и поперечная составляющие силы реакции излучения имеют одинаковый порядок величины. На околозвуковых скоростях, $v_0 \gtrsim c_0$, продольная компонента силы реакции излучения источника импульса скачкообразно возрастает на несколько порядков, что связано с излучением волн Маха при $M>1$ Аналогично ведет себя сила реакции излучения теплового источника.

Поперечная компонента силы реакции излучения источника импульса во всем интервале скоростей движения меняется плавно и возрастает приблизительно на порядок при увеличении v_0 от 50 м/с до 1000 м/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. Липовский В. Д., Тамойкин В. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 2. С. 183.
2. Тамойкин В. В., Бирагов С. Б. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. Вып. 5. С. 1546.
3. Разин А. В., Тамойкин В В. Препринт НИРФИ № 247. Горький, 1987.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию 7 апреля 1988 г.

УДК 621.371.334:537.874.6.72

АНОМАЛИИ ВУДА ПРИ СКОЛЬЗЯЩЕМ ПАДЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА МЕЛКУЮ МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ РЕШЕТКУ С КОНЕЧНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

А. А. Ковалев, П С Кондратенко, Б. Н. Левинский

Как известно [1,2], при дифракции излучения на мелких металлических решетках в областях аномалий Вуда могут происходить сильные изменения спектра дифрагированных волн. В работах [3,4] предложен подход, позволяющий аналитически описывать эти изменения и для случая не слишком больших углов падения θ получены выражения для амплитуд полей в разных порядках дифракции.

В настоящей работе аналогичным методом рассмотрен случай скользящего падения излучения. Исследование этой ситуации представляет значительный интерес, поскольку проявление таких сильных эффектов, как подавление зеркального отражения, оказывается возможным и при амплитудах профиля b, в сотни и даже тысячи раз меньших длины волны падающего излучения λ.

Рассмотрим металлическую поверхность с профилем, заданным функцией $z_* = b\sin(\boldsymbol{g}\boldsymbol{r})$, $\boldsymbol{g}$ — вектор обратной решетки, $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор. На эту профилированную поверхность падает плоская монохроматическая волна с электрическим вектором

$$E^{(0)} = \sum_{\sigma=s,p} E^{\sigma} e^{\sigma} e^{i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}}, \tag{1}$$

где

$$e^p = \frac{[\boldsymbol{k}[\boldsymbol{n}\boldsymbol{k}]]}{|[\boldsymbol{k}[\boldsymbol{n}\boldsymbol{k}]]|}, \quad e^s = \frac{[\boldsymbol{n}\boldsymbol{k}]}{|[\boldsymbol{n}\boldsymbol{k}]|},$$

E^p и E^s — проекции амплитуды волны на направления поляризации в плоскости падения и перпендикулярно к ней, волновой вектор падающей волны $\boldsymbol{k}=\boldsymbol{q}+\boldsymbol{n}k\cos\theta$, $\boldsymbol{n}$ — нормаль в невозмущенной (плоской) поверхности, направленная в металл, $(\boldsymbol{q}\boldsymbol{n}) = 0$, $q = |\boldsymbol{q}| = k\sin\theta$, θ — угол падения, $k=\omega/c$, ω — частота излучения, c — скорость света.

Для нахождения поля рассеянной волны $E^{(1)}$, как и в работе [3], воспользуемся граничным условием Леонтовича. В дальнейшем мы будем рассматривать ситуацию, когда выполняются неравенства

$$(bg)^2 \ll 1, \quad (bk)^2 \ll 1 \quad \text{и} \quad |\zeta| \ll 1. \tag{2}$$

Здесь поверхностный импеданс $\zeta=\zeta_1-i\zeta_2$, где величины ζ_1 и ζ_2 положительны. При выполнении неравенств (2) для нашего случая условие Леонтовича можно представить в виде

$$\left\{E_t + bg(\boldsymbol{n}E)\cos(\boldsymbol{g}\boldsymbol{r}) - i\frac{\zeta}{k}[\boldsymbol{n}\,\mathrm{rot}\,E]\right\}_{z=z_*} = 0, \tag{3}$$

где $E = E^{(0)} + E^{(1)}$, E_t — проекция вектора E на невозмущенную поверхность.

Используя приближение Рэлея [5], напряженность электрического поля отраженной волны ищем в виде

$$\boldsymbol{E}^{(1)} = \sum_{\sigma,\, l} E_l^\sigma \, e_l^\sigma \, e^{i\boldsymbol{k}_l \boldsymbol{r}}\,, \tag{4}$$

где $\sigma = p, s$, $l = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$, E_l^σ — проекции искомых амплитуд на направления векторов поляризации e_l^p и e_l^s, которые определены в (1) при соответствующей замене $\boldsymbol{k} \to \boldsymbol{k}_l$, $\boldsymbol{k}_l = \boldsymbol{q}_l - \boldsymbol{n} k w_l$, $\boldsymbol{q}_l = \boldsymbol{q} + l\boldsymbol{g}$, $w_l = (1/k)\sqrt{k^2 - q_l^2}$.

Подставляем выражения (1), (4) в соотношение (3) и разлагаем в ряды по z_* множители $\exp(iz_* k w_l)$. Собираем затем коэффициенты при произвольном множителе $\exp[il(\boldsymbol{g}\boldsymbol{r})]$ и приравниваем их сумму нулю. Проектируя полученное таким образом уравнение на направления векторов $\boldsymbol{q}/q_l$ и $[\boldsymbol{n}\boldsymbol{q}_l]/q_l$, приходим к бесконечной системе алгебраических уравнений, в матричной записи имеющей вид

$$(\hat{A} - \hat{B})\hat{E}^{(1)} = \hat{H}\hat{E}^{(0)}. \tag{5}$$

Здесь $\hat{A}$ — диагональная матрица с элементами

$$A_{l,l_1}^{\sigma\sigma_1} = (w_l + \zeta)\delta_{l,l_1}\delta_{p,\sigma}\delta_{p,\sigma_1} + \delta_{l,l_1}\delta_{s,\sigma}\delta_{s,\sigma_1},$$

где $\delta_{\alpha,\beta}$ — символ Кронекера, $B_{l,l}^{\sigma\sigma_1} = 0$. Далее,

$$B_{l,l_1}^{pp} = -\frac{(-1)^{\Delta l\,\theta(\Delta l)}}{|\Delta l|!}\, x_k^{|\Delta l|}\, w_{l_1}^{|\Delta l|-1}\left[\frac{(q_l q_{l_1})}{q_l q_{l_1}} - \frac{q_l q_{l_1}}{k^2}\right],$$

$$B_{l,l_1}^{ps} = \frac{(-1)^{(\Delta l - 1)\theta(\Delta l)}}{(|\Delta l| - 1)!}\, x_k^{|\Delta l|}\, w_{l_1}^{|\Delta l|}\frac{(\boldsymbol{n}[\boldsymbol{q}\boldsymbol{g}])}{q_l q_{l_1}}, \qquad B_{l,l_1}^{sp} = -\frac{1}{w_{l_1}} B_{l,l_1}^{ps}, \tag{6}$$

$$B_{l,l_1}^{ss} = -\frac{(-1)^{\Delta l\,\theta(\Delta l)}}{|\Delta l|!}\, x_k^{|\Delta l|}\, w_{l_1}^{|\Delta l|}\frac{(q_l q_{l_1})}{q_l q_{l_1}}.$$

В формулах (6) $\Delta l = l - l_1$, $\theta(\Delta l) = 1$ при $\Delta l > 0$ и $\theta(\Delta l) = 0$ при $\Delta l < 0$, $x_k = bk/2$. Для элементов матрицы $\hat{H}$ имеют место соотношения

$$H_{l,0}^{\sigma p} = (-1)^{l+1} B_{l,0}^{\sigma p} + w_0 \delta_{0,l}\delta_{p,\sigma},$$

$$H_{l,0}^{\sigma s} = (-1)^{l} B_{l,0}^{\sigma s}\delta_{0,l}\delta_{s,\sigma}, \tag{7}$$

матрица-столбец $\hat{E}^{(1)} = \|E_l^\sigma\|$, а матрица-столбец $\hat{E}^{(0)}$ содержит только два отличных от нуля элемента E^p и E^s, соответствующих $l = 0$. В выражениях для элементов матриц $\hat{A}$, $\hat{B}$ и $\hat{H}$ согласно (2) учтены лишь главные вклады по малому параметру x_k.

Аномалия Вуда имеет место в окрестности появления порядка дифракции с номером l_0, когда $|w_{l_0}| \ll 1$. В случае скользящего падения малыми являются также величины w и w_0, $w_0 = w = \cos\theta \ll 1$. Как известно [3, 4], на синусоидальной решетке наиболее сильные изменения в амплитуде зеркально отраженной волны происходят при $|l_0| = 1$. При скользящем падении $l_0 < 0$, поэтому мы ограничим рассмотрение случаем $l_0 = -1$, что соответствует выполнению условия $g \sim 2k$. Тогда, полагая $x^2 \ll |\zeta|$, $x = bg/2$, учтем малость недиагональных элементов $B_{l,l_1}^{\sigma\sigma_1}$ (6) и с точностью до членов, меньших x^2, бесконечную систему алгебраических уравнений (5) заменим системой четырех уравнений относительно амплитуд E_{-1}^σ и E_0^σ. В результате получаем

$$E_{-1}^p = \frac{2wx[\cos\varphi\, E^p - (w + \zeta)\sin\varphi\, E^s]}{x^2\cos^2\varphi + (w + \zeta)(w_{-1} + \zeta)}, \tag{8}$$

$$E_0^p = \frac{(w - \zeta)E^p - x\cos\varphi\, E_{-1}^p}{w + \zeta}, \qquad E_0^s = -(E^s + x\sin\varphi\, E_{-1}^p), \tag{9}$$

где φ — угол между векторами $\boldsymbol{q}$ и $\boldsymbol{g}$. Амплитуда E_{-1}^s интереса не представляет, поскольку $|E_{-1}^s| \ll |E_{-1}^p|$.

Входящая в знаменатель (8) величина w_{-1} может быть как мнимой, так и действительной. Случай мнимых w_{-1}, $|w_{-1}| \ll 1$ соответствует резонансному возбуждению ПЭВ, распространяющейся в направлении, обратном падающему излучению. Максимум $|E_{-1}^p|$ как функции x и $|w_{-1}|$ достигается при

$$x_m = \frac{1}{\cos\varphi}\sqrt{\frac{\zeta_1}{w+\zeta_1}}\,|w+\zeta|,\quad |w_{-1}| = \zeta_2 - \frac{\zeta_1\zeta_2}{w+\zeta_1}\,. \tag{10}$$

При этом имеют место соотношения

$$|E^p_{-1}| = \frac{w}{\sqrt{\zeta_1(w+\zeta_1)}}\,|E^p - (w+\zeta)\operatorname{tg}\varphi E^s|,$$

$$E^p_0 = -\frac{\zeta_1}{w+\zeta_1}E^p + \tilde{w}\operatorname{tg}\varphi E^s,\quad E^s_0 = -(E^s + \tilde{w}\operatorname{tg}\varphi E^p), \tag{11}$$

где

$$\tilde{w} = \frac{w|w+\zeta|^2}{(w+\zeta)(w+\zeta_1)}\,.$$

Из (11) следует, что при $w \gg \zeta_1$ происходит сильное подавление составляющей p-поляризации зеркальной компоненты, энергия которой диссипируется в тепло. В случае действительных w_{-1} возможно незеркальное отражение падающего излучения и величина этого эффекта определяется отношением мощности рассеянного излучения в порядке дифракции $l = -1$ к мощности падающего излучения $\eta = \frac{|E^p_{-1}|^2 w_{-1}}{(|E^p|^2+|E^s|^2)w}$.

Величина η имеет максимум при

$$x_{m2} = \frac{1}{\cos\varphi}|w+\zeta|\frac{|\zeta|}{\sqrt{c}}\quad\text{и}\quad w_{-1} = (w+2\zeta_1)\frac{|\zeta|^2}{c}\,, \tag{12}$$

где $c = \zeta_2^2 - \zeta_1^2 - 2(w+\zeta_1)\zeta_1$, $c>0$. Легко видеть из (12), что, когда $\zeta_2 \gg \zeta_1$, $w_{-1} \approx w$ и

$$\eta_{\max} = \frac{w}{w+2\zeta_1}\,\frac{|E^p - (w+\zeta)\operatorname{tg}\varphi E^s|}{|E^p|^2 + |E^s|^2}\,. \tag{13}$$

При $w \gg \zeta_1$ волна p-поляризации практически полностью отражается навстречу падающему излучению, т. е. имеет место эффект автоколлимации.

Обратим внимание, что при $\zeta_2 \gg \zeta_1$ рассмотренные явления могут наблюдаться для очень малых амплитуд профиля $b_{m1} = x_{m1}/k \sim (\lambda/\pi)\sqrt{\zeta_1\zeta_2}$, $b_{m2} \sim (\lambda/\pi)\zeta_2$. В то же время при не слишком больших углах падения эффект полного подавления зеркального отражения проявляется при $b_{m2} \sim (\lambda/\pi)\sqrt{\zeta_1}$ [3].

Сделаем оценки для решетки из Al и $\lambda = 10{,}6$ мкм. Полагая $\zeta_1 = 0{,}003$ и $\zeta_2 = 0{,}008$ [7], получаем $b_{m1} \simeq 10^{-6}$ см и $b_{m2} \simeq 3\cdot 10^{-6}$ см.

Авторы благодарят Б. Е. Кинбера за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн Л. А. Теория дифракции и метод факторизации. — М : Сов радио, 1966.
2 Electromagnetic Theory of Gratings / Ed. by Petit R. — Berlin—Heidelberg—New York: Springer-Verlag, 1980
3 Гандельман Г. М, Кондратенко П. С. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38 С. 246
4. Алелов Ю. А, Ковалев А. А., Кондратенко П. С., Левинский Б. Н // Тезисы докл. 6 Всесоюзной Конференции. Фотометрия и ее метрологическое обеспечение. — М.: ВНИИОФИ, 1986. С. 71.
5. Кюркчан А. Г // Радиотехника и электроника. 1983 Т. 28. № 8 С 1525.
6. Шестопалов В. П, Кириленко А. А, Масалов С А, Сиренко Ю. К. Резонансное рассеяние волн. Т. 1. Дифракционные решетки. — Киев: Наукова думка, 1986.
7. Ordal M. A // Appl. Opt 1983 V 22 № 7. С. 1099.

Всесоюзный научно-исследовательский институт оптико-физических измерений

Поступила в редакцию 1 февраля 1988 г.

УДК 621.372.832

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПАРАЛЛЕЛЕПИПЕДЕ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Н. А Гальченко, Г А Гальченко

Для решения ряда актуальных задач современной радиофизики — исследования дифракции электромагнитных волн на поверхностях с неоднородным адмитансом [1],