

Для оценок положим $k_d r_{De} \sim \gamma/\omega_{pe}$, что позволяет упростить выражение (11):

$$L(l_s) \sim (L_N/r_{De})^2 (c/\omega_{pe}). \quad (12)$$

В частности, при $n_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 10^3 \text{ эВ}$, $L_N \sim 1 \text{ см}$ находим $L(l_s) \sim 0,5 \text{ м}$. Следовательно, в рассматриваемом случае длина релаксации оказывается сравнимой с размерами больших установок, хотя и превосходит размер области локализации абсолютно неустойчивых колебаний, который, по предположению, значительно меньше характерного размера неоднородности плотности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рамазашвили Р. Р. — ЖЭТФ, 1967, 53, с. 2178.
2. Takeo A. — J. Phys. Soc. Japan, 1967, 23, p. 467.
3. Demchenko V. V., E1-Naggar I. A. — Plasma Phys., 1971, 13, p. 887.
4. Ikemura T., Nishikawa K. — J. Phys. Soc. Japan, 1972, 32, p. 1368.
5. Ikemura T. — J. Phys. Soc. Japan, 1976, 41, p. 2387.
6. Kon H. C., Stenzel R., Wong A. Y. — Phys. Rev. Lett., 1974, 33, p. 886.
7. Геккер И. Р. Взаимодействие сильных электромагнитных полей с плазмой. — М.: Атомиздат, 1978, с. 312.
8. Бродский Ю. Я., Гольцман В. Л., Литвак А. Г., Нечуев С. И. В кн.: Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой: Сб. научных трудов. — Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 186.
9. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Крохин О. Н. и др. Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника, ВИНТИ, 1978, 17, с. 143.
10. Быченков В. Ю., Силин В. П., Тихончук В. Т. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, № 4, с. 309.
11. Силин В. П., Тихончук В. Т. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, № 9, с. 504.

Поступила в редакцию
27 июня 1980 г.,
после сокращения
12 апреля 1981 г.

УДК 533.951

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЛОСКОМ ПЛАЗМЕННОМ ВОЛНОВОДЕ С ПОГЛОЩЕНИЕМ

В. П. Дворяковский, С. М. Файнштейн

Характеристики линейных волноводов изучены достаточно подробно (см., например, [1, 2]). Представляет интерес анализ свойств волноводов, заполненных плазмой, когда амплитуды сигналов достаточно велики, так что существен учет нелинейных свойств среды. Подобные задачи исследовались применительно к НЧ волнам (магнитный звук, волны Альфвена, гравитационные волны [3–5]). В указанном типе волноводов, однако, не учитывалось поглощение волн, которое может оказаться весьма существенным, когда частота колебаний сравнима с частотой поглощения. В [6] проведен анализ взаимодействия поперечных электромагнитных волн в волноводе, который моделировался телеграфными уравнениями. Представляет интерес строгое решение граничной задачи для плоского волновода, заполненного плазмой с учетом слабого поглощения. В данной работе проведен такой анализ, выведены уравнения для амплитуд взаимодействующих волн, найдены пороги возбуждения параметрической неустойчивости колебаний. Приведены оценки для твердотельной плазмы. Полученные результаты представляют интерес с точки зрения диагностики параметров плазмы, а также для оценок условий параметрического возбуждения поперечных волн в плазменных волноводах.

Исходная система безразмерных уравнений для полей и движения электронов плазмы имеет вид

$$\frac{\partial E_\delta}{\partial t_\delta} + \sigma v_\delta - \text{rot } H_\delta = -\mu \sigma \rho_\delta v_\delta,$$

$$\alpha^2 \frac{\partial H_\delta}{\partial t_\delta} + \text{rot } E_\delta = 0,$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_\delta}{\partial t_\delta} - \beta E_\delta = \mu \{ -(\mathbf{v}_\delta \nabla) \mathbf{v}_\delta + \alpha^2 [\mathbf{v}_\delta H_\delta] - \nu_\delta \mathbf{v}_\delta \}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_\delta}{\partial t_\delta} + \sigma \operatorname{div} \mathbf{v}_\delta = -\mu \{ \sigma \operatorname{div} (\rho_\delta \mathbf{v}_\delta) \},$$

где E_δ , H_δ , \mathbf{v}_δ , ρ_δ — отклонения безразмерного электрического и магнитного поля, скорости, концентрации от равновесных значений 0, 0, 0, N_0 ; $E_\delta = E/E_0$, $H_\delta = H/H_0$, $E_0 = 4\pi eN_0 d$ — характерное плазменное поле, $H_0 = \omega_0 c^{-1} dE_0$, d — толщина волновода, $\mathbf{v}_\delta = \mathbf{v}/v_0$, $v_0 = e/m \omega_0 E_0$, $\rho_\delta = \rho/N_0$, $t_{\delta j} = t \omega_0$ (ω_0 — ленгмювская частота электронов), x_δ , y_δ , $z_\delta = x$, y , z/d , $\nu_\delta = \nu/\omega_0$, ν — эффективная частота соударений электронов, $\alpha = \omega_0 d/c$, $\beta = \omega_0 d/v_0$, $\sigma = 1/\beta$; параметр $\mu \ll 1$ введен для обозначения малости правых частей (1). Систему (1) необходимо дополнить граничными условиями на идеально проводящих стенках волновода:

$$E_x, y(0, 1) = 0. \quad (2)$$

Решение (1) ищем в виде асимптотического ряда по μ :

$$u = \sum_s a_s(\mu x, \mu t) \psi_s(z) \exp [i(\omega_s t - k_s x) + \mu \sum_s u_1^{(s)} + \dots],$$

где s — индекс взаимодействующих волн, $\psi_s(z)$ — поляризационный вектор, характеризующий поперечную по отношению к оси Ox (Ox — направление распространения волн, Ox параллельна стенкам волновода) структуру поля, a_s — амплитуда волны. При $\mu = 0$ (линейная задача) уравнение для функций $\psi_{x,y}^s$ (поперечное распределение проекций электрического поля на оси x , y) имеет вид*

$$d^2 \psi_{x,y}/dz^2 + [\alpha^2 (\omega_s^2 - 1) - k_s^2] \psi_{x,y} = 0, \quad (3)$$

$$\psi_{x,y}(0, 1) = 0,$$

отсюда получаем дисперсионное уравнение для ТЕ- и ТМ-волн в волноводе:

$$\alpha^2 (\omega_s^2 - 1) - k_s^2 = h^2 \quad (h = \pi n; \quad n = 0, 1, 2, \dots). \quad (4)$$

Из анализа дисперсионных кривых определяем, что условия синхронизма

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3, \quad k_1 + k_2 = k_3 \quad (5)$$

выполнены в двух случаях: 1) распад ТЕ(ТМ)-волны на две ТМ(ТЕ)-волны, 2) распад ТЕ(ТМ)-волны на две ТЕ(ТМ) с другими поперечными индексами. Однако, как показывает анализ линейных уравнений возбуждения волн, процесс 1) запрещен из-за специфики поляризации волн (см. также [5]), сущность которой состоит в том, что нелинейный ток, возбуждающий волну в этом варианте (ТЕ \rightarrow ТМ₁ + ТМ₂), ортогонален волновым возмущениям в этой волне. Условия (5) выполнены применительно к варианту 2), если $m > 2n(1 + 3\alpha^2/n^2)^{1/2}$ (m, n — поперечные индексы волн). Выпишем поляризационный вектор

$$\psi_s^i(\mathbf{z}) = \{E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z, v_x, v_y, v_z, \rho\} = \{\sin \pi n z, \sin \pi n z,$$

$$(-ki/\pi n) \cos \pi n z, (-\pi i n/\omega^2 \alpha^2) \cos \pi n z, ((\omega^2 - 1)/\pi \omega n) i \cos \pi n z, (k^2/\alpha^2 \omega^2) \sin \pi n z,$$

$$(\beta/i\omega) \sin \pi n z, (\beta/i\omega) \sin \pi n z, (-\beta k/\pi n \omega) \cos \pi n z, 0\}.$$

Отсюда видно, что в волнах ТЕ и ТМ отсутствуют возмущения плотности заряда, но в волне ТМ существует проекция поля E_x , из-за которой может происходить эффективное взаимодействие поля и частиц. При $\mu \ll 1$, проведя громоздкие выкладки (см. также [3–5]), из условия ортогональности слабонелинейной краевой задачи получим уравнения для комплексных амплитуд волн:

$$(\partial a_{1,2}/\partial t) + v_{\Gamma P_{1,2}} (\partial a_{1,2}/\partial x) = \varepsilon_{1,2} a_{2,1}^* - \nu_{1,2} a_{1,2},$$

$$(\partial a_3/\partial t) + v_{\Gamma P_3} (\partial a_3/\partial x) = \varepsilon_3 a_1 a_2 - \nu_3 a_3, \quad (6)$$

где

$$\varepsilon_{1,2,3} = [1 - (-1)^{m,n}] (\pi m, n) - 1 - 2 \omega_{1,2,3}^2 (k_1 k_2 k_3 / \omega_1 \omega_2 \omega_3 \alpha^2 (1 - \omega_{1,2,3}^2)),$$

* Индекс „ δ “ в дальнейшем опускаем.

$$\nu_{1,2,3} = \nu/2 \omega_{1,2,3}^2 \quad \nu_{гр1,2,3} = k_{1,2,3} \omega_{1,2,3}/a^2 (1 + \omega_{1,2,3}^2).$$

Из (6) видно, что взаимодействуют лишь нечетные моды по поперечному индексу, что характерно для волновода с плоскими границами (такая же ситуация выявилась в [5]). Напомним, что $\omega_{1,2}$ — волны на ветви с индексом n , а ω_3 — волна с поперечным индексом m (высшая частота). Матричные коэффициенты для других случаев, удовлетворяющих условиям (5), как показывают вычисления, равны нулю. Это обстоятельство обусловлено спецификой поляризации, отмеченной выше

Порог параметрической неустойчивости по отношению к волнам низших частот равен*

$$|a_3^0| > \nu(2\pi n + 1)/8\alpha = a_n \quad (14)$$

при условии $\omega_3^2 \gg \omega_{1,2}^2 \gg \nu^2$ ($\omega_i/c \sim k_i$). Оценим пороговое поле для полупроводниковой плазмы InSb с параметрами: концентрация носителей $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $m_e \sim 0,01 m$ (m_e — масса электрона в плазме), температура — 77 К, $\nu \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$; тогда при $\omega_3 \sim 2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ (длина волны 0,6 мкм) пороговое поле $\sim 1 \text{ кВ/см}$ (здесь считается $n = 1$, $m = 3$, $d \sim 1 \text{ см}$)

ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны — М.: Сов. радио, 1957.
2. Кондратенко А. Н. Плазменные волноводы. — М.: Атомиздат, 1976.
3. Дворяковский В. П., Петрухин Н. С., Файнштейн С. М. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1978, 14, с 21
4. Дворяковский В. П., Петрухин Н. С., Файнштейн С. М. — Физика плазмы, 1979, 5, с. 79.
5. Дворяковский В. П., Файнштейн С. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 13, № 5, с. 533.
6. Баранчук Н. С., Кармелюк М. А., Левитский С. М., Филоненко Е. Г. — ЖТФ, 1975, 45, с. 751.

Горьковский политехнический институт

Поступила в редакцию
5 января 1981 г.

УДК 621.378

ИССЛЕДОВАНИЯ СДВИГОВ МИКРОВОЛНОВЫХ ЛИНИЙ ДАВЛЕНИЕМ ГАЗОВ

С. П. Белов, В. П. Казаков, А. Ф. Крупнов, А. А. Мельников, В. А. Сворцов

Сдвиги молекулярных линий давлением газов несут информацию о межмолекулярных взаимодействиях и должны учитываться в прецизионной спектроскопии. Вместе с тем экспериментальные данные о сдвигах пока немногочисленны, что делает особенно важным в настоящее время накопление, по возможности однородных, данных

В настоящей работе описываются экспериментальные исследования сдвигов молекулярных линий давлением газов ряда молекул, выполненные авторами в последнее время, и уточняются обнаруженные ранее [1] некоторые закономерности сдвигов. Экспериментальные исследования, как и ранее, проводились с помощью спектрометра РАД в субмиллиметровом диапазоне длин волн. Образец экспериментальной зависимости частоты перехода $a(1,0) \leftarrow s(0,0)$ $^{14}\text{NH}_3$ в состоянии $\nu_4 = 1$ от давления аммиака приведен на рис 1. Результаты исследований (вместе с данными других авторов)

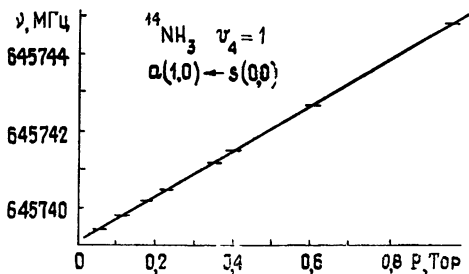


Рис. 1.

представлены в табл. 1—3 соответственно для самосдвига линий $J = 1 \leftarrow 0$ симметричных волчков (табл. 1), сдвига частот вращательных линий различных молекул давлением постороннего газа, молекулы которого являются симметричными волчками

* При $|a_3| \gg |a_n|$ инкремент параметрической неустойчивости имеет вид

$$\Gamma \sim (4/\pi)(2\pi n + 1)^{-1} (\omega_3^4/a^3 c) |a_3^0|.$$