

стоянным затуханием, дают хорошее совпадение с теорией всюду, кроме указанного начального участка линии, где N нарастает более быстро, чем дает расчет. Это связано, по-видимому, с релаксационными процессами, которые могут дополнительно изменять коэффициент модуляции [4]

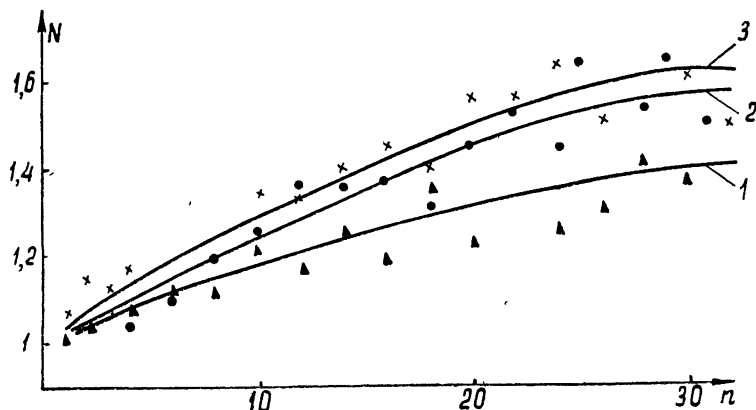


Рис. 5. Изменение N вдоль линии:

- 1) (\blacktriangle) — $U_{вх}=3$ в, $M_{вх}=10,5\%$; 2) (\bullet) — $U_{вх}=4$ в, $M_{вх}=7\%$; 3) (\times) — $U_{вх}=20$ в, $M_{вх}=10,5\%$.

Следует отметить, что в линии с теми же индуктивностями, но собранной по схеме фильтра нижних частот, нарастания модуляции не наблюдалось — в полном соответствии с теоретическими соображениями, по которым временная самофокусировка возможна лишь при определенных условиях относительно знаков параметров нелинейности и дисперсии*. В линии, показанной на рис 1, эти условия выполняются

Укажем в заключение, что полученные результаты имеют, по-видимому, некоторый практический интерес и могут быть, в частности, использованы для моделирования соответствующих процессов в нелинейной оптике.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Л. А. Островский, ЖТФ, 33, 905 (1963).
- 2 Л. А. Островский, ЖЭТФ, 51, 1189 (1966)
- 3 А. Г. Литвак, В. И. Таланов, Изв высш. уч зав — Радиофизика, 10, № 4, 539 (1967).
- 4 С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Письма в ЖЭТФ, 5, 108 (1967).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
18 сентября 1967 г.

УДК 621.371.18:533.9

РАДИОЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ

Ф. В. Смирнов

Электромагнитные характеристики плазменного слоя рассматривались многими авторами [1–6]. Однако в проведенных исследованиях отсутствует систематическое количественное изучение проблемы. Настоящее сообщение является развитием цитированных работ в указанном аспекте и представляет собой сокращенное изложение [7]

Рассматривались коэффициенты прохождения T , отражения R и поглощения A плоской электромагнитной волны, падающей нормально на плоский слой однородной

* Точнее, когда произведение величин $(\partial^2 k / \partial \omega^2)$ и $(\partial k / \partial A)$ (A — амплитуда сигнала) отрицательно [2].

изотропной, однородной магнитоактивной и неоднородной изотропной плазмы, с учетом столкновений электронов с другими частицами. Использовалась линейная теория распространения электромагнитных волн, когда диэлектрическая проницаемость плазмы не зависит от напряженности электрического поля волны. Полученные формулы и результаты расчетов для коэффициентов прохождения, отражения и поглощения представлены в [7] графически в зависимости от нормированных (отнесенных к частоте электромагнитной волны ω) характерных частот: плазменной частоты ω_p , частоты столкновений электронов ν и электронной гирочастоты ω_H , а также от нормированной

(умноженной на волновое число k_0) толщины слоя плазмы d , т. е. от $p = \frac{\omega_p}{\omega}$, $q = \frac{\nu}{\omega}$,

$h = \frac{\omega_H}{\omega}$ и $a = k_0 d$ соответственно. Приведем здесь лишь краткую характеристику результатов.

Для однородного слоя задача имеет точные решения. Численный анализ их показывает, что учет столкновений электронов нарушает периодическую зависимость коэффициентов прохождения и отражения от толщины слоя, имеющую место в бесстолкновительной плазме [1]. В случае неоднородного распределения электронной концентрации в слое сочтено более целесообразным расчет коэффициентов прохождения, отражения и поглощения производить не из точных решений (если таковые имеются), а путем непосредственного интегрирования уравнения для напряженности электрического поля волны.

При интегрировании на ЦВМ М-20 методом Рунге—Кутты шаг интегрирования выбирался равным приблизительно 0,004 длины волны, поскольку вдвое меньшее значение шага дает поправку для коэффициентов прохождения и отражения лишь в шестой значащей цифре, т. е. порядка 0,001%. Установлено, что экспоненциально неоднородный слой с характерным расстоянием уменьшения концентрации в 0,11 длины волны при прочих равных условиях дает ослабление ($-T(\delta)$), приблизительно на порядок меньше, чем однородный слой, плазменная частота которого равна максимальному значению (p_0) экспоненциального слоя. В таблице 1 приведены соответствующие значения ослаблений и их отношения для слоя толщиной 1,114 длины волны, что соответствует $a = 7$.

Таблица 1

q	p_0^2	$-T(\delta)$		$\frac{T_0(\delta)}{T_s(\delta)}$
		однородный слой	экспоненциальный слой	
1/16	1/16	0,123	0,01266	9,7
	1	13,6	0,4564	29,8
	16	235,5	30,95	7,6
1	1/16	0,964	0,0955	10,1
	1	19,3	1,63	11,8
	16	181,3	25,15	7,2
16	1/16	0,1183	0,01183	10,0
	1	1,893	0,1887	10,05
	16	27,89	2,878	9,7

Из сравнения коэффициентов прохождения для плазмы с поперечным к слою магнитным полем и без него следует, что наложение магнитного поля не является, вообще говоря, универсальным средством увеличения этого параметра. В таблице 2

даны отношения $\frac{T(\delta)(h=0)}{T(\delta)(h \neq 0)}$ для однородного слоя плазмы толщиной 1,114 длины

волны. Из этой таблицы видно, что лишь при сильных магнитных полях коэффициент прохождения существенно увеличивается. Слабое влияние магнитного поля на коэффициент прохождения при больших частотах столкновений объясняется тем, что за время между столкновениями электроны не успевают совершить полного оборота в магнитном поле, т. е. нарушается условие замагничности.

Определена, кроме того, область параметров, внутри которой учет теплового движения (в рамках теории возмущений [5]) для слоя однородной бесстолкновительной плазмы дает поправки в коэффициенты прохождения и отражения, не превышающие третьей степени отношения тепловой скорости электронов к скорости света.

Таблица 2

q		1/16			1			16		
		1/16	1	16	1/16	1	16	1/16	1	16
h	p^2									
		1/16	1	16	1/16	1	16	1/16	1	16
1/16		0,988	0,885	0,98	0,997	0,992	0,996	1	1	1
1		0,005	0,083	0,5	0,80	0,78	1,07	1	1	1
16		263	1360	40	129	159	25	20	2	1,71

ЛИТЕРАТУРА

1. M. P. Bachynski, K. A. Graf, RCA Review, 25, № 1, 3 (1964).
2. A. T. Villeneuve, IEEE Trans., AP-13, № 6, 926 (1965).
3. T. D. Shockley Jr., M. L. Howe, Proc. IEEE, 53, № 3, 367 (1965).
4. T. P. Harley, G. Tyras, Proc. IRE, 49, № 12, 1822 (1961).
5. А. Н. Кондратенко, В. И. Мирошниченко, ЖТФ, 35, № 12, 2154 (1965)
- 6 В. Л. Гнзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, изд. Наука, М., 1967
7. Ф. В. Смирнов, Радиочастотные свойства плазменного слоя, Материалы, направленные в Отдел научных фондов ВИНТИ, январь, 1968.

Сибирский научно-исследовательский
физико-технический институт

Поступила в редакцию
27 февраля 1967 г.