

Таким образом, учитывая независимость определения ОСФ от R , леммы 1—3, результаты работы [18] и произвол в выборе D_λ^K , приходим к следующей теореме, содержащей основной результат данной работы.

Теорема. Спектр задачи (1) — (5) ((1') — (5')) является дискретным. Он исчерпывается собственными числами конечной кратности, не принадлежит множеству $\{\lambda | \operatorname{Im} \sqrt{\lambda} > 0\}$ и не имеет конечных предельных точек в $\mathbb{C} \setminus \{0\}$.

Настоящая теорема устанавливает фундаментальное свойство дискретности спектра собственных колебаний исследуемого класса открытых цилиндрических резонаторов с некомпактной границей и диэлектрическими включениями. Этот результат дополняет известные утверждения о дискретности спектра других классов открытых резонаторов с некомпактными границами (см., напр., [5], [10]).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Reichardt H. // Ann. Math. Semin. Univ. Hamburg, 1960. 24. P. 41.
- [2] Свешников А. Г. // Вычислительные методы и программирование. Вып. 13—14. М., 1969. С. 145. [3] Свешников А. Г. // ДАН СССР. 1950. 73, № 5. С. 917.
- [4] Morgenroth K., Werner P. // Math. Meth. in Appl. Sci. 1987. 9. P. 105.
- [5] Сухинин С. В. // Неклассические задачи упругости и пластичности. Вып. 49. Новосибирск, 1981. С. 157. [6] Ильинский А. С., Свешников А. Г. Численные методы в теории дифракции: Курс лекций. М., 1975. [7] Ильинский А. С., Шестопалов Ю. В. Применение методов спектральной теории в задачах распространения волн. М., 1989. [8] Апелцин В. Ф., Еремин Ю. А., Ильинский А. С., Свешников А. Г. // Вычислительные методы и программирование. Вып. 28. М., 1978. С. 3. [9] Шестопалов В. П., Сиренко Ю. К. Динамическая теория решеток. Киев, 1989. [10] Шестопалов В. П. Спектральная теория и возбуждение открытых структур. Киев, 1987. [11] Шестопалов Ю. В. // ЖВМ и МФ. 1990. 30, № 7. С. 1081. [12] Adams R. Sobolev Spaces. N. Y., 1975. [13] Ватсон Д. Теория бесселевых функций. М., 1949. [14] Михайлов В. П. Дифференциальные уравнения в частных производных. М., 1976. [15] Смирнов Ю. Г. // Дифф. уравнения. 1991. 27, № 1. С. 27. [16] Като Т. Теория возмущений линейных операторов. М., 1972. [17] Хермандер Л. Анализ линейных дифференциальных операторов с частными производными. Т. 1. М., 1986. [18] Маркус А. С. // ДАН СССР. 1958. 119, № 6. С. 1099.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 4

УДК 621.318

ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ НА РЕШЕТКАХ ТИПА ЭШЕЛЕТТ

Д. Г. Афонин, Е. Р. Капунов

В двухмиллиметровом диапазоне экспериментально исследованы дифракционные решетки типа эшелетт с периодом, большим длины волны. Теоретически рассчитаны зависимости амплитуд отраженных волн дифракционных порядков от периода решетки и угла падения плоской волны на эшелетт; проведено сравнение экспериментальных и теоретических результатов.

В связи с необходимостью создания новых электродинамических систем для приборов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов проводятся исследования различных модификаций дифракционных решеток [1—4].

В данной работе представлены результаты исследования отражательных дифракционных решеток типа «эшелетт» в так называемой средневолновой области, когда период исследуемой дифракционной структуры равен нескольким длинам волн.

Рассмотрим рассеяние плоской монохроматической волны H -поляризации на дифракционной решетке (для E -поляризованной волны рассмотрение аналогичное).

Поле рассеянной волны в пространстве над эшелеттом может быть представлено в следующем виде [1]:

$$U(y, z) = \exp \{i(\Phi_0 y - \Gamma_0 z)\} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \exp \{i(\Phi_n y + \Gamma_n z)\}, \quad (1)$$

где $\Phi_0 = k \sin \varphi$, $\Phi_n = n + \Phi_0$, $\Gamma_n = \sqrt{k^2 - \Phi_n^2}$, A_n — амплитуды пространственных гармоник; φ — угол падения плоской волны на решетку.

Действительные значения Γ_n соответствуют дифракционным порядкам волн, распространяющимся в пространстве над эшелеттом; мнимые значения Γ_n определяют пространственные гармоники, существующие лишь вблизи плоскости решетки.

С учетом физических ограничений, накладываемых на дифракционную структуру (граничные условия, условия излучения, условия периодичности и т. п.), процесс вычисления искомых компонент H -волны можно свести к решению бесконечной системы линейных алгебраических уравнений [1]:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{A_n \Phi_n^+}{\Gamma_n^+ - \omega_q} + \frac{\Phi_0^-}{\Gamma_0^- + \omega_q} = \beta_q \left\{ \sum_{p=-\infty}^{\infty} \frac{A_p^- \Phi_p^+}{\Gamma_p^+ + \omega_q} + \frac{\Phi_0^-}{\Gamma_0^- + \omega_q} \right\}, \quad (2)$$

($q = 0, 1, 2, \dots$),

где

$$\Phi_n^{\pm} = \Gamma_n \sin \psi \mp \Phi_n \cos \psi,$$

$$\Gamma_n^{\pm} = \Gamma_n \cos \psi \pm \Phi_n \sin \psi,$$

$$\omega_q = \sqrt{k^2 - \left(\frac{q}{2 \cos \psi}\right)^2},$$

$$\beta_q = \frac{\exp \{i(\Phi_0 + \omega_q \sin \psi - q/2) \cdot 2\pi\} - 1}{\exp \{i(\Phi_0 - \omega_q \sin \psi - q/2) \cdot 2\pi\} - 1},$$

где ψ определяется в соответствии с рис. 1.

Экспериментальные исследования дифракционных решеток в миллиметровом диапазоне проводились на установке, блок-схема которой приведена на рис. 1.

Сигнал с генератора 1 миллиметровых волн ($\lambda = 2$ мм), промодулированный меандром, поступал на излучатель — рупорную антенну 2 с узкой диаграммой направленности. Электромагнитная волна (H -поляризация), излученная антенной, падала на исследуемую дифракционную решетку 3, закрепленную в опорно-поворотном устройстве, позволяющем эшелетту поворачиваться относительно двух взаимно пер-

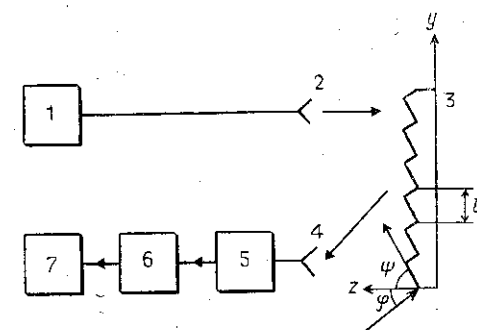


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

пендикулярных осей. Рассеянное поле принималось при помощи рупорной антенны 4 с фазокорректирующей линзой. Антенна имела возмож-

ность перемещаться вдоль поверхности сферы с центром в месте расположения эшелетта; местоположение антенны измерялось с точностью до 1° . Далее сигнал с детектора 5 поступал на узкополосный усилитель 6 и осциллограф или цифровой вольтметр 7.

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости амплитуд

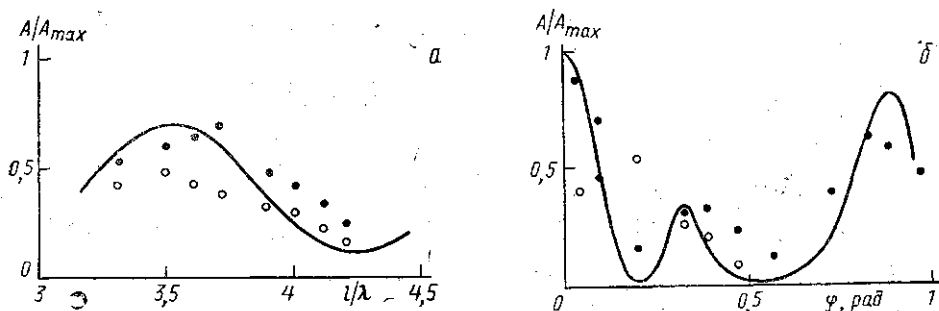


Рис. 2. Зависимости относительных амплитуд отраженных волн дифракционных порядков от нормированного периода решетки (а) и от угла падения (б): черные и светлые кружочки — соответственно 0-й и 1-й порядки, сплошная кривая — теоретическая для 0-го порядка

отраженных волн нулевого и первого дифракционных порядков от нормированного периода решетки ($1/\lambda$) и угла падения волны (φ) соответственно. На этом же рисунке для сравнения представлены теоретические значения амплитуд для нулевого дифракционного порядка, полученные в соответствии с формулами (2). Экспериментальные и теоретические результаты достаточно хорошо согласуются друг с другом.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Шестопапов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. Харьков, 1973. [2] Шестопапов В. П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т. 1: Открытые структуры. Киев, 1985. [3] Нефедов Е. И., Сивов А. Н. Электродинамика периодических структур. М., 1977. [4] Косарев Е. Л. // Электроника больших мощностей. 1968. № 5. С. 93.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 4

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С БИОСИСТЕМАМИ

УДК 621.317

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ С БИОСИСТЕМАМИ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БЕЛКОВЫХ РАСТВОРОВ

Ю. М. Петрусевич, Н. В. Бриллиантов

Рассмотрено влияние электромагнитных полей на специфическую вращательную броуновскую подвижность. Предложена теория диэлектрической релаксации растворов заряженных биополимеров, в которой учтены такие параметры макромолекул, как их заряд, дипольный момент и концентрация.