ЛИТЕРАТУРА

[1] Matsui T., Satz H.//Phys. Lett. 1986. **178B**. P. 416. [2] Tannenbaum M.//Nucl. Phys. 1988. **A488**. P. 511. [3] Karsh F., Mehr M., Satz H.//Z. Phys. C. 1988. 37. P. 617. [4] Kapusta J.//Phys. Rev. 1988. **D36**. P. 2857. [5] Satz H.//Nucl. Phys. 1988. **A488**. P. 555. [6] Bussiere A.//Z. Phys. C. 1988. **38**. P. 117. [7] Ftácnik J., Lichard P., Pisutová N., Pisút J. Preprint CERN-TH. 5090/88, June 1988. [8] Faustov R. N.//Ann. of Phys. (N. Y.). 1973. **78**. P. 176. [9] Hannson T. H., Su H. Lee, Zahed J.//Phys. Rev. 1988. **D37**. P. 2672.

Поступила в редакцию
29.01.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31. № 4

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИСПЕРСИИ ВОЛН ОТКРЫТЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР МЕТОДОМ ПРОБНОГО ИСТОЧНИКА

В. И. Канавец, А. И. Слепков, А. В. Федоров

(кафедра радиофизики)

Изложен метод теоретического определения дисперсии волн в открытых периодических структурах, не требующий решения дисперсионного уравнения. Данный метод может быть использован при рассмотрении физических процессов в системах, характерных для релятивистской СВЧ-электроники.

Наиболее мощные СВЧ-усилители и генераторы на трубчатых релятивистских электронных потоках создаются на основе низкодобротных периодических электродинамических структур с высокой степенью пространственного развития [1]. Для дальнейшего увеличения мощности и перехода в коротковолновый диапазон необходимо изучить дисперсию волн в системах с предельно большим диаметром, когда цилиндрическую систему можно считать плоской, и малой высотой неоднородности: $h<\lambda/4$ (λ — длина волны).

Традиционно задача нахождения дисперсионных характеристик сводится к определению собственных значений ω_s оператора Лапласа с учетом условий на границе периодической структуры. Приравнивание нулю детерминанта системы уравнений относительно амплитуд собственных волн приводит к дисперсионному уравнению, решение которого дает искомую зависимость частоты от продольного волнового числа $\omega(k_z)$ [2]. Однако найти дисперсионные характеристики можно посредством изучения реакции системы на возбуждение пробными источниками при следующей постановке задачи.

Пусть периодическая структура представляет собой идеально проводящую поверхность, расположенную в плоскости yOz, является однородной в направлении оси Oy, имеет период l в направлении оси Oz. В качестве пробного источника возьмем либо плоскую волну

$$E_z=\exp\{-ik_{x0}x\}\cdot\exp\{ik_{z0}z\},$$

$$k_{x0}=(\omega/c)\cos\alpha,\ \ k_{z0}=(\omega/c)\sin\alpha,$$

либо промодулированный электронный поток с плотностью тока

$$j_z=\exp\{ik_{z0}z\}\cdot\delta(x-b),\ \ k_{z0}=\omega/v_0,$$

где α — угол падения между осью Ox и вектором $\mathbf{k}_0$, $|\mathbf{k}_0|=\omega/c$, v_0 — скорость электронного потока, b — расстояние от потока до структуры. Такой выбор пробных источников позволяет изучить реакцию системы при различных значениях ω и k_z. Электромагнитное поле в полупространстве над структурой является суперпозицией пространственных гармоник:

$$E_z=\sum_{n=-\infty}^{\infty} E_{zn}\exp\{k_{xn}(x-h)\}\cdot\exp\{ik_{zn}z\},$$

$$k_{xn}=i\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}-k_{zn}^2},\quad k_{zn}=k_{z0}+\frac{2\pi n}{l},$$

E_{zn} — комплексная амплитуда гармоник.

Пусть известны величины E_{zn} как функции параметров возбуждения ω, k_{z0} и геометрических параметров l, h, d, где d характеризует заполнение периода системы. При неизменных l, h, d и k_{z0} зависимость $E_{zn}(\omega)$ определяет реакцию системы на заданное возбуждение во всей полосе частот, а собственное значение проявляется как резонансная частота ω_{res}. Значение ω_{res} определяется по известной аналитической или числовой зависимости $E_{zn}=A_n(\omega)\cdot\exp\{i\varphi_n(\omega)\}$ как соответствующее характерному увеличению амплитуды A_n и изменению на π фазы φ_n. Набор частот $\omega_{\text{res}}\equiv\omega_s$, получаемых при различных k_{z0} (для пробной волны — при параметрическом изменении α, для пробного электронного потока — при изменении v_0), представляет собой дисперсионную характеристику $\omega(k_z)$ волн данной системы. Отметим, что полученные таким образом зависимости $\omega(k_z)$ характеризуют «холодную» систему, наличие пробного электронного потока не приводит к «горячим» сдвигам частот, поскольку отсутствует взаимное влияние между полем структуры и потоком.

Типичные дисперсионные кривые, полученные описанным методом, представлены на рис. 1 в безразмерных координатах. Расчет проводился численно на ЭВМ БЭСМ-6 для конкретной периодической структуры типа дифракционной решетки прямоугольного профиля в соответствии с алгоритмом, изложенным в [3]. Резонансные зависимости $A_n(\omega)$ для области малых частот $0<\omega l/(c\pi)<1$ приведены в работе [4]. Численный расчет показал, что во всем интервале значений ω и k_{z0} резонансные зависимости $E_{zn}(\omega)$ имеют место только для пространственных гармоник с волновыми числами $k_{zn}^2>\omega^2/c^2$, т. е. для поверхностных волн. Следовательно, собственным значениям ω_s соответствуют поверхностные волны и в этом смысле только они являются собственными полями открытой периодической структуры. Гармоники с волновыми числами $k_{zn}^2<\omega^2/c^2$ по дисперсионным свойствам не отличаются от плоских волн в свободном пространстве.

Рассмотрим особенности полученной дисперсионной кривой (см. рис. 1) в сравнении с предельным случаем линии, соответствующей плоской волне, распространяющейся в свободном пространстве вдоль оси Oz (рис. 2, кривая *1*). При помещении периодической поверхности в плоскости $x=0$ плоская волна превращается в поверхностную с дисперсионной характеристикой, приведенной на рис. 2 (кривая *2*). Появляются выделенные значения волнового числа $k_{zn}=\pi n/l$, соответствующие ситуации, когда на периоде структуры укладывается целое число полуволн. Физически это связано с отражением волны от неоднородностей и появлением локальных резонансов на каждом периоде струк-

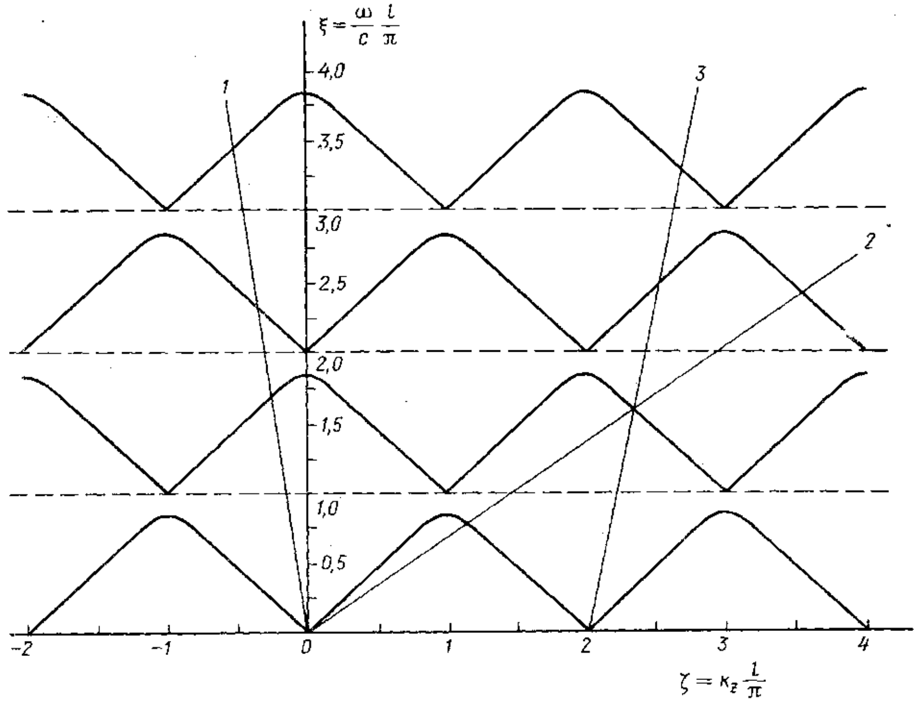

Рис. 1. Дисперсионная зависимость для поля открытой периодической структуры ($h/l = 0{,}25$, $d/l = 0{,}70$); *1* — линия пробной волны, *2* — линия пробного электронного потока, *3* — линия одной из гармоник, являющейся плоской волной

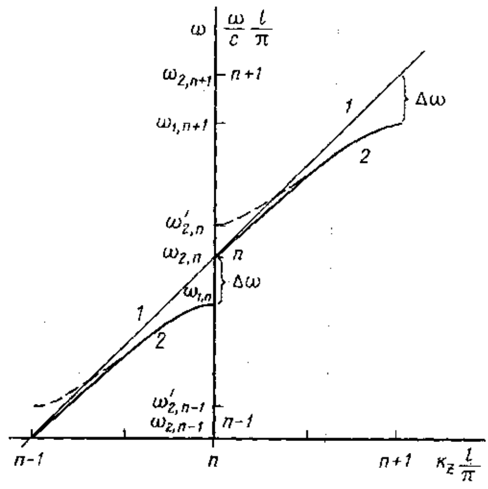

Рис. 2. Дисперсионные зависимости поверхностной волны открытой периодической структуры (кривая *2*) и плоской волны в свободном пространстве (прямая *1*, $\omega = ck_z$)

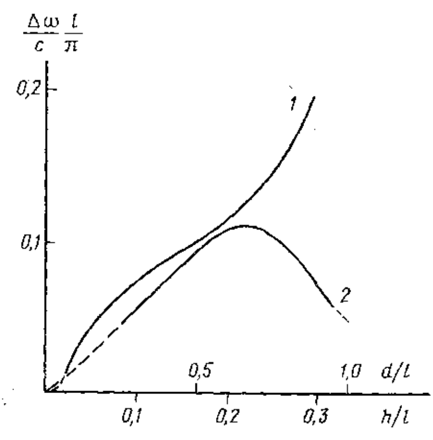

Рис. 3. Зависимость ширины полосы непрозрачности $\Delta\omega$ от геометрических параметров d/l (при $h/l = 0{,}2$, кривая *2*) и h/l (при $d/l = 0{,}67$, кривая *1*)

туры. Возникает область частот $\Delta\omega$ (полоса непрозрачности), в которой отсутствуют собственные волны. В конечных электродинамических системах в интервале $\Delta\omega$ имеет место реактивное затухание полей. Нижняя граница $\omega_{1,n}$ полосы непрозрачности, таким образом, определяется характеристиками поверхностного резонатора, следовательно, геометрическими параметрами h, d. Характерным для открытых структур является фиксированное положение верхней границы $\omega_{2,n}$ полосы непрозрачности при значении частоты $(c\pi/l)n$. Это объясняется отсутствием обратного влияния плоских волн на структуру. Если рассматриваемую систему дополнить периодической поверхностью, расположенной в плоскости $x=D$, то для гармоник — плоских волн возможно появление поперечных резонансов, когда на расстоянии D укладывается целое число полуволн, что приводит к реактивному затуханию в полосе $(c\pi/l)n<\omega<\omega'_{2n}$. Верхняя граница $\omega'_{2,n}$ определяется величиной D и соответствует критической частоте для замкнутых волноведущих систем. При этом изменение дисперсионных характеристик показано качественно на рис. 2 пунктиром.

Рассмотрим смещение нижней границы $\omega_{1,n}$ полосы непрозрачности при изменении геометрии плоской решетки. На рис. 3 представлены зависимости ширины полосы непрозрачности $\Delta\omega$ от d/l (при фиксированном h) и от h/l (при неизменном расстоянии между брусьями d). В предельных случаях $d/l\to 0$, $h/l\to 0$ ширина $\Delta\omega\to 0$, а частота $\omega_{1,n}\to$ $\to\omega_{2,n}$, поскольку периодическая поверхность превращается в плоскость, а дисперсионные кривые (см. рис. 1) вырождаются в сетку прямых $\omega=\pm c(k_z+2\pi n/l)$. При $d/l\to 1$ $\omega_{1,n}$ стремится к значению для структуры с бесконечно тонкими ламелями. Как показал численный расчет, наименьшее значение ω_1 достигается при значениях $d/l\simeq 2/3$. Зависимость $\Delta\omega$ от h/l является нарастающей в выбранном интервале значений h/l, соответствующем малой высоте неоднородности.

В заключение отметим, что изложенный метод определения дисперсии волн пригоден при изучении локального взаимодействия электронного потока и поля у поверхности структур, характерных для устройств релятивистской СВЧ-электроники, таких как многоволновые черенковские генераторы (рис. 1, $0<\zeta<2$, $0<\xi<1$), релятивистские дифракционные генераторы ($1<\zeta<3$, $1<\xi<2$; $2<\zeta<4$, $2<\xi<3$) и др.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Канавец В. И.//Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках. М., 1987. С. 5. [2] Тараненко З. И., Трохименко Я. К. Замедляющие системы. Киев, 1965. [3] Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. Харьков, 1973. [4] Канавец В. И., Слепков А. И., Федоров А. В., Черепнин В. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. 28, № 5. С. 79.

Поступила в редакцию
03.05.89