

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРА ГЕНЕРАТОРА ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Б. К. Скрынник

Харьков

Генератор дифракционного излучения (ГДИ) (1, 2) существенным образом отличается от остальных электронных приборов с длительным взаимодействием (ЛБВ, ЛОВ) наличием высокооборотной колебательной системы — открытого резонатора (ОР) — и в этом отношении имеет некоторое сходство с оптическим квантовым генератором. Целью настоящей работы является определение типа вынужденных колебаний ОР по относительному удлинению волны в направлении оси ОР и на основании этого вычисление фазовых скоростей медленных пространственных гармоник, с которыми взаимодействует электронный поток.

Собственные и вынужденные колебания в ОР

В ГДИ в качестве резонансной системы используется полусимметричный ОР с частичным покрытием плоского зеркала отражательной дифракционной решеткой, занимающей до 25% площади плоского отражателя. Аналитическое определение резонансных расстояний в зависимости от частоты для такого ОР представляет собой сложную и пока еще не решенную задачу. Рассмотрим сначала свойства обычного полусимметричного ОР и сравним их с экспериментальными данными как для холодной системы, так и для ОР ГДИ. Известно (3, 4), что резонансные условия для обычного полусимметричного ОР при произвольном расстоянии между зеркалами имеют вид

$$\frac{2D}{\lambda_0} = q + \alpha_{mn}; \quad \alpha_{mn} = \frac{1}{2\pi} (1 + m + n) \arccos \left(1 - \frac{2D}{R} \right), \quad (1)$$

где D — расстояние между отражателями;

λ_0 — длина волны в свободном пространстве;

q — число полуволн, укладываемых вдоль оси ОР;

R — радиус кривизны сферического зеркала;

$m, n = 0, 1, 2, \dots$ — числа, характеризующие тип колебаний TEM_{mn} .

Следовательно, типы колебаний можно различать по удлинению волны в направлении оси резонатора, т. е. по величине α_{mn} . Этот факт подтвержден экспериментально (5).

Картина значительно усложняется, если на плоском зеркале имеется отражательная дифракционная решетка (6) (особенно, если она только частично покрывает плоское зеркало). В таком резонаторе электромагнитная волна не только зеркально отражается от плоского зеркала, но и дифрагирует на периодической структуре. При дифракции, кроме быстрой волны, образуются и медленные волны (7), распространяющиеся вдоль периодической структуры. Поскольку решетка имеет конечную длину, при определенных

условиях по медленной волне будет наблюдаться резонанс. Это явление существенно влияет на работу ГДИ: при определенных частотах повышаются или понижаются пусковые токи, а иногда колебание вовсе не возбуждается (2, 8). На холодных измерениях при постоянной частоте добротность ОР на определенных расстояниях между зеркалами возрастает, на других — уменьшается. Наблюдаются также расстояния, на которых исчезают те или иные типы колебаний, в том числе и основные (9). Однако сравнение специально проведенных измерений резонансных расстояний (точность измерения $D = \pm 0,2$ мм, $\Delta D = \pm 0,01$ мм) от частоты (точность измерения 10^{-3}) для полусимметричного ОР (апертура $2a_1 = 60$ мм, $R = 110$ мм) с плоским зеркалом (апертура $2a_2 = 50$ мм), частично покрытым отражательной дифракционной решеткой ($B = 10$ мм, глубина щелей $h = 0,95$ мм, период $l = 0,4$ мм), при работе ГДИ с дискретным изменением напряжения через 100 в в интервале $U = 1,9 - 2,6$ кВ (жирные линии, точки соответствуют наибольшей мощности при данном U) и расчетах этих величин (1) для основного колебания (тонкие линии) и для первого следующего за ним, т. е. $m + n = 1$ (штриховые линии) показывает, что эти расстояния удовлетворительно совпадают (рис. 1). Это подтверждается холодными измерениями, проведенными на частоте $f = 79,7$ Гц. Следовательно, спектр собственных частот полусимметричного ОР без решетки в первом приближении может характеризовать спектр вынужденных частот полусимметричного ОР с плоским зеркалом, частично покрытым отражательной решеткой. Если \vec{k} — волновой вектор квазиплоской волны установившегося в ОР колебания, γ — угол между \vec{k} и осью резонатора, то проекция волнового вектора на ось резонатора $k_z = k \cos \gamma$. Замеряя экспериментально λ_0 и длину волны в резонаторе λ_z в направлении оси его, легко найти угол γ

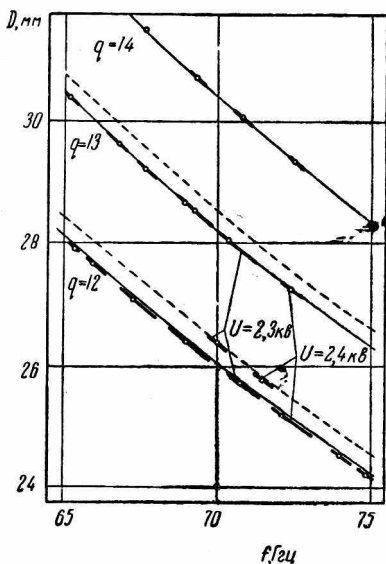


Рис. 1.

жирные линии, точки соответствуют наибольшей мощности при данном U) и расчетах этих величин (1) для основного колебания (тонкие линии) и для первого следующего за ним, т. е. $m + n = 1$ (штриховые линии) показывает, что эти расстояния удовлетворительно совпадают (рис. 1). Это подтверждается холодными измерениями, проведенными на частоте $f = 79,7$ Гц. Следовательно, спектр собственных частот полусимметричного ОР без решетки в первом приближении может характеризовать спектр вынужденных частот полусимметричного ОР с плоским зеркалом, частично покрытым отражательной решеткой. Если \vec{k} — волновой вектор квазиплоской волны установившегося в ОР колебания, γ — угол между \vec{k} и осью резонатора, то проекция волнового вектора на ось резонатора $k_z = k \cos \gamma$. Замеряя экспериментально λ_0 и длину волны в резонаторе λ_z в направлении оси его, легко найти угол γ

$$\text{где} \quad \cos \gamma = \frac{\lambda_0}{\lambda_z}, \quad (2)$$

$$\lambda_z = 2D/q.$$

Используя (1), можно определить $2D/q$. Тогда

$$\cos \gamma = \frac{1}{1 + \alpha mn/q}. \quad (3)$$

Значит, каждому типу колебаний будет соответствовать свой угол поворота волнового вектора квазиплоской волны установившегося колебания в ОР.

Диаграмма Бриллюэна для ГДИ

Рассмотрим работу ГДИ с помощью диаграммы Бриллюэна (зависимость постоянной распространения kl в свободном пространстве от постоянной распространения $\alpha\rho l$ в периодической структуре для ρ -й гармоники). Прямые, проведенные в незаштрихованной области с точки, абсцисса которой кратна 2π , соответствуют

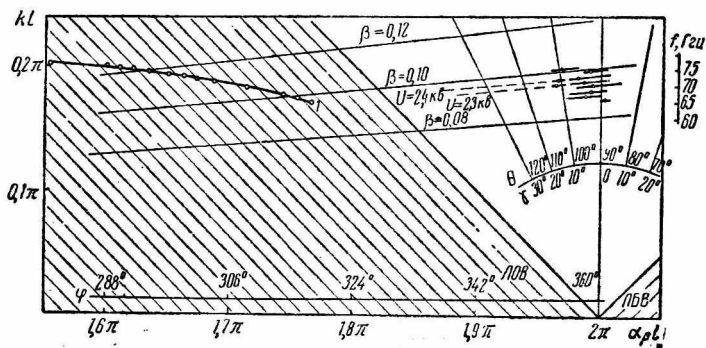


Рис. 2.

равным углам излучения (рис. 2). Изменение наклона прямой на $\pm 45^\circ$ от нормали, восстановленной к оси абсцисс, соответствует изменению угла излучения в пределах $0-180^\circ$. Точки, соответствующие волнам с одинаковыми фазовыми скоростями ($v_{y\rho} = \text{const}$) в периодической структуре, лежат на прямой, выходящей из начала координат под углом, тангенс которого $\beta = v_{y\rho}/c$ (c — скорость света).

Если предположим, что электронный поток односкоростной и скорость его v_e равна фазовой скорости ρ -й гармоники той волны, с которой он взаимодействует, т. е.

$$v_{y\rho} = v_e = \sqrt{\frac{2e}{m_0} U}, \quad (4)$$

замечаем, что точки генерации, полученные при одинаковом U , будут находиться на одной прямой (рис. 2), для которой $\beta = v_e/c$. Заштрихованные области соответствуют режиму только поверхностных волн (кривая 1 — режим ЛОВ, возбужденный в ГДИ [11]). Существенно, что в пределах механической перестройки частоты на 1 Гц (при $U = \text{const}$ и изменяющемся расстоянии D) для

колебаний одного типа, т. е. имеющих одинаковые удлинения волны в открытом резонаторе (рис. 1), получаем разные углы излучения (различные до 10°) в то время как, согласно (2), (3), это различие должно быть всего $3'—4'$. Такое несоответствие углов излучения, полученных из рис. 2, с расчетами (2), (3) возникает в результате разброса скоростей электронов в продольном направлении (в ГДИ применена электроннооптическая система, представляющая собою рассеивающий объектив, и электроны имеют значительные скорости в поперечном направлении, поэтому $v_{ey} < v_e$) и существующего всегда различия между начальной скоростью электронов и фазовой скоростью p -й гармоники v_{yp} , через которую электроны отдают энергию (при этом, очевидно, $v_{yp} < v_{ey}$). Следовательно, в основу построения диаграммы Бриллюэна равенство (4) брать нельзя, так как всегда $v_{yp} < v_e$.

Более целесообразно в основу построения диаграммы Бриллюэна для ГДИ положить параллельность волнового вектора установившегося колебания в ОР направлению излучения, т. е. фазовую скорость определять по углу поворота волнового вектора установившегося колебания в ОР (2), (3). Однако на одной и той же частоте при одном и том же удлинении волны для открытого резонатора с решеткой возможны две постоянных распространения, а значит, и два угла излучения θ при пропускании электронного пучка над такой решеткой: один — на прямой быстрой волне ($\theta < 90^\circ$), другой — на обратной быстрой волне ($\theta > 90^\circ$). При этом угол поворота волнового вектора установившегося колебания к оси z будет одним и тем же

$$\gamma = |90^\circ - \theta|. \quad (5)$$

Построим на диаграмме Бриллюэна (рис. 3) в зависимости от kl возможные углы поворота волнового вектора установившегося колебания в полусимметричном ОР (с радиусом кривизны $R = 110$ мм) для основного ($m+n=0$) и следующего за ним ($m+n=1$) типов колебания при $q=12$ и 14 , исходя из уравнения (3). Отметим на этих линиях точки генерации, соответствующие как прямой, так и обратной быстрой волне при ускоряющем напряжении, например, $U = 2,3$ кВ и $U = 2,4$ кВ (для определения типов колебаний, т. е. удлинения волны и числа полуволн q воспользуемся рис. 1). Если теперь для этих напряжений провести прямые, для которых $\beta = v_e/c$, где v_e соответствует максимальной возможной скорости электрона для этого напряжения (4), видно, что излучение на обратной быстрой волне в данном приборе не имеет места, так как при этом даже минимальная фазовая скорость v_{y1} (при $\lambda_0 = \lambda_{\max}$), с которой может взаимодействовать электронный поток, оказывается больше максимальной скорости электронов, достигаемой при данном ускоряющем напряжении. Следовательно, при этом будет только поглощение СВЧ-энергии электронным пучком. Излучение в данном приборе получено

только на прямой быстрой волне, излучающейся под острым углом к направлению движения электронного пучка. Поэтому точки генерации для соответствующих типов колебаний (рис. 1) нанесены для острых углов излучения.

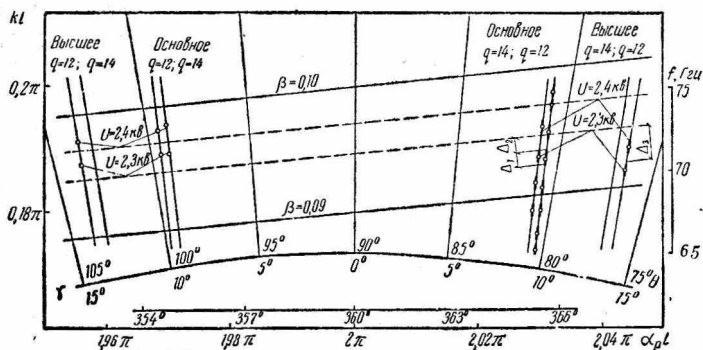


Рис. 3.

Из полученной диаграммы можно сделать некоторые выводы.

1. Наличие полосы генерации на одном виде колебаний при постоянном ускоряющем напряжении и изменяющемся расстоянии между зеркалами характеризует разброс скоростей электронов Δ_1 (до 1,3%) в пучке, плотность которых еще достаточна для возбуждения данного вида колебания.

2. Разность между наибольшей фазовой скоростью (при $\lambda_0 = \lambda_{\min}$) и наибольшей достижимой скоростью электронов при данном напряжении характеризует рассинхронизм для данного вида колебаний. Как видно, рассинхронизм для высшего типа колебаний Δ_3 (до 3,2%) почти вдвое больше, чем для основного Δ_2 (до 1,7%).

Фазовые скорости пространственных гармоник

Как известно, для определения частотных характеристик дифракционного излучения не требуется решать краевой задачи; достаточно простых физических соображений [11], что подтверждено при строгом решении задачи [12]. Простым физическим соображением можно воспользоваться и для определения спектра генератора дифракционного излучения. Если в ОР ГДИ установилось некоторое колебание, то квазиплоскую волну этого колебания, падающего на дифракционную решетку под углом θ , можно представить в виде двух волн — одна, с волновым вектором $k_z = k \sin \theta$, направлена вдоль оси резонатора, другая, с волновым вектором $k_y = k \cos \theta$, направлена параллельно плоскости решетки; последняя волна возбуждает ячейки периодической решетки с фазовой скоростью $v_{y0} = c / \cos \theta > c$. Время смещения определенной

фазы этой волны на один период l будет $t_0 = \frac{l}{v_{y0}}$. Электрон пролетает один период не за время t_0 , а за время t_p , превышающее t_0 на целое число p периодов колебания T , т. е. $t_p = t_0 + pT$. Очевидно, и в этом случае электрон встречает поле над каждой щелью в одной и той же фазе, несмотря на то, что скорость его движения гораздо меньше скорости возбуждения ячеек. В этом случае можно говорить о равенстве скорости электронов и фазовой скорости p -й пространственной гармоники, которая равна

$$v_{yp} = \frac{l}{t_0 + pT} = \frac{c}{p \frac{\lambda_0}{l} + \cos \theta}. \quad (6)$$

Считая теперь, что излучение параллельно волновому вектору отраженной от плоского зеркала волны установившегося колебания в ОР и учитывая (5), получим из (2), (3)

$$\cos \theta = \pm \sqrt{\frac{\lambda_z^2 - \lambda_0^2}{\lambda_z^2}} \approx \pm \sqrt{\frac{2\alpha_{mn}}{q}}. \quad (7)$$

Выше показано, что, как следует из эксперимента, в ГДИ имеет место только излучение под острым углом, значит, в выражении (7) надо брать только знак плюс. А фазовая скорость волны, которой пучок отдает энергию, равна

$$v_{yp} = \frac{c}{p \frac{\lambda_0}{l} + \sqrt{\frac{2\alpha_{mn}}{q}}}. \quad (8)$$

Однако волна с $k_y = k \cos \theta$ (где $\theta < 90^\circ$), дойдя до края каустической поверхности, отразится частично в обратном направлении и будет возбуждать ячейки периодической структуры со скоростью $v_{-y} = -\frac{c}{\cos \theta}$; $-p$ -я гармоника этой волны будет иметь положительную скорость (т. е. одинаковую по направлению с v_e) и близкую к v_{yp}

$$v_{-y-p} = \frac{c}{p \frac{\lambda_0}{l} - \sqrt{\frac{2\alpha_{mn}}{q}}}. \quad (9)$$

В нашем случае, когда $p = 1$, а $v_{-y, -1} > v_e > v_{y, 1}$, можно предположить, что СВЧ-энергия будет передаваться от обратной быстрой волны через ее первую пространственную гармонику (медленную) электронному пучку, группируя его. Сгруппированный электронный поток отдает энергию прямой быстрой волне через первую ее пространственную гармонику (медленную). Эта энергия излучается под углом θ к направлению движения элект-

тронного пучка параллельно волновому вектору квазиплоской волны установившегося колебания в ОР.

ВЫВОДЫ

1. В результате сравнения резонансных расстояний собственных колебаний для ОР без решетки с экспериментальными данными для резонансных расстояний вынужденных колебаний в ОР ГДИ установлено, что для основного и первого высшего колебания имеем удовлетворительное совпадение. Это позволяет пользоваться (1) не только для качественных, но и количественных описаний спектра ГДИ.

2. В основу построения диаграммы Бриллюэна для ГДИ положена параллельность направления излучения быстрой волны волновому вектору квазиплоской волны установившегося в ОР колебания. Это дает возможность из диаграммы Бриллюэна оценить разброс скоростей электронов Δ_1 и рассинхронизм начальной скорости электронного потока со скоростью той гармоники, которой он отдает энергию (Δ_2 и Δ_3).

3. Из простых физических соображений с учетом типа колебаний полусимметричного ОР и периода замедляющей системы определяется фазовая скорость любой пространственной гармоники.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. С. Русин, Г. Д. Богомолов. Сб. «Электроника больших мощностей», вып. 5. Изд-во «Наука», 1968.
2. И. М. Балаклицкий, Б. К. Скрынник, О. А. Третьяков, В. П. Шестопапов, УФЖ, 14, № 4, 1969.
3. Boyd G. D. and Kogelnik H. Bell System Tech. J. 41, 1347, (1962).
4. Л. А. Вайнштейн. Открытые резонаторы и открытые волноводы. Изд-во «Советское радио», 1966.
5. И. М. Балаклицкий, А. А. Петрушин. Сб. «Радиотехника», вып. 7. Изд-во ХГУ, Харьков, 1968.
6. И. М. Балаклицкий, А. А. Петрушин, О. А. Третьяков, В. П. Шестопапов. УФЖ, 15, № 5, 1970.
7. О. А. Третьяков, Э. И. Черняков, В. П. Шестопапов. ЖТФ, 36, 33, 1966.
8. И. М. Балаклицкий, В. Г. Курин, Б. К. Скрынник, О. А. Третьяков, В. П. Шестопапов. О некоторых особенностях работы ГДИ. См. статью настоящего сборника.
9. И. М. Балаклицкий, А. А. Петрушин, О. А. Третьяков, В. П. Шестопапов. УФЖ, 15, № 6, 1970.
10. И. М. Балаклицкий, В. Г. Курин, Б. К. Скрынник. УФЖ, 15, № 5, 1970.
11. S. J. Smith, E. M. Purcell, Phys. Rev. 92, 1953, ст. 1069.
12. Л. Н. Литвиненко, А. И. Радин, В. Г. Сологуб, О. А. Третьяков, В. П. Шестопапов. «Изв» вузов. Радиофизика, т. XII, № 5, 1969.