

осцилляциями, причем декремент затухания λ всегда меньше значения, которое имеет место в статистической теории [3].

Качественно эти результаты можно объяснить из интегрального соотношения, справедливого для достаточно большого слоя среды,

$$\beta \int_0^{\infty} d\xi \langle J(\xi) \rangle = 1 - \langle |R_{\infty}|^2 \rangle. \quad (7)$$

Из приведенных в таблице результатов ясно, что интеграл в (7) при переходе от больших α к случаю $\alpha=1$ изменяется незначительно по сравнению с интенсивностью поля на границе $\langle J(0) \rangle$ и, следовательно, кривая $\langle J(\xi) \rangle$ при $\alpha=1$ должна спадать с меньшим λ .

Т а б л и ц а

Статистические характеристики поля $\langle |R_h|^{2n} \rangle$ и $\langle J_h^n \rangle$
для полупространства случайно-неоднородной среды

β	α	$\langle R_h ^2 \rangle$	$\langle R_h ^4 \rangle$	$\langle J_h \rangle$	$\langle J_h^2 \rangle$
1	Диффузионное приближение	0,28	0,11	1,28	2,20
	1	0,30	0,14	0,78	0,80
0,08	Диффузионное приближение	0,74	0,59	1,74	4,53
	1	0,71	0,56	1,31	2,80

Автор признателен В. И. Кляцкину за полезное обсуждение полученных в работе результатов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Кляцкин В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 2, с. 180; № 5, с. 591.
2. Бабкин Г. И., Кляцкин В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 4, с. 432; № 10, с. 1185.
3. Бабкин Г. И., Кляцкин В. И., Козлов В. Ф., Ярошук Е. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 8, с. 952.
4. Кляцкин В. И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. — М.: Наука, 1980.
5. Кляцкин В. И., Ярошук И. О. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 10, с. 1241; № 9, с. 1092.

Тихоокеанский океанологический институт
ДВНЦ АН СССР

Поступила в редакцию
23 декабря 1985 г.

УДК 621.372.09

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ТОЛЩИНЫ ДВИЖУЩЕЙСЯ ГРАНИЦЫ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Ю. Н. Карабутов, А. Г. Нерук

Коэффициент умножения частоты электромагнитной волны при отражении от движущегося перепада параметров среды становится сколь угодно большой величиной при релятивистских значениях скорости движения. Однако, как показано в работах Столярова [1], в силу нерезкости переходного слоя коэффициент отражения при этом принимает экспоненциально малые значения, ограничивая тем самым эффективность умножения частоты.

Так как явление взаимодействия электромагнитных волн с движущейся границей представляет интерес в связи с проблемой усиления и генерирования микрорадиоволн и эффективность такого взаимодействия может быть весьма высокой при наличии направляющих систем [2–4], то важное значение приобретает исследование оптимальных условий взаимодействия. Представляет, например, интерес возможность использования нерелятивистских скоростей движения среды. То, что при этом коэффициент умножения частоты не намного превосходит единицу, может быть скомпенсировано многократным использованием данного явления. Поэтому, очевидно, следует считать умножение частоты эффективным, если коэффициент умножения частоты больше единицы при коэффициенте отражения порядка единицы. С этой точки зре-

ния в данной работе анализируются известные точные решения задачи об отражении волн от плазменного слоя, причем рассмотрены слои качественно различных типов.

Пусть как падение электромагнитной волны, имеющей частоту ω , так и движение плазмы происходит по нормали к слою. Движение равномерное, его скорость равна $v = \beta c$, положительное значение β соответствует одностороннему движению падающей волны и плазмы. Если в системе покоя плазмы коэффициент отражения по амплитуде волны равен $R'(\omega')$, где $\omega' = \omega(1-\beta)^{1/2}(1+\beta)^{-1/2}$ — частота падающей волны, пересчитанная в систему покоя плазмы, то, согласно преобразованиям Лоренца, в лабораторной системе отсчета, в которой плазма движется со скоростью v , он будет иметь вид

$$R(\omega) = (1-\beta)(1+\beta)^{-1}R'(\omega(1-\beta)^{1/2}(1+\beta)^{-1/2}). \quad (1)$$

Частота отраженной волны определяется известным коэффициентом умножения частоты $P = (1-\beta)(1+\beta)^{-1}$.

Исследуем теперь два различных вида плазменных слоев, для которых в системе их покоя известны точные решения задачи об отражении: «переходный» слой и «симметричный» слой [5].

1. «Переходный» слой характеризуется изменением плотности плазмы от нулевого значения $n(-\infty) = 0$ до значения $n(\infty) = n_0$. При этом зависимость плазменной частоты ω_e от координаты описывается функцией

$$\omega_e^2 = \omega_{0e}^2 e^{4\pi x/a} (1 + e^{4\pi x/a})^{-1}, \quad (2)$$

где ω_{0e} — плазменная частота, соответствующая концентрации n_0 , a — характерная толщина переходного слоя плазмы. Выражение (2) и все входящие в него величины относятся к системе покоя плазмы.

Используя известное выражение для коэффициента отражения в этой же системе отсчета [5]

$$|R'| = \left| \operatorname{sh} \left[\frac{a\omega'}{4c} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{0e}}{\omega'} \right)^2} \right) \right] \operatorname{sh}^{-1} \left[\frac{a\omega'}{4c} \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{0e}}{\omega'} \right)^2} \right) \right] \right|, \quad (3)$$

с помощью формулы (1) получим выражение для коэффициента отражения в лабораторной системе отсчета

$$|R| = P |\operatorname{sh} [\chi(p - \sqrt{p^2 - \delta^2})] \operatorname{sh}^{-1} [\chi(p + \sqrt{p^2 - \delta^2})]|, \quad (4)$$

где $p = \sqrt{P}$ — параметр движения, $\delta = \omega_{0e}/\omega$ — параметр плазмы, $\chi = (4c)^{-1}a\omega$ — параметр толщины слоя.

При изменении β от 1 (убегание плазмы) до -1 (встречное движение) параметр p меняется монотонным образом соответственно от 0 до ∞ . Как следует из выражения (4), при изменении p от 0 до δ , т. е. $1 > \beta > \beta_0 = (1 - \delta^2)/(1 + \delta^2)$, модуль КО (коэффициента отражения) не зависит от толщины слоя, $|R| = P$, и монотонно возрастает от нулевого значения до максимального $|R|_{\max} = \delta^2$. Стремление $|R|$ к нулю при $p \rightarrow 0$ (т. е. при $\beta \rightarrow 1$) происходит вследствие того, что падающая волна, групповая скорость которой $v_g = c\sqrt{1 - (\omega_e/\omega)^2}$ всегда остается меньшей c , не догоняет уходящую границу.

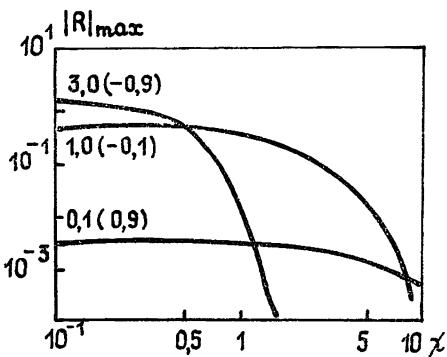


Рис. 1.

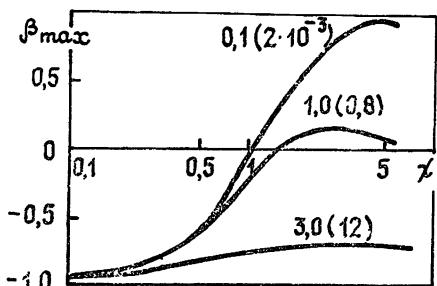


Рис. 2.

В интервале скоростей $\beta_0 > \beta > -1$, т. е. $p > \delta$, зависимость $|R|$ от параметров будет сложнее, однако величина КО все равно будет убывать при удалении скорости от значения β_0 . При отражении от резкой границы ($\chi=0$) КО, определяемый теперь формулой $|R| = p^2 \delta^2 (p + \sqrt{p^2 - \delta^2})^{-2}$, при $\beta \rightarrow -1$ стремится к значению $|R| = \delta^2/4$. При отражении от «переходного» слоя ненулевой толщины КО при $\beta \rightarrow -1$ экспоненциально стремится к нулю по закону

$$|R| \approx \chi p \delta^2 \exp(-2p\chi). \quad (5)$$

что согласуется с результатами работ [1].

С увеличением χ при любой скорости движения из рассматриваемого интервала КО также стремится к нулю:

$$|R| \approx p^2 \exp(-2\chi \sqrt{p^2 - \delta^2}), \quad (6)$$

что, очевидно, обусловлено сглаживанием перепада параметра плазмы.

Таким образом, при любой толщине слоя максимум КО достигается внутри интервала изменения скорости движения $(-1, 1)$ в точке $\beta = \beta_0$ и равен $|R|_{\max} = \delta^2$. Зависимость $|R|$ от толщины слоя будет сказываться, причем весьма существенно, при $p > \delta$ (т. е. $\beta < \beta_0$). На рис. 1 показана зависимость $|R|(\chi)$ для разных значений параметра δ при отклонении скорости плазмы (на графиках указанной в скобках) на 10% от величины β_0 .

При значениях параметров $\delta \geq 1$ и $\chi \sim 0,5$ КО равен $|R| \geq 1$ уже при величине скорости $\beta \sim -0,1$, т. е. при коэффициенте умножения частоты $P > 1$. В 10-сантиметровом диапазоне волн таким значениям параметров будут соответствовать концентрация плазмы $n_0 \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и толщина границы в системе покоя плазмы $a \approx 3 \text{ см}$, т. е. вполне реальные величины.

2. Противоположный характер имеет отражение в случае «симметричного» слоя плазмы, который описывается функцией

$$\omega_e = \omega_{0e}^2 4e^{4\pi x/a} (1 + e^{4\pi x/a})^{-2}. \quad (7)$$

Коэффициент отражения в этом случае определяется выражением [5]

$$|R'|^2 = \left[\operatorname{ch}^2 \left(-\frac{i}{2c} \sqrt{(\pi c)^2 - (a\omega_{0e})^2} \right) \right] \times \\ \times \left[\operatorname{ch} \left(\frac{a\omega'}{2c} - \frac{i}{2c} \sqrt{(\pi c)^2 - (a\omega_{0e})^2} \right) \operatorname{ch} \left(\frac{a\omega'}{2c} + \frac{i}{2c} \sqrt{(\pi c)^2 - (a\omega_{0e})^2} \right) \right]^{-1}. \quad (8)$$

В лабораторной системе отсчета после преобразования выражения (8) будем иметь

$$|R| = P \frac{\sqrt{2} \cos \sqrt{\pi^2/4 - 4\chi^2\delta^2}}{\sqrt{\operatorname{ch} 4\chi p + \cos 2\sqrt{\pi^2/4 - 4\chi^2\delta^2}}}. \quad (9)$$

По-прежнему $|R|$ стремится к нулю как при попутном ($\beta \rightarrow 1$), так и при встречном ($\beta \rightarrow -1$) релятивистском движении (в этом случае $|R| \approx 2p^2 \exp(-2\chi p)$). При «расплывании» слоя ($\chi \rightarrow \infty$), если только $p > \delta$, отражение также отсутствует ($|R| \approx \approx p^2 \exp(-2\chi(p - \delta))$). Если $p < \delta$, то происходит полное внутреннее отражение и $|R| \sim 1$ при $\chi \rightarrow \infty$.

Основное отличие данного случая от предыдущего заключается в том, что скорость β_{\max} , при которой достигается максимальное значение КО, существенно зависит от толщины слоя χ . В силу сложности формулы (9) не удается получить аналитическое выражение для $\beta_{\max}(\chi)$. Поэтому формула (9) была проанализирована с помощью численного расчета. Зависимость $\beta_{\max}(\chi)$ приведена на рис. 2. Величина $|R|_{\max}$ в рассматриваемом интервале χ оказывается слабо возрастающей (примерно логарифмически) функцией толщины слоя. Ее средние значения приведены в скобках на рис. 2.

В обоих случаях плазменных слоев с увеличением плотности плазмы $|R|$ может становиться значительно больше единицы. Так, при $\beta \approx -0,9$ и $\delta = 3$, чему в 10-сантиметровом диапазоне волн соответствует $n_0 \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$, в случае «переходного» слоя это достигается при $\chi \sim 0,1$, в случае «симметричного» слоя — при $\chi \sim 0,1 \div 10$, т. е. $a \sim 1 \div 100 \text{ см}$. Значение скорости при этом обеспечивает достаточно большую величину коэффициента умножения частоты ($P \approx 20$) даже при однократном отражении.

ЛИТЕРАТУРА

- Столяров С. Н. — Письма в ЖТФ, 1976, 2, вып. 19, с. 880; В кн.: Эйнштейновский сборник. 1975—1976. — М.: Наука, 1978, с. 152; — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 2, с. 174.
- Ландекер К. В кн.: Миллиметровые и субмиллиметровые волны. — М.: ИЛ, 1959, с. 179; Лампэр М. А. В кн.: Миллиметровые и субмиллиметровые волны. — М.: ИЛ, 1959, с. 145.
- Кузнецов В. Л. — УФН, 1979, 129, вып. 3, с. 541.
- Нерух А. Г., Хижняк Н. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 5, с. 517; 1983, 26, № 12, с. 1601.
- Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967, с. 684.

Харьковский институт
радиоэлектроники

Поступила в редакцию
6 марта 1985 г.,
в окончательном варианте
13 декабря 1985 г.