, чтобы воспользоваться известным решением для собственного поля пучка [8], представим эту функциональную зависимость амплитуд гармоник тока пучка в виде интеграла Фурье по плоским волнам т.е.:

$$i_{m\omega}(z) = 2e^{im\beta_e z} \int_{-\infty}^{\infty} I_{m\alpha} e^{i\alpha z} d\alpha, \quad (6)$$

где I_α - спектральная амплитуда Фурье-разложения, определяемая обратным преобразованием Фурье:

$$I_{m\alpha} = \frac{1}{\pi} \int_0^L J_m(mR(z)) e^{-im\psi(z)} e^{-i\alpha z} dz. \quad (7)$$

Такое интегральное представление для высокочастотного тока указывает на то, что существует вблизи основной волны тока, движущейся с фазовой скоростью v_0 , непрерывный континуум волн с разными постоянными комплексными амплитудами. Поскольку функции $R(z)$ и $\psi(z)$ известны, то спектральные амплитуды $I_{m\alpha}$ для каждой гармоники тока m находятся численно через выписанный выше интеграл Фурье. Конечные пределы интегрирования в выражении (7) указывают на то, что пучок электронов движется только в указанном интервале. Таким образом, представленный в таком виде ток пучка позволяет найти также в явном виде поле, возбуждаемое каждой гармоникой высокочастотного тока пучка m для заданной его спектральной компоненты с известной амплитудой $I_{m\alpha}$ (7). Выпишем в общем виде выражение для высокочастотного тока пучка, а именно:

$$I = I_0 \left(1 + \operatorname{Re} \sum_{m=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} 2I_{m\alpha} e^{i(m\beta_e + \alpha)z - im\omega t} d\alpha \right). \quad (8)$$

Высокочастотное поле, возбуждаемое высокочастотным током с заданным законом модуляции

$$\vec{j} = \vec{z}_0 j(z, t) = \vec{z}_0 2I_{m\alpha} e^{i(m\beta_e + \alpha)z - im\omega t} = \vec{z}_0 j_{m\alpha} e^{i\beta_{m\alpha} z - im\omega t}, \quad \text{где} \quad j_{m\alpha} = 2I_{m\alpha},$$

$$\beta_{m\alpha} = (m\beta_e + \alpha) = \left(m \frac{\omega}{v_0} \frac{c}{c} + \alpha \right) = \left(\frac{mk}{\beta} + \alpha \right) = \left(\frac{k_m}{\beta} + \alpha \right) = k_m \alpha_m, \quad \beta = \frac{v_0}{c}, \quad \beta_e = \frac{\omega}{v_0},$$

$$\alpha_m = 1/\beta_m = (1/\beta + \alpha/k_m), \quad k_m = \frac{m\omega}{c} \text{ имеет компоненты поля следующего}$$

вида:

$$\vec{H}^{(0)} = \vec{x}_0 \frac{|y-a|}{y-a} 2\pi\rho_{m\alpha} \beta_m e^{-\frac{k_m}{\beta_m} \sqrt{1-\beta_m^2} |y-a|} e^{i(k_m \alpha_m z - m\omega t)}, \quad (9)$$

$$\vec{E}^{(0)} = \left(-\vec{z}_0 i \sqrt{1 - \frac{1}{\beta_m^2}} + \frac{\vec{y}_0}{\beta_m} \frac{|y-a|}{y-a} \right) 2\pi\rho_{m\alpha} \beta_m e^{-\frac{k_m}{\beta_m} \sqrt{1-\beta_m^2} |y-a|} e^{i(k_m \alpha_m z - m\omega t)},$$

где $\rho_{m\alpha} = 2I_{m\alpha}/v_0$.

Анализ выражения (9) показывает, что собственное поле каждой временной гармоники тока m в спектральном Фурье-разложении состоит из трех компонент и представляет собой бегущую в направлении движения пучка неоднородную плоскую волну и затухающую волну в перпендикулярном направлении относительно движения электронов. Таким образом, задача возбуждения модулированным гармониками частоты ЛОВ электронного пучка дифракционного излучения свелась к задаче дифракции неоднородных плоских волн на периодической решетке.

Собственное поле, модулированное гармониками ЛОВ электронного пучка (9), возбуждает над поверхностью дифракционной решетки бесконечный спектр пространственных гармоник, одни из которых являются поверхностными с фазовой скоростью меньше скорости света, а другие - представляют собой быстрые (фазовая скорость которых больше

скорости света) пространственные гармоники поля, распространяющиеся от поверхности решетки под различными к ней углами.

Решение уравнения Гельмгольца для H_x -компоненты электромагнитного имеет вид [3]:

$$\vec{H}_{1,2}^{(1)} = \vec{x}_0 c_0 \begin{cases} 2 \sum_{n=0}^{\infty} a_n \exp(i\gamma_{mn} y) \exp(ik_m \alpha_{mn} z - im\omega t), & y \geq 0; \\ \sum_{s=0}^{\infty} b_s e^{i \frac{k_s}{\beta} 2Nl} \cos p_s (y-h) \cos \frac{\pi s}{2d} (z+d-2Nl) - \vec{H}_0, & y < 0. \end{cases} \quad (10)$$

Здесь: $\alpha_{mn} = \frac{1}{\beta_m} + \frac{n}{\alpha_m}$, $\alpha_m = \frac{k_m l}{\pi}$, $\gamma_{mn} = k_m \sqrt{1 - \alpha_{mn}^2}$, $p_s = \sqrt{k_m^2 - \left(\frac{\pi s}{2d}\right)^2}$,

$c_0 = \pi \rho_{m\alpha} \beta_m e^{-\frac{k_m a}{\beta_m} \sqrt{1 - \beta_m^2}}$. Коэффициенты a_n - определяют амплитуды пространственных гармоник поля n , а b_s - амплитуды волноводных волн внутри канавок решетки. Объемные быстрые пространственные гармоники поля (собственно дифракционное излучение) определяются из условия $1 > \alpha_{mn}^2$ или $\alpha \alpha_{mn} + n \leq \alpha$. Из этих условий следует, что для заданного частотного параметра α и реальном значении параметра $\beta < 1$ дифракционное излучение возможно только для гармоник с отрицательными значениями индекса $n = -1, -2, -3, \dots$. Угол излучения ψ_n дифракционной гармоники n связан с параметром α_{mn} простой формулой

$$\cos \psi_m = \alpha_{mn}, (\alpha_{mn} < 1).$$

Амплитуды пространственных дифракционных гармоник a_n находятся из решения краевой задачи с учетом граничных условий на границе двух областей. Такая задача сводится к известной системе линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитуд поля a_n [3]. Учитывая то, что в большинстве практических случаев можно ограничиться одноволновым приближением (хотя это и не обязательно), можно получить приближенную аналитическую формулу для этих амплитуд дифракционного излучения:

$$a_n^{(0)} = -\delta_{n0} - \frac{i 2_m \theta t g \pi \alpha_m \delta}{(1 - i \theta S t g \pi \alpha_m \delta)} S_0(\theta \beta_m \alpha_m) S_n(\theta \beta_m \alpha_m) \left(\alpha_m^2 - \left(\frac{\alpha_m}{\beta_m} + n \right)^2 \right)^{-1/2}, \quad (11)$$

где

$$S_n(\theta \beta_m \alpha_m) = \sin \pi \theta \left(\frac{\alpha_m}{\beta_m} + n \right) / \pi \theta \left(\frac{\alpha_m}{\beta_m} + n \right),$$

$$S = \alpha_m \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{S_n^2(\theta \beta_m \alpha_m)}{\sqrt{\alpha_m^2 - (\alpha_m / \beta_m + n)^2}} = -i \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{S_n^2(\theta \beta_m \alpha_m)}{\sqrt{(\alpha_m / \beta_m + n)^2 - \alpha_m^2}},$$

$$\frac{\alpha_m}{\beta_m} = n_0 + \nu, \quad n_0 - \text{ближайшее целое число к величине } \frac{\alpha_m}{\beta_m}, \quad |\nu| < \frac{1}{2}.$$

Равенство нулю определителя в выражении (11), а именно $(1 - i\theta \text{Stg}\pi\alpha_m) = 0$, определяет дисперсионное уравнение для собственных режимов открытой периодической структуры. Видно, что в области значений параметров $\alpha_m^2 > (\alpha_m^{\text{эф}}/\beta_m + n)^2$ (дифракционное излучение на объемных пространственных гармониках n для заданной частоты модуляции электронного пучка $m\omega$) корни характеристического уравнения комплексны – наблюдается режим вытекающих волн [3]. Направление излучения относительно движения электронов (ось Oz) определяется знаком выражения $\cos\psi_n$. Излучению вдоль оси движения пучка соответствует условие $\cos\psi_n > 0$, в обратном направлении – $\cos\psi_n < 0$.

Следуя эксперименту [4] и разработанной в статье теории, на диаграмме Бриллюэна (рис. А 3) показаны возможные полосы излучения (области по шкале α - прямоугольники розового цвета) на гармониках частоты модуляции ЛОВ режима для использованных в эксперименте размеров решетки и ускоряющих электроны потенциалов. Синие наклонные линии определяют области изменения по ускоряющему напряжению U или параметру β в полосе возбуждения ЛОВ $\Delta\alpha_m = \alpha_{2m} - \alpha_{1m}$ (на диаграмме полоса возбуждения ЛОВ отмечена двумя параллельными прямыми α_{1m} и α_{2m}). Анализ амплитуд дифракционного излучения показывает, что практически возбуждаются лишь нечетные гармоники тока m , так как в этом случае поле на щели дифракционной решетки отлично от нуля (щелевой резонанс соответствует четвертьволновому резонансу) и поэтому поле четных гармоник на раскрыте решетки фактически равно нулю или близко к нему. Амплитуда гармоник убывает обратно пропорционально их номеру.

Построенная теория дифракционного излучения на основе автомодуляции электронного потока гармониками частоты ЛОВ колебаний позволяет определить амплитуды и направление дифракционного излучения на различных частотах. Отметим, что процесс образования гармоник частоты в пучке – процесс в общем случае нелинейный. Однако развитый в работе подход (слабосигнальное рассмотрение) определения амплитуд гармоник высокочастотного тока позволяет также установить физические особенности возбуждения дифракционного излучения на гармониках частоты ЛОВ и провести некоторые количественные оценки на различных частотах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе теоретически установлена физическая причина возбуждения дифракционного излучения (эффекта Смита-Парселла) немодулированным электронным потоком, движущимся вблизи периодической структуры. В предложенной модели двухрежимного взаимодействия – слабосигнального самосогласованного электронно-волнового взаимодействия в режиме ЛОВ и последующем возбуждении собственным электромагнитным полем промодулированного потока гармониками частоты ЛОВ объемных пространственных дифракционных гармоник поля, уходящих от периодической структуры (дифракционного излучения), найдены амплитуды временных гармоник тока и амплитуды, порождаемого ими поля.

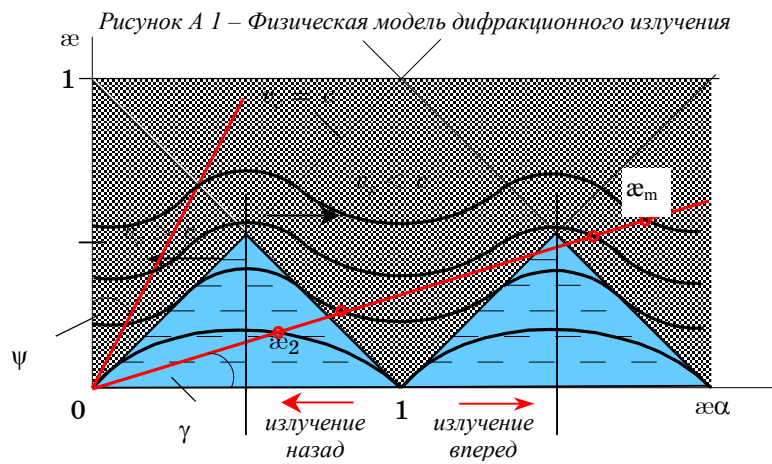
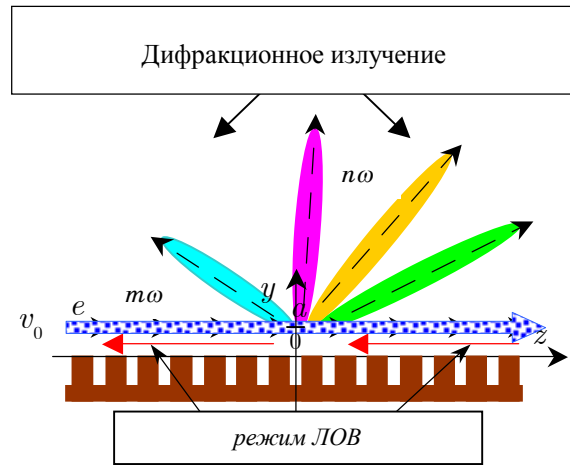


Рисунок А 2 – Диаграмма Бриллюэна

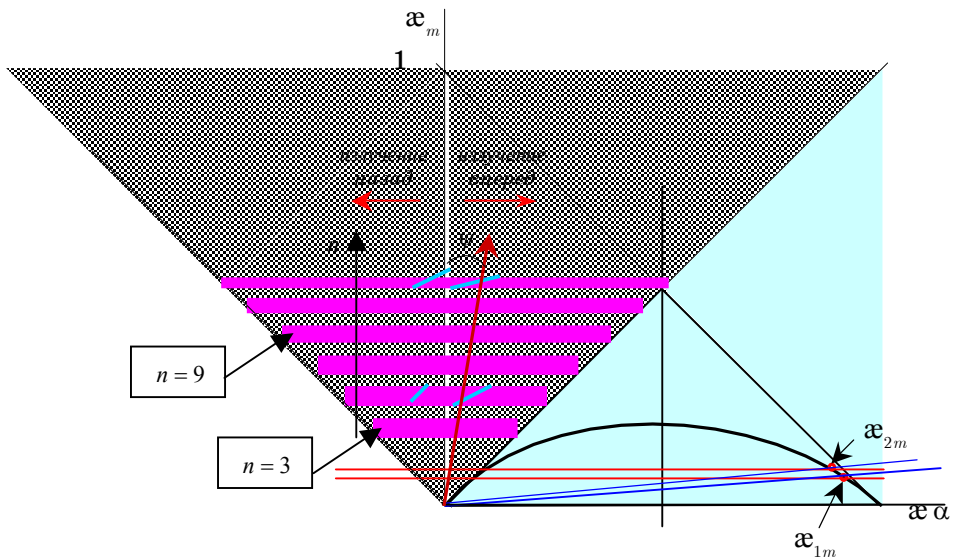


Рисунок А 3 – Диаграмма излучения на гармониках частоты ЛОВ

SUMARY

SMITH-PURCELL EFFECT (Diffraction Excitation) and Its SIMULATION

A.A.Shmat'ko, P.V. Yudin

Kharkov National University by V. N. Karazin,

Svobody Sq., 4, Kharkov-61077, Ukraine,

Ph.: 8-057-70-75-133, e-mail: alexandr.a.shmatko@univer.kharkov.ua

The Smith-Purcell radiation theory is constructed 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.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Болотовский Б.М., Воскресенский Г.В. Дифракционное излучение // Успехи физических наук. – 1966. – Т. 88, Вып. 2. –С. 209-251.
2. Болотовский Б.М., Воскресенский Г.В. Излучение заряженных частиц в периодических структурах // Успехи физических наук. – 1968. – Том 94, Вып. 3. –С. 378-416.
3. Шестопалов В.П. Дифракционная электроника. – Харьков: Вища школа, 1976. –231 с.
4. Smith S.J., Purcell E.M. Visible Light from localized surface charges moving across a grating // Phys. Rev. – 1953. – М.92, N 4. – P. 1069-1073.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. –М.: Наука, 1988, –509 с.
6. Ishigaro K., Tako T. An estimation of Smith-Purcell effect as a light source in the infrared region // Opt. acta. – 1961. – Vol.8, N 1. – P.25-32.
7. Скрынник Б.К., Корнеев В.К., Демченко М.Ю. Об обратной связи в опытах Смита-Парселла // Сб. науч. труд. Радиофизика и электроника. – Т.5, № 3. – С. 14-18.
8. Шматько А.А. Электроны приборы сверхвысоких частот. –Х.: ХНУ им. В.Н. Каразина, 2006. – 328 с.
9. Шматько А.А. Электронно-волновые системы миллиметрового диапазона. Том 1. –Х.: ХНУ им. В.Н. Каразина, 2008. – 346 с.

Шматько А.А., доктор физ.-мат. наук,
профессор кафедры физики СВЧ;
Юдинцев П.В., младший научный
сотрудник кафедры физики СВЧ

Поступила в редакцию 31 мая 2008 г.