землетрясения). Сдвиг частоты f_0F_2 заметен только на второй ионограмме, когда возмущение нижних слоев привело к их заметному перемешиванию, так что отражение от них стало полностью хаотическим.

В заключение необходимо отметить, что в данной работе использовались материалы МДЦ-Б, сотрудникам которого автор выражает свою искренннюю благодарность

ЛИТЕРАТУРА

1. Sarma S. B et al — J. Radio Space Phys, 1977, **6**, № 3, p. 168
2 Krasovsky V. J et al. — Ann. Geophys, 1977, **33**, № 3, p. 347.
3. Уэбб В. Л. Термосферная циркуляция — М: Мир, 1972
4. Волновые возмущения в ионосфере — Алма-Ата: Наука, 1975.
5 Волновые возмущения в атмосфере — Алма-Ата: Наука, 1980.
6. Francis S. H — J Atm. Terr. Phys, 1975, **37**, p 1011.
7. Деминова Г. Ф., Юдович Л. А.— Геомагнетизм и аэрономия, 1980, **20**, с. 742.
8. Засов Г. Ф. и др — Геомагнетизм и аэрономия, 1977, **17**, с 346
9. Анасофу С Полярные и магнитосферные суббури — М.: Мир, 1971.
10. Dieminger W. et al.— Hochfrequenttechnik und electroakustik, 1934, **44**, p. 2.
11. Harang L.— Terr. magn. and electr., 1939, **44**, p. 17.
12. Lewies T. J — Canad. J. Phys, 1967, **45**, p. 1549.
13. Васильев К. Н. В сб: Исследования по проблемам солнечно-земной физики.— М.: Наука, 1975, с. 201.
14. Klostermeyer J, Rottger J. — Planet Space Sci., 1976, **24**, p. 1065.
15. Leonard R S., Barnes R. Q.— J. Geoph. Res., 1965, **70**, p. 1250.

Всесоюзный научно-исследовательский
институт оптико-физических измерений

Поступила в редакцию
23 сентября 1981 г.

УДК 533.951

МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ ПО ОТНОШЕНИЮ К МАГНИТНОМУ ПОЛЮ В ПЛОСКОМ ПЛАЗМЕННОМ ВОЛНОВОДЕ

В. П. Дворяковский, В. М. Костычев, С. М. Файнштейн

Известно [1–3], что в плазменных волноводах самомодуляция и вазимодействие квазимонохроматических пакетов волн имеет ряд особенностей. В частности, из-за ограниченности системы появляется дисперсия для тех мод, у которых она отсутствовала в безграничной среде, и при выполнении критерия Лайтхилла возможна модуляционная нестабильность. Впервые эта неустойчивость в плазменном волноводе для магнитозвуковых волн исследовалась в [2], причем анализировалось распространение волнового пакета вдоль магнитного поля, параллельного стенкам волновода. В данной работе обращается внимание на возможность возникновения самомодуляции волн поперек магнитного поля в плазменном волноводе, рассмотренном в [2] Показано, что в указанной системе из-за кубичной нелинейности, связанной с газокинетическим давлением плазмы, выполнен критерий Лайтхилла, и происходит разбиение слабомодулированной волны на пакеты. Приведены оценки для твердотельной плазмы.

Исходная безразмерная система МГД уравнений имеет вид *:

$$
\begin{gathered}
(\partial \boldsymbol{H}_{\text{б}}/\partial t_{\text{б}}) - \operatorname{rot}[\boldsymbol{v}_{\text{б}}\boldsymbol{x}_0] = \mu \operatorname{rot}[\boldsymbol{v}_{\text{б}}\boldsymbol{H}_{\text{б}}], \\
(\partial \boldsymbol{v}_{\text{б}}/\partial t) + [\boldsymbol{x}_0 \operatorname{rot} \boldsymbol{H}_{\text{б}}] + \alpha\nabla\rho_{\text{б}} = \mu\,\{\rho_{\text{б}}\,[\boldsymbol{x}_0 \operatorname{rot} \boldsymbol{H}_{\text{б}}] - [\boldsymbol{H}_{\text{б}} \operatorname{rot} \boldsymbol{H}_{\text{б}}] + \\
+ \alpha\rho_{\text{б}}\nabla\rho_{\text{б}} - (\boldsymbol{v}_{\text{б}}\nabla)\,\boldsymbol{v}_{\text{б}} + \rho_{\text{б}}\,[\boldsymbol{H}_{\text{б}} \operatorname{rot} \boldsymbol{H}_{\text{б}}] - \rho_{\text{б}}^2\,[\boldsymbol{x}_0 \operatorname{rot} \boldsymbol{H}_{\text{б}}] - \alpha\rho_{\text{б}}^2\nabla\rho_{\text{б}}\}\,, \\
(\partial\rho_{\text{б}}/\partial t_{\text{б}}) + \operatorname{div} \boldsymbol{v}_{\text{б}} = -\mu \operatorname{div}(\rho_{\text{б}}\boldsymbol{v}_{\text{б}}),
\end{gathered}
\tag{1}
$$

где $\boldsymbol{x}_0$— орт вдоль оси $0x$ ($0x \parallel \boldsymbol{H}_0$; $\boldsymbol{H}_0$— постоянное магнитное поле, параллельное стенкам волновода), $\boldsymbol{H}_{\text{б}} = \boldsymbol{H}/H_0$; $\boldsymbol{v}_{\text{б}} = \dfrac{\boldsymbol{v}}{c_{\text{a}}}$; $\rho_{\text{б}} = \rho/\rho_0$; $x_{\text{б}}, y_{\text{б}}, z_{\text{б}} = \dfrac{x, y, z}{d}$, $t_{\text{б}} = \dfrac{tc_{\text{a}}}{d}$; $\alpha = \dfrac{c_s^2}{c_{\text{a}}^2}$ (c_{a}, c_s, ρ_0, d — соответственно альфвеновская скорость, скорость изотермического

---

* Индекс «б» в дальнейшем опускаем.

звука, равновесная плотность плазмы, толщина волновода). Параметр $\mu \ll 1$ введен для обозначения малости правых частей (1).

Уравнения (1) дополним граничными условиями на стенках волновода:

$$v_z = (0,1) = 0 \tag{2}$$

(ось $0z$ перпендикулярна стенкам волновода), что соответствует зеркальному отражению частиц от границ Рассмотрим распространение квазимонохроматического пакета волн поперек магнитного поля $\boldsymbol{H}_0$ вдоль оси $0y$, тогда при $\mu=0$ (линейная задача) нетрудно получить дисперсионное уравнение для нормальных мод системы

$$\omega^2 - k^2(1+\alpha) = \pi^2 n^2 (1+\alpha), \quad n=1,2,\ldots \tag{3}$$

Отсюда видно, что при $d \to \infty$ это уравнение соответствует магнитному звуку, распространяющемуся поперек магнитного поля в безграничной плазме:

$$\omega \sim k\left(c_a^2 + c_s^2\right)^{1/2}.$$

Отметим, что зависимость $\omega(k)$ для рассматриваемой системы сильно нелинейна при $k \ll 1$, причем $d^2\omega/dk^2 > 0$. Поляризационный вектор волны $\boldsymbol{u} = \{H_x, H_y, H_z, v_x, v_y, v_z, \rho\}$ имеет компоненты

$$\left\{\frac{i\omega \cos hz}{(1+\alpha)h}, 0, 0, 0, ik\frac{\cos hz}{h}, \sin hz, \frac{i\omega\cos hz}{h(1+\alpha)}\right\}, \quad h = \pi n.$$

При $\mu \ll 1$ ищем решение в виде асимптотического ряда (см. [2]). Проделав несложные, но громоздкие выкладки с учетом условия ортогональности для самосопряженной краевой задачи (см. [1, 2]), получим коэффициент нелинейного взаимодействия, соответствующий на спектральном языке процессу

$$\omega + \omega - \omega \to \omega.$$

Этот коэффициент имеет вид

$$\varepsilon = -\frac{3}{8}\,\frac{\alpha\omega^2[\omega^2 - 2k^2(1+\alpha)]}{h^2(1+\alpha)^4}, \tag{4}$$

т. е. $\varepsilon < 0$, поскольку $\omega^2 > 2k^2(1+\alpha)$.

Таким образом, для магнитного звука в рассматриваемой системе всегда выполнен критерий Лайтхилла*:

$$\varepsilon d^2\omega/dk^2 < 0. \tag{5}$$

Инкремент модуляционной нестабильности равен [4]

$$\Gamma = \operatorname{Im} K v_{\text{гр}}\left[1 + \left(\frac{v_{\text{гр}}^2 \varkappa^2 K^2}{4\omega^2} - \left|\varepsilon\varkappa A_0^2\right|\right)^{1/2}\right], \tag{6}$$

где $\varkappa = (d^2\omega/dk^2)\left(\omega/v_{\text{гр}}^2\right)$ — параметр дисперсии, $v_{\text{гр}}$ — групповая скорость, K — волновое число пробного сигнала, A_0 — амплитуда основной волны. При $k \ll 1$, $\alpha \ll 1$ инкремент модуляционной неустойчивости $\Gamma \sim (\sqrt{3\alpha\pi}/2\sqrt{2})(A_0 K^{-1})$. При этом использовались приближенные формулы $\varepsilon \sim (3/8)\alpha\pi^2$, $\omega \sim \pi$ $(n=1)$, $\omega'_k \sim k/\pi$, $\omega''_{kk} \sim 1/\pi$. Отметим, что инкремент нестабильности отличен от нуля лишь при $\alpha \neq 0$, т. е в «холодной» плазме он пренебрежимо мал; это связано с тем фактом, что согласно МГД уравнениям при кубичной нелинейности происходит компенсация нелинейного тока, обусловленного силой Ампера, и самовоздействие определяется кубичной нелинейности газокинетического давления — в уравнениях МГД ей соответствует член $\alpha\nabla\rho/(\rho_0+\rho)$.

В заключение оценим инкремент модуляционной неустойчивости для плазмы полупроводника InSb с параметрами: концентрация носителей $n \sim 10^{15}$ *см*$^{-3}$, температура $T \sim 77$ K, $H_0 \sim 10^3$ *Гс*, масса дырок $m_g \sim 0{,}1$ m (m — масса свободного электрона), $d \sim 0{,}1$ *мм*. В указанной системе магнитный звук частоты $\omega \sim 10^{11}$ c^{-1} (длина волны $\lambda \sim 3$ *мм*) и амплитуды $H \sim 10$ *Гс* имеет инкремент модуляционной

* Отметим, что, если исследовать самовоздействие широкого по частоте спектра пакета волн, то соответствующее параболическое уравнение для спектральной компоненты поля имеет аналогичный вид. В работе [5] приведен метод получения этого уравнения. Кроме того, как показывает анализ, обычная распадная нестабильность для волн с разными поперечными индексами не имеет места ввиду ортогональности нелинейного тока по отношению к возбуждаемой волне.

неустойчивости $\Gamma \sim 10^8\ c^{-1}$ (длина волны модуляции $\sim 1{,}5$ *см*). Отметим, что полученные результаты могут быть полезны для диагностики плазмы, так, определив инкремент нестабильности, можно судить о концентрации или температуре носителей плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дворяковский В П, Петрухин Н. С, Файнштейн С М — Изв АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1978, **14**, с. 21.
2 Дворяковский В. П., Петрухин Н. С., Файнштейн С. М.— Физика плазмы, 1979, **5**, с 79.
3. Дворяковский В. П., Файнштейн С. М.— Изв вузов — Радиофизика, 1981, **24**, № 5, с. 533.
4. Островский Л А — В сб: Нелинейная оптика — Новосибирск: Наука, 1968.
5. Рабинович М. И., Штильман Л. Е.— Изв. вузов — Радиофизика, 1973, **16**, № 11, с. 1680

Горьковский политехнический институт

Поступила в редакцию 5 марта 1981 г.

УДК 621.372 8

К ТЕОРИИ ПРИЗМЕННОЙ СВЯЗИ С ФЕРРИТОВЫМ ВОЛНОВОДОМ

В. В. Малов, З М. Усманова, Л. В Иогансен

Призменный накопитель [1], состоящий из подложки *1*, ферритового волновода *2*, слоя НПВО *3* и призмы *4*, изображен на рис. 1. Мы полагаем, что все среды — изотропные диэлектрики с диэлектрическими проницаемостями ε_l, $1 \leqslant l \leqslant 4$. Среды *1*, *3*, *4* — немагнитные, т. е для них $\mu = 1$. Феррит считается обладающим такой областью естественного ферромагнитного резонанса (ФМР), что он допускает в миллиметровом диапазоне возможность управления магнитными характеристиками с помощью постоянного магнитного поля H_0, меняющегося по величине [2]. Тензор высокочастотной магнитной проницаемости феррита в случае внешнего поля H_0, направленного по оси y, имеет вид

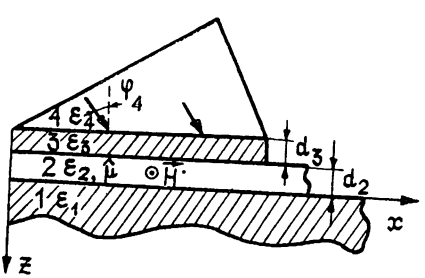

Рис. 1.

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & 0 & -ik \\ 0 & 1 & 0 \\ ik & 0 & \mu \end{pmatrix}, \qquad (1)$$

где μ и k имеют в общем случае как действительную часть, так и мнимую. Последняя ответственна за поглощение.

Явный вид выражений для μ и k [3] не приводится ввиду их значительной громоздкости. Для целей управления достаточно учитывать, что $\mu = \mu(H_0)$, $k = k(H_0)$. В ферритовом волноводе вдоль оси x могут распространяться волны двух типов· ТЕ- и ТМ-волны. В ТМ-волнах магнитное поле волны направлено по оси y, и волна нечувствительна к изменению H_0. На изменение H_0 реагируют ТЕ-волны Только они и будут интересовать нас ниже. Для этих волн дисперсионное уравнение имеет следующий вид [3]:

$$\operatorname{tg} k_{z2} d_2 = \frac{(k_{z2}/\mu_{эфф})(q_1 + q_3)}{\left[\left(k_{z2}^2/\mu_{эфф}^2\right) - q_1 q_3 + k_x^2 / k_{эфф}^2 + (k_x/k_{эфф})(q_3 - q_1)\right]}. \qquad (2)$$

Здесь k_x, k_{z2} — соответствующие проекции волнового вектора распространяющейся вдоль оси x монохроматической волны частоты ω, причем $k_x^2 + k_{z2}^2 = \varepsilon_2 \mu_{эфф} \omega^2$, $\mu_{эфф} = (\mu^2 - k^2)/\mu$, $q_{1,3} = \left(k_x^2 - \varepsilon_{1,3}\omega^2\right)^{1/2}$, $k_{эфф} = (\mu^2 - k^2)/k$. Уравнение (2) позволяет найти закон дисперсии в виде $\varphi_2 = \varphi_2(\omega)$, где φ_2 — угол падения электромагнитной волны в волноводном слое *2* и далее определить φ_4, что и проделано ниже Наряду с зависимостью $\varphi_2 = \varphi_2(\omega)$ важнейшей характеристикой призменного накопителя является длина l_0 связи волновода с призмой Выражения для