

МИНИСТЕРСТВО ОБЩЕГО И ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Известия высших учебных заведений

РАДИОФИЗИКА

ежемесячный научно-технический журнал

Издается с апреля 1958 г.

Том XLI N 2

Нижний Новгород

1998

С о д е р ж а н и е

Лекции и доклады III Международной школы
"ФИЗИКА КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ",
представленные для публикации

- Черепашук А. М.** Массы чёрных дыр в двойных системах 129
- Kim I. S., Kroussanova N. L., Alexeeva I. V., Smartt R. N.**
On recurrent solar wind streams 145
- Бархатов Н. А., Беллюстин Н. С.** Рассеяние альфвенов-
ской волны на неоднородности плотности солнечного ветра 152
- Зайцев В. В., Злотник Е. Я., Манн Г., Аурасс Г., Клас-
сен А.** Эффективность ускорения электронов ударными
волнами в солнечной короне по данным о тонкой структуре
всплесков II типа 164
- Шапошников В. Е., Кочаровский Вл. В., Кочаров-
ский В. В., Ладрайтер Х. П., Рукер Х. О., Зай-
цев В. В.** Эффект предельной поляризации в нижней маг-
нитосфере Юпитера 177
- Ерухимов Л. М., Мясников Е. Н.** О диффузии вращаю-
щихся неоднородностей в ионосферной плазме 194
- Курина Л. Е.** Об особенностях неоднородной термодиф-
фузии искусственных плазменных неоднородностей при ло-
кальном нагреве ионосферной плазмы 212
- Громов Е. М., Таланов В. И.** Волны, описываемые выс-
шими приближениями нелинейного уравнения Шредингера 222
- Марков Г. А.** Генерация НЧ полей модулированным пучком
плазменных волн, формирующих ВЧ разряд в магнитном
поле 243

МАССЫ ЧЁРНЫХ ДЫР В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

А. М. Черепашук

Суммированы последние данные по определению масс одиннадцати чёрных дыр в рентгеновских двойных системах. Замечательно то, что среди массивных ($m_x > 3M_\odot$) рентгеновских источников в двойных системах не наблюдается феноменов рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера 1-го типа.

1. ВВЕДЕНИЕ

Чёрные дыры предсказаны общей теорией относительности Эйнштейна. Зельдович [1] и Салпеггер [2] предсказали мощное энерговыделение при несферической аккреции вещества на чёрную дыру и указали на возможность наблюдения аккрецирующих чёрных дыр. Теория дисковой аккреции вещества на чёрные дыры развита в работах [3–6].

Двойные системы как инструмент исследования чёрных дыр звёздной массы, были отмечены в работах [7, 8] (см. также [9]). Открытие компактных рентгеновских источников в двойных системах (см., напр., [10]) подтвердило все эти теоретические предсказания. Двух и трёхмерные газодинамические расчёты газовых потоков в тесных двойных системах с компактными объектами были выполнены в последнее время (см., напр., [11, 12]). Адвекционные решения в теории дисковой аккреции были рассмотрены в ряде работ (см., напр., [13, 14]). К настоящему времени открыты десятки тысяч компактных рентгеновских источников в нашей и ближайших галактиках. Большинство из них представляют собой рентгеновские двойные системы, содержащие оптическую звезду—донор и аккрецирующий релятивистский объект. Аккреция вещества на релятивистский объект приводит к формированию мощного рентгеновского излучения со светимостью $10^{36} \pm 10^{39}$ эрг/с.

Оптическая идентификация первых рентгеновских двойных систем позволила понять основные причины их оптической переменности: “эффект отражения”, точнее, прогрева поверхности оптической звезды мощным рентгеновским излучением аккрецирующего объекта [15, 16] и эффект эллипсоидальности оптической звезды [17, 18]. Оба эти эффекта оказались типичными для рентгеновских двойных систем. Наблюдения оптической переменности, обусловленной этими эффектами, позволяют осуществлять надёжную оптическую идентификацию рентгеновских двойных систем: совпадение периодов и фаз рентгеновской и оптической переменности. Совпадение рентгеновской и оптической вспышек доказывает достоверность идентификации. В работе [17] был предложен метод оценки наклона орбиты i из анализа оптической кривой блеска рентгеновской двойной системы Cyg X–1, обусловленной, главным образом, эффектом эллипсоидальности. В настоящее время этот метод широко используется для оценки масс чёрных дыр в рентгеновских Новых в спокойной стадии (см., напр., [19]).

В нашем обзоре мы суммируем основные результаты по определению масс одиннадцати чёрных дыр в рентгеновских двойных системах.

2. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАСС

Исследования движения, деформации и прогрева нормальной звезды в рентгеновской двойной системе, а также изучение эффектов затмений и вращательного уширения линий поглощения в спектре

оптической звезды позволяют определить функцию масс $f_v(m)$ оптической звезды, наклонение орбиты двойной системы i , отношение масс компонент $q = m_x/m_v$ и другие параметры рентгеновской двойной системы. Из этих данных оцениваются массы релятивистского объекта (m_x) и оптической звезды (m_v).

В случае, если в рентгеновской двойной системе наблюдается рентгеновский пульсар, можно из рентгеновских и оптических наблюдений определить две функции масс: оптической звезды $f_v(m)$ и рентгеновского пульсара $f_x(m)$:

$$f_x(m) = \frac{m_v^3 \sin^3 i}{(m_v + m_x)^2} = 1,038 \cdot 10^{-7} K_x^3 p (1 - e^2)^{3/2}, \quad (1)$$

$$f_v(m) = \frac{m_x^3 \sin^3 i}{(m_v + m_x)^2} = 1,038 \cdot 10^{-7} K_v^3 p (1 - e^2)^{3/2}, \quad (2)$$

где K_x и K_v — полуамплитуды кривых лучевых скоростей рентгеновского пульсара и оптической звезды соответственно, p — орбитальный период системы, e — эксцентриситет орбиты. Кроме того, в этом случае находятся отношение масс компонент $q = \frac{K_v}{K_x}$ и величины $m_v \sin^3 i$ и $m_x \sin^3 i$. Поскольку оптическая звезда не является точечным объектом, кривая лучевых скоростей для неё может быть искажена эффектами близости компонент (эффект рентгеновского прогрева и эффект эллипсоидальности). Исследования влияния эффектов близости компонент рентгеновских двойных систем на профили линий поглощения в спектре оптической звезды и на её кривую лучевых скоростей были выполнены в последнее время (см., напр., [20–22]). Показано, что в случае больших значений отношения масс компонент $q > 5$ (случай рентгеновских новых с чёрными дырами) эффекты близости несущественны. Для $q < 5$ (квазистационарные рентгеновские двойные системы с О–В компонентами) необходимо вводить коррекцию за эффекты близости компонент в кривую лучевых скоростей оптической звезды для надёжного определения масс компонент (см. рис. 1, 2).

Если в системе наблюдаются рентгеновские затмения, длительность D рентгеновского затмения позволяет записать дополнительное уравнение для определения параметров двойной системы:

$$D = D(q, \mu, i), \quad (3)$$

где μ — степень заполнения полости Роша оптической звездой. Таблицы значений D для широкого диапазона параметров q, μ, i рассчитаны в модели Роша для круговой и эллиптической орбиты двойной системы (см., напр., [23]).

Если известно расстояние d до рентгеновской двойной системы и величина межзвёздного поглощения A_v , можно получить независимое уравнение для определения параметров q, μ, i [24]

$$\sin i = \frac{0,38\mu}{R_v} \sqrt[3]{\frac{Gp^2 f_v(m)}{4\pi^2} \frac{1+q}{q^{1,208}}}, \quad (4)$$

где R_v — средний абсолютный радиус нормальной звезды, определяемый по данным о расстоянии d и межзвёздном поглощении A_v , G — постоянная тяготения.

Если известна оптическая или инфракрасная кривая блеска рентгеновской двойной системы $l(t)$ (которая в большинстве случаев обусловлена эффектом эллипсоидальности оптической звезды), синтез теоретической оптической кривой блеска (см. рис. 3, 4) и решение соответствующей обратной задачи позволяет оценить параметры двойной системы из уравнения

$$l(t) = l(t, q, \mu, i, r_d, L_d), \quad (5)$$

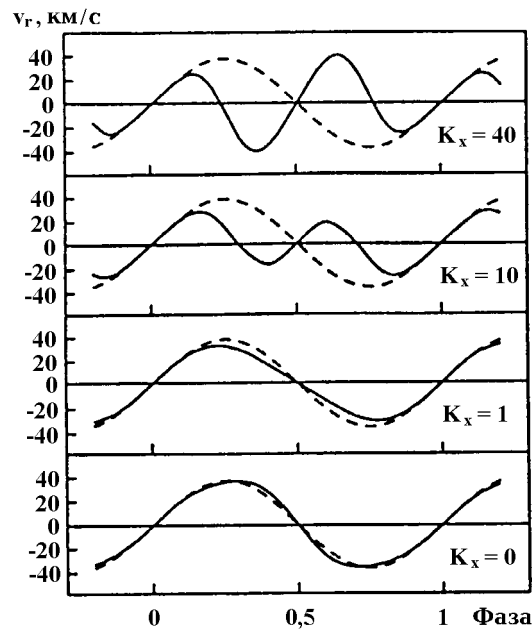


Рис. 1. Теоретические кривые лучевых скоростей рентгеновской двойной системы, вычисленные для точечной оптической звезды (пунктирные линии) и реалистической модели оптической звезды с учётом эффекта эллипсоидальности и рентгеновского прогрева. Приняты следующие параметры системы: $q = m_x/m_v = 0,1$, $m_v = 10M_\odot$, фактор заполнения полости Роша $\mu = 0,9$, $i = 90^\circ$, $T_0 = 9000 \text{ K}$, $p = 1^{\text{d.5}}$, $e = 0$. Величины параметров рентгеновского прогрева следующие (сверху вниз): $k_x = L_x/L_v = 40, 10, 1, 0$.

где r_d и L_d — относительный радиус и оптическая светимость аккреционного диска, которые могут быть оценены из теории (см., напр., [4]).

Если оптические спектроскопические наблюдения рентгеновской двойной системы выполнены с очень высоким спектральным разрешением и по вращательному уширению линий поглощения измерена величина $v \sin i$, где v — линейная скорость на экваторе звезды, значения параметров системы могут быть оценены из уравнения [25, 26]

$$v \sin i = 0,462 K_v \frac{1}{q^{1/3}} \left(1 + \frac{1}{q}\right)^{2/3}, \quad (6)$$

которое получено в предположении синхронности осевого и орбитального вращения оптической звезды и $\mu = 1$ (оптическая звезда полностью заполняет свою полость Роша — предположение, разумное для рентгеновских Новых).

Дополнительной информацией о параметрах двойной системы может служить информация о спектроскопической оценке массы оптической компоненты, сделанной на основе её спектрального класса и класса светимости, а также информация об отсутствии в системе рентгеновских затмений.

Важно подчеркнуть, что совместная интерпретация оптической или инфракрасной кривой блеска (обусловленной, в основном, эффектом эллипсоидальности) и кривой лучевых скоростей оптической звезды позволяет надёжно обосновать модель двойной системы и корректность определения функции масс оптической звезды $f_v(m)$. В частности, в случае круговой орбиты, переход лучевых скоростей через γ -скорость (лучевую скорость центра масс системы) в момент минимума блеска доказывает, что периодическая переменность лучевых скоростей оптической звезды обусловлена её орбитальным движением, а не пульсациями или движением газовых потоков в системе.

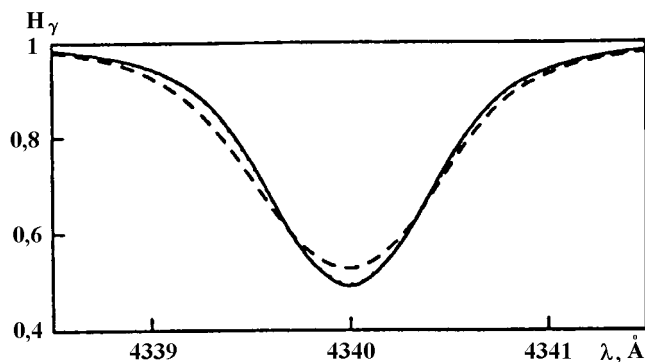


Рис. 2. Влияние эффекта грушевидности оптической звезды на профиль линии H_γ в спектре оптической звезды в рентгеновской двойной системе (рентгеновской новой) V404 Cyg. Теоретические профили линии H_γ синтезированы для различных фаз орбитального периода ϕ , орбитальные доплеровские смещения профилей исключены. Сплошная линия соответствует фазе $\phi = 0$ (оптическая звезда впереди рентгеновского источника), пунктирная линия соответствует $\phi = 0,25$ (звезда видна "сбоку"). Этот эффект должен учитываться при использовании уравнения (6) для определения величины отношения масс q .

Величина массы чёрной дыры m_x может быть найдена из функции масс оптической звезды $f_v(m)$:

$$m_x = f_v(m) \left(1 + \frac{1}{q}\right)^2 \frac{1}{\sin^3 i}, \quad (7)$$

Величины $q = \frac{m_x}{m_v}$ и i могут быть оценены из независимой информации о двойной системе, описываемой уравнениями (3)–(6). Основные параметры пяти рентгеновских двойных систем, содержащих чёрные дыры (Cyg X-1, LMC X-3, V 616 Mon, V 404 Cyg, XN Mus 1991) суммированы в статье [27], где даны все необходимые ссылки. Основные параметры десяти рентгеновских двойных систем с чёрными дырами суммированы в обзоре [19].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАСС

К настоящему времени измерены массы 11 чёрных дыр в рентгеновских двойных системах, содержащих как горячие массивные O–B или WR звёзды (системы Cyg X-1, LMC X-3, LMC X-1, Cyg X-3), так и маломассивные холодные M–F звёзды (системы V 616 Mon, V 404 Cyg, XN Mus 1991, QZ Vul, V 518 Per, XN Sco 1994, XN Oph 1977). Важнейшие характеристики этих 11 рентгеновских двойных систем с чёрными дырами суммированы в табл. 1. Ссылки на оригинальные публикации, касающиеся данных этой таблицы, смотри в тексте, значения пекулярной лучевой скорости центра масс двойной системы v_{pec} взяты из работы [28].

Т а б л и ц а 1

Характеристики рентгеновских двойных систем с чёрными дырами

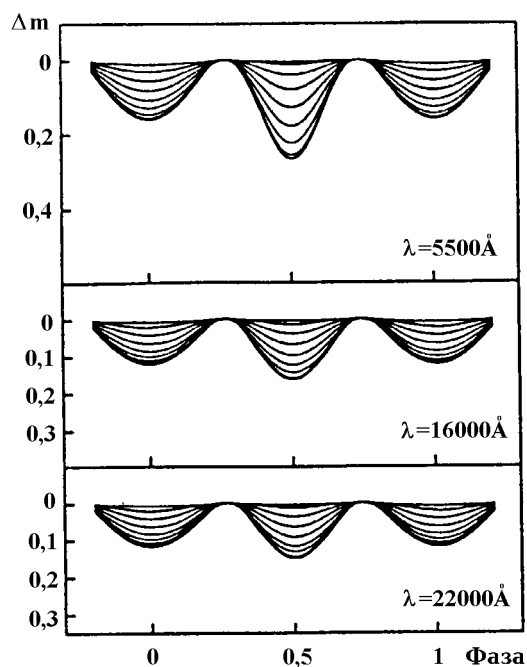


Рис. 3. Теоретические оптические и инфракрасные кривые блеска рентгеновской двойной системы, обусловленные эффектом эллипсоидальности оптической звезды. Принято $i = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ, 90^\circ$. Параметры системы следующие: $q = 0,5, \mu = 1, T_0 = 5000 \text{ K}, \beta = 0,08, k_x = L_x/L_v = 0$.

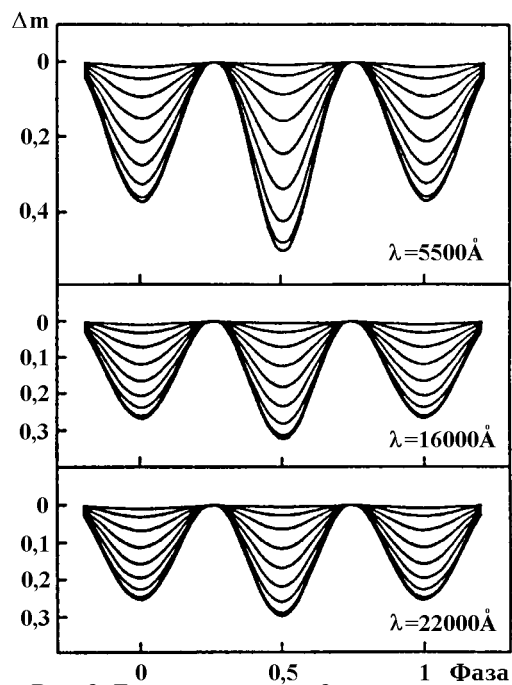


Рис. 3. То же, что на рис. 3, но для $q = 20$.

Система	спектр оптич. звезды	p_{orb} [сут- ки]	$f_v(m)$ ($M_{\odot}$)	m_x ($M_{\odot}$)	m_v ($M_{\odot}$)	L_x [эрг/с]	v_{pec} [км/с]	При- меча- ния
Cyg X-1 V1357Cyg	O9.7 Iab	5,6	0,23	7-18	20-30	$\sim 8 \cdot 10^{37}$	$2,4 \pm 1,2$	стаб.
LMC X-3	B(3-6)II-III	1,7	2,3	7-11	3-6	$\sim 4 \cdot 10^{38}$	—	стаб.
LMC X-1	O(7-9)III	4,2	0,14	4-10	18-25	$\sim 2 \cdot 10^{38}$	—	стаб.
Cyg X-3	WN 3-7	0,2	2,3	7-40	5-20	$\sim 10^{38}$	—	стаб.
AO620-00 (V616 Mon)	K(5-7)V	0,3	3,1	5-17	$\sim 0,7$	$\leq 10^{38}$	-15 ± 5	тран- зиент
GS 2023+338 (V404 Cyg)	K0 IV	6,5	6,3	10-15	0,5-1,0	$\leq 6 \cdot 10^{38}$	$8,5 \pm 2,2$	тран- зиент
GRS 1121-68 XN Mus 1991	K(0-4)V	0,4	3,01	9-16	0,7-0,8	$\leq 10^{38}$	26 ± 5	тран- зиент
GS2000+25 (QZ Vul)	K(3-7)V	0,3	5,0	5,3-8,2	$\sim 0,7$	$\leq 10^{38}$	—	тран- зиент
GRO J0422+32 (XN Per 1992 =V518 Per)	M(0-4)V	0,2	0,9	2,5-5,0	$\sim 0,4$	$\leq 10^{38}$	—	тран- зиент
GRO J1655-40 (XN Sco 1994)	F5 IV	2,6	3,2	6,8-7,2	2,2-2,5	$\leq 10^{38}$	-114 ± 19	тран- зиент
(XN Oph 1977)	K3	0,7	4,0	5-7	$\sim 0,8$	$\leq 10^{38}$	38 ± 20	тран- зиент

Первый кандидат в чёрные дыры был открыт в квазистационарной рентгеновской двойной системе с О-В — сверхгигантом Cyg X-1 [29, 17, 24, 30]. Здесь функция масс оптической звезды O9.7 Iab составляет $f_v(m) = 0,23M_{\odot}$. Анализ оптической кривой блеска [17, 18], совместно с информацией о расстоянии до системы $d > 2Knc$ [31, 24], позволяет оценить массу чёрной дыры $m_x > 7M_{\odot}$ [32–34].

Второй кандидат в чёрные дыры был открыт в квазистационарной рентгеновской двойной системе LMC X-3 [35]. Здесь функция масс оптической B(3–6)II–III звезды составляет $f_v(m) = 2,3M_{\odot}$. Анализ оптической кривой блеска [36] с учётом расстояния до LMC и вращательного уширения линий поглощения в спектре оптической звезды позволяет оценить массу чёрной дыры: $m_x > 7M_{\odot}$ [37, 38].

Третий кандидат в чёрные дыры был открыт Мак-Клинтоком и Ремиллардом [39] в транзитной рентгеновской двойной системе (рентгеновской новой) AO620–00, содержащей маломассивную оптическую K(5–7)V звезду. Величина функции масс оптической звезды $f_v(m)$, которая представляет собой абсолютный нижний предел на массу релятивистского компаньона m_x , в этом случае составляет $f_v(m) = 3,01M_{\odot}$ и превышает теоретический верхний предел массы нейтронной звезды $3M_{\odot}$, предсказываемый общей теорией относительности А. Эйнштейна. Таким образом, рентгеновский источник в системе AO620–00 является одним из наиболее надёжных кандидатов в чёрные дыры, не смотря на некоторые трудности с интерпретацией оптических кривых блеска [39–41]. Недавно в оптическом спектре AO620–00 была открыта линия поглощения лития Li I 6707,8 Å [42]. В этой же работе [42]

было измерено вращательное уширение линий поглощения в оптическом спектре АО620–00. Соответствующее значение отношения масс $1/q = 0,067 \pm 0,01$ ($q = 15$). Наклонение орбиты в системе АО620–00 было оценено из анализа эффекта эллипсоидальности с учётом отсутствия затмений [41–43]. Окончательная оценка массы чёрной дыры следующая: $M_x = (5–17)M_\odot$ [43]. Долгопериодическая переменность оптической и инфракрасной кривых блеска системы АО620–00 (см., напр., [44]) может быть обусловлена пятнистой активностью оптической K(5–7)V звезды [41].

Четвёртый кандидат в чёрные дыры был открыт Казаресом и др. [45] в транзиентной рентгеновской двойной системе GS 2023+338 (V 404 Cyg). Это была сенсационная публикация, поскольку величина функции масс оптической КО IV звезды в этой системе составляет $f_v(m) = 6,26M_\odot$ (!). Этот объект может рассматриваться как наилучший кандидат в чёрные дыры [45]. В оптическом спектре системы V 404 Cyg открыта усиленная линия поглощения лития Li I 6707.8 Å [46]. Оптическая и инфракрасная кривые блеска демонстрируют типичный эффект эллипсоидальности [47–49]. Казарес и Чарльз [50] оценили величину отношения масс $1/q = 0,060 \pm 0,004$ ($q = 17$) по вращательному уширению линий поглощения в оптическом спектре V 404 Cyg. Из амплитуды эффекта эллипсоидальности следует оценка наклона орбиты $i = 52^\circ \div 60^\circ$. Окончательная оценка массы чёрной дыры в системе V 404 Cyg составляет $m_x = (10–15)M_\odot$ [50].

Пятый кандидат в чёрные дыры был открыт Ремиллардом и др. [51] в транзиентной рентгеновской двойной системе GRS 1121–68 (XN Mus 1991). Величина функции масс оптической K(0–4)V звезды составляет $f_v(m) = 3,01M_\odot$, следовательно это один из наилучших кандидатов в чёрные дыры. В рентгеновском спектре XN Mus 1991 Сюняев и др. [52] открыли узкую ($\frac{\Delta E}{E} \simeq 0,1$) переменную линию излучения на энергии $\sim 0,5$ МэВ. Анализ инфракрасной I-кривой блеска [53] и кривой лучевых скоростей [51] позволяет найти следующие значения параметров: $i = 39^\circ \div 43^\circ$, $m_x = (9–16)M_\odot$.

Шестой кандидат в чёрные дыры был открыт Казаресом и др. [54] и Филиппенко и др. [55] в транзиентной рентгеновской двойной системе GS 2000+25 (QZ Vul). Величина $f_v(m)$ для оптической K(3–7)V звезды составляет $f_v(m) = (5,02 \pm 0,46)M_\odot$ (!). Анализ инфракрасной I-кривой блеска, обусловленной эффектом эллипсоидальности [56], и вращательного уширения линий поглощения в оптическом спектре K(3–7)V звезды [57] приводит к следующим параметрам системы: $75^\circ > i > 47^\circ$, $1/q = 0,0422 \pm 0,012$, $6,04M_\odot < m_x < 13,9M_\odot$, $0,26M_\odot < m_v < 0,59M_\odot$.

Седьмой кандидат в чёрные дыры был открыт Бейлином и др. [58] в транзиентной рентгеновской двойной системе GRO J1655–40 (XN Sco 1994). Величина $f_v(m)$ для оптической F5 IV звезды составляет $f_v(m) = 3,2M_\odot$. Анализ эффекта эллипсоидальности в этой системе [59] приводит к величине $i = 69,5^\circ \pm 0,08^\circ$, $q = 2,99 \pm 0,08$, $m_x = (7,02 \pm 0,22)M_\odot$, $m_v = (2,34 \pm 0,12)M_\odot$.

Восьмой кандидат в чёрные дыры был открыт Ремиллардом и др. [60] в транзиентной рентгеновской двойной системе XN Oph 1977. Величина $f_v(m)$ для оптической K3 звезды составляет $f_v(m) = (4,0 \pm 0,8)M_\odot$, величина наклона орбиты i , оцененная из эффекта эллипсоидальности [26] составляет $i = 60^\circ \div 80^\circ$, масса чёрной дыры $m_x = (5–7)M_\odot$.

Девятый кандидат в чёрные дыры был открыт Орозом и Бейлиным [61] в транзиентной рентгеновской двойной системе GRO J0422+32 (XN Per 1992=V 518 Per). Эта система была открыта командой ГРО [62]. Оптическая вспышка открыта в [63, 64]. Рентгеновская вспышка была подтверждена командами МИР – КВАНТ и ГРАНАТ [65]. Величина функции масс оптической M(0–4)V звезды составляет $f_v(m) = (0,85 \pm 0,30)M_\odot$. Вклад оптической звезды в общую оптическую светимость двойной системы оценивается как $(36 \pm 5)\%$ в области $\lambda = 6000–6500$ Å ($52 \pm 8\%$ в области $\lambda = 6700–7500$ Å [66]. Остальная часть оптической светимости обусловлена вкладом аккреционного диска и горячего пятна на его внешней границе.

Постулируя величину $m_v = 0,4M_\odot$ в соответствии со спектральным классом оптической M(0–4)V звезды и используя величину $i = 30^\circ \div 35^\circ$, оценённую из анализа инфракрасной I-кривой блеска,

Казарес и др. [66] определили массу чёрной дыры как $m_x = (2,5 \div 4,0)M_\odot$.

Десятый кандидат в чёрные дыры был открыт Хатчингсом и др. [67] в квазистационарной рентгеновской двойной системе LMC X-1. Величина функции масс оптической O(7-9)III звезды составляет $0,14M_\odot$. Оценка массы чёрной дыры получена Хатчингсом и др. [67] $m_x \geq 4M_\odot$ с использованием информации о расстоянии $d = 55$ кпс до системы и с использованием кривой лучевых скоростей, измеренных по эмиссионным линиям (в частности, линии He II 4686), которые, по-видимому, формируются вблизи релятивистского объекта в аккреционном диске.

Одиннадцатый кандидат в чёрные дыры был открыт Шмутцем и др. [68] в квазистационарной рентгеновской двойной системе Cyg X-3, содержащей в качестве оптической звезды звезду Вольфа-Райе типа WN 3-7 [69]. В работе [70] выдвинуто предположение о большой массе релятивистского объекта на основе анализа сильного эффекта рентгеновского прогрева в этой системе. Согласно [68], функция масс оптической WN 3-7 звезды составляет $f_v(m) = 2,3M_\odot$.

Приняв массу звезды WN 3-7, лежащей в пределах $(5-20)M_\odot$, и используя значение $i = 30^\circ \div 90^\circ$ Шмутц и др. [68] оценили массу чёрной дыры как $m_x = (7 \div 40)M_\odot$ с наиболее вероятным значением $m_x = 17M_\odot$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К настоящему времени мы имеем одиннадцать кандидатов в чёрные дыры в рентгеновских двойных системах с известными массами (см. табл. 1). Таким образом, проблема исследования чёрных дыр стала не только теоретической, но и наблюдательной. Учитывая недавний прогресс в прямом динамическом определении масс ядер галактик M87 ($2,4 \cdot 10^9 M_\odot$), NGC 4258 ($3,6 \cdot 10^7 M_\odot$) и NGC 4261 ($4,9 \cdot 10^8 M_\odot$) [71-73], то же самое можно сказать и о сверхмассивных чёрных дырах.

Массы кандидатов в чёрные дыры и массы рентгеновских и радиопульсаров представлены на рис. 5.

Как видно из рис. 5, нет корреляции между массами релятивистских объектов и их спутников в тесных двойных системах. Кандидаты в чёрные дыры в двойных системах имеют спутники как большой, так и малой массы. Такая же ситуация имеет место и с нейтронными звёздами в двойных системах. Эволюционное рассмотрение происхождения чёрных дыр в двойных системах было сделано в работах [74-76] и [28]. К настоящему времени мы имеем очень важный результат: во всех случаях, когда масса рентгеновского или радиопульсара надёжно измерена (имеется 11 таких определений, см. рис. 5), она не превосходит $3M_\odot$ — теоретический верхний предел для массы нейтронной звезды, предсказываемый ОТО А. Эйнштейна. С другой стороны, ни один из 11 массивных рентгеновских источников с $m_x > 3M_\odot$ (кандидаты в чёрные дыры) не является ни рентгеновским пульсаром, ни рентгеновским барстером I-го типа, т.е. не обладает признаками, характерными для аккрецирующей чёрной дыры. Таким образом, рентгеновские источники в двойных системах различаются не только по массам, но и по наблюдательным проявлениям.

Большое число определений масс релятивистских объектов (22) делает это заключение весьма уверенным. Рентгеновские спектры аккрецирующих нейтронных звёзд и чёрных дыр также различаются между собой (см., напр., [77, 78, 52]).

У трёх галактических рентгеновских двойных систем с чёрными дырами в последнее время открыты коллимированные релятивистские джеты со скоростями плазмы $\sim 0,9c$: системы 1E1740.7-2942, GRS 1915-105, GRO J 1655-40 [79-81]. Эти результаты имеют большое значение для проверки ОТО А. Эйнштейна в сильных гравитационных полях.

Во всех случаях, когда оптическая звезда является горячей массивной OB или WR звездой (системы Cyg X-1, LMC X-3, LMC X-1, Cyg X-3), рентгеновский источник в двойной системе является квазистационарным. Во всех случаях, когда оптическая звезда — холодная маломассивная звезда позднего спектрального класса M-F (системы AO620-00, V 404 Cyg, XN Mus 1991,

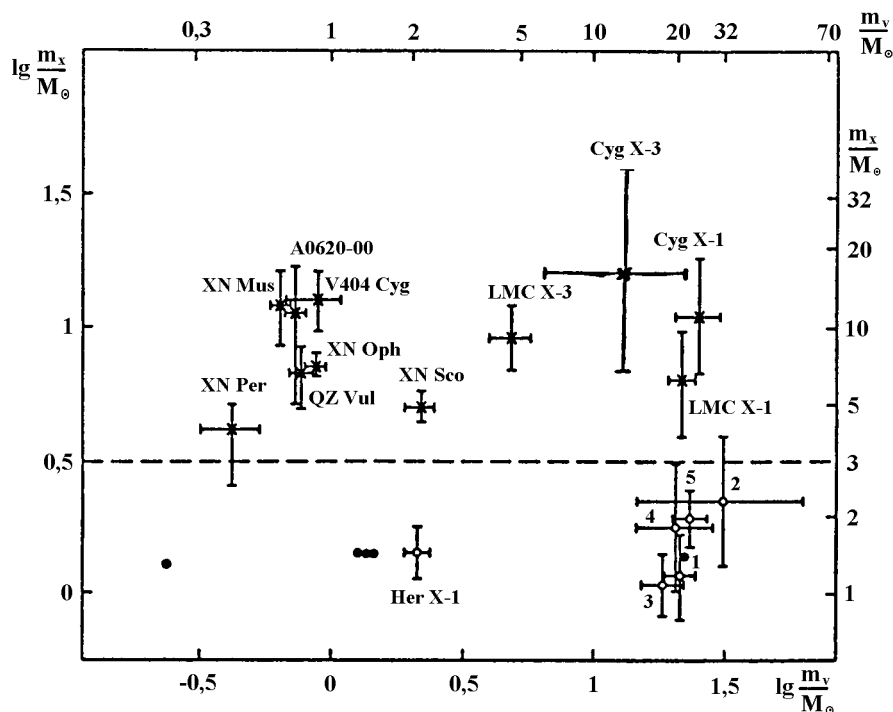


Рис. 5. Зависимость масс m_x нейтронных звёзд (светлые и чёрные кружки) от масс спутников m_v в тесных двойных системах: 1 — Сеп X-3, 2 — LMC X-4, 3 — SMC X-1, 4 — 4U1538-52, 5 — 4U0900-40. Указаны ошибки определения масс из наблюдений. Ошибки радиопульсаров (чёрные кружки) меньше размеров кружков. Массы всех рентгеновских и радиопульсаров не превышают $3M_\odot$. В то же время, нет радио- или рентгеновских пульсаров, а также нет рентгеновских барстеров 1-го типа среди массивных рентгеновских источников ($m_x > 3M_\odot$).

QZ Vul, XN Sco 1994, XN Oph 1977, XN Per 1992), рентгеновский источник в двойной системе является транзиентным (рентгеновской новой). Эта замечательная корреляция между типом рентгеновского источника и свойствами оптической звезды-донора в двойной системе должна учитываться при построении теории нестационарной дисковой аккреции на чёрные дыры. При этом два факта могут быть существенны: активность холодной маломассивной звезды, обусловленная глубокой конвективной зоной в её оболочке, которая может стимулировать генерацию турбулентной вязкости вещества в аккреционном диске вокруг чёрной дыры, а также большое отношение масс для рентгеновских новых $q = \frac{m_x}{m_v} = 2 \div 20$, при котором полость Роша чёрной дыры и размеры аккреционного диска относительно велики. Для такого большого аккреционного диска существенны приливные возмущения со стороны оптической звезды (см., напр., [82]).

Теория неустойчивости аккреционных дисков и связанные с ней проблемы для рентгеновских новых были развиты в последнее время (см., напр., [83-86, 14]). В частности, была разработана теория горячей квазисферической оптически тонкой структуры для внутренних частей аккреционного диска около чёрной дыры [13, 87, 14]. Эта теория использовалась для интерпретации рентгеновского и ультрафиолетового спектров и низкой рентгеновской светимости рентгеновской новой с чёрной дырой XN Mus 1991 в спокойном состоянии. В этой теории внутренняя часть аккреционного диска состоит из двухтемпературной плазмы, и основная часть тепловой энергии, выделяемой из-за вязкой диссипации энергии в

диске, адвектируется в чёрную дыру. Только малая часть ($\sim 10^{-4} \div 10^{-5}$) тепловой энергии излучается в виде рентгеновских квантов. Таким образом, следуя [13], низкая рентгеновская светимость транзитных рентгеновских двойных систем с чёрными дырами AO620–00, V 404 Cyg и XN Mus 1991 в спокойном состоянии так же как и аномально низкая рентгеновская светимость источника Sgr A в центре Галактики могут рассматриваться как свидетельства того, что в этих объектах существуют реальные чёрные дыры, имеющие горизонты событий, но не твёрдые поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. //Докл. АН СССР, 1964. Т. 155. С. 67.
2. Salpeter E. E. //Astrophys. J., 1964. V. 140. P. 796.
3. Шакура Н. И. //Астрон. ж., 1972. Т. 49. С. 921.
4. Shakura N. I., Sunyaev R. A. //Astron. Astrophys., 1973. V. 24. P. 337.
5. Pringle J. E., Rees M. //Astron. Astrophys., 1972. V. 21. P. 1.
6. Novikov I. D., Thorne K. S. — In: Black Holes. /Eds. by C. De Witt, D. De Witt. — N.Y.: Gordon and Breach, 1973. P. 343.
7. Novikov I. D., Zeldovich Ya. B. //Nuova Cim. Suppl., 1966. V. 4. P. 810.
8. Гусейнов О. Х., Зельдович Я. Б. //Астрон. ж., 1966. Т. 43. С. 313.
9. Trimble V. L., Thorne K. S. //Astrophys. J., 1969. V. 156. P. 1013.
10. Tananbaum H., Gursky H., Kellog E. M., Levinson R., Schreier E., Giacconi R. //Astrophys. J., 1972. V. 174. P. L143.
11. Shore S., Livio M., van den Heuvel E. P. J. Interacting Binaries. — Berlin—Budapest: Springer—Verlag, 1994.
12. Бисикала Д. В., Боярчук А. А., Кузнецов О. А., Чечеткин В. М. //Астрон. ж., 1994. Т. 71. С. 560.
13. Narayan R., Mc Clintock J. E., Yi I. //Astrophys. J., 1996. V. 457. P. 821.
14. Narayan R., Yi I. //Astrophys. J., 1995. V. 452. P. 710.
15. Cherepashchuk A. M., Efremov Yu. N., Kurochkin N. E., Shakura N. I., Sunyaev R. A. //Inform. Bull. Var. Stars, 1972. V. 720. P. 1.
16. Bahcall J. N., Bahcall N. A. //Astrophys. J., 1972. V. 178. P. L1.
17. Лютый В.
ts М., Сюняев Р. А., Черепашук А. М. //Астрон. ж., 1973. Т. 50. С. 3.
18. Лютый В.
ts М., Сюняев Р. А., Черепашук А. М. //Астрон. ж., 1974. Т. 51. С. 1150.
19. Черепашук А. М. //УФН, 1996. Т. 166. С. 809.
20. Wilson R. E., Sofia S. //Astrophys. J., 1976. V. 203. P. 182.
21. Milgrom M., Salpeter E. E. //Astrophys. J., 1975. V. 196. P. 583.
22. Антохина Э. А., Черепашук А. М. //Астрон. ж., 1994. Т. 71. С. 420.
23. Хрузина Т. С. //Астрон. ж., 1985. Т. 62. С. 356.
24. Paczynski B. //Astron. Astrophys., 1974. V. 34. P. 161.
25. Wade R. A., Horne K. //Astrophys. J., 1988. V. 324. P. 411.
26. Martin A. C., Casares J., Charles P. A., van der Hoofs F., van Paradijs J. //Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1995. V. 274. P. L46.
27. Cherepashchuk A. M. //Astron. and Astrophys. Trans., 1994. V. 5. P. 155.
28. Brandt W. N., Podsiadlowski Ph., Sigurdsson S. //Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 1995. V. 277. P. L35.
29. Webster N. L., Mordin P. //Nature, 1972. V. 235. P. 37.
30. Bolton C. T. //Astrophys. J., 1975. V. 200. P. 269.
31. Margon B., Bower S., Stone R. P. //Astrophys. J., 1973. V. 185. P. L113.
32. Балог Н. И., Гончарский А. В., Черепашук А. М. //Астрон. ж., 1981. Т. 58. С. 61.
33. Балог Н. И., Гончарский А. В., Черепашук А. М. //Письма в АЖ, 1981. Т. 7. С. 605.
34. Наджип А. Е., Хрузина Т. С., Черепашук А. М., Шенаврин В. И. //Астрон. ж., 1996. Т. 73. С. 377.
35. Cowley A. P., Crampton D., Huthings J. B. et al. //Astrophys. J., 1983. V. 272. P. 118.

36. Van der Klis M., Clausen J. N., Jensen K., Tjemkes S., van Paradijs J. //Astron. Astrophys., 1985. V. 151. P. 355.
37. Хрузина Т. С., Черепушук А. М. //Астрон. ж., 1984. Т. 61. С. 299.
38. Бочкарев Н. Г., Сюняев Р. А., Хрузина Т. С., Черепашук А. М., Шакура Н. И. //Астрон. ж., 1988. Т. 65. С. 778.
39. Mc Clintock J. E., Remillard R. A. //Astrophys. J., 1986. V. 308. P. 110.
40. Khruzina T. S., Cherepashchuk A. M., Shakura N. I., Sunyaev R. A. //Adv. in Space Res., 1988. № 8. P. 237.
41. Хрузина Т. С., Черепашук А. М. //Астрон. ж., 1995. Т. 72. С. 203.
42. Marsh T. R., Robinson E. L., Wood J. H. //Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1994. V. 266. P. 137.
43. Shahbaz T. et al. //Mothly Not. Roy. Astron. Soc., 1994. V. 271. P. L10.
44. Haswell C. A., Robinson E. L., Horne K., Stiening R. F., Abbott T. M. C. //Astrophys. J., 1993. V. 411. P. 802.
45. Casares J., Charles P. A., Naylor T. //Nature, 1992. V. 355. P. 614.
46. Martin A. S., Rebolo R., Casares J., Charles P. A. //Nature, 1992. V. 358. P. 129.
47. Антохина Э. А., Павленко Е. А., Черепашук А. М., Шугаров С. Ю. //Астрон. ж., 1993. Т. 70. С. 804.
48. Wagner R. M., Kreidl T. J., Howell S. B., Starrfield S. //Astrophys. J., 1992. V. 401. P. L97.
49. Shahbaz T., Naylor T., Charles P. A. //Monthly Not. Roy. Astr. Soc., 1994. V. 268. P. 756.
50. Casares J., Charles P. A. //Montly Not. Roy. Astr. Soc., 1994. V. 271. P. L5.
51. Remillard R. A., Mc Clintock J. E., Baylin C. D. //Astrophys. J., 1992. V. 399. P. L145.
52. Sunyaev R. A., Churazov E., Gilfanov M., Dyachkov A., Khavenson N., Grebnev S., Kremnev R., Sukhanov K., Goldwurm A., Ballet J., Cordier B., Paul J., Denis M., Vedrenne G., Niel M., Jourdain E. //Astrophys. J., 1992. V. 389. P. L75.
53. Антохина Э. А., Черепашук А. М. //Письма в АЖ, 1993. Т. 19. С. 500.
54. Casares J., Charles P. A., Marsh T. R. //Monthly Not. Roy. Astr. Soc., 1995. V. 277. P. L45.
55. Filippenko A. V., Matheson T., Barth A. J. //Astrophys. J., 1995. V. 455. P. L139.
56. Chevalier C., Ilovaisky S. A. //Astron. Astrophys., 1993. V. 269. P. 301.
57. Harlaftis E. T., Horne K., Filippenko A. V. //PASP, 1996. V. 108. P. 762.
58. Bailyn C. D., Orosz J. A., Mc Clintock J. E., Remillard R. A. //Nature, 1995. V. 378. P. 157.
59. Orosz J. A., Bailyn C. D. — Preprint, 1996.
60. Remillard R. A., Ronald A., Orosz J. A., Jerome A., Mc Clintock J. E., Jeferey E., Bailyn C. D., Charles P. A. //Astrophys. J., 1996. V. 459. P. 226.
61. Orosz J. A., Bailyn C. D. //Astrophys. J., 1995. V. 446. P. L59.
62. Paciesas W. S. //IAU Circ., 1992. № 5580.
63. Castro—Tirado A. J., Pavlenko E., Salyapikov A., Gershberg R. //IAU Circ., 1992. № 5588.
64. Wagner R. M., Bertram R., Starrfield S. G., Shrader C. R. //IAU Circ., 1992. № 5589.
65. Sunyaev R. A., Kaniovsky A. S., Borozdin K. N., Efremov V. V., Alferov V. A., Melioransky A. S., Skinner G. K., Pan H. C., Kendziorra E., Maisack M., Doebereiner S., Pietch W. //Astron. Astrophys., 1993. V. 280. P. L1.
66. Casares J., Martin A. S., Charles P. A., Martin E. L., Rebolo R., Harlaftis E. T., Castro—Tirado A. J. //Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 1995. V. 276. P. L35.
67. Hutchings J. B., Crampton D., Cowley A. P., Bianchi L., Thompson I. B. //Astron. J., 1987. V. 94. P. 340.
68. Schmutz W., Geballe T. R., Schild H. //Astron. Astrophys., 1996. V. 311. P. L25.
69. van Kerkwijk M. H., Charles P. A., Geballe T. R., King D. L., Miley G. K., Molnar L. A., van den Heuvel E. P. J., van der Klis M., van Paradijs J. //Nature, 1992. V. 355. P. 703.

70. Cherepashchuk A. M., Moffat A. F. J. //Astrophys. J., 1994. V. 424. P. L53.
71. Ford H. C., Harm R. J., Tsvetanov Z. I., Harting G. F., Dressel L. L., Kriss G. A., Bohlin R. C., David-
sen A. F., Margon B., Kochnar A. K. //Astrophys. J., 1994. V. 435. P. L27.
72. Miyoshi M., Moran J., Herrnstein J., Greenhill J., Nakai N., Diamond P., Inoue M. //Nature, 1995.
V. 373. P. 127.
73. Ferrarese L., Ford H. C., Jaffe W. //Astrophys. J., 1996 (in press).
74. Тутуков А. В., Черепашук А. М. //Астрон. ж., 1985. Т. 62. С. 1124.
75. Тутуков А. В., Черепашук А. М. //Астрон. ж., 1993. Т. 70. С. 307.
76. Тутуков А. В., Черепашук А. М. //Астрон. ж., 1997. Т. 74. С. 407.
77. Tanaka Y. — In: Abstracts 23-d ESLAB Symp. /Eds. by J. Hunt and B. Battick. — Nordwijk: ESA,
1989. Part 1. P. 3.
78. Greiner J., Egger R., Hartner G., Hasinger G., Pietsch W. — In: Abstracts Workshop on Nova Mus-
cae. /Ed. by S. Brandt. — Lyngby: Danish Space Research Inst., 1991. P. 79.
79. Mirabel I., Rodriguez L. F., Cordier B., Paul J., Lebrun F. //Nature, 1992. V. 358. P. 215.
80. Mirabel I., Rodriguez L. //Nature, 1994. V. 371. P. 46.
81. Hjellming R., Rupen M. //Nature, 1995. V. 375. P. 464.
82. Sawada K., Matsuda T. //Montly Not. Roy. Astron. Soc., 1982. V. 255. P. 17.
83. Hameury J. M., King A. R., Lasota J.-P. //Astron. Astrophys., 1986. V. 162. P. 71.
84. Hameury J. M., King A. R., Lasota J.-P. //Astron. Astrophys., 1990. V. 353. P. 585.
85. Goutikakis c., Hameury J.-M. //Astron. Astrophys., 1993. V. 271. P. 118.
86. Mineshige S., Wheeler J. C. //Astrophys. J., 1989. V. 343. P. 241.
87. Abramowicz M., Chen X., Kato S., Lasota J.-P., Rągev O. //Astrophys. J., 1995. V. 438. P. L37.

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга,
Москва, Россия

Поступила в редакцию
2 декабря 1997 г.

THE MASSES OF THE BLACK HOLES IN BINARY SYSTEMS

A. M. Cherepashchuk

Recent results concerning determination of the masses of eleven black holes in X-ray binary systems are summarized. It is very significant that there are no pulsars or X-ray bursters of the first kind among all eleven massive ($m_x > 3M_{\odot}$) X-ray sources in close binary systems.

ON RECURRENT SOLAR WIND STREAMS

I. S. Kim¹, N. L. Kroussanova¹, I. V. Alexeeva¹, R. N. Smartt²

A new approach to investigating the statistical relationship between certain solar features and recurrent wind streams is presented. This approach is based on a comparative analysis of the distributions of lifetimes of a set of solar features, recurrent geomagnetic disturbances, and geomagnetic "calms". Correlation coefficients of 0.81, 0.85, 0.79 and 0.77 are found for the distributions for several solar features — filaments, large-scale magnetic fields, coronal features, and coronal holes respectively — and recurrent geomagnetic disturbances. Correlation factor of 0.97 between the distributions of geomagnetic "calms" and active regions is found. The combined evidence indicates that no specific type of solar feature is responsible for the recurrent stream activity. Rather, the configuration of the large-scale magnetic field of the Sun appears to control the permanently existing corpuscular activity. Since prominences trace polarity division lines of the large-scale magnetic field structure of the Sun, they have been checked as a possible general predictor of the recurrent corpuscular activity; their parameters could present the most reliable indices that relate closely with trends in geomagnetic disturbances. A comparative analysis of cyclic variations of sunspot numbers, the total number of prominences,

the relative number of low height ($\leq 20''$) prominences and recurrent geomagnetic storms is made for solar cycle N16. The relative number of low-height prominences is found to correlate broadly (0.83) with recurrent wind streams.

1. INTRODUCTION

It is known that recurrent geomagnetic disturbances can be considered as remote sensors of recurrent wind streams. Hence information about suspected sources of the recurrent solar wind can be obtained from the evolution of recurrent geomagnetic disturbances. No unambiguous correspondence between recurrent wind stream activity and a specific solar feature has yet been established. Former studies were based on postulating some specific solar feature as a source of the recurrent solar wind and using the epoch superposition method. The approach suggested here is based on postulating the "solar source — geomagnetic disturbances" relationship, using a comparative analysis of the distributions with lifetime of sets of solar features and recurrent geomagnetic disturbances.

2. DISTRIBUTIONS ON LIFETIME

Distributions of the lifetimes of solar features, recurrent geomagnetic disturbances and recurrent geomagnetic "calms" have been obtained from published data.

Recurrent geomagnetic disturbances were selected on the Bartels diagrams (1963–1984) according to several criteria: the absence of the relationship with solar flares, the duration of the disturbance with " $K_p \geq 2+$ " should be more than 2 days, and the recurrence ≥ 2 . According to Sykora et al. [1], the absence of solar activity is as important as activity in studying the solar-terrestrial relationship. Active regions are often not accompanied by corresponding geomagnetic activity. Sometimes observed non-active periods on the Sun correspond to powerful storms in the magnetosphere. The role of coronal mass ejection (CME) is under discussion. Recurrent geomagnetic "calms" were selected according to the criteria: the "zero" level of K_p is taken as $0_0 \div 1$, the lifetime ≥ 1 day, and the recurrence ≥ 2 .

Our analysis of solar feature distributions with lifetime leads to a natural division into 2 groups according to the similarity with the overall form of the distributions (Figs. 1, 2).

The distribution for filaments (Fig. 1b) is based on the tables published by Gnevyshev [2]. The distribution of large-scale magnetic field structures given by Stepanian [3] is presented in its original form in Fig. 1c. The distribution of K-corona structures was obtained from Fig. 2 presented by Parker [4]. The distribution of the lifetime of coronal holes (CHs) was obtained by us using HeI 10830 Å data published in Solar Geophysical Data for the period June 1982 – August 1990. CHs were tagged by a time-ordered set of synoptic maps back to birth and forward to disappearance. The period of existence expressed in solar rotations was taken as a lifetime. Overlapping of CHs in successive synoptic maps should be more than 30–40 %. A CH recorded during one solar rotation was assigned a lifetime of 1 if it existed for a period from 0.5 to 1.5 rotations. Two polar CHs existing over all the period are not shown.

Evident maxima at 6, 10, and 14 rotations are noted in Fig. 1a. The probability of a maximum at 10 rotations equals to 98% according to Student criterion. The maximum at 25 – 28 rotations corresponds to long-lived features present during the period of pre-minimum of the solar activity cycle.

Distributions for geomagnetic "calms" and active regions are shown in Fig. 2. Tables published by Vitinsky [5] were used to deduce the distribution for active regions (flocculi).

The correlation coefficients between the distributions are presented below:

Fig. 1: $r(a-b)=0.81$ $r(a-d)=0.79$
 $r(a-c)=0.85$ $r(a-e)=0.77$

Fig. 2: $r(a-b)=0.97$

In correlating these observational samples that have different time bases, it is assumed that the "lifetime characteristics" are fairly constant.

A similarity between the distributions of the lifetime of recurrent geomagnetic disturbances, large-scale magnetic fields, and filaments (that evidently trace magnetic polarity reversals) is found. The distribution for geomagnetic "calms" seems to be defined by the existence of active regions (flocculi). It is noted, however, that active regions can play a role in modulating and possibly adding to the mass flow in recurrent wind streams [6]. The explanation appears to be that even in such active regions, small open-field configurations exist as is evident clearly in images of the FeX (637.5 nm) corona.

These comparisons suggest that specific solar features are not responsible for the recurrent stream activity. Rather, it appears likely that it is the configuration of the large-scale magnetic field in the solar atmosphere that controls the permanently existing corpuscular activity [7, 8]. But the question remains whether any type of solar feature can serve as a convenient general index for the level of recurrent stream activity.

Below we investigate the relationship between one prominence parameter, used as an index, and its correlation with recurrent wind streams.

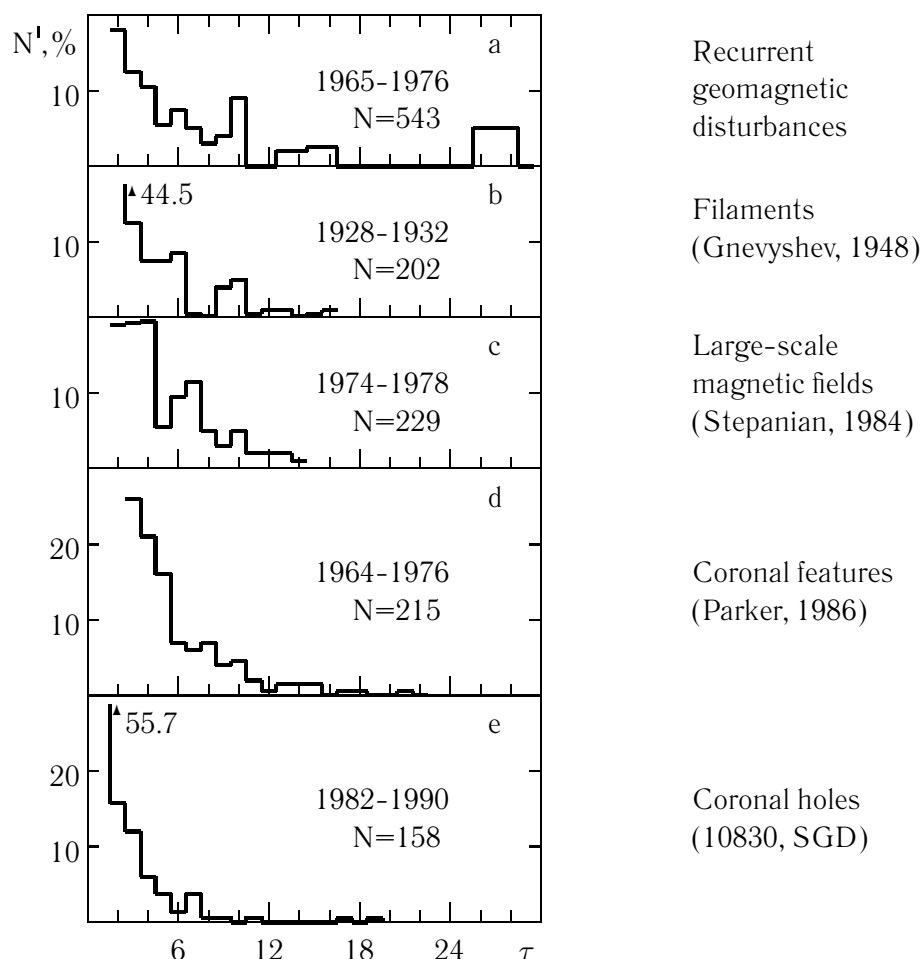


Fig. 1. Distributions with lifetime for: (a) recurrent geomagnetic disturbances, (b) filaments, (c) large-scale magnetic fields, (d) coronal features, and (e) coronal holes. N — the total number of events, N' — the relative number in %, τ — the lifetime in solar rotations.

3. RELATIVE NUMBER OF LOW HEIGHT PROMINENCES AS AN INDEX CORRELATING WITH THE RECURRENT WIND STREAM ACTIVITY

Boundaries between large-scale magnetic fields of the Sun are traced by prominences (filaments). Published “synoptic” prominence magnetic field measurements are quite limited. However, prominence height can be considered as a “magnetic” parameter [9, 10]. This suggests using prominence height as an index to correlate with recurrent wind streams.

A multimodality in the prominence height distribution as well as the persistence of low-height prominences through a solar cycle [11] leads us to investigate the relationship between the recurrent wind streams and the relative number of prominences with heights lower than $25''$. The observed polarity of low-height prominences coincides with the polarity deduced from the underlying large-scale magnetic fields of the Sun. As a rule such prominences represent active region filaments tracing “young” polarity division lines. It is noted that, ideally, low height prominence measurements should be based on a large-scale, high-resolution, and uniform set of filtergrams, ensuring an accuracy of the prominence height measurements to within, say, $3''$. Spectroheliograms obtained in the light of K CaII and H α lines at Kodaikanal (India) and

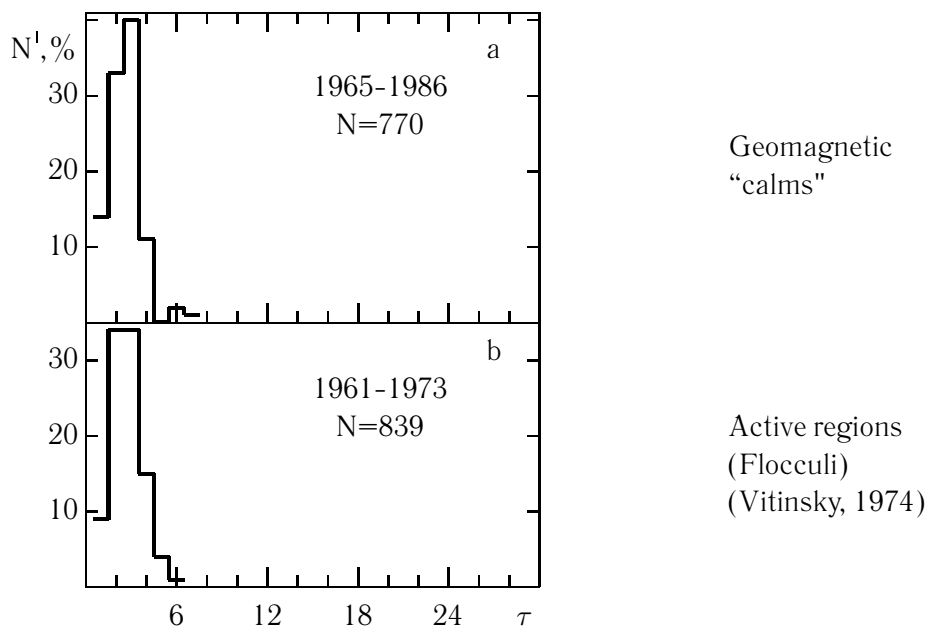


Fig. 2. Distributions with lifetime for: (a) geomagnetic "calms" and (b) active regions.

NSO/SP (USA) observatories would satisfy these requirements. Tables of prominence heights published by Ananthakrishnan [12] for the solar cycle N 16 have been used here. The total number of prominences of 48805 has allowed a reliable statistical analysis. Since the step used in the tables of $20''$ is relatively coarse, only prominences with heights lower than $20''$ were selected for the analysis to avoid the effects of "smearing". Figure 3 (a–d) shows corresponding cyclic variations during the cycle N 16 for the sunspot numbers [13], the total number of prominences, the relative number of prominences with heights lower than $20''$ [12] and recurrent wind streams (part of Fig. 1, Legrand and Simon [14]).

The relative number of low height prominences changes out of phase with the sunspot cycle and peaks during the pre-minimum epoch. The correlation coefficient between the cyclic curves of the relative number of low height prominences (Fig. 3c) and the recurrent wind streams (Fig. 3d) is 0.83.

4. CONCLUSIONS

The above discussion allows us to make the following tentative conclusions:

- It appears unlikely that some specific type of solar feature is responsible for the recurrent stream activity. That is, there is no direct causal link. Rather, the observational evidence suggests that the configuration of the large-scale magnetic field of the Sun, as distributed in the solar atmosphere, controls the permanently existing corpuscular activity.
- The relative number of low height prominences ($\leq 20''$) appears to provide a convenient and reliable index closely related with the level of recurrent wind stream activity.

Finally, in order to establish a reliable estimate of the level of correlation between the relative number of low-height prominences and the long-term magnitude of the recurrent wind stream activity, a statistical analysis of a uniform set of large-scale and high-resolution spectroheliograms of prominences, covering at least one solar cycle, is required.

This work was supported by the grants № 96-02-17753a of Russian Foundation for Bound Researches and N 94-2521 of INTAS.

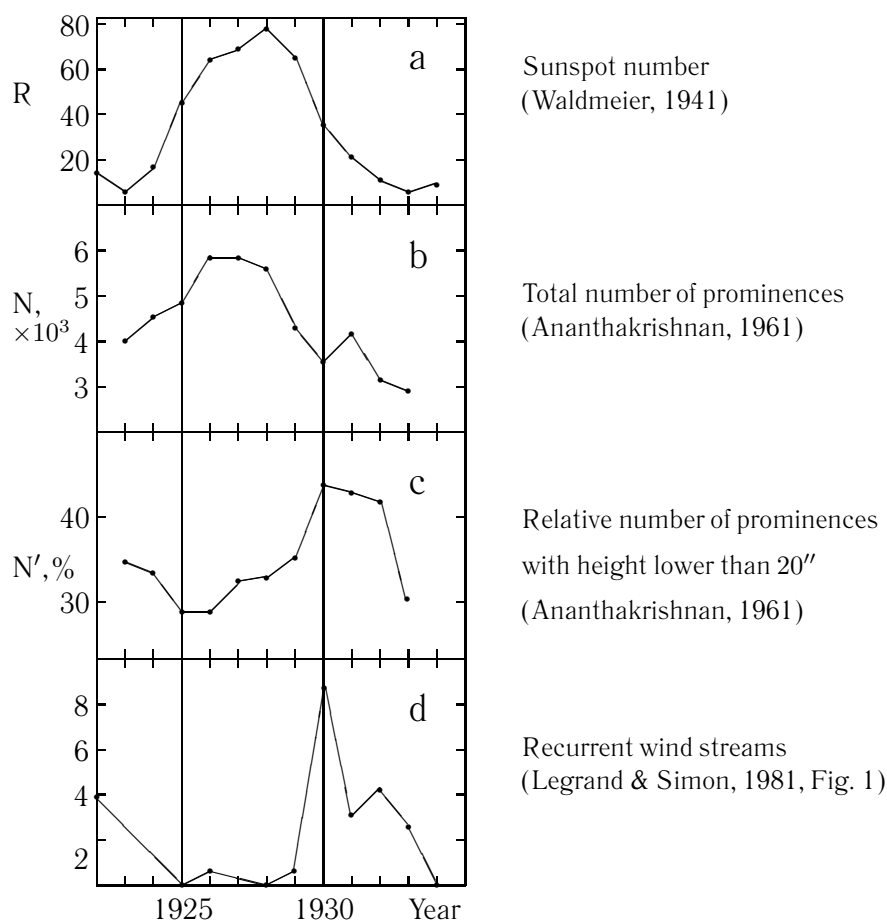


Fig. 3. Cyclic variations of the sunspot number (R), the total number of prominences (N), the relative number of prominences with height lower than 20'' (N') and the recurrent wind stream activity.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sykora J., Halenka J., Lastovicka J., Perglarova P. //Bull. Astron. Just. Czechosl., 1986. V. 37. № 2. P. 120.
2. Eigenson M. S., Gnevyshev M. N., Ol A. I. //Solar Activity and the terrestrial manifestation [in Russian]. — Moskva — Leningrad: OGIZ, 1948. P. 43.
3. Stepanian N. N. //Ph. D. Thesis. — Crimea. Nauchny, 1984. P. 26.
4. Parker G. D. //Solar Phys., 1986. V. 104. № 2. P. 333.
5. Vitinsky Yu. I. //Izv. GAO, 1974. V. 189-190. P. 10.
6. Hick P. and Jackson B. V. — In: D. Winterhalter, J. T. Gosling, S. R. Habbal, W. S. Kurth, and M. Neugebauer (eds.). Solar Wind Eight. AIP Conf. Proc. 382. 1995. P. 461.
7. Ivanov-Kholodny G. S., Kim I. S. //Itogi nauki i tekhniki. — Moskva: VINITI, AN SSSR. 1990. V. 33. P. 118.
8. Obridko V. N., Shelting B. D. //Geom. Aéronom., 1987. V. 27. № 2. P. 196.
9. Kim I. S. //Lecture Notes in Physics, 1990. V. 363. P. 49.
10. Leroy J. L. — In: Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominences. /Ed. by Priest E. R. — Kluwer Academic Publ., 1988.

11. Kim I. S., Klepikov V. Yu., Koutchmy S., Stepanov A. I., Stellmacher G. //Solnechnye dannye, 1988. V. 5. P. 77.
12. Ananthakrishnan R. //Astrophys. J., 1961. V. 133. P. 969.
13. Waldmeier M. //Astr. Mitt. Zürich. 1941. V. 14. № 140. P. 551.
14. Legrand J. P., Simon P. A. //Solar Phys., 1981. V. 70. P. 173.

¹Sternberg State Astronomical
Institute, Moscow, Russia;

²National Solar Observatory,
Sacramento Peak, USA

Поступила в редакцию
28 октября 1997 г.

РАССЕЯНИЕ АЛЬФВЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ НА НЕОДНОРОДНОСТИ ПЛОТНОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Н. А. Бархатов, Н. С. Беллюстин

В одномерном магнитогидродинамическом (МГД) приближении рассмотрено взаимодействие нелинейной альфвеновской волны с интенсивными неоднородностями плотности в межпланетной плазме. Для более корректного изучения взаимодействия использовалось приближение холодной плазмы, поскольку тепловое давление может значительно изменять форму заданных неоднородностей концентрации плазмы. Результаты вычислительных экспериментов известных МГД уравнений представлены в виде трёх фильмов, демонстрирующих различные сценарии развития нелинейной динамики. Фильмы позволяют наблюдать динамическую эволюцию формы альфвеновского возмущения, а также изменения неоднородностей плотности. Для альфвеновских волн малых амплитуд это соответствует процессу линейной трансформации на неоднородностях плотности, который тоже не может быть полностью изучен аналитически. Численное моделирование подтверждает явления отражения от областей резкого изменения плотности, которые очень чувствительны к пространственным масштабам взаимодействующих объектов. Тем же способом рассмотрено рассеяние сильных волн. Если альфвеновская волна умеренной амплитуды, то она, испытывая обратимые изменения формы в области высокой плотности (осцилляции фронта ударной волны там ослабевают), восстанавливается затем в более разреженной среде. Сильная рассеиваемая альфвеновская волна вызывает необратимые изменения формы неоднородности плотности.

Полученные результаты являются иллюстрацией процесса взаимодействия альфвеновских волн с сильными возмущениями плотности, связанными с поршневыми или взрывными ударными волнами в солнечном ветре.

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты по непосредственному [1] и дистанционному (радиопросвечивание [2] и анализ межпланетных сцинтилляций [3]) наблюдению микроструктуры межпланетной среды и магнитного поля свидетельствуют о существовании флуктуаций концентрации и разнообразных магнитных неоднородностей с масштабами $10^7 \div 10^{10}$ см. Флуктуации концентрации и магнитного поля имеют иногда разную природу и будут рассматриваться отдельно. В солнечном ветре имеют также место интенсивные неоднородности плотности с характерными масштабами 10^{11} см, связанные с фронтами поршневых и взрывных ударных волн [4]. Согласно работе [5], трансформация магнитогидродинамических (МГД) волн на неоднородностях концентрации плазмы и магнитного поля в солнечном ветре ведёт к резонансному рассеянию и определяет эффективное затухание заданной волны. Этот процесс объясняет удивительно большой процент энергии магнитозвуковых колебаний в солнечном ветре, несмотря на важность для них бесстолкновительного поглощения. Изучение рассеяния волн на таких неоднородностях проведено в первом приближении теории возмущений. В ней неоднородности заменяются источниками с распределением тока, заданным падающей на них пробной изучаемой волной [6]. Вместе с тем, особенностью МГД волн в движущейся плазме является возможность резкого возрастания их амплитуд за счёт подкачки энергии от потока [7]. Это означает, что следует изучать выше упомянутый процесс за пределами борновского приближения. Необходимость выхода за пределы линейного рассмотрения становится принципиальной при исследовании рассеяния волн на интенсивных неоднородностях плотности. Поскольку сильно нелинейные режимы распространения МГД волн плохо поддаются аналитическим методам анализа, необходимо использовать современные средства компьютерного моделирования [8].

В данной работе исследуется взаимодействие сильно нелинейной альфвеновской волны с сильными неоднородностями концентрации межпланетной плазмы. Для этой цели использовалась компьютерная программа, реализующая в одномерном приближении известные уравнения магнитной гидродинамики:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial V_z}{\partial z} + V_z \frac{\partial \rho}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial V_x}{\partial t} + V_z \frac{\partial V_x}{\partial z} - \frac{B_z}{4\pi\rho} \frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2} &= 0, \\ \frac{\partial V_z}{\partial t} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} + \frac{B_x}{4\pi\rho} \frac{\partial B_x}{\partial z} + \frac{B_z}{4\pi\rho} \frac{\partial B_z}{\partial z} + \frac{V_s^2}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \left(\zeta + \frac{4\eta}{3} \right) \frac{\partial^2 V_z}{\partial z^2} &= 0, \\ \frac{\partial V_y}{\partial t} + V_z \frac{\partial V_y}{\partial z} - \frac{B_z}{4\pi\rho} \frac{\partial B_z}{\partial z} - \frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 V_y}{\partial z^2} &= 0, \\ \frac{\partial B_x}{\partial t} - B_z \frac{\partial V_x}{\partial z} + V_z \frac{\partial B_x}{\partial z} + B_x \frac{\partial V_z}{\partial z} - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_x}{\partial z^2} &= 0, \\ \frac{\partial B_y}{\partial t} + V_z \frac{\partial B_y}{\partial z} + B_y \frac{\partial V_z}{\partial z} - B_z \frac{\partial V_y}{\partial z} - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_y}{\partial z^2} &= 0.\end{aligned}$$

Здесь проводимость σ , вязкости ζ и η и другие параметры были выбраны соответствующими условиям межпланетной плазмы солнечного ветра. Система координат определена таким образом, что магнитное поле $\mathbf{B}$, скорость $\mathbf{V}$ и плотность ρ изменяются вдоль оси z . В соответствии с уравнением $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$, компонента магнитного поля B_z остаётся постоянной: $B_z = B_0 = \text{const}$.

Такая вычислительная система позволила провести модельные вычислительные эксперименты и исследовать динамику рассеяния ударной альфвеновской волны на неоднородности плотности с образованием отражённой волны. Безграничное одномерное пространство создаётся применением периодических граничных условий. Устойчивость численного счёта гарантируется тем, что при контрольном уменьшении шага интегрирования результат вычислений остаётся стабильным. При этом можно полагать, что результат соответствует пределу непрерывного времени. Такой общепринятый эмпирический принцип обосновывает достоверность счёта. Устойчивость полученных решений по отношению к изменениям параметров уравнений также выборочно контролировалась — для критических случаев непосредственно проверялось отсутствие качественного изменения решений при малом изменении параметров.

2. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Основное внимание в настоящем исследовании было уделено рассеянию сильных альфвеновских волн на неоднородностях плотности плазмы в зависимости от амплитуды и формы ударных волн, а также от амплитуды и пространственных размеров неоднородностей. Скорость звука считалась в рассматриваемых примерах равной нулю. Это обеспечивало существование неподвижных неоднородностей плотности, поскольку учёт давления приведёт к разбеганию неоднородности концентрации в виде звуковых волн. В солнечном ветре $\rho_0 = 2 \cdot 10^{-23} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $B_0 = 5 \text{ нТл}$ и альфвеновская скорость $V_A \gg V_s$ (V_s — скорость звука).

Исходное возмущение выбрано в виде уединённого импульса протяжённостью 60 условных пространственных единиц (у.е.). Применительно к условиям солнечного ветра это соответствует $2 \cdot 10^7 \text{ см}$. Вся ось z равна 620 у.е. ($2 \cdot 10^8 \text{ см}$). При расчётах принято, что кинематическая и магнитная вязкости

обусловлены взаимодействием с магнитной турбулентностью солнечных протонов и электронов, соответственно. Для оценки этих величин принята модель турбулентности Батчелора [9], а определение соотношения внутреннего и внешнего масштабов турбулентности в солнечном ветре опирается на выводы [10]. Согласно [11], кинематическая вязкость $\nu = \eta/\rho = 1$ у.е., что отвечает значению вязкости протонов: $\nu = 10^{11} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. Магнитная вязкость $\mu = c^2/(4\pi\sigma) \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ принята равной ~ 4 у.е. и обусловлена эффективной частотой столкновения электронов с магнитными неоднородностями $\nu_e = v_{Te}/l$ ($v_{Te} = 2 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ — тепловая скорость электронов, $l = 10^7 \text{ см}$ — внутренний масштаб турбулентности).

3. ПРОСТРАНСТВЕННО–ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Мы рассмотрели три сценария динамической волновой “жизни” и сделали три мультипликационных фильма для различных значений параметров. Фильмы помогают понять некоторые особенности изучаемого взаимодействия. Ряд кадров этих фильмов включен в работу для иллюстрации выводов.

Первый сценарий соответствует линейному случаю, когда амплитуда альфвеновской волны невелика. Рисунки (рис. 1–3) представляют последовательность из трёх кадров трёхмерного распределения магнитного поля, скорости и плотности для характерного примера рассеяния альфвеновского возмущения с $\Delta B/B_0 = 0,2$ ($B_x = 1 \text{ нТл}$) на неоднородности масштаба 10^7 см с $\Delta\rho/\rho_0 = 20$ (соответствующая концентрация $R = \Delta\rho/m_p = 20$, m_p — масса протона).

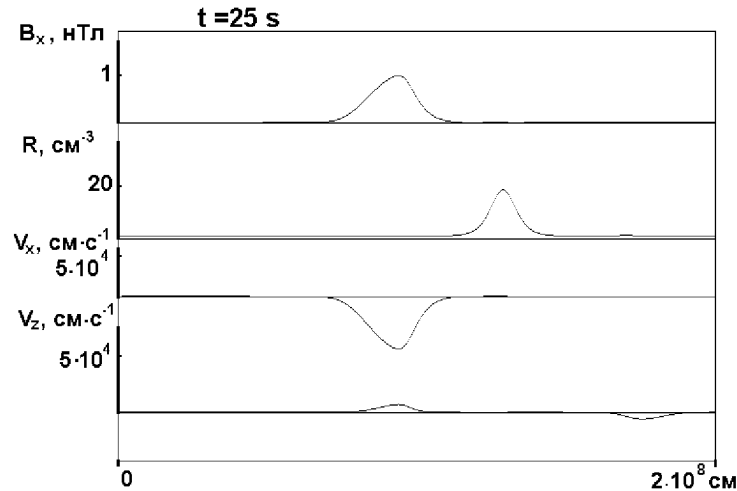


Рис. 1. Распределение магнитного поля, скорости и плотности для случая рассеяния альфвеновской волны небольшой амплитуды с $\Delta B/B_0 = 0,2$ ($B_x = 1 \text{ нТл}$) на неоднородности масштаба 10^7 см с $\Delta\rho/\rho_0 = 20$ (концентрация $R = \Delta\rho/m_p = 20$). Альфвеновская волна надвигается на рассматриваемую неоднородность плотности слева. Время с начального момента $t = 25 \text{ с}$.

Рис. 1 даёт распределение физических величин для времени $t = 25 \text{ с}$, которое прошло с момента задания начального возмущения. Этот кадр можно приближённо трактовать как бегущую вправо альфвеновскую волну и неподвижную неоднородность плотности. Слабая нелинейность в данном случае приводит к укрупнению переднего фронта волны, но ударная волна ещё не успевает сформироваться до столкновения с неоднородностью плотности.

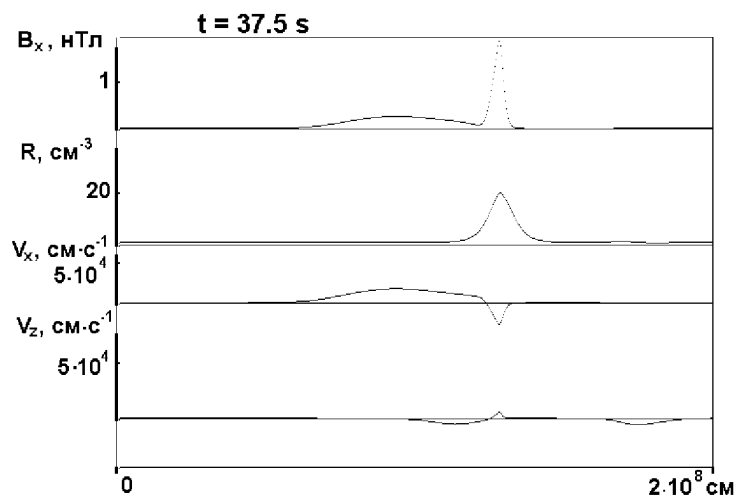


Рис. 2. Взаимодействие альфвеновской волны небольшой амплитуды с неоднородностью плотности. Время с начального момента $t = 37,5$ с.

Второй кадр (рис. 2) относится непосредственно к моменту ($t = 37,5$ с) взаимодействия альфвеновской волны с сильной неоднородностью. При этом формируется сильно размытая отражённая альфвеновская волна, которая имеет небольшую амплитуду, хотя уносимая ею энергия не мала. Отражённая волна близка к линейной по своим свойствам. Рис. 3 ($t = 50$ с) относится к ситуации после взаимодействия.

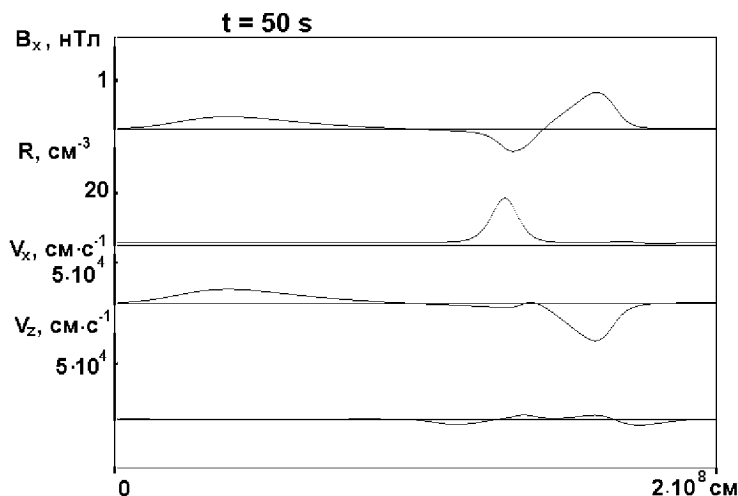


Рис. 3. Формирование размытой отражённой волны. Проходящая альфвеновская волна ослаблена в результате взаимодействия. Время с начального момента $t = 50$ с.

Проходящая альфвеновская волна ослаблена в результате взаимодействия. Она и отражённая альфвеновская волна покидают область взаимодействия и удаляются от рассеивающей неоднородности плотности плазмы. Неоднородность испытывает обратимые изменения и её форма возвращается в исходное состояние после взаимодействия. Последующие кадры показывают достаточно сложную осциллирующую волновую структуру, которая возникает в результате многократного отражения альфвеновской волны от границ неоднородности. Таким образом, неоднородность запасает падающую энергию и сама становится источником волн.

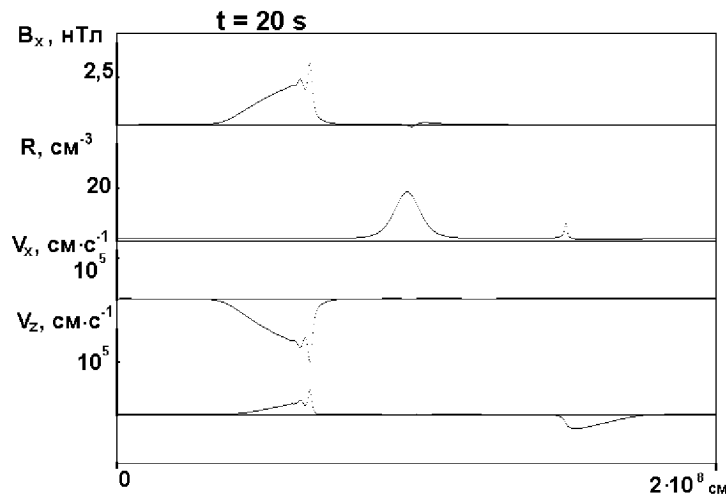


Рис. 4. Распределение магнитного поля, скорости и плотности для случая рассеяния сильной альфвеновской волны с $\Delta B/B_0 = 0,5$ ($B_x = 2,5$ нТл) на неоднородности масштаба 10^7 см с $\Delta\rho/\rho_0 = 20$ (концентрация $R = \Delta\rho/m_p = 20$). Формирование ударной альфвеновской волны с осциллирующим передним фронтом. Время с начального момента $t = 20$ с.

Фильм по второму сценарию представлен серией динамических кадров (рис. 4–6) и отличается от первого только амплитудой альфвеновского возмущения. Он позволяет оценить влияние амплитуды альфвеновской волны на процесс рассеяния. Начальные условия отличаются от предыдущего случая только “степенью нелинейности” альфвеновской волны, т.е. увеличением отношения её амплитуды к величине постоянного магнитного поля вдоль оси z : $\Delta B/B_0 = 0,5$ ($B_x = 2,5$ нТл). На некотором расстоянии до рассеивающей неоднородности в момент $t = 20$ с формируется ударная альфвеновская волна с осциллирующим передним фронтом (рис. 4). В этом примере более чётко виден новый скачок плотности “отдачи” — обусловленный наличием V_z -компоненты скорости в сильной альфвеновской волне, которая не учитывалась при задании начальных условий. Рис. 5–6 показывают важные особенности взаимодействия альфвеновской волны с неоднородностью плотности. Осциллирующая ударная альфвеновская волна вызывает мелкомасштабные осцилляции плотности внутри неоднородности. Затем, попадая в область высокой плотности, она теряет осцилляции фронта и переходит в режим ударной волны без осцилляций фронта. На рисунках видно, как неоднородность плотности сильно деформируется и становится несимметричной. Этот процесс может трактоваться как взаимодействие альфвеновской волны с медленным магнитным звуком, имеющим нулевую скорость распространения. Отражённая альфвеновская волна остаётся в этом примере сильно протяжённой волной небольшой амплитуды.

Фильм по третьему сценарию представлен серией динамических кадров на рис. 7–9 и позволяет оценить влияние пространственных размеров неоднородности плотности на процесс рассеяния сильной альфвеновской волны. По другим параметрам пример практически не отличается от предыдущего. Рис. 8 непосредственно характеризует процесс взаимодействия, рис. 9 — последующее движение волн после взаимодействия. Видно, что более резкая и мелкомасштабная ($3 \cdot 10^6$ см) неоднородность вызывает более сильную отражённую волну. Отражённая волна в данном случае является сильно нелинейной и формирует ударную альфвеновскую волну встречного направления. Влияние процесса на саму неоднородность плотности тоже качественно изменяется — её пиковая амплитуда сильно возрастает, что может трактоваться как возбуждение сильной (но неподвижной в данных условиях) медленной магнитозвуковой волны.

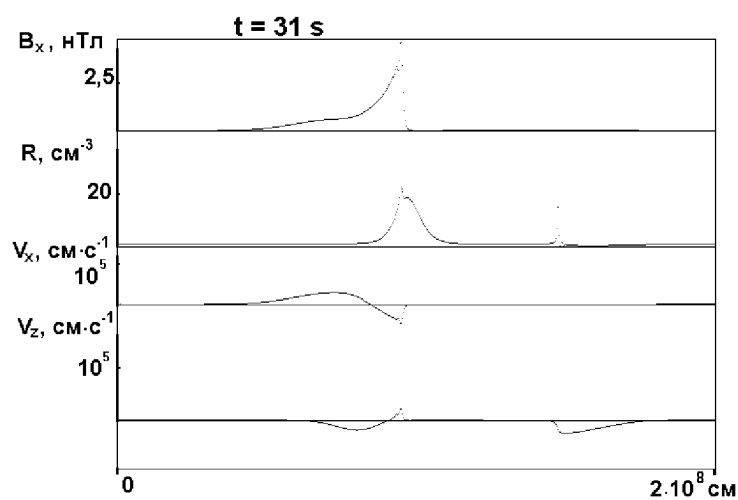


Рис. 5. Взаимодействие сильной альфвеновской волны с неоднородностью. Время с начального момента $t = 31$ с.

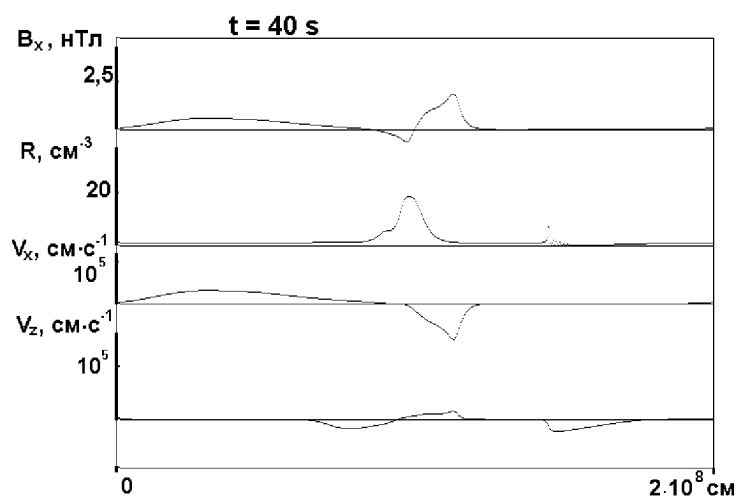


Рис. 6. Асимметричная деформация неоднородности плотности. Потеря сильной альфвеновской волной осцилляций фронта. Отражённая альфвеновская волна небольшой амплитуды. Время с начального момента $t = 40$ с.

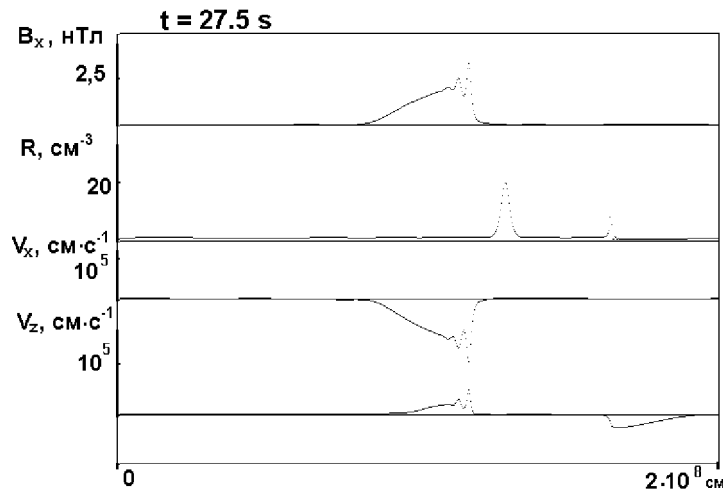


Рис. 7. Влияние пространственных размеров неоднородности плотности на процесс рассеяния сильной альфвеновской волны. Распределение магнитного поля, скорости и плотности для случая рассеяния сильной альфвеновской волны с $\Delta B/B_0 = 0,5$ ($B_x = 2,5$ нТл) на резкой и мелкомасштабной неоднородности $3 \cdot 10^6$ см с $\Delta \rho/\rho_0 = 20$ (концентрация $R = \Delta \rho/m_p = 20$). Время с начального момента $t = 27,5$ с.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В одномерном МГД приближении рассмотрено взаимодействие сильно-нелинейной альфвеновской волны с интенсивными неоднородностями плотности в межпланетной плазме. Пространственно-временная динамическая эволюция изучена в зависимости от величины амплитуды волны и характеристик неоднородности. В результате компьютерного моделирования получены три мультипликационных фильма в формате COREL MOVE, которые имеются у авторов, а также могут быть взяты в сети ИНТЕРНЕТ по адресу журнала "Радиофизика".

Сравнение трёх различных динамических сценариев позволяет выявить особенности нелинейной динамики МГД волн. Первый отличается от второго величиной амплитуды заданной альфвеновской волны, и их сравнение показывает влияние уровня нелинейности альфвеновской волны на процесс рассеяния и изменения неоднородности. В частности, взаимодействие между более сильной альфвеновской волной и неоднородностью ведёт к мелкомасштабным осцилляциям плотности внутри неоднородности. В этом случае распределение параметров в неоднородности не восстанавливается полностью и оно становится асимметричным после прохождения ударной альфвеновской волны. Альфвеновская волна теряет осцилляции фронта внутри неоднородности, которые затем восстанавливаются в более разреженной среде. Сравнение второго и третьего фильмов показывает роль масштаба неоднородности плотности в явлении взаимодействия. Более резкая и мелкомасштабная неоднородность вызывает сильно нелинейную отражённую волну и формирует ударную альфвеновскую волну в противоположном направлении. Пиковая амплитуда неоднородности сильно возрастает. Компьютерное моделирование показывает, как в результате взаимодействия сильной альфвеновской волны с неоднородностью наряду с рассеянными альфвеновскими волнами появляются магнитогидродинамические возмущения разных типов.

В этом исследовании мы рассмотрели некоторые особенности взаимодействия альфвеновских волн с интенсивными неоднородностями плотности солнечного ветра. Следует отметить, что идеализированный характер принятой при расчётах модели делает результаты работы иллюстративными. Тем не менее, поскольку наши результаты согласуются с полученными нами ранее [5] при исследовании рас-

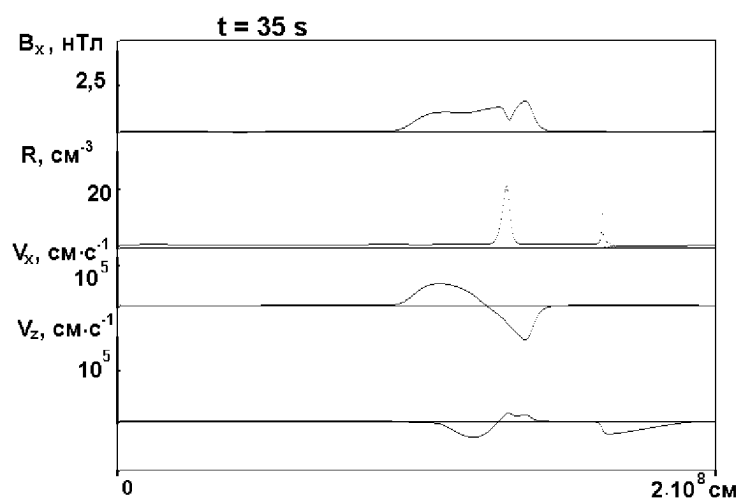


Рис. 8. Взаимодействие сильной альфвеновской волны с резкой, мелкомасштабной резкой неоднородностью. Время с начального момента $t = 35$ с.

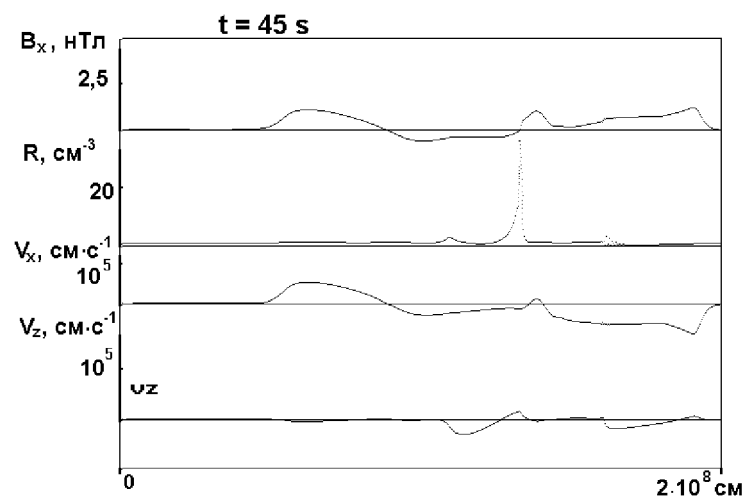


Рис. 9. Отражённая волна является сильно нелинейной и формирует ударную альфвеновскую волну встречного направления. Пиковая амплитуда неоднородности возрастает. Время с начального момента $t = 45$ с.

сеяния альфвеновских волн на слабых трёхмерных неоднородностях плотности в борновском приближении, их качественная ценность несомненна. Они демонстрируют тесную связь между нелинейным взаимодействием и рассеянием волн на мелкомасштабных неоднородностях.

Благодарим А. Бархатова, мл., за помощь в создании компьютерных фильмов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sari J. W., Valley G. C. //J. Geophys. Res., 1976. V.81. № 31. P. 5489.
2. Ефимов А. И., Яковлев О. И., Разманов В. М., Штырков В. К. //Письма в астрофиз. ж., 1977. Т. 3. № 7. С. 322.
3. Readhead A. C. S., Kemp M. C., Hewish A. //Monthly Not. Res. Astr. Soc., 1978. V. 185. P. 207.
4. Хундхаузен А. Расширение короны и солнечный ветер. — М.: Мир, 1976. — 302 с.
5. Бархатов Н. А., Беллюстин Н. С. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1983. Т. 26. № 5. С. 519.
6. Денисов Н. Г. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1960. Т. 3. С. 393.
7. Barkhatov N. A. //Adv. in Space Res., 1996. V. 17. № 4/5. P. 331.
8. Steinolfson R. S. //J. Geophys. Res., 1981. V. 86. P. 535.
9. Batchelor G. K. The theory of homogeneous turbulence. — Cambridge: Univ. Press, 1960.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. — М.: Наука, 1986. — 733 с.
11. Бархатов Н. А., Беллюстин Н. С. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1996. Т. 34. № 5. С. 579.

Нижегородский государственный
педагогический университет,
Научно-исследовательский
радиофизический институт,
г. Н. Новгород

Поступила в редакцию
22 июля 1997 г.

ALFVEN WAVE SCATTERING BY SOLAR WIND DENSITY INHOMOGENEITY

N. A. Barkhatov, N. S. Belliustin

The interaction of a nonlinear Alfvén wave with intensive density inhomogeneities in the interplanetary plasma is studied in the one-dimensional magnetohydrodynamics (MHD) approach. For precisely consideration of these effects the approach of cold plasma is used, because the sound wave motion caused by the temperature pressure can significantly change the form of density inhomogeneities. The computer simulations of well known MHD equations are presented in animated forms for three various scenarios of the nonlinear dynamics development. They allow to observe the Alfvén wave form dynamics evolution as well as the changes of density inhomogeneities with large amplitudes. For the Alfvén waves with small amplitudes this corresponds to the wave linear transformation on density inhomogeneities, which also cannot be fully investigated analytically. The computer simulations confirm the reflections from areas of sharp density changes, which are very sensitive to the spatial scales of interacting objects. Strong wave is scattering wave considered in the same way. If the Alfvén wave has a moderate amplitude it experiences reversible form changes in the high density region (shock wave oscillations decrease there) and then it restores itself in a more rarefy medium. The more strong scattered Alfvén wave causes irreversible changes in the density inhomogeneity form.

Results obtained illustrate the interaction between Alfvén waves and strong density disturbances associated with piston or explosive shock waves in the solar wind.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ ПО ДАННЫМ О ТОНКОЙ СТРУКТУРЕ ВСПЛЕСКОВ II ТИПА

В. В. Зайцев, Е. Я. Злотник, Г. Манн, Г. Аураасс, А. Классен

В составе всплесков II типа солнечного радиоизлучения наблюдается тонкая структура типа “в елочку” (или *herringbone bursts*, называемых ниже НВ-всплески), которая по виду на динамическом спектре аналогична всплескам III типа и интерпретируется обычно как плазменное излучение быстрых электронов, ускоренных ударными волнами в солнечной короне. В общих чертах механизм излучения НВ-всплесков аналогичен механизму излучения всплесков III типа. Однако НВ-всплески имеют приблизительно на порядок большие яркостные температуры, чем всплески III типа. Скорость частотного дрейфа D_f НВ-всплесков примерно в два раза меньше соответствующей скорости для всплесков III типа. Всё это свидетельствует о том, что потоки быстрых электронов, генерирующих НВ-всплески и всплески III типа, должны сильно отличаться по своим параметрам.

В работе приведены результаты расчёта ожидаемых яркостных температур НВ-всплесков на основном тоне и второй гармонике и сравнения их с данными наблюдений на радиометре и радиогелиографе в Кулгуре и спектрографе в Тремсдорфе с целью определения параметров быстрых электронов, генерирующих НВ-всплески. Оказалось, что наблюдаемые яркостные температуры НВ-всплесков определяют скорости быстрых электронов, ускоренных ударными волнами, в пределах $(0,02-0,17)c$. Эти скорости в несколько раз меньше соответствующих величин для всплесков III типа $(0,15-0,5)c$. Концентрации быстрых электронов, ответственных за НВ-всплески, находятся в интервале $3 \cdot 10^{-6} < n_b/n < 6 \cdot 10^{-5}$, что на один-два порядка превышает концентрации в источниках всплесков III типа. Это даёт ключ к пониманию значительно больших яркостных температур НВ-всплесков по сравнению с яркостными температурами всплесков III типа. Сделан вывод о том, что свойства агента, возбуждающего НВ-всплески, свидетельствуют в пользу турбулентных механизмов ускорения электронов ударными волнами в солнечной короне.

1. ВВЕДЕНИЕ

Обычно солнечные всплески со структурой типа “в елочку” или так называемые *herringbone bursts* (цитируемые ниже как НВ-всплески) интерпретируются как плазменное излучение, которое генерируется потоками быстрых электронов, ускоренных ударными волнами в солнечной короне [1]. В общих чертах механизм излучения НВ-всплесков аналогичен механизму излучения всплесков III типа. Однако НВ-всплески имеют приблизительно на порядок большие яркостные температуры, чем всплески III типа [2]:

$$1 \cdot 10^{10} K < T_{bf}^{HB} < 6 \cdot 10^{11} K, \quad (1)$$

$$2 \cdot 10^8 K < T_{bh}^{HB} < 2 \cdot 10^{11} K, \quad (2)$$

причём яркостная температура основного тона T_{bf}^{HB} , как правило, превышает яркостную температуру гармоники T_{bh}^{HB} .

Скорость частотного дрейфа D_f НВ-всплесков примерно в два раза меньше соответствующей скорости для всплесков III типа [3]:

частотный интервал (МГц) 40–70 70–100 100–170 200–400

$$D_f^{III} / D_f^{HB} \quad \quad 1,97 \quad 2,03 \quad 3,73 \quad 3,40$$

Частотный диапазон $\Delta f_{\text{НВ}}$, занимаемый каждым отдельным НВ-всплеском, как правило, существенно меньше диапазона, перекрываемого всплеском III типа: $(\Delta f_{\text{НВ}}/f) \leq 0,218$ по 75 НВ-всплескам (рис. 1). Всё это свидетельствует о том, что потоки быстрых электронов, генерирующих НВ-всплески и в

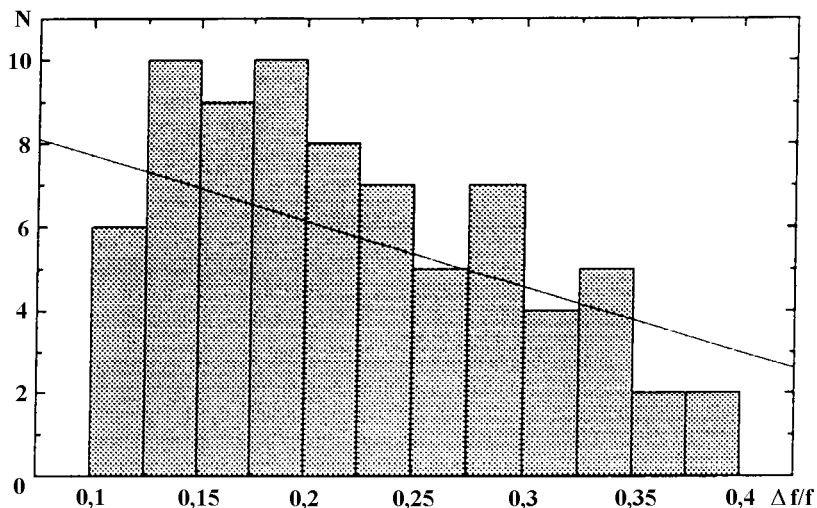


Рис. 1. Зависимость числа НВ-всплесков N от относительной ширины частотного интервала $\Delta f/f$, перекрываемого отдельным всплеском. Общее число всплесков $N_0 = 75$. Среднее значение $\Delta f/f = 0,218$.

Для интерпретации НВ-всплесков и всплесков II типа было предпринято несколько попыток исследовать ускорение электронов и ионов ударными волнами в солнечной короне, в том числе:

- ускорение Бунемановской и ионно-звуковой неустойчивостями, развивающимися в бесстолкновительных ударных волнах, распространяющихся перпендикулярно магнитному полю в плазме с $\beta \ll 1$ [4–5];
- ускорение из-за поглощения низкочастотных волн ($\omega_{Hi} < \omega < \omega_{He}$), которые возбуждаются небольшой частью быстрых ионов, отражённых от квази-перпендикулярной ударной волны [6–7];
- резонансное (shock drift) ускорение электронов ударными волнами [8];
- ускорение модифицированной Бунемановской неустойчивостью во фронте квази-параллельной ударной волны [9];
- ускорение индукционными электрическими полями в волновых структурах с укручением фронта, существующих перед надкритическими квазипараллельными ударными волнами [10].

Все упомянутые механизмы ускорения дают широкий диапазон параметров быстрых электронов, убегающих из фронта ударной волны (в частности, электронной концентрации n_b и скорости потока V_b). Целью настоящей работы является определение параметров электронов n_b , V_b , ускоренных ударными волнами, на основе наблюдаемых характеристик НВ-всплесков (яркостной температуры основного тона $T_{bf}^{\text{НВ}}$ и гармоники $T_{bh}^{\text{НВ}}$), а также сравнение их с параметрами электронных потоков, генерирующих всплески III типа. Это сравнение даёт возможность понять разницу между свойствами всплесков III типа и НВ-всплесками. Кроме того, мы рассматриваем возможные механизмы ускорения ударными волнами с точки зрения параметров n_b , V_b , полученных из наблюдений НВ-всплесков.

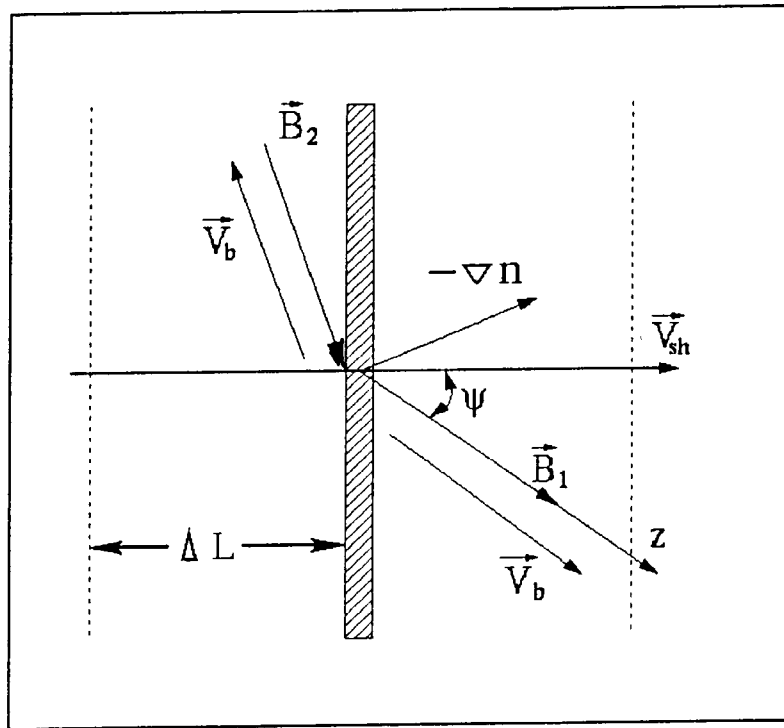


Рис. 2. Геометрия ударной волны в системе отсчёта, связанной с набегающим потоком плазмы. Скорость распространения ударного фронта — V_{sh} , B_1 (B_2) — магнитное поле в набегающем (убегающем) потоке, V_b — скорость электронного потока, Δl — размер области, внутри которой могут существовать плазменные волны.

2. СПЕКТР ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН, ВОЗБУЖДЁННЫХ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ ПЕРЕД/ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Мы будем полагать, что во фронте ударной волны, движущейся под углом ψ к набегающему полю, в результате ускорения возникает небольшая группа быстрых электронов ($n_b \ll n$, n — электронная концентрация основной плазмы), которые убегают вдоль магнитного поля, образуя перед и за фронтом потоки, генерирующие плазменные волны в некоторой области толщиной Δl (рис. 2).

Масштаб Δl области, внутри которой возбуждаются плазменные волны, определяется длиной свободного пробега $\lambda(V_b)$ быстрых электронов потока относительно кулоновских столкновений с частицами основной плазмы:

$$\Delta l = \lambda(V_b) \cos \psi, \quad (3)$$

где

$$\lambda(V_b) = \frac{m_e V_b^4}{2\pi n \Lambda}, \quad (4)$$

$$\Lambda = \ln \frac{k_B T m_e^2 V_b^4}{8\pi n e^6}, \quad (5)$$

k_B — постоянная Больцмана, T — температура основной плазмы, e и m_e — заряд и масса электрона. Величина $\lambda(V_b)$ показывает какой путь проходит поток до того, как вектор скорости его частиц

отклонится на 90° от своего первоначального значения и поток потеряет способность генерировать плазменные волны.

Чтобы исследовать спектр плазменных волн в условиях, характерных для генерации НВ-всплесков, рассмотрим систему электронный поток — изотропная плазма в предположении, что плазменные волны, возбуждённые в этой системе, распространяются в направлении средней скорости потока (одномерный спектр) [10].

Одномерная модель взаимодействия электронного потока с изотропной плазмой описывается следующей системой уравнений [11]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + V \frac{\partial f}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial V} \left[\frac{4\pi^2 e^2}{m_e^2} \frac{W_k}{V} \frac{\partial f}{\partial V} + \nu(V) \left(Vf + \frac{k_B T_e}{m_e} \frac{\partial f}{\partial V} \right) \right], \quad (6)$$

$$\frac{\partial W_k}{\partial t} = \left(\frac{\pi \omega_p V^2}{n} \frac{\partial f}{\partial V} - \nu_e \right) W_k - \int w(k, k_1) W_k W_{k_1} dk_1, \quad (7)$$

$$w(k, k_1) = \frac{\sqrt{2\pi}}{8} \frac{3T_e/T_i}{nm_e V_{Ti} [1 + (T_e/T_i)]^2} \frac{k_1^2 - k^2}{|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}|} \exp[-\delta(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1)], \quad (8)$$

$$\delta(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1) = \frac{(\omega_k - \omega_{k_1})}{2V_{Ti}^2 (\mathbf{k} - \mathbf{k}_1)^2}. \quad (9)$$

Здесь f — функция распределения электронов потока по скоростям, $T_{e,i}$ — электронная и ионная температуры основной плазмы, $V_{T_{i,e}} = (k_B T_{i,e}/m_{i,e})^{1/2}$ — тепловые скорости электронов и ионов, $\mathbf{k}$ — волновой вектор плазменной волны частоты ω_k , причём

$$\omega_k^2 = \omega_p^2 + 3k^2 V_{Te}^2, \quad \omega_p^2 = 4\pi e^2 n/m_e, \quad (10)$$

В формулах (6)–(7) W_k — это одномерная спектральная плотность энергии плазменных волн, связанная с полной плотностью энергии W_L соотношением

$$W_L = \int W_k dk. \quad (11)$$

В уравнении (6), кроме квазилинейной релаксации, мы учли столкновения частиц потока с корональной плазмой, причём эффективное число столкновений равно

$$\nu(V) = \frac{\Lambda \omega_p^4}{8\pi n V^3}. \quad (12)$$

В уравнении (7) ν_e — это эффективное число соударений электронов и ионов в корональной плазме. Последнее слагаемое в (7) описывает спектральную перекачку плазменных волн вследствие индуцированного рассеяния на тепловых ионах корональной плазмы. Для $\omega_k/k < 130v_{Te}$ индуцированное рассеяние является дифференциальным [4] и в условиях солнечной короны происходит с изменением направления волнового вектора на противоположное ($\mathbf{k}_1 \uparrow \downarrow \mathbf{k}$) [12].

Мы примем во внимание, что продолжительность НВ-всплесков на фиксированной частоте $t_f \sim 1$ с превышает все характерные времена эволюции спектра плазменных волн (времена квазилинейной релаксации, индуцированного рассеяния и столкновительного затухания). Поэтому при нахождении спектра плазменных волн мы можем рассматривать стационарную задачу.

В стационарном состоянии на функции распределения потока образуется плато. Однако генерация плазменных волн не прекращается, т.к. сохраняется небольшая положительная производная $\partial f/\partial V$

вследствие неоднородности потока ($\partial n_b / \partial z \approx -n_b / \lambda(V_b) < 0$) и столкновений частиц потока с окружающей плазмой, которые происходят чаще для медленных частиц, чем для быстрых. В результате мы получаем следующую систему уравнений для W_k и W_{-k} [12]:

$$Q(k) - \nu_e W_k + \alpha W_k (\partial W_{-k} / \partial k) = 0, \quad (13)$$

$$-\nu_e W_{-k} + \alpha W_{-k} (\partial W_k / \partial k) = 0, \quad (14)$$

$$\alpha = \frac{2\pi}{9} \frac{\omega_p^3}{nm_i V_{T_i}^4} [1 + (T_e/T_i)]^{-2}, \quad (15)$$

$$Q(k) = \frac{m_e \omega_p^4 n_b \nu(V_2)}{(V_2 - V_1) V_2} \left[1 + \frac{3\nu(\bar{V}_b)}{\nu(V_2)} \frac{V_2}{\bar{V}_b} \right] \frac{(k_1 - k)(k - k_2)}{k_1 k_2 k^5}, \quad (16)$$

где $k_1 = \omega_p / V_1$, $k_2 = \omega_p / V_2$, $\bar{V}_b = (V_1 + V_2)/2$, V_1 и V_2 — границы плато.

Функция источника $Q(k)$ имеет максимум при $k = k_{\max}$, где

$$k_{\max} = \frac{2}{3}(k_1 + k_2) - \sqrt{\frac{4}{9}(k_1 + k_2)^2 - \frac{5}{3}k_1 k_2}, \quad (17)$$

и равна нулю при $k = k_1$ и $k = k_2$.

При решении системы (13)–(14) следует различать два предельных случая:

1. $\alpha |\partial W_k / \partial k| < \nu_e$ (слабый источник плазменной турбулентности). В этом случае

$$W_k = Q(k) / \nu_e, \quad k_2 \leq k \leq k_1; \quad (18)$$

$$W_{-k} = 0. \quad (19)$$

Плазменные волны существуют только в резонансной с потоком области волновых чисел ($k_2 \leq k \leq k_1$). В нерезонансной области волновых чисел ($k < 0$) плазменные волны не нарастают вследствие электрон–ионных столкновений. Их уровень здесь определяется спонтанным рассеянием, которое мы для простоты не учитываем.

Из (18) следует, что условие $\alpha |\partial W_k / \partial k| < \nu_e$ выполняется, если

$$\frac{n_b}{n} < 0,1 \frac{m_i}{m_e} \frac{V_{T_e} V_2^2}{V_1^5} \frac{\nu_e}{\omega_p} \approx 2 \cdot 10^{-4}. \quad (20)$$

Для оценок в (20) мы приняли $\nu_e = 10$, $\omega_p = \pi \cdot 10^8$ ($f_p = 50$ МГц), $V_2 = 9V_{T_e}$, $V_1 = 3V_{T_e}$, $T = 10^6$ К.

2. $\alpha |\partial W_k / \partial k| \gg \nu_e$ (сильный источник плазменной турбулентности). В этом случае характер решения в нерезонансной с потоком части спектра можно выяснить, учитывая, что источник плазменной турбулентности $Q(k)$ имеет относительно резкий максимум при $k = k_{\max}$. Аппроксимируя $Q(k)$ δ -функцией:

$$Q(k) = Q_{\max} \delta(k - k_{\max}), \quad (21)$$

где

$$Q_{\max} = \frac{m_e n_b V_2^2}{12} \nu(V_2) \left[1 + \frac{3\nu(\bar{V}_b)}{\nu(V_2)} \frac{V_2}{\bar{V}_b} \right], \quad (22)$$

мы получим из уравнений (11), (12) при $k < k_{\max}$

$$W_k = \frac{Q_{\max}}{\nu_e k_{\max}} + \frac{\nu_e}{\alpha} (k - k_{\max}), \quad (23)$$

$$W_{-k} = \frac{\nu_e}{\alpha} k. \quad (24)$$

Из (23)–(24) видно, что, если затухание из-за столкновений достаточно мало, т.е. $\alpha Q_{\max} \gg \nu_e^2 k_{\max}^2$, спектр с положительными значениями k простирается до $k \ll k_{\max}$ (в рамках применимости дифференциального приближения для индуцированного рассеяния). Спектр в области отрицательных k также тянется до $|k| \ll k_{\max}$, но плотность энергии здесь меньше W_k в $\alpha Q_{\max} / \nu_e^2 k_{\max}^2$ раз.

Из дальнейшего будет видно (см. формулу (36) для значений относительной концентрации быстрых частиц), что в источниках НВ-всплесков реализуется, как правило, случай слабого источника плазменной турбулентности, когда для спектра плазменных волн справедливо соотношение (18).

3. ЯРКОСТНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ОСНОВНОГО ТОНА И ГАРМОНИКИ

Яркостная температура основного тона, возникающего при рэлеевском рассеянии одномерного спектра плазменных волн (18) на тепловых ионах короны, в случае оптически тонкого источника определяется следующей формулой [10, 13]:

$$T_b = 3 \frac{m_i}{m_e} T_e \tau, \quad (25)$$

где τ — оптическая толщина слоя $L = 3L_n V_{Te}^2 (k_1^2 - k_2^2) / \omega_p^2$, в пределах которого (25) даёт вклад в электромагнитную волну заданной частоты ω , $L_n = n |dn/dr|^{-1}$ — характерный масштаб изменения концентрации плазмы. Величина τ зависит от плотности энергии плазменных волн:

$$\tau = \frac{\pi}{3\sqrt{3}} \frac{m_e}{m_i} \frac{\omega_p^2 \sin^2 \vartheta}{\cos \gamma (1 + T_e/T_i)^2 V_{Te} c n k_b T} \int_{k_2}^{k_1} \frac{W_k}{k} dk. \quad (26)$$

Здесь γ — угол между волновым вектором электромагнитной волны и направлением градиента электронной концентрации в области рассеяния L , ϑ — угол между направлением волновых векторов плазменных волн (в данном случае — вдоль магнитного поля $\mathbf{B}_1$ или $\mathbf{B}_2$) и волновым вектором электромагнитной волны.

Подставляя спектр (18) в (26) и полагая $\omega_p = \pi \cdot 10^8$ ($f_p = 50$ МГц), $\cos \gamma \sim 1$, $\sin^2 \vartheta = 0,5$, получим

$$\tau \simeq 1,25 \cdot 10^4 \frac{n_b}{n}. \quad (27)$$

Из дальнейшего будет видно, что относительные концентрации быстрых электронов в источниках НВ-всплесков достаточно малы, и используемое нами приближение $\tau < 1$ действительно реализуется.

Учитывая, что излучение основного тона выходит из короны в узком телесном угле $\Delta\Omega \approx 3\pi V_{Te}^2 / V_b^2$ ($V_b \approx V_2$), получим тогда для яркостной температуры основного тона ($T_e = 10^6$ К)

$$T_b(\omega_p) \approx 8,3 \cdot 10^{13} \frac{n_b}{n} \left(\frac{V_b}{V_{Te}} \right)^2 \text{ К}. \quad (28)$$

Следует иметь в виду, что формула (28) даёт только верхний предел яркостной температуры, т.к. рассеяние излучения в короне увеличивает телесный угол по сравнению с минимальным значением, обусловленным регулярной рефракцией.

Усреднённая по телесному углу яркостная температура радиоизлучения на частоте $\omega \simeq 2\omega_p$ при рассеянии спектра (18) на спонтанном уровне вторичных плазменных волн с $\mathbf{k}_1 \simeq -\mathbf{k}$ определяется соотношением [12]

$$T_b(2\omega_p) = \frac{(2\pi)^{3/2}}{8} \left(\frac{n_b}{n}\right)^2 \left(\frac{V_{Te}}{c}\right)^3 \left(n \frac{V_{Te}^3}{\omega_p^3}\right) \frac{\omega_p L_n}{V_{Ti}} \frac{V_{Te}}{V_b} T_e, \quad (29)$$

или для $T_e = 10^6 \text{ К}$

$$T_b(2\omega_p) \simeq 6 \cdot 10^{19} \left(\frac{n_b}{n}\right)^2 \frac{V_{Te}}{V_b} \text{ К}. \quad (30)$$

4. ПАРАМЕТРЫ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Соотношения (28) и (30) позволяют по наблюдаемым яркостным температурам основного тона и гармоники НВ-всплесков определить относительную концентрацию и скорость быстрых электронов, генерирующих эти всплески:

$$\frac{n_b}{n} = 2 \cdot 10^{-11} T_b^{1/5}(\omega_p) T_b^{2/5}(2\omega_p), \quad (31)$$

$$\frac{V_b}{V_{Te}} = 2,5 \cdot 10^{-2} T_b^{2/5}(\omega_p) T_b^{-1/5}(2\omega_p). \quad (32)$$

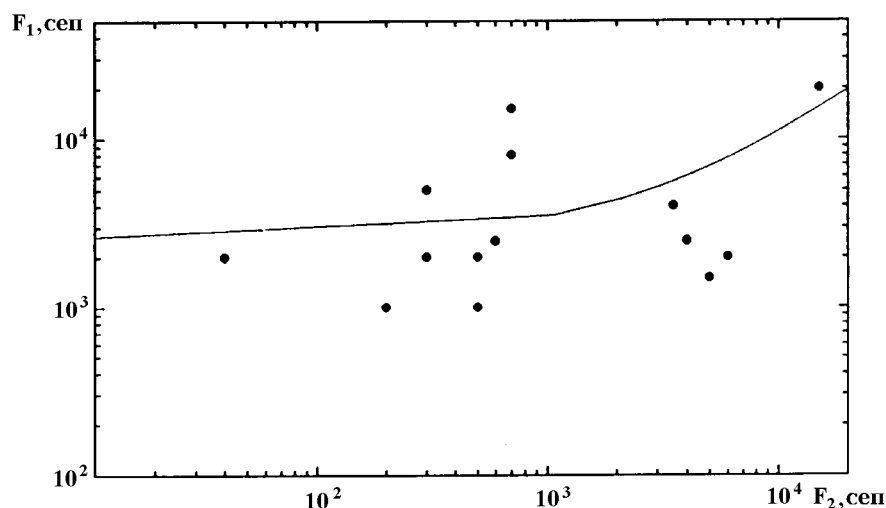


Рис. 3. Соотношение между потоками для НВ-всплесков на основном тоне (F_1) и гармонике (F_2) [2].

На рис. 3 показаны отношения потоков на частоте основного тона (43 МГц) и гармонике (80 МГц) для нескольких НВ-всплесков, зарегистрированных радиометром в Кулгуре [2]. Считая размер источника $\Delta\Omega \sim 2 \cdot 10^{-5}$ ср типичным для НВ-всплесков, мы можем преобразовать потоки на рис. 3 в яркостные температуры $T_b(\omega_p)$ and $T_b(2\omega_p)$ с помощью соотношений

$$T_b(43 \text{ МГц}) = 0,9 \cdot 10^7 F(43 \text{ МГц}), \quad (33)$$

$$T_b(80 \text{ МГц}) = 2,25 \cdot 10^6 F(80 \text{ МГц}), \quad (34)$$

где F — поток в единицах с.е.п.

Далее, используя соотношения (31), (32), мы можем найти параметры быстрых электронов n_b/n , V_b/V_{Te} для событий, приведённых на рис. 3.

Результаты вычислений показаны на рис. 4, откуда видно, что скорости электронных потоков, возбуждающих НВ-всплески, ограничены пределами

$$3 \leq \frac{V_b}{V_{Te}} \leq 10, \quad (35)$$

а их электронные концентрации заключены в интервале

$$3 \cdot 10^{-6} < \frac{n_b}{n} < 6 \cdot 10^{-5} \quad (36)$$

со средними значениями $\bar{V}_b/V_{Te} \approx 5,7$ и $n_b/n \approx 1,7 \cdot 10^{-5}$.

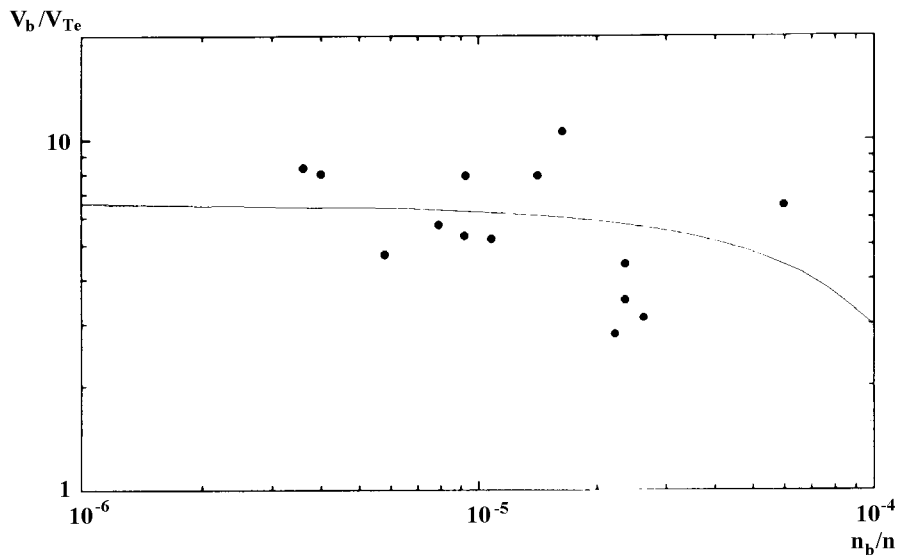


Рис. 4. Относительные концентрации и скорости быстрых электронов для событий, показанных на рис. 3.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Итак, наблюдаемые яркостные температуры НВ-всплесков определяют следующие пределы для скоростей быстрых электронов, ускоренных ударными волнами: $(0,02 \div 0,17)c$ для $V_{Te} = 5 \cdot 10^8$ см/с. Эти скорости в несколько раз меньше, чем соответствующие скорости для всплесков III типа $([0,15 \div 0,5]c$, согласно [14]).

Наши оценки скорости источника подтверждаются также измерениями скорости частотного дрейфа рассматриваемых всплесков, которые оказываются в 2–3 раза меньше скоростей дрейфа для всплесков III типа [15].

Другим независимым параметром, характеризующим скорость убегающих электронов, генерирующих НВ-всплески, является частотная полоса, перекрываемая каждым отдельным НВ-всплеском. Согласно данным Тремсдорфской обсерватории по 65 хорошо разрешённым НВ-всплескам, максимальный частотный интервал составляет $(\Delta f_{НВ}/f)_{\max} \leq 0,216$ на плазменном уровне $f_p \approx 50$ МГц. Отсюда мы можем заключить, что быстрые электронные потоки, инжектируемые из ударной волны в корону, проходят расстояние порядка 43000 км, прежде чем они разрушатся из-за кулоновских столкновений с окружающей плазмой. Соотношение (4) для длины свободного пробега даёт $V_b \cos \varphi \approx 2,5 \cdot 10^9$ см/с = $0,08c$ (где φ — угол между направлением градиента концентрации и магнитным полем), что совпадает с нашими оценками по яркостным температурам.

Меньшие скорости потоков, генерирующих НВ-всплески, по сравнению со всплесками III типа, позволяют понять, почему НВ-всплески имеют большую длительность вблизи стартовой частоты и напоминают по виду шипы (сильное кулоновское отклонение частиц потока), в то время как продолжительность всплесков III типа неизменно увеличивается при движении к низким частотам, приводя к образованию структуры вида лопасть (увеличение размера потока по мере удаления от области инжекции).*

Концентрации быстрых электронов, генерирующих НВ-всплески, заключены в интервале $3 \cdot 10^{-6} < n_b/n < 6 \cdot 10^{-5}$, что на 1–2 порядка величины превышает относительные концентрации во всплесках III типа [12]. Это даёт ключ к пониманию значительно больших яркостных температур НВ-всплесков

* Это соответствует терминам *thorn-like* и *fan-like* в англоязычной литературе.

по сравнению с яркостными температурами всплесков III типа, которые в 90% случаев не превышают $3 \cdot 10^9$ К [16].

Рис. 4 обнаруживает сильную, в среднем, зависимость концентрации ускоренных электронов от их скорости: увеличение скорости в 3 раза приводит к уменьшению числа ускоренных частиц примерно в 20 раз. Такая сильная зависимость обычно характерна для механизмов ускорения, основанных на взаимодействии электронов с плазменной турбулентностью [4–6, 9]. Все эти механизмы в применении к условиям во фронте бесстолкновительной ударной волны дают характерный масштаб скоростей быстрых электронов $V_b \sim \sqrt{m_i/m_e} V_A \approx (2 \div 5) \cdot 10^9$ см/с, что соответствует значениям, полученным в настоящей работе. Однако оценки концентрации быстрых электронов $n_b/n \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$, приводимые в цитированных выше работах, на 3–4 порядка величины больше, чем значения, полученные из измерений яркостных температур НВ-всплесков. Эти оценки, вероятно, относятся к верхнему пределу допустимых значений концентрации. Они должны быть сделаны более точно в процессе детального анализа проблемы ускорения электронов во фронте ударной волны.

Настоящая работа поддержана Немецким научно-исследовательским обществом (грант 436 RUS 113/88/0(R)) и Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 96-02-16045а, 96-02-00056G).

ЛИТЕРАТУРА

1. Roberts J. A. // Austral. J. Phys., 1959. V. 12. P. 322.
2. Cairns I. N., Robinson R. D. // Solar Phys., 1987. V. 111. P. 365.
3. Mann G., Klose S. — In: AGU 1995 Fall Meeting. 1995. Suppl. EOJ7, F455.
4. Каплан С. А., Цытович В. Н. // Плазменная астрофизика. — М.: Наука, 1972.
5. Зайцев В. В., Степанов А. В. // Изв. вузов. — Радиофизика, 1974. Т. 17. С. 1229.
6. Krasnoselskikh V. V., Kruchina E. N., Thejappa G., Volokitin A. S. // Astron. Astrophys., 1985. V. 149. P. 323.
7. Thejappa G. // Solar Phys., 1987. V. 111. P. 45.
8. Holman G. D., Pesses M. E. // Astrophys. J., 1987. V. 267. P. 837.
9. Зайцев В. В., Леденев В. Г. // Письма в АЖ, 1976. Т. 2. С. 413.
10. Зайцев В. В. // Изв. вузов. — Радиофизика, 1977. Т. 20. С. 1379.
11. Tsytoich V. N., Shapiro V. D. // Nuclear fusion, 1965. V. 5. P. 228.
12. Железняков В. В., Зайцев В. В. // Астрон. ж., 1970. Т. 47. С. 38, 60.
13. Зайцев В. В. // Письма в АЖ, 1975. Т. 1. С. 28.
14. Haddock F. T., Alvarez H. // Solar Phys., 1973. V. 29. P. 183.
15. Classen H.-T., Mann G. // Astron. Astrophys., 1997 (submitted).
16. Morimoto M. // Publ. Astron. Soc. Japan, 1973. V. 15. P. 46.

Институт прикладной физики РАН,
г. Нижний Новгород;
Астрономический Институт
Потсдама, Германия

Поступила в редакцию
8 сентября 1997 г.

EFFICIENCY OF ELECTRON ACCELERATION BY SHOCK WAVES IN THE SOLAR CORONA ACCORDING TO OBSERVATIONAL DATA ON TYPE II RADIO BURST FINE STRUCTURE

V. V. Zaitsev, E. Ya. Zlotnik, G. Mann, H. Aurass, A. Klassen

Herringbone bursts (HB-bursts) are Type III-like fine structure in Type II solar radio emission and are usually interpreted as plasma radiation arising from fast electrons accelerated by shock waves in the solar corona. In general outline the radiation mechanism of HB-bursts is similar to that of Type III bursts. However, HB-bursts have brightness temperatures which are about an order of magnitude greater than those of Type III. Frequency drift of HB-bursts is nearly two or three times less than that for Type III bursts. All this testifies to the fact that fast electron beams responsible for HB-bursts and Type III bursts differ remarkably by their parameters. We calculated expected brightness temperatures of HB-bursts at the fundamental and the second harmonic and compared our results with Culgoora radiometer and radioheliograph data and Trensdorf spectrograph data in order to estimate parameters of fast electron beams generating HB-bursts. We found that observed brightness temperatures of HB-bursts give the velocities of fast electrons accelerated by shock waves in the limits $(0.02 - 0.17)c$. These velocities are several times less than those for Type III bursts $(0.15 - 0.5)c$. The density of fast electrons responsible for HB-bursts is in the interval $3 \cdot 10^{-6} < n_b/n < 6 \cdot 10^{-5}$ that exceeds in 1–2 orders the relative densities in Type III sources. It gives a clue to understanding remarkably greater brightness temperatures of HB-bursts compared with those of Type III ones. We concluded that the properties obtained for HB-bursts excitors are in the favor of turbulence mechanisms of electron acceleration by shock waves in the solar corona.

ЭФФЕКТ ПРЕДЕЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В НИЖНЕЙ МАГНИТОСФЕРЕ ЮПИТЕРА

В. Е. Шапошников, Вл. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский, Х. П. Ладрайтер, Х. О. Рукер, В. В. Зайцев

Известно, что декаметровое радиоизлучение Юпитера является практически полностью эллиптически поляризованным излучением. В предположении, что эллиптическая поляризация наблюдается благодаря линейному взаимодействию электромагнитных волн в магнитосфере Юпитера вне области генерации, выяснены условия вдоль пути распространения излучения, необходимые для самосогласованного объяснения поляризационных наблюдений, и показано, что эллиптичность поляризации (отношения осей эллипса поляризации) определяется плотностью магнитосферной плазмы n_e в небольшой области, находящейся примерно на расстоянии в половину юпитерианского радиуса от источника излучения. В этой области, где плотность плазмы достаточно низкая $n_e < 0,4 \text{ см}^{-3}$, происходит переход от геометрического описания распространения излучения к вакуумному. Последнее означает, что линейное взаимодействие электромагнитных волн проявляется как эффект предельной поляризации во внутренней магнитосфере Юпитера. Источники декаметрового радиоизлучения Юпитера, излучающие на различных частотах f , располагаются на высотах, соответствующих гиросрезонансным уровням $f_{\text{вe}} \simeq f$, на L-оболочках, связанных со спутником Ио. Поэтому положение переходной области в магнитосфере Юпитера зависит от частоты излучения и может меняться со временем. Для каждого декаметрового всплеска, занимающего в частотно–временном пространстве некоторую область, имеем множество переходных областей, располагающихся в определённой области магнитосферы Юпитера, которую можно назвать областью взаимодействия магнитосферы (ОВМ) для данного всплеска. Распределение магнитосферной плазмы в ОВМ может быть найдено благодаря измерениям эллиптичности поляризации излучения. Из согласования рассчитанной эллиптичности излучения с измеренной находится соотношение между локальными значениями плотности магнитосферной плазмы N_e и магнитного поля планеты B . Полученное соотношение позволяет построить распределение магнитосферной плазмы в ОВМ для заданной модели магнитного поля планеты.

1. ВВЕДЕНИЕ

Историю поляризационных исследований декаметрового радиоизлучения Юпитера можно разделить на два этапа. На первом этапе измерения проводились на фиксированной частоте или в узком интервале частот, отдельно на антеннах с правой и левой поляризацией, в течение короткого промежутка времени (см. например, [1–3]). Такой подход не позволял получить полную информацию о поляризации декаметрового излучения. Однако, благодаря этим измерениям, был открыт целый ряд интересных особенностей. Было обнаружено, что излучение почти полностью поляризовано с преобладанием линейной компоненты, что необычно для излучения от других радиопланет (Земли, Сатурна, Урана и Нептуна). Направление главной оси эллипса поляризации почти перпендикулярно магнитному полю в области предполагаемого нахождения источников излучения. Было также найдено, что излучение от так называемых А и В источников, в основном, является правополяризованным, в то время как излучение от С и D источников левополяризовано. Результаты этих наблюдений дали основание предположить, что декаметровое радиоизлучение соответствует необыкновенной моде в области генерации.

Второй этап начался с широкополосных наземных наблюдений, проведённых во Франции в Радиоастрономической обсерватории Нансей [4–6]. В этих и последующих экспериментах измерялись все четыре параметра Стокса, что позволило определить полный набор поляризационных характеристик как функцию частоты и времени: степень поляризации, степени линейной и круговой поляризации,

ориентацию эллипса поляризации. Результаты этих наблюдений суммированы в [7], где дан полный набор поляризационных характеристик излучения для 37 всплесков, полученных в Нансей и включающих всплески с право- и левополяризованным излучением от всех связанных с Ио источников (А, В, С и D), и для двух не связанных с Ио шумовых бурь. Было найдено, что излучение 100%-поляризовано во всей частотной полосе измерений от 10 до 38 МГц, однако степени линейной и круговой поляризации различны для разных источников. Это утверждение было выведено для излучения, связанного с Ио, однако два всплеска, не связанные с Ио, имели такие же поляризационные характеристики [7]. Излучение от В источника имеет более высокую степень линейной поляризации r_l и меньшую степень круговой поляризации r_c , чем излучение от других источников. На частоте 20 МГц средняя степень поляризации $\langle r_l \rangle \approx 0,87$ и $\langle r_c \rangle \approx -0,49$, в то время как для Ио-А источника $\langle r_l \rangle \approx 0,66$ и $\langle r_c \rangle \approx -0,72$; для Ио-С — $\langle r_l \rangle \approx 0,74$ и $\langle r_c \rangle \approx -0,67$. Знак минус соответствует правополяризованному (ПП) излучению. В левополяризованном (ЛП) излучении на частоте 20 МГц наблюдалась более высокая степень круговой поляризации и меньшая степень линейной поляризации: $\langle r_l \rangle \approx 0,51$ и $\langle r_c \rangle \approx 0,85$ [7]. Во всех наблюдениях, проведённых в Нансей, было найдено, что поляризация практически не меняется ни с частотой, ни со временем в течение всего всплеска. Анализ протяжённого шторма декаметрового радиоизлучения от Ио-В источника, содержащего L- и S-всплески, выявил только небольшое различие в поляризационных характеристиках этих всплесков: на частотах $f \gtrsim 20$ МГц степень линейной поляризации была $r_l \approx 0,80$ для S-всплесков и $r_l \approx 0,87$ для L-всплеска.

В работе [8] было предположено, что эллиптическая поляризация наблюдается в результате линейного взаимодействия волн, что имеет место в ионосфере Юпитера в точке отражения необыкновенной моды, излучённой в направлении планеты. Однако, в работе [9] было показано, что в точке отражения необыкновенной волны, линейное взаимодействие между двумя электромагнитными модами пренебрежимо мало. В отличие от [8], в этой работе было предположено, что линейное взаимодействие имеет место в магнитосфере Юпитера, в так называемой “предельной поляризационной зоне”, т.е. в области магнитосферы, где скорость изменения поляризации необыкновенной и обыкновенной мод (Ψ^2) равна скорости изменения набег фаз (F^2) между этими модами: $\Psi^2 = F^2$. После “предельной поляризационной зоны” поляризация остаётся постоянной вдоль луча. Согласно такому подходу, наблюдаемая поляризация декаметрового радиоизлучения соответствует поляризации необыкновенной моды в точке, где $\Psi^2 = F^2$. В этом случае отношение осей эллипса поляризации (эллиптичность поляризации) и его наклон существенно зависят от угла между магнитным полем и направлением распространения излучения в “предельной поляризационной зоне”. Поэтому вращение планеты и изменение частоты излучения приводит к изменению этих величин, что противоречит результатам последних наблюдений, обсуждавшихся выше. Применительно к проблеме происхождения поляризации декаметрового радиоизлучения, гипотеза “предельной поляризационной зоны” обсуждалась также и в других работах [10–12]. Здесь важно заметить, что теория линейного взаимодействия электромагнитного излучения в неоднородной магнитоактивной плазме интенсивно и независимо разрабатывалась применительно к проблемам солнечного радиоизлучения (см. [13, 14] и приведённую там литературу). Было показано, что одного существования “предельной поляризационной зоны” ещё недостаточно для эффективного линейного взаимодействия и формирования наблюдаемой эллиптической поляризации, необходимо ещё, чтобы “предельная поляризационная зона” располагалась в “переходной области-(ПО)”, т.е. в области, где происходит переход от квазипоперечного (QT) к квазипродольному (QL) распространению и наоборот. Другими словами, “предельная поляризационная зона” должна находиться в области, где существенно меняется поляризация мод. Кроме того, было показано, что количественной характеристикой эффективности линейного взаимодействия является отношение Ψ^2/F^2 в некоторой точке переходной области, не связанное непосредственно с поляризацией нормальной моды в этой точке. В работе [5] было предположено, что в источнике излучения генерируется только одна мода — необыкновенная — и поляризация излучения не меняется на всём пути от источника до наблюдателя. Это, так называ-

емое, приближение сильного линейного взаимодействия. Реализация этого приближения возможна, если в самом источнике и его окрестности плотность плазмы очень низкая. Эта гипотеза была затем поддержана в работе [12], где были указаны возможные причины такой низкой концентрации в нижней магнитосфере.

Модель, предложенная в работе [5], позволяет объяснить эллиптичность поляризации. Однако, она имеет ряд существенных недостатков. Это очень низкая плотность плазмы в самом источнике и в ближайшей его окрестности, что плохо согласуется с высоким уровнем излучения, наблюдаемого от этого источника. Кроме того, модель не может объяснить ни постоянство поляризации в течение всей шумовой бури и во всём частотном интервале, занимаемом данной бурей, ни различия в поляризационных характеристиках излучения от В и А источников, а также и от других источников. Эта модель плохо согласуется с механизмами генерации излучения, предлагаемыми для объяснения происхождения декаметрового радиоизлучения. Нетрудно видеть, что все трудности этой модели являются следствием предположения, что поляризация излучения не меняется на всём пути от источника до наблюдателя и эта поляризация несёт информацию об источнике излучения. Например, наблюдаемая степень линейной поляризации жёстко связана с углом между магнитным полем и направлением излучения в источнике. Однако жёсткая связь между наблюдаемой поляризацией и параметрами источника излучения является особенностью только сильного линейного взаимодействия. В более общем случае умеренного линейного взаимодействия, которое рассматривается в данной работе, наблюдаемые поляризационные характеристики излучения формируются также на пути от источника до наблюдателя, главным образом, на той части пути, где существенно меняется поляризация мод, т.е. вокруг точки, где параметры магнитосферной плазмы удовлетворяют условию $|Y \sin^2 \theta / 2(1 - X) \cos \theta| \sim 1$ ($Y = f_{\text{Ве}}/f$, $X = f_{\text{Ре}}^2/f^2$, $f_{\text{Ве}}$ и $f_{\text{Ре}}$ — гирочастота и плазменная частота электронов, f — частота излучения и θ — угол между магнитным полем и направлением распространения излучения) [13, 14]. Таким образом, наблюдаемая поляризация несёт информацию не только об источнике излучения, но и о переходной области, которая, в общем случае, располагается вне источника.

2. ЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН: УРАВНЕНИЯ И ПАРАМЕТР ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Хорошо известно, что в однородной магнитоактивной плазме электромагнитное излучение распространяется в виде двух независимых нормальных мод (необыкновенной и обыкновенной) с коэффициентом преломления [15]

$$n_{\text{e,o}}^2 = 1 - \frac{2X(1 - X)}{2(1 - X) - Y^2 \sin^2 \theta \mp \sqrt{Y^4 \sin^4 \theta + 4Y^2(1 - X)^2 \cos^2 \theta}}. \quad (1)$$

Здесь знак “минус” и индекс “е” соответствуют необыкновенной моде, а знак “плюс” и индекс “о” — обыкновенной моде. В общем случае в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, поляризация волны эллиптическая с отношением осей эллипса поляризации

$$T_{\text{e,o}} \equiv -i \frac{E_{\text{x}}^{\text{e,o}}}{E_{\text{y}}^{\text{e,o}}} = q \mp \text{sign}(q) \sqrt{1 + q^2}, \quad (2)$$

где

$$q = \frac{Y \sin^2 \theta}{2(1 - X) \cos \theta}, \quad (3)$$

$E_{\text{x,y}}^{\text{e,o}}$ — компоненты электрического вектора волны в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения. Ось z направлена вдоль луча, ось x лежит в плоскости вектора магнитного

поля $\vec{B}$ и направления распространения излучения. Верхний знак в (2) относится к необыкновенной волне, а нижний — к обыкновенной. Степень циркулярной поляризации r_c и коэффициент поляризации $T_{e,o}$ (2) связаны соотношением

$$r_c^{e,o} = \frac{2T_{e,o}}{1 + T_{e,o}^2}. \quad (4)$$

Для полностью поляризованного излучения степень линейной поляризации r_l нетрудно вычислить, благодаря соотношению $r_l = \sqrt{1 - r_c^2}$. Из сказанного видно, что параметр q определяет поляризацию нормальных мод. Если $q^2 \ll 1$, поляризация волн обоих типов близка к круговой, $T_{e,o} \simeq \mp 1$ и $r_c^{e,o} \simeq \mp 1$, и мы находимся в условиях QL-распространения. При выполнении обратного неравенства, $q^2 \gg 1$, реализуется приближение QT-распространения и поляризация нормальных волн почти линейная: $T_e \simeq -1/(2q)$, $T_o \simeq 2q$ и $|r_c^{e,o}| \ll 1$ в этом случае. В промежуточном случае, $q^2 \sim 1$, поляризация нормальных волн эллиптическая. Часть магнитосферы вдоль луча, в которой выполнено условие $q^2 \sim 1$, мы будем называть переходной областью (ПО).

В плавнонеоднородной плазме,

$$\frac{2\pi f}{c} n_{e,o} \Lambda \gg 1, \quad (5)$$

излучение может распространяться как две независимые нормальные волны, коэффициенты преломления и поляризации которых изменяются в соответствии с формулами (1)–(3) с параметрами X , Y , и θ , зависящими от координат. Это приближение локально-однородной плазмы или приближение геометрической оптики (ГО). В (5) Λ — характерный масштаб неоднородности магнитного поля и плазмы вдоль луча, c — скорость света. Если в области справедливости неравенства (5) выполняется также условие

$$\frac{2\pi f}{c} |n_e - n_o| \Lambda \lesssim 1, \quad (6)$$

то распространение излучения невозможно описать в терминах двух независимых нормальных волн. Однако оно может представлено как распространение двух взаимодействующих нормальных волн.

Перенос поляризованного излучения подчиняется уравнению

$$\frac{dT}{d\zeta} = i \frac{n_o - n_e}{2\sqrt{1 + q^2}} \left(T + \sqrt{1 + q^2} - q \right) \left(T - \sqrt{1 + q^2} - q \right), \quad (7)$$

где $T = -iE_x/E_y$, $E_{x,y}$ — компоненты комплексной амплитуды электрического поля излучения, $i = \sqrt{-1}$, $\zeta = (2\pi f/c)z$ — безразмерная координата вдоль луча. Это уравнение получено из уравнений Максвелла для слабонеоднородной плазмы (5), когда можно пренебречь взаимодействием на встречных волнах, и для слабоанизотропной плазмы

$$|n_e - n_o| \ll 0,5(n_e + n_o), \quad (8)$$

когда можно пренебречь отличием в траекториях распространения обыкновенных и необыкновенных волн [14, 16]. Уравнение (7) также не учитывает шир магнитного поля. По известному из уравнения (7) отношению T можно определить степени поляризации в любой точке вдоль луча:

$$r_l = \cos(2 \arctg \Phi), \quad (9)$$

$$r_c = \mp \sqrt{1 - r_l^2} = \mp \sin(2 \arctg \Phi), \quad (10)$$

где

$$\Phi = -\frac{4 \operatorname{Re} T}{(|T - 1| + |T + 1|)^2}, \quad (11)$$

$\text{Re } T$ — реальная часть T .

Полезно переписать уравнение переноса в форме уравнения Рикатти

$$\frac{dP}{d\eta} = i(P^2 - 1) + \frac{2i}{Q}, \quad (12)$$

которое получается из (7) после подстановки

$$T = \frac{P - i(\sqrt{1 + q^2} - q)}{i + P(\sqrt{1 + q^2} - q)} \quad (13)$$

и перехода к новой координате η вдоль луча

$$\eta = \frac{\pi}{4} + \frac{1}{2} \text{arctg } q. \quad (14)$$

В (12) функция Q , впервые введённая Коэном [17], представляет собой отношение скорости изменения поляризации (Ψ^2) нормальных волн к скорости изменения набега фаз (F^2) между этими волнами. В разреженной плазме, $X \ll 1$, функцию Q можно записать в виде

$$Q \equiv \frac{\Psi^2}{F^2} = \frac{c \, dq/dz}{2\pi f(n_e - n_o)(1 + q^2)}. \quad (15)$$

Заметим, что переход к новой переменной η позволяет изучать распространение поляризованного излучения, не определяя детальный характер изменения магнитного поля и плотности плазмы вдоль луча.

Из уравнения (12) видно, что ход функции Q вдоль луча полностью определяет изменение поляризации распространяющегося излучения. Эта функция представляет собой коэффициент дифференциального уравнения, в то время как линейная трансформация волн является интегральным эффектом. Трансформация волн происходит на всём пути от источника до наблюдателя. Для анализа интегрального эффекта дифференциальный параметр Q в виде (15) удобно использовать только в предельных случаях $|Q| \gg 1$ или $|Q| \ll 1$, а также для постоянной на всём пути функции $|Q| = \text{const}$. В пределе $|Q| \ll 1$ взаимодействие практически отсутствует (приближение геометрической оптики выполнено вдоль всей траектории от источника до наблюдателя). Другой предельный случай, $|Q| \gg 1$, соответствует случаю сильного линейного взаимодействия, обсуждавшемуся в работе [5]. При произвольных значениях Q эффективность линейного взаимодействия существенно зависит от распределений плазмы и магнитного поля вдоль луча.

Анализ линейного взаимодействия можно существенно упростить, если разбить траекторию на участки, где реализуются приближения QT- и QL-распространения, и переходную область (ПО). Согласно теории линейного взаимодействия, развитой в работах [13, 14, 16], эффективная трансформация электромагнитных волн возможна только в переходной области. Поляризация нормальных волн в этой области эллиптическая, а значения функции Q , принимаемые в ПО, определяют эффективность линейной трансформации на всём пути от источника до наблюдателя. Если изменения функции Q внутри ПО меньше величины самой функции или сравнимы с ней, то эффективность трансформации можно характеризовать величиной параметра Q_0 , который является значением функции Q в некоторой фиксированной точке ПО. Поскольку эта область обязательно включает в себя точку, в которой $q^2 = 1$, то можно определить Q_0 как

$$Q_0 = |Q|_{q^2=1}. \quad (16)$$

Величина Q_0 называется параметром взаимодействия. Если $Q_0 \ll 1$, то излучение распространяется в виде двух независимых нормальных мод и изменение его поляризации подчиняется законам геометрической оптики. Если $Q_0 \gg 1$, то реализуется сильное линейное взаимодействие. Излучение распространяется как в вакууме. Условие $Q_0 \sim 1$ соответствует промежуточному случаю умеренного линейного взаимодействия. Этот случай будет рассмотрен в следующем разделе.

3. ЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН: МОДЕЛЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛАЗМЫ И ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ

Точное решение уравнения (12) (или (7)) при условии $Q_0 \sim 1$ найдено только для нескольких специальных распределений плазмы и магнитного поля, которые, в общем, не отвечают условиям магнитосферы Юпитера. Поэтому в этом разделе мы найдём численное решение уравнения, описывающего линейное взаимодействие. Как следует из предыдущего раздела, для численного решения уравнения взаимодействия достаточно задать распределение плазмы и магнитного поля вдоль луча в переходной области. Положение ПО в магнитосфере Юпитера может меняться со временем и с изменением частоты излучения. Дело в том, что положение ПО в магнитосфере, в основном, определяется высотой источника излучения и углом θ между направлением на наблюдателя и магнитным полем в источнике. Источники декаметрового излучения, которые генерируют волны на различных частотах f , располагаются на высотах, соответствующих гирорезонансным уровням $f_{Be} \simeq f$. Это вызывает изменение с частотой как высоты самого источника и соответствующего ему луча, так и угла θ . Более того, благодаря вращению планеты и несимметрии магнитного поля относительно оси вращения, угол θ может меняться с изменением долготы центрального меридиана. Отметим, что эллиптичность излучения, покидающего декаметровый источник, полностью определяется углом θ в источнике. Таким образом, каждой шумовой буре, занимающей некоторую область в частотно–временном пространстве, соответствует множество переходных областей, располагающихся в определённой области магнитосферы Юпитера. Эффективное линейное взаимодействие может быть реализовано только в этой области магнитосферы. Область магнитосферы, в которой располагаются переходные области в течение шумовой бури, мы будем называть областью взаимодействия магнитосферы (ОВМ) для данной шумовой бури.

Для нахождения функции распределения плазмы в ОВМ воспользуемся данными поляризационных наблюдений, приняв во внимание, что функция Q в переходной области и параметр Q_0 имеют одинаковую зависимость от магнитного поля B , плотности магнитосферной плазмы N_c и частоты излучения f . В общем случае, параметр взаимодействия Q_0 зависит от переменных* B , N_c и f . Учитывая, что для декаметрового радиоизлучения Юпитера B и N_c являются функциями частоты f (благодаря связи между высотой декаметрового источника и частотой излучения), можно представить Q_0 как функцию только двух переменных: B и N_c . Из согласования наблюдаемой и рассчитанной эллиптичности излучения находим для различных частот и долгот СМЛ соответствующие этим точкам величины Q_0 . Знание Q_0 даёт возможность найти связь между N_c и B в каждой точке ОВМ. Эта связь между N_c и B искалась в виде

$$N_c = K \cdot B^\nu, \quad (17)$$

где коэффициент K находится из согласования вычисленных степеней поляризации с наблюдаемыми на фиксированной частоте, а показатель степени ν из наблюдаемой частотной зависимости поляризации в фиксированный момент времени. Распределение плазмы в ОВМ и положение ОВМ в магнитосфере может быть получено, если задать определённую модель магнитного поля Юпитера.

Основные возможности предлагаемой модели могут быть показаны на простом примере дипольного магнитного поля, магнитный момент которого совпадает с осью вращения планеты. Примем, что источники декаметрового радиоизлучения, излучающие на различных частотах f , располагаются вдоль магнитных силовых линий на высотах, соответствующих гирорезонансным уровням $f_{Be}^s \simeq f$. Эти магнитные силовые линии принадлежат L-оболочкам, проходящим через спутник Ио. Только одна мода — необыкновенная — генерируется в этих источниках в направлении, почти ортогональном магнитным силовым линиям, так что условие QT-распространения ($q \gg 1$) выполнено в этих источниках. Для простоты здесь и в остальной части статьи было принято $q > 0$.

*Благодаря условию $q^2 = 1$, при котором определён параметр Q_0 , угол θ может быть исключён. Изменение угла θ вызывает изменение положения ПО на луче.

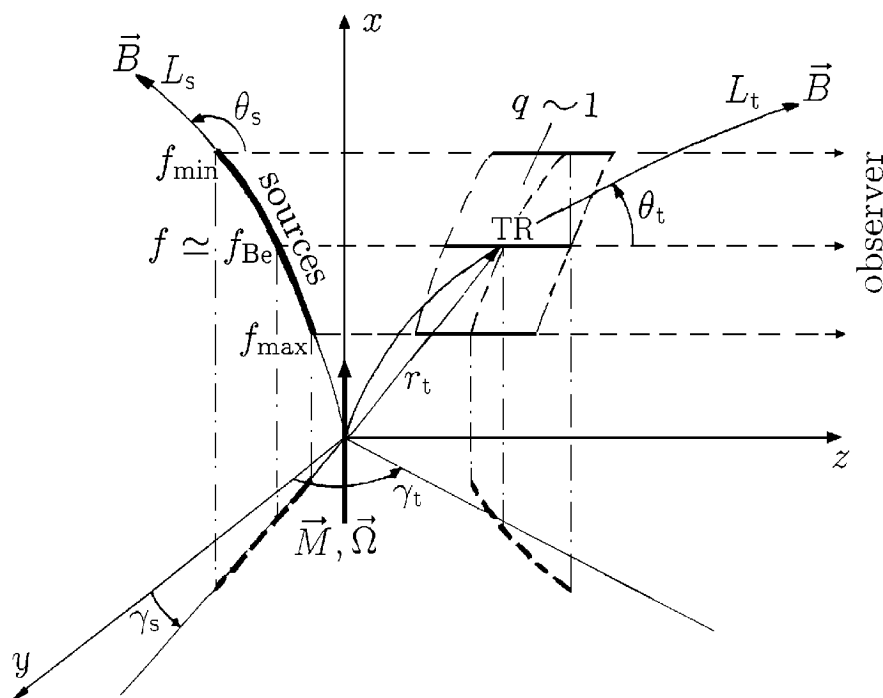


Рис. 1. Обсуждаемая модель в фиксированный момент времени, схематическое изображение. Источники излучения располагаются вдоль магнитной силовой линии; $f_{\max}$ и $f_{\min}$ — максимальная и минимальная частоты всплеска декаметрового радиоизлучения в фиксированный момент времени. Переходная область (TR) для излучения, имеющего частоту f , располагается на луче от соответствующего источника вблизи точки $q = 1$.

Геометрия задачи представлена на рис. 1. На этом рисунке θ_s и θ_t — углы между лучом и магнитными силовыми линиями, γ_s и γ_t — углы между плоскостями меридианов и лимбом Юпитера (xy-плоскость), $r_{s,t} = R_{s,t}/R_J$, R_s и R_t — расстояния от центра планеты, R_J — радиус Юпитера, $L_{s,t}$ — L-оболочки магнитного поля, ось z направлена на наблюдателя, ось x направлена вдоль оси вращения планеты. Величины, отмеченные индексом “s”, относятся к области источника, а индексом “t” относятся к переходной области. Для определённости, L-оболочка, на которой располагаются источники, выбрана равной $L_s = 6,0$.

Частотная зависимость эллиптичности поляризации наблюдаемого излучения формируется благодаря двум факторам: частотной зависимости эллиптичности поляризации в самом источнике (благодаря изменению угла θ_s между магнитным полем и направлением на наблюдателя на разных гирорезонансных уровнях) и частотной зависимости эффективности линейной трансформации в ПО. Если излучение генерируется почти перпендикулярно магнитному полю, то изменением угла θ_s с частотой можно пренебречь, и из (1), (3), (15), (16) и требования независимости эллиптичности поляризации от частоты находим $\nu \simeq 4/3$. В дальнейшем это значение показателя ν будет использоваться при расчётах для любых углов θ_s . Мы вернёмся к обсуждению величины ν ниже. Величину коэффициента K в (17) получаем из согласования вычисленной степени линейной поляризации с наблюдаемой на частоте $f = 20$ МГц. Для согласования были выбраны следующие значения наблюдаемой степени линейной поляризации: $r_1^{\text{obs}} = 0,85$, $0,65$ и $0,50$, что соответствует средним величинам, измеренным на частоте 20 МГц в излучении от источников В, А и левополяризованного излучения, соответственно. Для численного решения линейного взаимодействия было использовано уравнение переноса в форме (7).

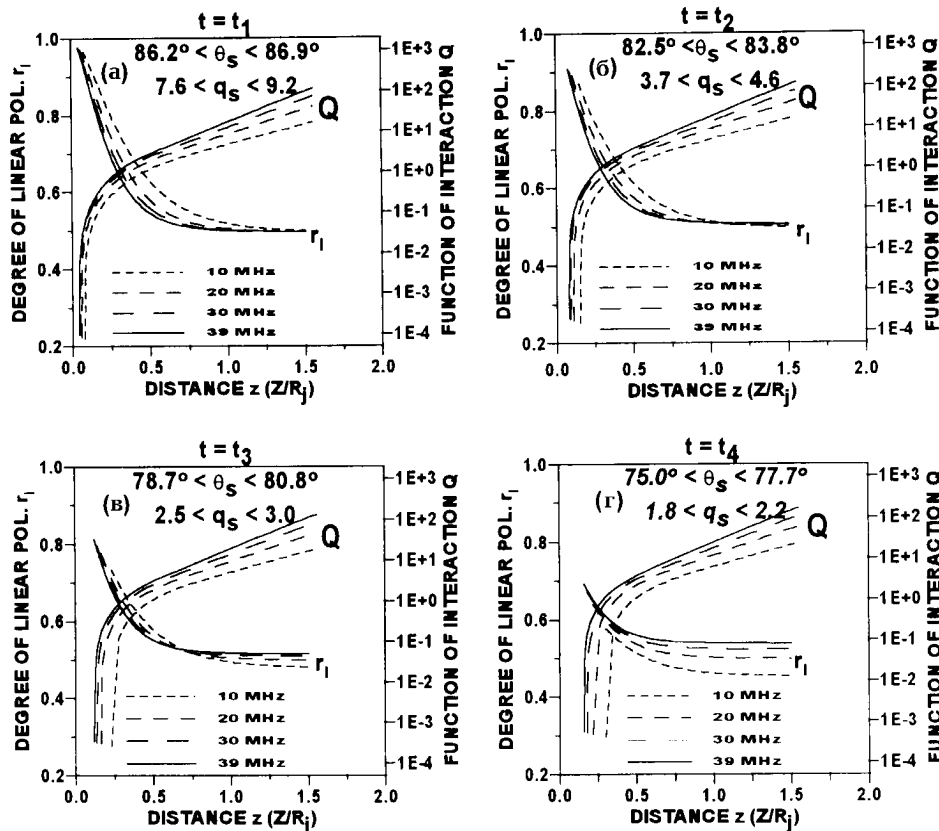


Рис. 2. Изменение с расстоянием степени линейной поляризации r_l и функции взаимодействия Q для различных углов θ_s и частот f и выбранной для частоты 20 МГц наблюдаемой степени линейной поляризации $r_l^{\text{obs}} = 0,50$.

Зависимости степени линейной поляризации r_l и функции Q от расстояния z для источников, излучающих на частотах $f = 39, 30, 20$ и 10 МГц, приведены на рис. 2а–г. Выбранные частоты перекрывают весь измеряемый частотный интервал. В верхней части каждого рисунка указаны интервалы изменения величин θ_s и q_s в источниках излучения, располагающихся вдоль магнитной силовой линии на гирорезонансных уровнях от 10 МГц до 39 МГц. Различные интервалы изменения угла θ_s на рис. 2а–г моделируют изменения этого угла, благодаря вариациям долготы источника и направления магнитного поля в нём. Плотность плазмы в ПО, вычисленной, благодаря соотношению (17), и координат ПО как функции частоты излучения и угла θ_s приведены на рис. 3. Кривые, обозначенные $t_1 \div t_2$ на рис. 3, соответствуют вариантам, показанным на рис. 2а–г. Для обсуждаемой декаметровый шумовой бури приведённые кривые моделируют распределение плазмы в ОВМ и её положение в магнитосфере Юпитера. Полученное распределение плазмы обеспечивает формирование поляризации излучения, которая не зависит ни от частоты, ни от времени во всём обсуждаемом интервале частот от 10 до 39 МГц и в течение времени, при котором происходит изменение угла θ_s на величину, не превышающую 8° . Временные и частотные вариации поляризационных характеристик из-за изменения угла θ_s не превышают величины 15% , что отвечает точности наблюдений, указанной в [7]. На рис. 4 показаны в сравнении степень линейной поляризации и плотность плазмы вдоль кривой $q = 1$ для источников В, А и левополяризованного излучения в фиксированный момент времени.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

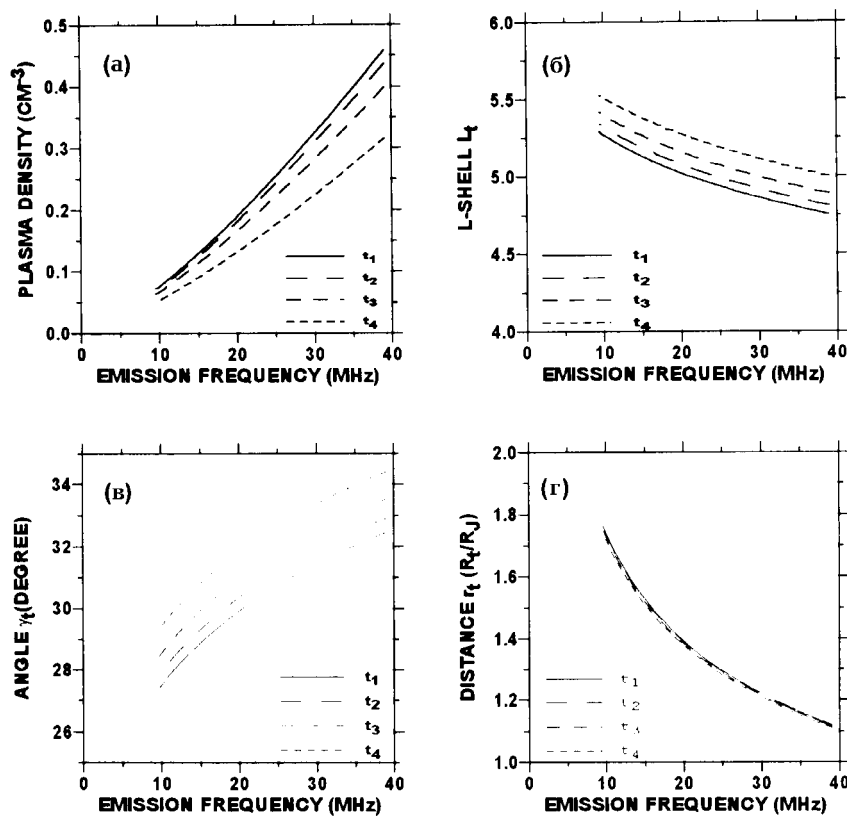


Рис. 3. Плотность плазмы в переходной области и координаты этой области как функции частоты излучения f и угла θ_s .

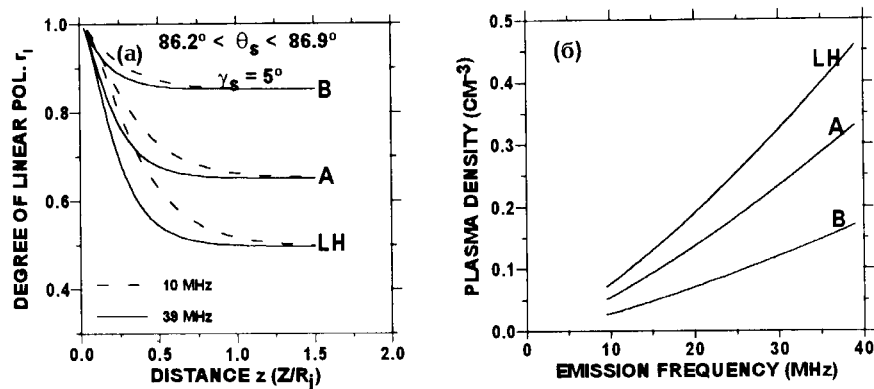


Рис. 4. Степень линейной поляризации (а) и плотность плазмы в переходной области (б) для источников В ($r_1^{\text{obs}} = 0,85$), А ($r_1^{\text{obs}} = 0,65$) и левополяризованного излучения ($r_1^{\text{obs}} = 0,50$) в фиксированный момент времени.

Прежде всего обсудим применимость уравнения (7), выведенного для случая слабой анизотропии (неравенство (8)), для объяснения наблюдаемой поляризации декаметрового радиоизлучения Юпитера. Дело в том, что условие (8) нарушается в источниках излучения, в которых $f \simeq f_{\text{Be}}^s$, а угол θ^s близок к $\pi/2$. При выводе уравнения (7) приближение слабой анизотропии было необходимо, чтобы пренебречь отличием в траекториях распространения необыкновенных и обыкновенных волн. Однако в источнике декаметрового радиоизлучения и в его окрестности существует только одна мода — необыкновенная. В этом случае уравнение переноса поляризованного излучения (7) остаётся справедливым, несмотря на нарушение неравенства (8). Вторая мода — обыкновенная — появляется благодаря линейной трансформации только в ПО, в которой условие (8) выполняется.

Нарушение вакуумного приближения (неравенство $Q > 1$) имеет место в плазменной модели источника S-всплесков и узкополосного излучения, благодаря высокой плотности плазмы (но $f_{\text{Pe}}/f_{\text{Be}} \ll 1$) и генерации излучения вблизи частоты обреза $f_{\text{co}} \simeq f_{\text{Pe}} + f_{\text{Pe}}^2/f_{\text{Be}}$. В модели электронно-циклотронного мазерного (ЭЦМ) источника вакуумное приближение, скорее всего, также не выполняется. Действительно, излучение в этом источнике генерируется благодаря ЭЦМ неустойчивости в узком интервале частот вблизи частоты отсечки f_{co} [18]. Полагая $1 - Y^2 \simeq X \simeq f_{\text{Pe}}^2/f_{\text{Be}}^2$, можно получить из (1), (3) и (15) условие реализации ($Q \lesssim 1$) вакуумного приближения в ЭЦМ источнике

$$\frac{f}{c}\Lambda \lesssim 1. \quad (18)$$

В декаметровом диапазоне волн это условие выполняется, если характерный масштаб неоднородности плазмы в источнике меньше $\Lambda \lesssim 30$ м. Такие масштабы вряд ли существуют в магнитосфере Юпитера. Неравенство (18) получено при условии, что дисперсионные соотношения для нормальных волн определяются холодной компонентой магнитосферной плазмы. С другой стороны, если горячая компонента является преобладающей, то дисперсионные соотношения могут быть изменены этой компонентой. Вывод этих соотношений для неравновесной функции распределения, например, для конуса потерь, достаточно сложен. Для максвелловского распределения нетрудно получить вместо (18) следующее условие:

$$\frac{f_{\text{P}}^2}{f_{\text{Be}}^2 c \beta_{\text{th}}} f \Lambda \lesssim 1, \quad (19)$$

где f_{P} и $c\beta_{\text{th}}$ — соответственно плазменная частота и тепловая скорость энергичной компоненты плазмы. Условие (19) получено для $f_{\text{P}}^2/f_{\text{Be}}^2\beta_{\text{th}} \ll 1$ (см. в этой связи [19]). Например, для $\beta_{\text{th}} \simeq 0,14$ (что соответствует энергии плазмы $E \simeq 5$ кэВ) в источнике, генерирующем на частоте 39 МГц, неравенство $f_{\text{P}}^2/f_{\text{Be}}^2\beta_{\text{th}} \ll 1$ выполняется, если плотность плазмы $\ll 1,5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. Однако, само неравенство (19) выполняется только для очень разреженной плазмы $\lesssim 0,3 \text{ см}^{-3}$. В случае выполнения обратного неравенства, $f_{\text{P}}^2/f_{\text{Be}}^2\beta_{\text{th}} \gg 1$, можно использовать условие (18). Из рис. 2 видно, что нарушение вакуумного приближения в самом источнике декаметрового излучения и в его окрестности не влияет на эллиптичность наблюдаемого излучения.

Эллиптичность поляризации излучения определяется плотностью магнитосферной плазмы в ПО. Плотность плазмы в этой области достаточно низкая, $< 0,4 \text{ см}^{-3}$. Простейшая гипотеза о причинах низкой плотности плазмы в нижней магнитосфере Юпитера обсуждалась в работе [12]. Следуя рассуждениям, приведённым в этой работе, нетрудно получить, что плотность плазмы уменьшается до уровня ниже $0,4 \text{ см}^{-3}$ на расстоянии $\gtrsim 1,2R_{\text{J}}$ от центра планеты. Эти величины находятся в хорошем согласии с величинами, полученными в нашей модели. Однако следует подчеркнуть здесь, что в нашей модели происхождения поляризации декаметрового радиоизлучения, нет необходимости требовать низкую плотность плазмы и выполнения условия вакуумного распространения в самом источнике излучения. Здесь плотность плазмы может быть выше из-за электронов, попадающих в магнитную трубку, благодаря электродинамическому взаимодействию спутника Ио с магнитосферой Юпитера.

Из рис. 2 легко видеть, что не существует жёсткой связи между эллиптичностью наблюдаемого излучения и поляризацией излучения в источнике. Наблюдаемые степени поляризации излучения следует рассматривать как предельно возможные степени поляризации излучения, покидающего источник, т.е. $r_1^s \geq r_1^{\text{obs}}$ и $|r_c^s| \leq |r_c^{\text{obs}}|$. Наблюдаемая степень поляризации ограничивает область допустимых углов между магнитными силовыми линиями в источнике и направлением излучения: уменьшение угла θ_s приводит к увеличению циркулярной поляризации в излучении (см. (2)–(4)), которая ограничена неравенством $|r_c^s| \leq |r_c^{\text{obs}}|$. Для источника В, степень линейной поляризации излучения от которого $r_1 = 0,85$, из (2)–(4) и $|r_c| = \sqrt{1 - r_1^2}$ следует область допустимых углов $\theta_s \gtrsim 73^\circ$. Для источника А и $r_1 = 0,65$ получаем $\theta_s \gtrsim 63^\circ$. Для левополяризованного излучения ($r_1 = 0,50$) имеем $\theta_s \gtrsim 54^\circ$. Таким образом, видно, что не существует жёсткой корреляции между эллиптичностью наблюдаемого излучения и величиной угла между магнитным полем и направлением излучения, т.е. между измеренной эллиптичностью и раствором конуса излучения.

Согласно наблюдениям, эллиптичность поляризации излучения постоянна на всём частотном интервале, занимаемом декаметровым всплеском с точностью $< 15\%$ [7]. Мы показали, что эллиптичность излучения, прошедшего ОВМ, постоянна, если распределение плазмы в ОВМ удовлетворяет соотношению (17) с показателем $\nu \simeq 4/3$, когда декаметровое излучение генерируется под углами θ_s , близкими к $\pi/2$. При уменьшении угла дисперсия степени поляризации $|\Delta r_{1,c}/r_{1,c}|$ возрастает. Это увеличение может быть скомпенсировано соответствующим выбором показателя ν в (17). Например, в случае, изображённом на рис. 2в, дисперсия степени поляризации оказывается полностью скомпенсирована, если показатель $\nu \simeq 1,4$. Учитывая точность наблюдений и неопределённость положения источника декаметрового всплеска (т.е. угла θ_s), величина ν в соотношении (17) может лежать в интервале $1,0 \div 1,8$. Увеличение дисперсии с уменьшением степени поляризации декаметрового радиоизлучения было описано в работе [7]. В этой работе было отмечено, что чем меньше величина r_1 или r_c , тем шире их гистограммы. Эта особенность была интерпретирована в [7] как проявление инструментальных эффектов. Мы хотели бы отметить здесь, что этот эффект возможен и при увеличении угла θ_s . Например, для источников левополяризованного излучения ($r_1 = 0,5$, $r_c = 0,87$) в случае, показанном на рис. 2г, дисперсия степени поляризации составляет $|\Delta r_1/r_1| \simeq 0,19$ и $|\Delta r_c/r_c| \simeq 0,09$, что находится в хорошем согласии с результатами наблюдений излучения от источника D (см. рис. 2а и 2б в работе [7]).

Авторы выражают благодарность М. И. Бучаре за полезные дискуссии.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 95-02-04272, и Комиссией по международному сотрудничеству Австрийской Академии Наук.

ЛИТЕРАТУРА

1. Green T. C. and Sherrill W. M. //Astrophys. J, 1969. V. 158. P. 351.
2. Carr T., Gulkis S., Smith A., May J., Lebo G. R., Kennedy D. J., and Bollhagen. //Radio Sci., 1965. V. 69D. P. 1530.
3. Riihimaa J. J. //Astron. Astrophys., 1976. V. 53. P. 121.
4. Boudjada M. and Lecacheux A. //Astron. Astrophys., 1991. V. 247. P. 235.
5. Lecacheux A., Boischot A., Boudjada M., and Dulk G. A. //Astron. Astrophys., 1991. V. 251. P. 339.
6. Dulk G., Lecacheux A., and Leblanc Y. //Astron. Astrophys., 1992. V. 253. P. 292.
7. Dulk G., Leblanc Y., and Lecacheux A. //Astron. Astrophys., 1994. V. 286. P. 683.
8. Warwick J. //NASA Report CR1685, 1970.
9. Goertz C. K. //Planet. Space Sci., 1974. V. 22. P. 1491.

10. Calvert W. //J. Geophys. Res., 1983. V.88. P.6165.
11. Daigne G. and Ortega—Molina A. //Astron. Astrophys., 1984. V.133. P.69.
12. Melrose D. B. and Dulk G. A. //Astron. Astrophys., 1991. V.249. P.250.
13. Железняков В. В. Радиоизлучение Солнца и планет. — М.: Наука, 1970.
14. Железняков В. В. Излучение в астрофизической плазме. — М.: Янус-К, 1997.
15. Budden V. V. Radio waves in the ionosphere. — Cambridge: Cambridge University Press, 1961.
16. Железняков В. В., Кочаровский Вл. В., Кочаровский В. В. //ЖЭТФ, 1979. Т.77. С.101.
17. Cohen M. //Astrophys. J., 1960. V.131. P.664.
18. Hewitt R. G., Melrose D. B., and Ronnmark K. G. //Austr. J. Phys., 1982. V.35. P.447.
19. Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В., Ситенко А. Г., Степанов К. Н. //Электродинамика плазмы. — М.: Атомиздат, 1974.

Институт прикладной физики РАН,
г. Нижний Новгород, Россия;
Институт космических
исследований Австрийской
Академии Наук, Австрия

Поступила в редакцию
17 декабря 1997 г.

LIMITING POLARIZATION EFFECT IN JOVIAN LOWER MAGNETOSPHERE

*V. E. Shaposhnikov, Vl. V. Kocharovsky, V. V. Kocharovsky, H. P. Ladreiter, H. O. Rucker,
V. V. Zaitsev*

Jovian decametric emission is known to exhibit almost total polarization and a great portion of linear polarization, which is unusual for emission of other radio planets (Earth, Saturn, Uranus, and Neptune). We consider the origin of the elliptical polarization as a consequence of the linear mode coupling in the Jovian magnetosphere outside the source region. We clarify the conditions of emission propagation along the ray path which are necessary for self-consistent explanation of the polarization observations and show that the value of ellipticity is defined by the level of the magnetospheric plasma density n_e in a little region in distance of half of the jovian radius. The plasma density in the transitional region (TR) is quite low $n_e < 0.4 \text{ cm}^{-3}$, and the geometrical optics approximation of emission propagation before TR transfers to the vacuum approximation behind it. The latter means that the linear mode coupling in the inner Jovian magnetosphere appears as the effect of limiting polarization. The sources of the decametric emission emitting at different frequencies f are located at heights corresponding to gyrofrequency levels $f_{Be} \simeq f$. The location of the transitional region in the Jovian magnetosphere varies depending on the emission frequency and time. For every given decametric radio emission storm occupying some region in the frequency-time domain, we have a number of TR located in a certain domain of the Jovian magnetosphere — the interaction region of the magnetosphere (IRM) for the given emission storm. The distribution of magnetospheric plasma in IRM is recreated from observational data of polarization ellipticity of the given decametric radio emission storm. To match the calculated ellipticity of emission with the observed one at every point of frequency-time domain of emission dynamic spectrum one finds a recurrent relation between a local value of magnetospheric plasma density N_c and the planetary magnetic field B in IRM that allows evaluating a distribution of plasma density if a definite model of the Jovian magnetic field has been adopted.

О ДИФФУЗИИ ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Л. М. Ерухимов, Е. Н. Мясников

Рассмотрена задача о генерации мелкомасштабных квазистатических электрических полей, которые могут привести к установлению двуполярного режима релаксации неоднородностей, наблюдавшегося в экспериментах по исследованию свойств искусственной турбулентности, возбуждаемой в верхней ионосфере мощным КВ радиоизлучением [1–8], который является более медленным, чем режим униполярной диффузии квазинейтральных флуктуаций концентрации в однородной сильно замагниченной плазме [9–11]. В работе показано, что необходимыми условиями существования данного режима диффузии являются нарушение симметрии исходного возмущения плотности плазмы относительно направления поля $\vec{B}_0$ и его дифференциальное вращение с дрейфовой частотой в плоскости, ортогональной $\vec{B}_0$. В предположении, что исходное возмущение плазмы имеет вид плоской волны, направление волнового вектора $\vec{k}$ которой составляет с нормалью к $\vec{B}_0$ угол $\theta = k_{\parallel}/k_{\perp} \ll 1$, получено выражение для дрейфовой частоты и в линейном приближении исследованы соотношения между флуктуационными электрическим, магнитным полями и скоростью дрейфа возмущений плазмы. Обсуждаются свойства нелинейного решения, которое, в частности, может описывать генерацию мелкомасштабных неоднородностей плазмы, имеющих в плоскости, ортогональной $\vec{B}_0$, спиральную структуру. Предложена интерпретация эффекта частотного уширения доплеровских спектров сигналов ракурсного КВ и УКВ рассеяния, наблюдавшегося при ракурсном рассеянии КВ и УКВ радиоволн от искусственных ионосферных неоднородностей [4–7].

ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты по исследованию турбулентности плазмы, возбуждаемой в верхней ионосфере мощным КВ радиоизлучением, показали, что при релаксации мелкомасштабных искусственных неоднородностей наблюдается режим диффузии, который характеризуется только двумя диффузионными коэффициентами: амбиполярным поперечным и амбиполярным продольным [1–7]. Данный режим близок к так называемой двуполярной диффузии, которая реализуется в лабораторных условиях для плазмы, находящейся в регулярном магнитном поле $\vec{B}_0$ и помещённой в баллон с диэлектрическими стенками. При этом её время жизни оказывается существенно больше, чем в баллоне с проводящими стенками, где возникает “короткое замыкание” электрического поляризованного поля по стенкам камеры [9]. Режим, аналогичный последнему, реализуется при диффузии потенциальных возмущений в однородной магнитоактивной плазме [10, 11]. Как известно, в квазигидродинамическом приближении (КГД) потенциальное электрическое поле возникает вследствие установления состояния бальмановского равновесия, которое при начальной степени вытянутости возмущения вдоль $\vec{B}_0$, составляющей $l_{\parallel}/l_{\perp} \ll \sqrt{\omega_{Be}\omega_{Be}/\nu_e\nu_{in}} = \mu^{-1/2}$, реализуется для электронной компоненты и при выполнении обратного неравенства — для ионной компоненты. Потенциальное поле компенсирует градиент газокINETического давления той компоненты, для которой выполнено условие равновесия, при этом время жизни возмущения определяется униполярными (поперечным и продольным к полю $\vec{B}_0$) диффузионными коэффициентами частиц противоположного знака, для которых равновесие отсутствует. Параметр μ зависит от отношения произведения гирочастот к соответствующему произведению частот соударений заряженных частиц и в верхней ионосфере составляет порядка 10^6 – 10^7 . Расчёты показывают, что в условиях ионосферы униполярная диффузия должна протекать значительно быстрее, чем следует из экспериментальных данных.

Возможные пути разрешения противоречия между теорией униполярной диффузии и результатами эксперимента могут быть связаны с учётом эффектов, обусловленных непотенциальностью электрического поля и неизотермичностью флуктуаций плотности плазмы [12–14]. Однако, при замороженности возмущений плазмы в регулярное магнитное поле, что соответствует приближению одножидкостной магнитной гидродинамики (МГД), диффузия непотенциальных флуктуаций протекает существенно быстрее, чем униполярная [10]. Поэтому при рассмотрении диффузионных процессов необходимо учитывать отклонения от замороженности, что, в частности, выполняется на частоте дрейфовых колебаний плазмы. В [15] рассматривалось влияние вращения плазмы на разлёт сильно вытянутого плазменного шнура, ось которого наклонена относительно постоянного магнитного поля. Было отмечено, что в случае, когда плотность энергии поперечной к оси шнура компоненты магнитного поля больше плотности газокINETической энергии плазмы, вращение плазменного пинча с частотой порядка дрейфовой может препятствовать его свободному разлёту в направлении магнитного поля, а также приводить к неустойчивости. При этом не учитывалась возможность генерации поперечного электрического поля за счёт движения плазмы.

В настоящей работе в приближении двухжидкостной МГД рассмотрен механизм генерации мелкомасштабных электрических полей, которые могут приводить к установлению двуполярного режима диффузии. Предполагалось, что дополнительное электрическое поле в системе отсчёта, где скорость ионной компоненты обращается в нуль, связано с поперечным к $\vec{B}_0$ движением электронов, обеспечивающих протекание в области возмущения диамагнитного тока. Данное поле в локальной системе отсчёта является непотенциальным и при условии, что возмущение плотности плазмы имеет вид плоской волны, волновой вектор $\vec{k}$ которой составляет угол $\theta = k_{\parallel}/k_{\perp} \ll 1$, отвечает мгновенному повороту проекции регулярного магнитного поля $B_{0k} = B_0 \theta$ на направление $\vec{k}$. Оказалось, что подобно задаче о прецессии осесимметричного механического волчка в однородном поле (например, силы тяжести) частота вращения не зависит от угла θ , кроме того она пропорциональна $k_{\perp}^2$ и относительным флуктуациям плотности плазмы. В лабораторной системе отсчёта полученное решение соответствует дифференциальному вращению возмущения плазмы в плоскости, ортогональной $\vec{B}_0$. Получены линейные соотношения между флуктуационными электрическим и магнитным полями, вектором вращения и гидродинамической скоростью дрейфа возмущения плазмы в скрещенных флуктуационном электрическом и регулярном магнитном полях.

Обсуждаются некоторые свойства нелинейного решения, описывающего пространственно–временную эволюцию возмущений плазмы, согласно которому, в частности, неоднородности плотности плазмы могут быть представлены в виде вращающихся МГД-волчков, имеющих в плоскости, ортогональной $\vec{B}_0$, спиральную структуру. Время жизни таких волчков может быть существенно больше характерного времени релаксации неподвижных возмущений плазмы, которое совпадает с временем протекания униполярной диффузии. Рассмотренная задача является частью проблемы магнитного динамо, в которой исследуются возможности генерации квазистатических магнитных полей, создаваемых движущейся проводящей средой. Отметим, что необходимые условия существования МГД-волчков — нарушение симметрии исходных возмущений плотности плазмы и их вращение — фактически совпадают с основными постулатами теории магнитного динамо, согласно которым возбуждение квазистатического магнитного поля возможно только при одновременном выполнении двух условий: отсутствие у системы “отражательной” симметрии по отношению к возбуждаемому магнитному полю и наличие дифференциального вращения плазмы. В отличие от классической задачи магнитного динамо, в которой движение проводящей среды считается заданным, в рассмотренном нами случае магнитоактивной плазмы низкого давления вращение флуктуаций плотности создаётся внутренними непотенциальными электрическими полями, которые приводят к трансформации энергии регулярного магнитного поля в энергию вращательного движения.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Измерения времён релаксации флуктуаций электронной концентрации в F-слое ионосферы были выполнены в экспериментах по исследованию искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ), возбуждаемой мощным КВ радиоизлучением. В [1] по данным наблюдений сигналов ракурсного рассеяния в КВ (10–20 МГц) и УКВ (50 МГц) диапазонах радиоволн и данным, полученным при одновременном радиопросвечивании области ИИТ сигналом геостационарного ИСЗ (40 МГц), была получена зависимость времени релаксации τ от поперечного к геомагнитному полю $\vec{B}_0$ масштаба неоднородностей $l_{\perp}$ в диапазоне от трёх метров до нескольких километров

$$\tau \propto l_{\perp}^{\alpha} \begin{cases} \alpha = 2 & \text{при } l_{\perp} \lesssim l_{\perp}^* \simeq 6-10 \text{ м,} \\ \alpha = 0,5 & \text{при } l_{\perp} \gtrsim l_{\perp}^* \end{cases} \quad (1)$$

Характерное время τ^* , соответствующее масштабу перегиба $l_{\perp}^*$ в (1), составляло порядка $\simeq 10-20$ с. По данным ракурсного рассеяния в диапазоне частот 20–80 МГц, приведённым в [2], среднее значение показателя степени в зависимости (1) составило $\alpha \simeq 1$ в области масштабов $3 \lesssim l_{\perp} \lesssim 8$ м и $\alpha \simeq 2$ при $1,8 \lesssim l_{\perp} \lesssim 3$ м, что соответствовало ранее полученным результатам [1]. Было обнаружено уменьшение времени релаксации в случаях, когда рассеяние происходило на искусственных неоднородностях, находившихся вблизи уровня отражения волны накачки. В [3] на основе данных КВ-рассеяния было показано, что в области масштабов $l_{\perp} \gtrsim l_{\perp}^*$ время релаксации τ уменьшается с увеличением высоты слоя, занятого неоднородностями.

По значениям τ в диапазоне масштабов $l_{\perp} \lesssim l_{\perp}^*$ был определён поперечный коэффициент диффузии $D_{\perp} = 1/k_{\perp}^2 \tau \simeq 3 \cdot 10^2 - 10^3$ см²/с, значение которого оказалось близко к коэффициенту поперечной амбиполярной диффузии магнитоактивной плазмы $D_{\perp} \simeq D_{a\perp} = (T_e + T_i)\nu_e/m_e\omega_{Be}^2$. Здесь ω_{Be} — гирочастота электрона, ν_e — частота соударений электронов с другими частицами, T_e и T_i — температуры электронов и ионов, выраженные в энергетических единицах. Эффективный коэффициент продольной диффузии был определён по значениям τ в диапазоне масштабов $l_{\perp} \gtrsim l_{\perp}^*$ с использованием данных о вертикальном размере области ИИТ в предположении, что форма спектра неоднородностей в направлении геомагнитного поля имеет гауссов вид с масштабом “обрезания”, составляющим $l_{0\parallel} \simeq 2-5$ км. Значение коэффициента продольной диффузии составило $D_{\parallel} = l_{0\parallel}^2/4\tau \simeq 10^9 - 5 \cdot 10^9$ см²/с и для параметров плазмы, отвечающих условиям F-слоя, было близко к коэффициенту продольной амбиполярной диффузии $D_{\parallel} \simeq D_{a\parallel} = (T_e + T_i)/m_i\nu_{in}$, где ν_{in} — частота соударений ионов с нейтральными частицами. Отметим, что уменьшение времени релаксации с увеличением высоты слоя неоднородностей, наблюдавшееся в [3], примерно соответствует увеличению коэффициента $D_{a\parallel}$ вследствие уменьшения параметра ν_{in} . Кроме того, при интерпретации зависимости (1) предполагалось, что наблюдаемое увеличение времени жизни $\tau \propto l_{\perp}^{0,5}$ в области масштабов $l_{\perp} > l_{\perp}^*$, где имела место продольная диффузия ($\tau \propto l_{\parallel}^2$), связано с достаточно слабой зависимостью эффективного продольного масштаба неоднородностей от их поперечного масштаба $l_{\parallel} \propto l_{\perp}^{0,25}$.

Зависимость (1) отражает первый, наиболее быстрый этап релаксации. Измерения амплитуды рассеянного сигнала от времени после выключения нагрева, выполненные в большом динамическом диапазоне, показали, что темп релаксации на временах, превышающих τ , как правило, уменьшался (см. [4–6]). Характерные времена релаксации неоднородностей на медленной стадии были больше диффузионных, что могло свидетельствовать об эффектах нелинейной перекачки энергии по спектру ИИТ от более крупных масштабов к мелким. В ряде случаев, преимущественно в вечерних и ночных условиях, наблюдались аномально большие времена релаксации, указывающие на существование естественных факторов поддержания неоднородностей (см. [7]).

Анализ спектральных характеристик сигналов ракурсного рассеяния от искусственных неоднородностей позволил обнаружить наличие достаточно широкого доплеровского спектра, который по данным [8] было можно разделить на две компоненты: более интенсивную узкополосную, спектральная ширина которой составляла $\Delta\nu_1 \simeq 0,1-0,3$ Гц, и широкополосную компоненту, имевшую уширение $\Delta\nu_2 \gtrsim 1-3$ Гц. Было показано, что спектральное уширение широкополосной компоненты приблизительно пропорционально частоте зондирующего сигнала $\Delta\nu_2 \propto f_0$. После выключения нагрева эти две компоненты релаксировали, как правило, с различным темпом. Время релаксации широкополосной компоненты было меньше, чем узкополосной, и по порядку величины соответствовало значению быстрого времени релаксации флуктуаций плотности плазмы.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ, ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При описании диффузии флуктуаций электронной концентрации в однородной магнитоактивной плазме [9–11] используется система КГД уравнений, которая включает в себя уравнения непрерывности для квазинейтральных возмущений плотности плазмы ($N_e = N_i = N$)

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \operatorname{div}(N\vec{v}_\alpha) = 0 \quad (2)$$

и уравнения движения для электронной и ионной компонент

$$m_\alpha N \frac{d\vec{v}_\alpha}{dt} = e_\alpha N \vec{E} + e_\alpha N \frac{[\vec{v}_\alpha \times \vec{B}_0]}{c} - \nabla p_\alpha - \frac{\nu_{ei} m_e}{e_\alpha} \vec{j} - m_\alpha N \nu_{\alpha n} \vec{v}_\alpha. \quad (3)$$

Здесь e_α — заряды (для электронов, $\alpha = e$, он считается отрицательным, для ионов, $\alpha = i$, — положительным), m_α — массы, $\vec{v}_\alpha$ — скорости частиц, $\nu_{\alpha n}$, ν_{ei} — частоты соударений заряженных частиц с нейтралами и между собой, $p_\alpha = NT_\alpha$ — газокINETические давления каждой из компонент, $\vec{j} = eN(\vec{v}_i - \vec{v}_e)$ — плотность электрического тока, $\vec{B}_0$ — индукция регулярного магнитного поля. В общем случае уравнения (2), (3) необходимо дополнить системой уравнений Максвелла для возмущений магнитного и непотенциального электрического полей

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (4)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (5)$$

где первое из уравнений (4) записано в пренебрежении током смещения.

В ионосфере Земли плазма находится в сильном магнитном поле $\vec{B}_0$, давление которого $B_0^2/8\pi$ значительно превышает газокINETическое давление плазмы $(T_e + T_i)N$. Параметр $\beta = 4\pi(T_e + T_i)N/B_0^2$ в условиях ионосферы составляет $\beta \simeq 10^{-5}$. Кроме того, в F-слое ионосферы между частотами соударений ν_α и гирочастотами $\omega_{B\alpha}$ частиц выполняются соотношения $\nu_e/\omega_{Be} = (\nu_{ei} + \nu_{en})/\omega_{Be} \ll \nu_{in}/\omega_{Bi} \ll 1$. При описании диффузии неоднородностей плотности плазмы обычно считают, что характерное время релаксации значительно превышает обратные частоты соударений частиц $\tau \gg \nu_\alpha^{-1}$ и направленные скорости частиц каждого сорта при диффузии много меньше тепловых, тогда в (3) полагают $d\vec{v}_\alpha/dt = 0$.

Представим плотность плазмы в виде $N = N_0 + n$, где N_0 соответствует значению однородной плотности фоновой плазмы, а n — флуктуациям, отвечающим мелкомасштабным неоднородностям ($n \ll N_0$). Потенциальное электрическое поле, входящее в (3), определяют из условия бездивергентности плотности тока $\operatorname{div} \vec{j} = 0$. Линеаризуя систему (2), (3), для возмущений плотности плазмы n_k

и электростатического потенциала φ_k вида $\exp(i\vec{k}\vec{r})$ приходим к следующему соотношению между их пространственными спектральными компонентами (см. [10]):

$$\frac{e\varphi_k}{T_e} = \frac{T_i(k_{\parallel}^2 - \mu k_{\perp}^2)}{T_i k_{\parallel}^2 + T_e \mu k_{\perp}^2} \frac{n_k}{N_0}. \quad (6)$$

Здесь $k_{\perp} = 2\pi/l_{\perp}$, $k_{\parallel} = 2\pi/l_{\parallel}$ — волновые числа неоднородностей соответственно поперёк и вдоль магнитного поля $\vec{B}_0$ и введён параметр $\mu = \nu_e \nu_{in} / \omega_{Be} \omega_{Bi} \ll 1$. Как известно, характер диффузионного процесса определяется знаком потенциала (6) и зависит от начального направления волнового вектора $\vec{k}$ относительно поля $\vec{B}_0$. Из (6) следует, что в случае, когда угол между вектором $\vec{k}$ и нормалью к $\vec{B}_0$ удовлетворяет условию $\theta = k_{\parallel}/k_{\perp} \ll \sqrt{\mu}$, потенциал определяется из условия равновесия ионной компоненты и равен $\varphi_k \simeq -T_i n_k / e N_0$. В этом случае градиент давления возмущения ионной компоненты уравнивается поляризационным электрическим полем, которое приводит к запираанию движения ионов в направлении градиента плотности плазмы и увеличивает стационарные скорости электронов вдоль и поперёк магнитного поля в $\frac{(T_e + T_i)}{T_e}$ раз. Линейный диффузионный декремент для возмущений вида $\exp\{-i\omega t\}$ определяется выражением $i\omega = D_{u\perp} k_{\perp}^2 + D_{u\parallel} k_{\parallel}^2$, где $D_{u\perp} = (T_e + T_i) \nu_e / m_e \omega_{Be}^2$ и $D_{u\parallel} = (T_e + T_i) / m_e \nu_e$ — соответственно коэффициенты поперечной и продольной электронных униполярных диффузий. В противоположном предельном случае, $\theta \gg \sqrt{\mu}$, потенциал равен $\varphi_k \simeq T_e n_k / e N_0$ и имеет место обратная ситуация: в состоянии равновесия находится электронная компонента плазмы, а релаксация возмущения определяется униполярной ионной диффузией с соответствующими коэффициентами $D_{u\perp} = (T_e + T_i) \nu_{in} / m_i \omega_{Bi}^2$ и $D_{u\parallel} = (T_e + T_i) / m_i \nu_{in}$. При условии $\theta = \sqrt{\mu}$ поляризационное поле обращается в нуль и имеет место свободный разлёт возмущения плазмы с униполярными коэффициентами $D_{u\perp} = T_i \nu_{in} / m_i \omega_{Bi}^2$ и $D_{u\parallel} = T_e / m_e \nu_e$, равными коэффициенту ионной поперечной и электронной продольной диффузий. Таким образом, чтобы согласно линейной теории удовлетворить условию протекания поперечной электронной диффузии, наблюдавшейся на эксперименте, угол θ должен составлять $\lesssim \nu_e / \omega_{Be} \simeq 3 \cdot 10^{-4}$. Однако по оценкам, полученным на основе данных о размере области ИИТ в направлении геомагнитного поля, степень вытянутости искусственных неоднородностей, имеющих масштабы $l_{\perp} \simeq l_{\perp}^*$, не должна превышать значения $\theta \simeq \sqrt{\mu} \simeq (1-3) \cdot 10^{-3}$. При этом оказывается, что времена релаксации возмущений, вычисленные в соответствии с линейной теорией униполярной диффузии для максимально возможных значений степени вытянутости неоднородностей, меньше экспериментально наблюдаемых более чем на порядок.

Несовпадение данных эксперимента и линейной теории релаксации неоднородностей даёт основание для поиска механизмов, которые могли бы приводить к замедлению униполярной диффузии. В этой связи ранее рассматривался вопрос о влиянии на диффузию непотенциальности возмущений. В [10] было показано, что при учёте непотенциальности расплывание квазинейтральных неоднородностей в линейном приближении описывается тремя независимыми диффузионными процессами. При условии $\beta \ll 1$ эти процессы разделяются — два из них являются наиболее быстрыми и описывают релаксацию возмущений магнитного и вихревого электрического полей, а наиболее медленное решение отвечает униполярной диффузии. Диффузия непотенциальных и неизотермических возмущений в линейном приближении рассматривалась в [12], где отмечалось, что учёт вихревого электрического поля может быть важен при углах θ в диапазоне $\nu_{en} / \omega_{Be} \lesssim \theta \lesssim \nu_{in} / \omega_{Bi}$. На основании численного расчёта было показано, что для F-слоя ионосферы максимальное увеличение времени диффузии τ по сравнению с решением, полученным без учёта непотенциальности, может составить два—три раза. В работе [13] возможность генерации низкочастотных непотенциальных электрических полей рассматривалась применительно к термомагнитной неустойчивости, которая может приводить к возникновению в F-слое ионосферы неизотермических неоднородностей плотности плазмы.

Следует отметить, что поскольку для объяснения приведённых выше экспериментальных данных необходимо поддержание неоднородностей очень малых (метровых) масштабов, то представляется очевидным, что процессы, связанные с существованием флуктуационных вихревых электрических полей, не могут играть сколь-нибудь существенной роли при диффузии таких неоднородностей. В соответствии с приближением одножидкостной МГД время диффузии вихревых полей равно $\tau_m \simeq 1/k^2 D_m$, причём значение коэффициента магнитной диффузии составляет $D_m = c^2 m_e \nu_e / 4\pi e^2 N_0 \simeq 10^8 \text{ см}^2/\text{с}$, что в β^{-1} раз больше коэффициента поперечной амбиполярной диффузии. Поэтому возможность генерации флуктуационных электрических полей, приводящих к замедлению униполярной диффузии, по-видимому, следует искать в нарушении приближения одножидкостной МГД.

Используя известные векторные соотношения, решение стационарных уравнений (3) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \vec{v}_\alpha = & \frac{c}{e_\alpha B_0^2 N} \left\{ [\vec{B}_0 \times \nabla p_\alpha] - e_\alpha N [\vec{B}_0 \times \vec{E}] + \frac{m_e \nu_{ei}}{e_\alpha} [\vec{B}_0 \times \vec{j}] \right\} - \\ & - \frac{D_{\alpha n \perp}}{T_\alpha N} \left(\nabla p_\alpha - e_\alpha N \vec{E} + \frac{m_e \nu_{ei}}{e_\alpha} \vec{j} \right) - \\ & - \frac{D_{\alpha \parallel}}{T_\alpha B_0^2 N} \{ (\nabla p_\alpha \cdot \vec{B}_0) \vec{B}_0 - e_\alpha N (\vec{E} \cdot \vec{B}_0) \vec{B}_0 \}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь использованы следующие обозначения: $D_{\alpha n \perp} = T_\alpha \nu_{\alpha n} / m_\alpha \omega_{B\alpha}^2$ и $D_{i \parallel} = T_i / m_i \nu_{in}$, $D_{e \parallel} = T_e / m_e \nu_e$. Обозначим $\vec{v}_{\alpha \parallel}$ скорость частиц в направлении $\vec{B}_0$, $\vec{v}_{\alpha \perp}$ и $\vec{v}_{\alpha \top}$ — скорости, лежащие в плоскости, ортогональной $\vec{B}_0$, первая из которых совпадает с направлением $\nabla_\perp N$, а вторая направлена перпендикулярно к градиенту плотности плазмы. Из (7) видно, что отношение модулей $|\vec{v}_{\alpha \perp}|/|\vec{v}_{\alpha \top}|$ составляет $\nu_\alpha / \omega_{B\alpha}$, поэтому уравнения (7) можно рассматривать как разложение скоростей частиц в плоскости, ортогональной $\vec{B}_0$, по соответствующим параметрам. Взяв разность уравнений (7), мы приходим к выражению для плотности диамагнитного тока

$$\vec{j}_\top = eN(\vec{v}_{i\top} - \vec{v}_{e\top}) = \frac{c(T_e + T_i)}{B_0^2} [\vec{B}_0 \times \nabla N]. \quad (8)$$

В соответствии с (8) диамагнитный ток протекает в плоскости, ортогональной $\vec{B}_0$, вдоль линий равных концентраций. Он возникает вследствие установления состояния равновесия, при котором градиент поперечного к $\vec{B}_0$ газокINETического давления $(T_e + T_i) \nabla_\perp N$ компенсируется плотностью силы Ампера $\vec{f}_A = [\vec{j}_\top \times \vec{B}_0]/c$. Как известно, диамагнитный ток определяет поперечную диффузию полностью ионизированной плазмы, коэффициент которой равен $D_{ei \perp} = (T_e + T_i) \nu_{ei} / m_e \omega_{Be}^2$ (см. [9, 15]). Последний легко получить, если подставить плотности тока (8) в уравнения (7) и далее в (2). С другой стороны, в соответствии с линейным униполярным решением, при степени ионизации плазмы, удовлетворяющей условию $m_e \nu_{ei} \ll m_i \nu_{in}$, определяющую роль на диффузию оказывают токи короткого замыкания, и коэффициент поперечной диффузии резко возрастает. Однако после подстановки (7) в (2) оказывается, что наибольшие по параметрам $\omega_{B\alpha} / \nu_\alpha$ слагаемые обращаются в нуль. Последнее соответствует пренебрежению влиянием членов, определяющих плотность силы Ампера, действующей на возмущение плазмы в направлении, ортогональном $\vec{B}_0$. Согласно сказанному, мы можем ожидать, что учёт только потенциальных полей при рассмотрении диффузии неоднородностей магнитоактивной плазмы не всегда является корректным.

3. РАВНОВЕСИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ В ЛОКАЛЬНОЙ СИСТЕМЕ ОТСЧЁТА

Рассмотрим вопрос о равновесии малых возмущений концентрации в магнитоактивной плазме в локальной системе отсчёта. Введём систему координат, $\vec{e}_\tau$, в которой орт $\vec{e}_\parallel$ имеет направление оси z и совпадает с направлением поля $\vec{B}_0$, орты $\vec{e}_\perp$ и $\vec{e}_\tau$ лежат в плоскости, ортогональной $\vec{B}_0$, в направлениях соответственно вдоль и поперёк локального градиента концентрации плазмы. Представим возмущение плотности плазмы в виде $n_k \propto \exp(i\vec{k}_\perp \vec{r}_\perp + k_\parallel z)$. Пусть угол $\theta = k_\parallel/k_\perp$ удовлетворяет условию $\sqrt{\mu} \ll \theta \ll 1$. В этом случае потенциальное электрическое поле отвечает состоянию равновесия для электронной компоненты и определяется выражением

$$\vec{E}_{pk} = -i\vec{k}\varphi_k = -\frac{i\vec{k}T_e}{e} \frac{n_k}{N_0}. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (7), мы видим, что поперечная к $\vec{B}_0$ компонента скорости электронов обращается в нуль.

Предположим, что в локальной системе отсчёта, связанной с ионной компонентой возмущения плазмы (где ионы покоятся, $v_{i\tau k} = 0$), существует поперечное к $\vec{B}_0$ электрическое поле, равное $\vec{E}_{*\perp} = \vec{f}_A/eN_0$, где $\vec{f}_A$ — плотность силы Ампера, обусловленная диамагнитным током (8). Данное поле в приближении двухжидкостной МГД может быть также определено из закона Ома (см. [15])

$$\vec{E}_{*\perp k} = -\frac{v_{e\tau k} B_0}{c} \vec{e}_\perp. \quad (10)$$

Подставляя в (10) значение стационарной скорости электронов $v_{e\tau k} = -j_{\tau k}/eN_0$, выраженное через плотность диамагнитного тока (8), получим

$$\vec{E}_{*\perp k} = \frac{i\vec{k}_\perp (T_i + T_e)}{e} \frac{n_k}{N_0}. \quad (11)$$

Считая, что внутреннее электрическое поле в локальной системе отсчёта состоит из суммы (9) и (11), т.е. $\vec{E}_k = -i\vec{k}\varphi_k + \vec{E}_{*\perp k}$, и подставляя его в уравнения (7), получим следующие выражения для продольных и поперечных (в направлении градиента плотности) потоков частиц:

$$\begin{aligned} N_0 v_{e\parallel k} &= N_0 v_{i\parallel k} = -\frac{ik_\parallel (T_e + T_i)}{m_i \nu_{in}} n_k = -ik_\parallel D_{a\parallel} n_k, \\ N_0 \vec{v}_{e\perp k} &= N_0 \vec{v}_{i\perp k} = -\frac{i\vec{k}_\perp (T_e + T_i) \nu_e}{m_e \omega_{Be}^2} n_k = -i\vec{k}_\perp D_{a\perp} n_k. \end{aligned} \quad (12)$$

Подставляя выражения (12) в исходные уравнения (2), мы приходим к уравнению двуполярной диффузии

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + D_{a\perp} k_\perp^2 n_k + D_{a\parallel} k_\parallel^2 n_k = 0. \quad (13)$$

Таким образом, мы показали, что существование в локальной системе отсчёта электрического поля (11) является необходимым условием реализации режима двуполярной диффузии.

Электрическое поле (11) является непотенциальным, так как $\text{rot } \vec{E}_{*\perp} \neq 0$, и поэтому оно должно дополнительно удовлетворять уравнению (5). Запишем уравнение (5) в $\vec{k}$ -представлении

$$i[\vec{k} \times \vec{E}_{*\perp k}] = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_k}{\partial t} \vec{e}_\tau. \quad (14)$$

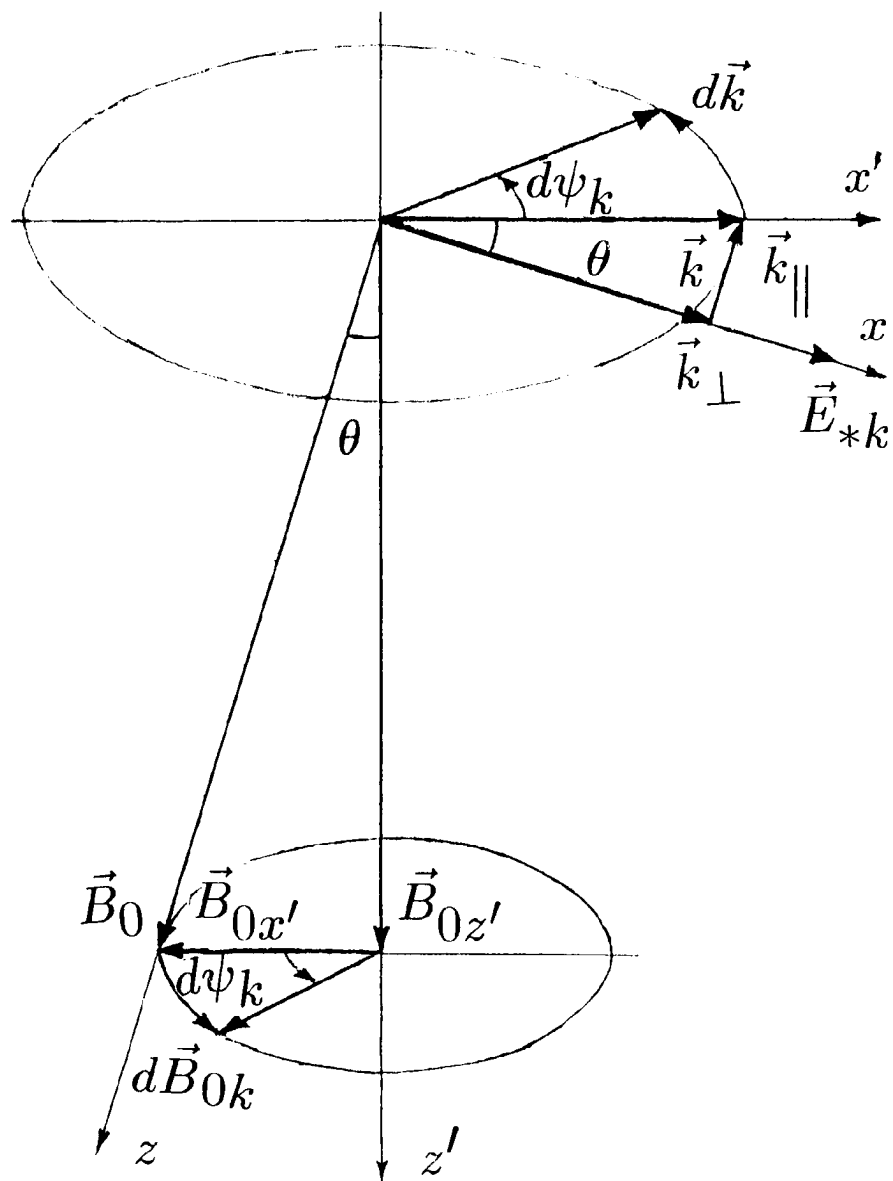


Рис. 1.

Поскольку электрическое поле (11) имеет только компоненту в направлении оси $\vec{e}_\perp$, то возмущение магнитного поля, входящее в (14), направлено поперёк локального градиента концентрации и ортогонально $\vec{B}_0$, т.е. совпадает с направлением оси $\vec{e}_\perp$. Введём систему координат $\vec{e}_k$, одна из осей которой (например, x'), совпадает с направлением $\vec{k}$ и составляет с осью x малый угол $\theta = k_\parallel/k_\perp \ll 1$. В соответствии с рис. 1 в данной системе отсчёта регулярное магнитное поле мы можем представить в виде суммы двух компонент $(B_{0k})_{x'} \simeq B_{0k}$ и $(B_{0k})_{z'} \simeq B_0$, которые являются проекциями $\vec{B}_0$ на оси x' и z' . Будем предполагать, что переменное во времени магнитное поле, входящее в уравнение (14), возникает за счёт поворота компоненты B_{0k} вокруг оси z' на угол $d\psi_k$, при этом его направление совпадает с направлением $\vec{e}_\perp$. Из рис. 1 видно, что прямоугольные треугольники, образованные проекциями вектора $\vec{B}_0$ на оси x' , z' и вектора $\vec{k}$ на оси x , z , являются подобными. Записав это условие при $\theta \ll 1$ в виде $k_\parallel/k_\perp = B_{0k}/B_0$ и учитывая соотношение $dB_k = B_{0k}d\psi_k$, получим выражение для мгновенной частоты вращения компоненты B_{0k}

$$\omega_{*k} = \frac{d\psi_k}{dt} = k_\perp^2 \frac{c(T_e + T_i)}{eB_0} \frac{n_k}{N_0}. \quad (15)$$

Частота (15) фактически является дрейфовой частотой, что делает оправданным использование приближения двухжидкостной МГД при определении поля (10). Как отмечается в [15], при описании плазмы на частотах порядка дрейфовых всегда необходимо пользоваться двухжидкостным приближением.

4. ВРАЩАЮЩИЕСЯ НЕОДНОРОДНОСТИ В ПЛАЗМЕ. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Рассмотрим эволюцию возмущения плазмы в лабораторной системе отсчёта. Поскольку регулярное магнитное поле в данной системе имеет направление, совпадающее с осью z , то единственная возможность удовлетворить уравнению (5) связана с поворотом вектора $\vec{k}$ вокруг регулярного поля $\vec{B}_0$. Так как частота (15) не зависит от значения угла θ , то будем считать, что компонента вектора $k_\parallel = \text{const}$ остаётся постоянной, а вращающейся является только компонента $k_\perp$. Считая, что для двух независимых компонент k_x и k_y выполняются соотношения

$$\theta_x = \frac{k_\parallel}{k_x} = \frac{B_{0x'}}{B_{0z'}} \simeq \frac{B_{0x'}}{B_0}, \quad \theta_y = \frac{k_\parallel}{k_y} = \frac{B_{0y'}}{B_{0z'}} \simeq \frac{B_{0y'}}{B_0}, \quad (16)$$

запишем проекции уравнения (14) на оси x и y в виде

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{k_\parallel}{k_x} \right) &= -\frac{k_\parallel}{k_x^2} \frac{dk_x}{dt} = -k_\parallel k_y \frac{c(T_e + T_i)}{eB_0} \frac{n_{k_x}}{N_0}, \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{k_\parallel}{k_y} \right) &= -\frac{k_\parallel}{k_y^2} \frac{dk_y}{dt} = -k_\parallel k_x \frac{c(T_e + T_i)}{eB_0} \frac{n_{k_y}}{N_0}. \end{aligned} \quad (17)$$

Соотношения (17) имеют вид уравнений, описывающих вращение вектора $\vec{k}_\perp$, и при выполнении дополнительных условий

$$k_x^2 \simeq k_y^2 \simeq \frac{k_\perp^2}{2}, \quad n_{k_x} \simeq n_{k_y} \simeq n_k \quad (18)$$

могут быть представлены в виде

$$\frac{d\vec{k}_\perp}{dt} = [\vec{\omega}_k \times \vec{k}_\perp], \quad (19)$$

где частота

$$\omega_k = \frac{d\psi_k}{dt} = k_{\perp}^2 \frac{c(T_e + T_i)}{2eB_0} \frac{n_k}{N_0} \quad (20)$$

определяет дифференциальное вращение возмущения плазмы в лабораторной системе отсчёта. Сравнивая (15) и (20) мы видим, что в случае изотропной функции распределения вектора $\vec{k}_{\perp}$ в плоскости, ортогональной $\vec{B}_0$, и выполнении условия $\theta \ll 1$ имеет место соотношение $\omega_k = \omega_{*k}/2$. Если ввести скорость $\vec{u}_k = c[\vec{E}_k \times \vec{B}_0]/B_0^2$, соответствующую дрейфу возмущения плазмы в скрещенных флуктуационном электрическом $\vec{E}_k = i\vec{k}(T_e + T_i)n_k/eN_0$ и регулярном магнитном $\vec{B}_0$ полях, и определить вектор вращения $\vec{\omega}_k = i[\vec{k} \times \vec{u}_k]$, то частота (20) равна половине модуля вектора вращения. Для вращающейся жидкости последнее соответствует условию $\vec{\omega} = \text{rot } \vec{u}/2$, которое, как известно, обеспечивает выполнение закона сохранения момента количества движения [16].

Соотношения между векторами $\vec{E}_k$, $\vec{u}_k$ и $\vec{\omega}_k$ являются линейными для любого фиксированного момента времени, причём указанные вектора являются взаимно ортогональными и сохраняют свою ориентацию при дифференциальном вращении. Электрическое поле в лабораторной системе отсчёта можно представить в виде потенциального поля, совпадающего по направлению с вектором локального градиента плотности плазмы и вращающегося с дрейфовой частотой (20). Тогда вектор $\vec{E}_k$ направлен под углом $\theta = k_{\parallel}/k_{\perp}$ к нормали к полю $\vec{B}_0$ и ортогонален возмущению магнитного поля $\vec{B}_k$, создаваемого диамагнитным током. Отношение модулей электрического и магнитного полей составляет $B_k/E_k = 4\pi eN_0/k_{\perp}B_0$. Можно показать, что вектор $\vec{\omega}_k$ составляет с $\vec{B}_0$ угол θ и противоположен по направлению возмущению магнитного поля $\vec{B}_k$, а вектор плотности диамагнитного тока $\vec{j}_{Tk}$ антипараллелен скорости $\vec{u}_k$. Тогда в соответствии с направлением вектора $\vec{u}_k$, определяемым векторным произведением $[\vec{E}_k \times \vec{B}_0]$, направления векторов $\vec{B}_k$ и $\vec{B}_0$ должны совпадать. Поскольку плазма является диамагнитной средой (т.е. в “ямках” плотности суммарное магнитное поле должно возрастать), знак возмущений плотности должен быть отрицательным $n_k < 0$. В этом случае вращение возмущения происходит в левовинтовом по отношению к полю $\vec{B}_0$ направлении, и скорость $\vec{u}_k$ совпадает с направлением диамагнитного дрейфа электронов.

Рассмотрим некоторые свойства решения, описывающего нелинейную эволюцию возмущений. Поскольку частота дифференциального вращения пропорциональна квадрату поперечного волнового числа, то уравнение (19), описывающее вращение вектора $\vec{k}_{\perp}$ в k -пространстве, является нелинейным. Наиболее общее уравнение, которому подчиняется пространственно—временное изменение векторного потенциала в среде с “кубичной” нелинейностью, является уравнением Гинзбурга—Ландау (Г—Л). Это уравнение также описывает изменение параметров системы вблизи критического состояния, отвечающего фазовому переходу второго рода (см., например, [17]). Как известно, в нелинейных средах, описываемых уравнениями типа Г—Л, могут существовать решения, имеющие вид спиральных волн. Принципиально важным параметром в рассматриваемом решении является конечная “степень вытянутости” возмущений вдоль $\vec{B}_0$, которая, в частности, приводит к тому, что поле скоростей $\vec{u}(\vec{r})$ имеет отличную от нуля плотность спиральности, являющуюся мерой его структурной сложности (см. [17]). Гидродинамическая скорость $\vec{u}$ в данном случае определяется совместным движением электронной и ионной компонент возмущения в плоскости, ортогональной $\vec{B}_0$, которое происходит преимущественно в направлении локального градиента концентрации. Флуктуационные электрические токи, которые, как отмечалось, протекают в плоскости, ортогональной $\vec{B}_0$, вдоль линий, равных концентрации, обусловлены движением только электронной компоненты и должны преимущественно совпадать с направлениями спиральных узоров. Замыкание токов, уходящих в центры спиралей, может осуществляться только за счёт продольных токов, протекающих в направлении силовых линий регулярного магнитного поля.

Мы можем предположить, что необходимые условия генерации мелкомасштабных электрических полей, обеспечивающих протекание двуполярного режима диффузии, определяются наличием двух

основных факторов, первый из которых связан с нарушением симметрии исходного возмущения по отношению к полю $\vec{B}_0$, при котором вектор локального градиента плотности плазмы отклоняется от направления нормали к $\vec{B}_0$ (соответствующего условию квазистатического равновесия) на некоторый угол, второй фактор обусловлен существованием дифференциального вращения у возмущений плазмы. В этой связи имеет принципиально важное значение экспериментальное подтверждение существования нарушений симметрии у неоднородностей плазмы в условиях верхней ионосферы.

Приведём оценки частотного уширения доплеровских спектров сигналов, рассеянных областью ИИТ, которое может вызвать смещение локальных рассеивателей с фазовыми скоростями $v_\phi = \omega/k$ порядка дрейфовых. Как известно, в борновском приближении (слабое рассеяние на большие углы) за рассеяние сигналов частоты f_0 на угол χ_s ответственны неоднородности с волновым числом

$$k_{0\perp} = \frac{4\pi f_0}{c \sin(\chi_s/2)}. \quad (21)$$

В экспериментах, использовавшихся для диагностики ИИТ, угол рассеяния, как правило, составлял $\chi_s \lesssim (0,5-1)\pi$ радиан, поэтому будем считать $\sin(\chi_s/2) \sim 1$. В соответствии с (20) и (21), уширение спектра определяется выражением

$$\Delta\nu \simeq 2 \frac{\omega f_0}{k_{0\perp} c} \simeq \frac{2\pi(T_e + T_i)}{m_e \omega_{Be} l_{0\perp}^2} \sqrt{\Delta n^2}. \quad (22)$$

Значение флуктуаций плотности плазмы будем считать равным

$$\Delta n^2 = \int_{-\infty}^{k_{0\perp}} k_\perp n_{k_\perp}^2 dk_\perp.$$

Подставляя в (22) относительные возмущения концентрации $\delta n = \sqrt{\Delta n^2}/N_0 \simeq 3 \cdot 10^{-3} - 10^{-2}$, соответствующие масштабам $l_\perp \simeq \lambda_\perp^* \simeq 10$ м, получим значение $\Delta\nu \simeq 0,6-2$ Гц, которое хорошо соответствует результатам измерений частотного уширения спектров КВ сигналов при диагностике ИИТ методом ракурсного рассеяния радиоволн [5].

Рассмотрим вопрос о форме спектров рассеянных сигналов и о частотной зависимости спектрального уширения. Как было показано в [19], форма частотного спектра при рассеянии на "блуждающих" неоднородностях зависит от отношения масштаба $l_\perp$ вариаций поля скорости случайных рассеивателей к длине волны λ зондирующего радиоизлучения. В случае $\lambda \ll l_\perp$ имеет место гауссово уширение основной спектральной линии сигнала. Для $\lambda \gg l_\perp$ в спектре возникает пьедестал, имеющий более слабую (степенную) зависимость интенсивности рассеянного сигнала от частоты. Если предположить, что мелкомасштабные неоднородности, ответственные за принимаемый сигнал, одновременно участвуют в дрейфовых движениях возмущений плазмы различных масштабов, то можно ожидать, что в спектре рассеянного сигнала будут присутствовать узкополосная компонента, возникающая в результате движений неоднородностей с масштабами $l_\perp \gtrsim l_{0\perp} = 2\pi/k_{0\perp}$, и широкополосная (степенная) компонента, за которую ответственные флуктуационные движения неоднородностей с масштабами $l_\perp \lesssim l_{0\perp}$. Согласно экспериментальным данным, именно такая форма спектра наблюдается при ракурсном рассеянии декаметровых радиоволн [5].

Оценим частотную зависимость широкополосной компоненты спектрального уширения. Для степенной формы спектра $n_{k_\perp}^2 \propto k_\perp^{-p}$ имеем следующую зависимость дисперсии флуктуаций от волнового числа: $\sqrt{\Delta n^2} \propto k_{0\perp}^{1-p/2}$. Тогда для частотного уширения получим зависимость $\Delta\nu(f_0) \propto f_0^{p_1}$, где $p_1 = 3 - p/2$. Если предположить, что в интересующем нас диапазоне масштабов показатель степени спектра флуктуаций плотности имеет значение $p \simeq 3-4$, которое соответствует результатам независимых измерений формы спектра ИИТ (см. [1, 4]), то показатель степени p_1 должен составлять

$p_1 = 1-1.5$. Данное значение качественно соответствует экспериментальным данным, приведённым в [5], где было получено значение $p_1 \simeq 1$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В магнитоактивной плазме низкого давления ($\beta \ll 1$) с сильно замагниченными электронами и ионами ($\nu_\alpha/\omega_{B\alpha} \ll 1$) рассмотрен механизм генерации флуктуационных электрических полей, которые могут приводить к вращению локальных градиентов плотности плазмы. Для возмущений, имеющих вид плоских волн и составляющих с нормалью к регулярному магнитному полю малый угол $\theta \simeq k_{\parallel}/k_{\perp} \ll 1$, определено значение мгновенной частоты дифференциального вращения возмущения плазмы. Показано, что направления пространственных спектральных компонент флуктуационного электрического поля, скорости дрейфа и вектора вращения образуют взаимно ортогональную тройку векторов и соответствуют вращению отрицательных возмущений плотности плазмы в направлении, совпадающем с диамагнитным дрейфом электронной компоненты. При этом релаксация данных квазистатических полей и флуктуаций плотности плазмы описывается режимом, близким к режиму двуполярной диффузии, который является наиболее медленным диффузионным процессом в магнитоактивной плазме. Для мелкомасштабных неоднородностей верхней ионосферы, имеющих волновые числа в диапазоне $\nu_i/\omega_{Be} \ll k_{\parallel}/k_{\perp} \ll \nu_e/\omega_{Bi}$, увеличение времени жизни, по сравнению с режимом униполярной диффузии, может составлять более чем на порядок. Существование движений локальных рассеивающих центров в радиальном направлении с фазовыми скоростями порядка дрейфовых может объяснить наблюдаемые значения уширений доплеровских спектров при диагностике мелкомасштабных искусственных неоднородностей методом ракурсного рассеяния. В дальнейшем наиболее интересными представляются исследования нелинейных процессов, определяющих динамику вращающихся плазменных неоднородностей и механизм формирования пространственных спектров турбулентности плазмы верхней ионосферы как в естественных условиях, так и при воздействии мощного радиоизлучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 96-02-18500-а и ИНТАС-РФФИ, грант № 95-0434.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ерухимов Л. М., Метелёв С. А., Митякова Э. Е., Мясников Е. Н., Фролов В. Л. — В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 7.
2. Ерухимов Л. М., Коровин А. В., Митяков Н. А., Мясников Е. Н., Проскурин Е. В., Старикова Е. В., Фролов В. Л., Ягнов Н. Н. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1982. Т. 25. С. 1360.
3. Блаунштейн Н. Ш., Ерухимов Л. М., Урядов В. П., Филипп Н. Д., Цыганаш И. П. //Геоман. и аэрон., 1988. Т. 28. № 4. С. 693.
4. Minkoff J. and Kreppel R. //J. Geophys. Res., 1976. V. 81. № 16. P. 2844.
5. Беленов А. Ф., Бубнов В. А., Ерухимов Л. М., Киселёв Ю. В., Комраков Г. П., Митякова Э. Е., Рубцов Л. Н., Урядов В. П., Фролов В. Л., Чугунов Ю. В., Юхматов Б. В. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1977. Т. 20. С. 1805.
6. Ерухимов Л. М., Метелёв С. А., Мясников Е. Н., Митяков Н. А., Фролов В. Л. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1987. Т. 30. С. 208.
7. Kagan L. M. and Frolov V. L. //J. Atmos. Terr. Phys., 1996. V. 58. № 13. P. 1465.
8. Авдеев В. Б., Белей В. С., Беленов А. Ф., Галушко В. Г., Ерухимов Л. М., Мясников Е. Н., Пономаренко П. В., Сергеев Е. Н., Синицин В. Г., Ямпольский Ю. М., Ярыгин А. П. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1994. Т. 37. С. 479.

9. Голант В. Е. //УФН, 1963. Т. 79. С. 377.
10. Гуревич А. В., Цедилина Е. Е. //УФН, 1967. Т. 91. С. 609.
11. Жилинский А. П., Цендин Л. Д. //УФН, 1980. Т. 131. С. 343.
12. Готская И. В., Каган Л. М. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1989. Т. 32. С. 22.
13. Erukhimov L. M. and Kagan L. M. //J. Atm. Terr. Phys., 1994. V. 56. P. 133.
14. Myasnikov E. N., Belenov A. F., Erukhimov L. M., Yampolski Yu. M., Ponomarenko P. V. — In: Abstracts IV Suzdal Symposium on Artificial Modification of the Ionosphere. — Uppsala, 1994. P. 55.
15. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. — М.: Наука, 1988.
16. Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы. — М.: Мир, 1974.
17. Гапонов—Грехов А. В., Рабинович М. И. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1987. Т. 30. С. 131.
18. Моффат Г. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. — М.: Мир, 1980.
19. Горелик Г. С. //Радиотехника и электроника, 1956. Т. 1. С. 695.

Научно—исследовательский
радиофизический институт,
Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию
29 ноября 1996 г.

DIFFUSION OF ROTATING INHOMOGENEITIES IN IONOSPHERIC PLASMA

L. M. Erukhimov, E. N. Myasnikov

We consider the problem on generation of small-scale quasistatic electric fields which may lead to a bipolar mode of inhomogeneities relaxation. This mode was observed in the experiments with an artificial turbulence excited in the upper ionosphere by powerful SW radiation [1–8]. The mode is slower than the diffusion unipolar mode of quasineutral fluctuations of density in a uniform strongly magnetized plasma [9–11]. It is shown that the necessary conditions of the existence of the given diffusion mode are the violation of symmetry of an initial plasma density disturbance relative to the field $\vec{B}$ direction and its differential rotation with the drift frequency in the plane orthogonal to $\vec{B}_0$. Assuming that the initial plasma density disturbance is a plane wave which wave vector $\vec{k}$ makes angle $\theta = k_{\parallel}/k_{\perp} \ll 1$ with normal $\vec{B}_0$ we derive an expression for the drift frequency and in the linear approximation we study relations between fluctuation electric and magnetic fields and the drift velocity of plasma disturbances. We discuss the properties of the nonlinear solution which, in particular, can describe the generation of small-scale plasma inhomogeneities having a spiral structure in the plane orthogonal to $\vec{B}_0$. We propose an interpretation of the effect of Doppler spectrum broadening of SW and USW field-aligned scattering signals observed in the experiments with artificial ionospheric inhomogeneities [4–7].

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ НЕОДНОМЕРНОЙ ТЕРМОДИФФУЗИИ ИСКУССТВЕННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПРИ ЛОКАЛЬНОМ НАГРЕВЕ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Л. Е. Курина

Исследуется динамика термодиффузионного перераспределения замагниченной плазмы при локальном нагреве электронов полем ВЧ электромагнитного источника. Проанализированы характерные режимы термодиффузионного формирования искусственных плазменных неоднородностей конечных размеров применительно к условиям земной ионосферы. Приведены результаты численных расчётов, иллюстрирующие особенности динамики термодиффузионного перераспределения ионосферной плазмы на разных высотах.

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы термодиффузии замагниченной плазмы могут играть важную роль в динамике формирования искусственных плазменных неоднородностей в ионосфере Земли. Перераспределение ионосферной плазмы в результате нагрева в поле мощных радиоволн приводит к существенному изменению условий их распространения и целому ряду сложных нелинейных явлений [1]. При этом, учёт неоднородности формирующихся плазменных образований принципиален, поскольку приводит к более быстрым, т.н. “униполярным” (в отличие от “амбиполярных”) процессам перераспределения плазмы [2–4].

В приближении заданного стационарного распределения температуры электронов процессы неоднородной термодиффузии замагниченной плазмы были проанализированы ранее [2–4]. Такое рассмотрение справедливо лишь на временах, много больших, чем время энергетической релаксации. Кроме того, в качестве характерных размеров области возмущения электронной температуры авторы указанных работ задавали продольную и поперечную длины энергетической релаксации, ограничивая выбор источника нагрева условием малости его размеров в сравнении с масштабами теплопереноса. Такое условие не всегда реализуется, особенно в отношении поперечного размера области нагрева в условиях ионосферы.

Быстрый характер процессов термодиффузии неоднородных плазменных образований приводит к тому, что характерное время перераспределения плазмы вдоль магнитного поля оказывается порядка, а в поперечном направлении много меньше времени энергетической релаксации. Поэтому становится принципиально важным исследование динамики термодиффузионного перераспределения плазмы на временах, меньших и порядка времени энергетической релаксации.

Данная работа посвящена рассмотрению процессов термодиффузии плазменных образований конечных размеров на временах как больших, так и меньших времени энергетической релаксации. С этой целью исследуется совместное распределение концентрации и температуры электронов замагниченной плазмы при нагреве её электронной компоненты в заданном поле внешнего высокочастотного (ВЧ) электромагнитного источника.

Важно отметить, что в последние годы был выполнен ряд лабораторных экспериментальных исследований [5–8], в которых повышенное внимание уделялось особенностям формирования замагниченных плазменных неоднородностей на временах, меньших или порядка времени энергетической

релаксации (в экспериментах моделировались параметры ионосферной плазмы). К таким работам относятся экспериментальные исследования как собственно динамики нагрева электронов и последующего перераспределения плазмы при локальном возмущении температуры электронов [5, 6], так и эффектов захвата электромагнитного излучения источника в формируемые нестационарные тепловые каналы [7, 8].

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Для описания процессов термодиффузии воспользуемся известными макроскопическими уравнениями переноса для концентрации и температуры электронов квазинейтральной плазмы в магнитном поле [2, 9, 10]:

$$\begin{aligned}\partial N / \partial t + \operatorname{div} \vec{j}_e &= 0, \\ \operatorname{div} \vec{j}_e &= \operatorname{div} \vec{j}_i, \\ 3/2(N \partial T_e / \partial t) + 3/2(\vec{j}_e \nabla T_e) + N T_e \operatorname{div}(\vec{j}_e / N) + \operatorname{div} \vec{g}_e &= R_e,\end{aligned}\tag{1}$$

где

$$\begin{aligned}\vec{j}_e &= N \hat{b}_e \nabla \varphi - \hat{D}_e \nabla N - \hat{D}_e^{(T)} (N / T_e) \nabla T_e, \\ \vec{j}_i &= -N \hat{b}_i \nabla \varphi - \hat{D}_i \nabla N, \\ \vec{g}_e &= -\hat{\kappa}_e \nabla T_e - \hat{\beta}_{en} \vec{j}_e - \hat{\beta}_{ei} (\vec{j}_e - \vec{j}_i).\end{aligned}$$

Здесь N и T_e — концентрация и температура электронов, $\vec{j}_e$, $\vec{j}_i$ — плотности потоков электронов и ионов, $\vec{g}_e$ — плотность потока тепла электронов, φ — потенциал электрического поля, $\hat{b}_{e,i}$, $\hat{D}_{e,i}$, $\hat{D}_e^{(T)}$, $\hat{\kappa}_e$, $\hat{\beta}_{en}$, $\hat{\beta}_{ei}$ — соответственно тензоры подвижности, диффузии, термодиффузии, теплопроводности и термосилы для электронов и ионов, R_e — количество энергии, получаемой электронами в единице объёма в единицу времени.

В общем виде поиск совместного решения уравнений (1) достаточно сложен. Однако, наиболее важные характерные особенности динамики нагрева и перераспределения ионосферной плазмы в случае заданного ВЧ поля можно проследить, ограничившись случаем малых возмущений концентрации и температуры электронов. При этом уравнения переноса для концентрации и температуры электронов можно привести к удобному для анализа виду:

$$\begin{aligned}\partial n / \partial t + \operatorname{div}(\hat{D}_N \nabla n) + \operatorname{div}(\hat{D}_T \nabla \Theta_e) &= 0, \\ \partial \Theta_e / \partial t + \operatorname{div}(\hat{R}_T \nabla \Theta_e) + \operatorname{div}(\hat{R}_N \nabla n) &= -\delta \nu \Theta_e + Q_e,\end{aligned}\tag{2}$$

где

$$\begin{aligned}\hat{D}_N &= \hat{b}_e \frac{\nabla(\hat{D}_e + \hat{D}_i)}{\nabla(\hat{b}_e + \hat{b}_i)} - \hat{D}_e, \\ \hat{D}_T &= \hat{b}_e \frac{\nabla \hat{D}_e^{(T)}}{\nabla(\hat{b}_e + \hat{b}_i)} - \hat{D}_e^{(T)}, \\ \hat{R}_N &= \frac{2}{3} \left(\hat{I} - \frac{\hat{\beta}_{em}}{T_{e0}} \right) \left[\hat{b}_e \frac{\nabla(\hat{D}_e + \hat{D}_i)}{\nabla(\hat{b}_e + \hat{b}_i)} - \hat{D}_e \right], \\ \hat{R}_T &= \frac{2}{3} \left(\hat{I} - \frac{\hat{\beta}_{em}}{T_{e0}} \right) \left[\hat{b}_e \frac{\nabla \hat{D}_e^{(T)}}{\nabla(\hat{b}_e + \hat{b}_i)} - \hat{D}_e^{(T)} \right] - \frac{2}{3} \frac{\hat{\kappa}_e}{N_{e0}}.\end{aligned}$$

Здесь n и Θ_e — возмущения концентрации и температуры электронов относительно фоновых значений N_{e0} и T_{e0} , $\hat{I}$ — единичный тензор, $\delta\nu = \delta_{em}\nu_{em} + \delta_{ei}\nu_{ei}$, где ν_{em}, ν_{ei} — частоты столкновений электронов с нейтралами и ионами, δ_{em}, δ_{ei} — средние относительные доли энергии, теряемые электронами при соответствующих соударениях, Q_e — мощность джоулевых потерь, характеризующая нагрев электронной компоненты внешним ВЧ полем.

Начальные условия и условия на бесконечности для относительных возмущений концентрации и температуры электронов имеют вид

$$n(\vec{r}, t) |_{t=0} = n_0(\vec{r}), \quad \Theta_e(\vec{r}, t) |_{t=0} = \Theta_0(\vec{r}),$$

$$n \rightarrow 0, \quad \Theta_e \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad |\vec{r}| \rightarrow \infty,$$

В начальный момент времени задаётся функция, характеризующая нагрев электронной компоненты плазмы $Q_e(\vec{r}, t)$.

Система уравнений (2) допускает аналитическое исследование только для квазиодномерных структур, сильно вытянутых либо вдоль, либо поперёк внешнего магнитного поля [9, 10]. Для плазменных образований произвольной формы необходимо решать уравнения (2) численно. В результате численного решения данной системы уравнений были получены трёхмерные распределения концентрации и температуры электронов для различных моментов времени, что позволяет проследить все характерные этапы динамики области возмущения температуры электронов и плотности плазмы.

Обсуждению результатов численного моделирования предпослём некоторый анализ, используя Фурье-представления относительных возмущений концентрации и температуры электронов

$$n(\vec{r}, t) = n_0(\vec{r}) + \frac{1}{(2\pi)^3} \int n^F(\vec{k}, t) e^{i\vec{k}\vec{r}} d\vec{k},$$

$$\Theta_e(\vec{r}, t) = \Theta_0(\vec{r}) + \frac{1}{(2\pi)^3} \int \Theta_e^F(\vec{k}, t) e^{i\vec{k}\vec{r}} d\vec{k}.$$

Соответствующие Фурье-представления для коэффициентов D_N^F и D_T^F в уравнении для плотности системы (2) выражаются следующим образом:

$$D_N^F = \frac{(\vec{k}\hat{b}_e\vec{k})(\vec{k}\hat{D}_i\vec{k}) + (\vec{k}\hat{b}_i\vec{k})(\vec{k}\hat{D}_e\vec{k})}{\vec{k}(\hat{b}_e + \hat{b}_i)\vec{k}},$$

$$D_T^F = \frac{(\vec{k}\hat{b}_i\vec{k})(\vec{k}\hat{D}_e^{(T)}\vec{k})}{\vec{k}(\hat{b}_e + \hat{b}_i)\vec{k}}.$$
(3)

Преобразуя выражения (3) с учётом известных соотношений $\hat{b}_{e,i} = \frac{e}{T_{e,i}}\hat{D}_{e,i}$ и кососимметричности тензоров $\hat{b}_{e,i}, \hat{D}_{e,i}, \hat{D}_e^{(T)}$, справедливых в условиях ионосферы, получим более удобные для анализа представления коэффициентов D_N^F и D_T^F :

$$D_N^F = (1 + T_{e0}/T_i) \frac{(D_{e\parallel}k_{\parallel}^2 + D_{e\perp}k_{\perp}^2)(D_{i\parallel}k_{\parallel}^2 + D_{i\perp}k_{\perp}^2)}{D_{e\parallel}k_{\parallel}^2 + D_{e\perp}k_{\perp}^2 + T_{e0}/T_i(D_{i\parallel}k_{\parallel}^2 + D_{i\perp}k_{\perp}^2)},$$

$$D_T^F = \frac{(D_{e\parallel}^{(T)}k_{\parallel}^2 + D_{e\perp}^{(T)}k_{\perp}^2)(D_{i\parallel}k_{\parallel}^2 + D_{i\perp}k_{\perp}^2)}{D_{i\parallel}k_{\parallel}^2 + D_{i\perp}k_{\perp}^2 + T_i/T_{e0}(D_{e\parallel}k_{\parallel}^2 + D_{e\perp}k_{\perp}^2)}.$$
(4)

*Потери энергии электронами при соударениях описываются как " $\delta\nu \Theta_e$ " при условии равенства температур ионов и нейтралов.

Здесь $D_{e\parallel}, D_{i\parallel}, D_{e\parallel}^{(T)}$ и $D_{e\perp}, D_{i\perp}, D_{e\perp}^{(T)}$ — продольные и поперечные компоненты тензоров диффузии и термодиффузии электронов и ионов, соответственно; $k_{\parallel}$ и $k_{\perp}$ — продольная и поперечная компоненты $\vec{k}$; T_i — температура ионов.

Анализ коэффициентов D_N^F и D_T^F показывает, что они существенным образом зависят от отношения $k_{\perp}/k_{\parallel}$, т.е. от отношения продольного и поперечного масштабов области возмущения плотности $l_{N\parallel}/l_{N\perp}$ (для диффузионных процессов) и температуры $l_{T\parallel}/l_{T\perp}$ (для термодиффузионных процессов).

Так, для сильно вытянутой вдоль магнитного поля области возмущения температуры электронов

$$l_{T\parallel}/l_{T\perp} \gg \sqrt{T_i D_{e\parallel}/T_{e0} D_{i\perp}} \quad (5)$$

выражения (4), с учётом того, что для ионосферной плазмы, как правило, $D_{e\parallel} \gg D_{i\parallel}, D_{e\perp} \ll D_{i\perp}$, принимают следующий вид:

$$D_T^F \simeq D_{e\parallel}^{(T)} k_{\parallel}^2 + D_{e\perp}^{(T)} k_{\perp}^2. \quad (6)$$

Аналогичным образом, для сильно вытянутой вдоль магнитного поля области возмущения плотности плазмы $l_{N\parallel}/l_{N\perp} \gg \sqrt{T_i D_{e\parallel}/T_{e0} D_{i\perp}}$ соответствующий коэффициент в выражениях (4) имеет вид $D_N^F \simeq (1 + T_i/T_{e0})(D_{e\parallel} k_{\parallel}^2 + D_{e\perp} k_{\perp}^2)$, т.е. скорости диффузии и термодиффузии определяются, в основном, электронами.

Существенно, что из полученного выражения (6) при учёте известной связи коэффициентов диффузии и термодиффузии для частично ионизованной плазмы $D_{e\perp}^{(T)} \simeq -0,5 D_{e\perp}$, при выполнении условия (5), следует ожидать поперечного потока плазмы в нагретую область.

Для противоположной ситуации

$$l_{T\parallel}/l_{T\perp} \ll \sqrt{T_i D_{e\parallel}/T_{e0} D_{i\perp}} \text{ или } l_{N\parallel}/l_{N\perp} \ll \sqrt{T_i D_{e\parallel}/T_{e0} D_{i\perp}},$$

$$D_T^F \simeq \frac{T_{e0}}{T_i} \frac{D_{e\parallel}^{(T)}}{D_{e\parallel}} (D_{i\parallel} k_{\parallel}^2 + D_{i\perp} k_{\perp}^2) \text{ или } D_N^F \simeq (1 + T_i/T_{e0})(D_{i\parallel} k_{\parallel}^2 + D_{i\perp} k_{\perp}^2),$$

т.е. скорости диффузии и термодиффузии определяются, в основном, ионами.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численные расчёты проводились для модельного представления функции, описывающей нагрев электронной компоненты внешним полем, в виде $Q_e = Q_{e0} \exp[-z^2/2l_{\parallel}^2 - (x^2 + y^2)/2l_{\perp}^2]$ (x, y, z — соответственно поперечные и продольная к внешнему магнитному полю координаты, $l_{\perp}, l_{\parallel}$ — характерные поперечный и продольный масштабы источника нагрева). Параметры ионосферной плазмы выбирались характерными для различных ситуаций (высота ионосферы, дневная и ночная ионосферы, средние и полярные широты, спокойная и возмущённая ионосферы), определяющих конкретный вид тензоров $\hat{b}_{e,i}, \hat{D}_{e,i}, \hat{D}_e^{(T)}, \hat{\kappa}_e, \hat{\beta}_{en}$ [2]. В целом, картина перераспределения плазмы довольно сложна, т.к. учитывает влияние всех процессов: диффузии, термодиффузии, теплопроводности и термосилы. Но, при этом из численных расчётов хорошо видно, что скорость перераспределения существенным образом зависит от отношения продольного ($l_{T\parallel}$) и поперечного ($l_{T\perp}$) масштабов нестационарной области возмущения температуры. Обобщение результатов численного моделирования позволяет заметить важные особенности динамики формирования плазменных неоднородностей для различных слоёв ионосферы.

В нижней ионосфере, где преобладающими являются электрон-нейтральные столкновения, компоненты тензоров термодиффузии и диффузии для электронов, как известно, практически совпадают [2]: $D_{e\parallel}^{(T)} \simeq D_{e\parallel}$, $D_{e\perp}^{(T)} \simeq D_{e\perp}$. На рис. 1а и 1б приведены распределения плотности плазмы, полученные в результате численного моделирования для двух моментов времени, иллюстрирующих характерные этапы динамики перераспределения плазмы ($\tau_1 = 8 \cdot 10^{-4}$ с — рис. 1а и $\tau_2 = 2 \cdot 10^{-3}$ с — рис. 1б). Численные расчёты выполнены для типичных параметров ночной ионосферы на высоте $H = 130$ км: $D_{e\parallel} = 3 \cdot 10^{10}$ см²/с, $D_{e\perp} = 3 \cdot 10^3$ см²/с, $D_{i\parallel} = 7 \cdot 10^6$ см²/с, $D_{i\perp} = 4 \cdot 10^6$ см²/с. Связь тензоров $\hat{b}_{e,i}$, $\hat{\kappa}_e$, $\hat{\beta}_{en}$ с $\hat{D}_{e,i}$ бралась в соответствии с [2]. Масштабы источника нагрева, $l_{\perp} = 1$ м и $l_{\parallel} = 50$ м, типичны для бортовых источников излучения в активных ионосферных экспериментах [12]. Из численных расчётов видно, что существенное изменение плотности плазмы наблюдалось уже на временах, меньших времени энергетической релаксации ($\tau_{\text{эн.рел.}} = (\delta\nu)^{-1} \simeq 0,2$ с). На этих высотах перераспределение первоначально невозмущённой плазмы представляло собой продольный (с момента времени $\tau_1 \sim l_{T\parallel}^2/D_{e\parallel} \sim 8 \cdot 10^{-4}$ с, см. рис. 1а) и поперечный (с момента времени $\tau_2 \sim l_{T\perp}^2/D_{i\perp} \sim 2 \cdot 10^{-3}$ с, см. рис. 1б) вынос плазмы из растущей области возмущения температуры и последующее диффузионное распыливание вытесненной плазмы.

В F-слое ионосферы, в котором преобладающими становятся электрон-ионные столкновения, компоненты тензоров термодиффузии и диффузии для электронов связаны, согласно [2], следующим образом: $D_{e\parallel}^{(T)} \simeq 1,7D_{e\parallel}$, $D_{e\perp}^{(T)} \simeq -0,5D_{e\perp}$. Численное моделирование продемонстрировало весьма интересную особенность динамики формирования плазменных неоднородностей в F-слое ионосферы в случае, когда отношение масштабов $l_{T\parallel}/l_{T\perp}$ области возмущения температуры было достаточно велико $l_{T\parallel}/l_{T\perp} \gg \sqrt{T_i D_{e\parallel}/T_{e0} D_{i\perp}}$. При этих условиях наблюдался поперечный поток плазмы в нагретую область, приводящий к увеличению плотности плазмы в центре и уменьшению её на периферии области нагрева в поперечном направлении. На рис. 2а и 2б приведены распределения плотности плазмы, рассчитанные численно для двух моментов времени, иллюстрирующих характерные этапы динамики перераспределения плазмы ($\tau_1 = 0,45$ с — рис. 2а и $\tau_2 = 2,5$ с — рис. 2б). Численные расчёты выполнены для характерных параметров дневной ионосферы на высоте $H = 300$ км (F-слой): $D_{e\parallel} = 4 \cdot 10^{11}$ см²/с, $D_{e\perp} = 6 \cdot 10^3$ см²/с, $D_{i\parallel} = 2 \cdot 10^{10}$ см²/с, $D_{i\perp} = 10^5$ см²/с, $\tau_{\text{эн.рел.}} \simeq 1,2$ с, — и характерных масштабов источника нагрева: $l_{\parallel} = 10^4$ м и $l_{\perp} = 0,5$ м. В центральной области нагрева в результате поперечного “затекания” плазмы в момент времени $\tau_1 \sim l_{T\perp}^2/D_{e\perp} \sim 0,45$ с образовывался профиль повышенной плотности плазмы (см. рис. 2а), и только с момента времени $\tau_2 \sim l_{T\parallel}^2/D_{e\parallel} \sim 2,5$ с начинался продольный термодиффузионный вынос плазмы, приводящий с течением времени к более типичному рельефу: пониженная концентрация в области нагрева и спадающие во внешнее пространство периферийные возвышения плазмы (см. рис. 2б), эволюционирующие так же, как и при обычной диффузии в магнитном поле [2].

Заметим, что подобный эффект поперечного затекания плазмы в область нагрева приводит к “дефокусирующему” типу нелинейности (см. [11]) и может служить возможным механизмом мелкомасштабного расслоения ионосферной плазмы в поле мощной радиоволны. Требование достаточно сильной вытянутости области возмущения температуры вдоль внешнего магнитного поля, очевидно, реализуется в условиях каналированного распространения волновых полей. Если масштабы источника нагрева малы в сравнении с длинами энергетической релаксации, т.е. $l_{T\parallel}/l_{T\perp} \simeq \sqrt{\kappa_{e\parallel}/\kappa_{e\perp}}$, условие “затекания” сводится к следующему соотношению между параметрами плазмы F-слоя ионосферы: $\sqrt{T_{e0} \omega_n \Omega_n / T_i \nu_{ei} \nu_{im} (1 + \Omega_n^2 / \nu_{im}^2)} \gg 1$, где ω_n , Ω_n — гирочастоты электронов и ионов, ν_{im} — частота столкновений ион-нейтрал.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

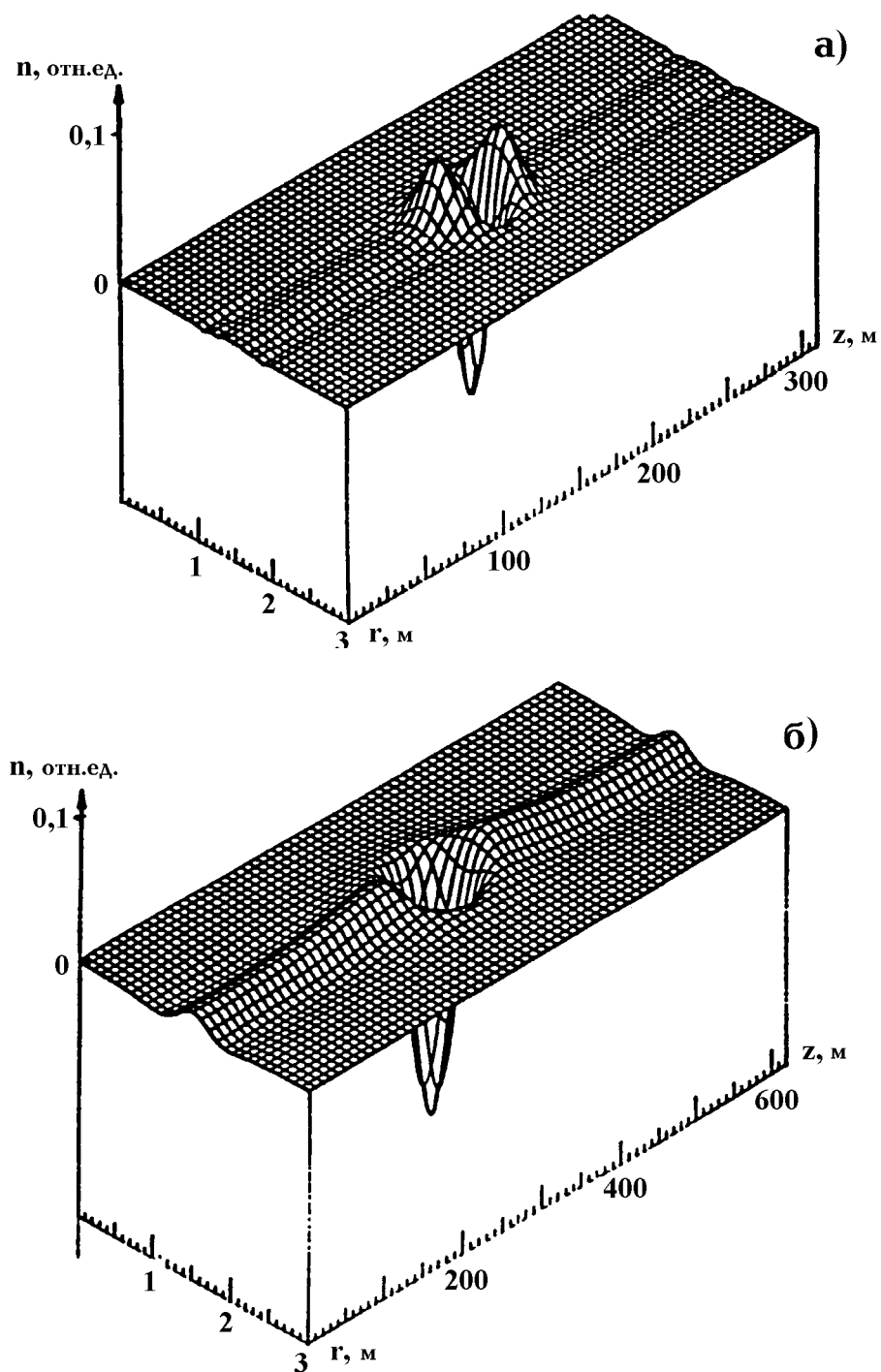


Рис. 1. Пространственные распределения возмущений плотности плазмы в нижней ионосфере ($H = 130$ км) в различные моменты времени: а) — $\tau_1 \sim 8 \cdot 10^{-4}$ с, б) — $\tau_2 \sim 2 \cdot 10^{-3}$ с.

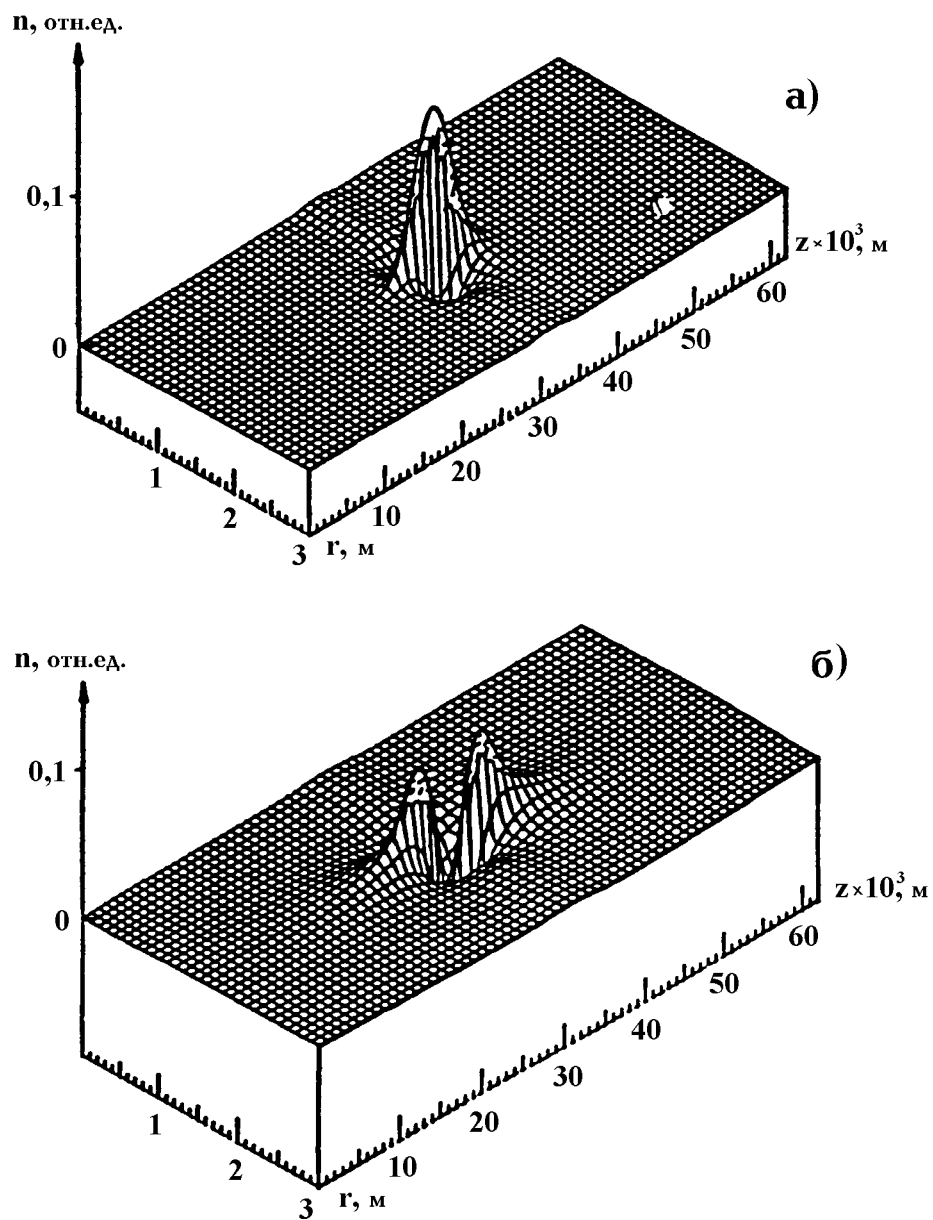


Рис. 2. Пространственные распределения возмущений плотности плазмы в F-слое ионосферы в различные моменты времени: а) — $\tau_1 \sim 0,45$ с, б) — $\tau_2 \sim 2,5$ с.

Автор благодарит А. В. Кудрина за полезные замечания.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 95-02-05816а и Программы "Университеты России".

Таким образом, локальный нагрев электронной компоненты плазмы ВЧ полем бортового источника излучения вызывает масштабные и достаточно быстрые процессы перераспределения ионосферной плазмы. Численное моделирование показало, что при неоднородных термодиффузионных процессах существенное перераспределение плазмы происходит уже на временах, меньших времени энергетической релаксации. Для F-слоя ионосферы продемонстрирован эффект "затекания" плазмы в область нагрева на начальной стадии динамики перераспределения плазмы при выполнении указанных в работе условий реализации такого эффекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тепловые нелинейные явления в плазме /Под ред. В. Ю. Трахтенгерца. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979.
2. Рожанский В. А., Цендин Л. Д. Столкновительный перенос в частично ионизованной плазме. — М.: Энергоатомиздат, 1988. С. 23.
3. Kostrov A. V., Kurina L. E., Mironov V. A. — In: XIX International Conference on Phenomena in Ionized Gases. Belgrad. 1989. V. 2. P. 484.
4. Воскобойников С. П., Гурвич И. Ю., Рожанский В. А. //Физика плазмы, 1989. Т. 15. Вып. 7. С. 828.
5. Егоров С. В., Костров А. В., Тронин А. В. //Письма в ЖЭТФ, 1988. Т. 47. Вып. 2. С. 86.
6. Голубятников Г. Ю., Егоров С. В., Костров А. В. и др. //Физика плазмы, 1988. Т. 14. Вып. 4. С. 482.
7. Голубятников Г. Ю., Егоров С. В., Костров А. В. и др. //ЖЭТФ, 1989. Т. 96. Вып. 6(12). С. 2009.
8. Urrutia J. M., Stenzel R. L. //Phys. Rev. Lett., 1991. V. 67. № 14. P. 1867.
9. Васьков В. В. Взаимодействие радиоволн КВ и УКВ диапазонов с ионосферой. — М.: ИЗМИРАН, 1980.
10. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973. С. 22.
11. Костров А. В., Ким А. В. //Изв. вузов. Радиофизика, 1988. Т. 31. № 5. С. 555.
12. Агафонов Ю. Н., Бажанов В. С., Исякаев В. Я., Марков Г. А. и др. //Письма в ЖЭТФ, 1990. Т. 52. № 10. С. 1127.

Государственный университет
им. Н. И. Лобачевского,
г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию
21 октября 1997 г.

THE PECULIARITIES OF THERMAL DIFFUSION OF ARTIFICIAL PLASMA INHOMOGENEITIES UNDER THE LOCAL HEATING OF IONOSPHERIC PLASMA

L. E. Kurina

A study is made of a thermal-diffusion-driven redistribution of a magnetized plasma under the local electron heating by a field of RF electromagnetic source. The typical behavior is analyzed of a thermal-diffusion formation of artificial 3D plasma inhomogeneities under the terrestrial ionospheric conditions. The results are given of numerical computations which illustrate the peculiarities of dynamics of a thermal diffusion redistribution of the ionospheric plasma at different heights.

Л. Е. Курина

ВОЛНЫ, ОПИСЫВАЕМЫЕ ВЫШШИМИ ПРИБЛИЖЕНИЯМИ НЕЛИНЕЙНОГО УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА

Е. М. Громов, В. И. Таланов

Анализируются нелинейные волны в рамках базового уравнения третьего приближения теории дисперсии нелинейных волн. Данное уравнение, включающее в себя члены нелинейной дисперсии и линейной дисперсии третьего порядка, адекватно описывает короткие волновые пакеты протяжённостью до нескольких длин волн.

1. ВВЕДЕНИЕ. ПАРАБОЛИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Распространение высокочастотных волновых пакетов

$$\psi(x, t) \exp(i\omega_0 t - ik_0 x)$$

в нелинейных диспергирующих средах обычно анализируется в рамках второго (квазиоптического) приближения теории нелинейных волн. В этом приближении огибающая волнового пакета $\psi(x, t)$ описывается хорошо известным нелинейным уравнением Шредингера (НУШ) [1]

$$2i \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + V_g^L \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + q \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + 2\alpha |\psi|^2 \psi + 2\sigma U(x) \psi = 0. \quad (1)$$

Частота ω и волновое число k удовлетворяют дисперсионному соотношению $\omega = \omega(k, |\psi|^2, U(x))$, $V_g^L = (\partial\omega/\partial k)|_{k=k_0, |\psi|=0, U=0}$ — линейная групповая скорость, отвечающая волновому числу k_0 в точке $U = 0$, $q = -(\partial^2\omega/\partial k^2)|_{k=k_0, |\psi|=0, U=0}$ — параметр линейной дисперсии второго порядка, $\alpha = (\partial\omega/\partial |\psi|^2)|_{k=k_0, |\psi|=0, U=0}$ — параметр кубичной нелинейности, $\sigma = (\partial\omega/\partial U)|_{k=k_0, |\psi|=0, U=0}$ — параметр неоднородности, $U(x)$ — неоднородный потенциал. Все параметры уравнения (1) могут быть найдены из нелинейного дисперсионного соотношения $\omega = \omega(k, |\psi|^2, U(x))$. Разложением его в ряд в окрестности точки $\omega_0 = \omega(k_0, 0, 0)$ до членов второго порядка малости $(k - k_0)^2$, $|\psi|^2$ и U

$$\omega - \omega_0 = \omega'_k (k - k_0) + \frac{1}{2} \omega''_{kk} (k - k_0)^2 + \alpha |\psi|^2 + \sigma U(x). \quad (2)$$

Уравнение (1) может быть получено с помощью простых операторных преобразований: $\omega - \omega_0 \Leftrightarrow -i\partial/\partial t$, $k - k_0 \Leftrightarrow i\partial/\partial x$. Такая возможность реконструкции НУШ делает второе приближение довольно притягательным для решения различных задач, и к настоящему времени это приближение изучено довольно подробно. Так, из НУШ следуют хорошо известные результаты:

1. Скорость локализованного волнового пакета в рамках НУШ (1) описывается соотношением, не зависящим ни от протяжённости, ни от интенсивности пакета:

$$\frac{\dot{x}}{x(t)} = V_g^L + \frac{q}{N_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \varphi}{\partial x} |\psi|^2 dx, \quad (3)$$

где $\overline{x(t)} = N_0^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} x |\psi|^2 dx$ — центр масс пакета, $N_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dx$ — энергия пакета, $\bullet \equiv d/dt$, φ — фаза огибающей пакета $\psi = |\psi| \exp(i\varphi)$.

2. Ускорение пакета в рамках (1) даётся следующим соотношением

$$\ddot{\overline{x(t)}} = \frac{\sigma q}{N_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial U}{\partial x} |\psi|^2 dx.$$

В однородной среде ($U = 0$) ускорение пакета отсутствует. Для дальнейшего перечисления свойств НУШ примем $\alpha q > 0$. В этом случае мы имеем хорошо известную модуляционную неустойчивость и односолитонное решение. Для демонстрации этих результатов примем в (1) $U = 0$:

$$2i \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + V_g^L \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + q \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + 2\alpha |\psi|^2 \psi = 0. \quad (4)$$

3. Плоская волна $\psi = (\psi_0 + \tilde{\psi}) \exp(i\alpha\psi_0^2 t)$ с малыми пространственными возмущениями $|\tilde{\psi}| \ll \psi_0$ в рамках (4) неустойчива. Представляя возмущения $\tilde{\psi}$ в виде $\tilde{\psi} = A \exp[\Gamma t + iQ(x - V_g^L t)]$, где Q — волновое число возмущений, инкремент неустойчивости представим в виде

$$(\text{Re } \Gamma)_{\text{NSE}} = Q \sqrt{4\alpha q \phi_0^2 - q^2 Q^2}. \quad (5)$$

Плоская волна с любой конечной амплитудой ϕ_0 неустойчива в интервале $|Q| < 2\phi_0 \sqrt{\alpha/q}$.

4. Хорошо известное солитонное решение (4) имеет вид

$$\psi(x, t) = \frac{A_0}{\text{ch}((x - V_g^L t) A_0 \sqrt{\varepsilon_N})} \exp\left(i \frac{\alpha}{2} \psi_0^2 t\right), \quad \varepsilon_N = \frac{\alpha}{q}. \quad (6)$$

Второе приближение теории дисперсии нелинейных волн корректно описывает эволюцию волновых пакетов при их достаточно узком временном и пространственном спектрах ($\Delta\omega$ и Δk), а также при достаточно слабой нелинейности $|\psi|$:

$$\nu \sim \sqrt{\frac{\Delta\omega}{\omega}} \sim \frac{\Delta k}{k} \sim |\psi| \ll 1. \quad (7)$$

Для волновых пакетов протяжённостью Δ в несколько длин волн и при значительной интенсивности второе приближение уже несправедливо и мы вынуждены учитывать высшие приближения. Однако в этих приближениях (начиная с третьего) полная реконструкция уравнения для медленной огибающей пакета из нелинейного дисперсионного соотношения уже не возможна, т.к. в них возникают члены, связанные с нелокальностью и нестационарностью нелинейности (напомним, что нелинейное дисперсионное соотношение получено для однородных стационарных нелинейных волн).

2. ТРЕТЬЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ТЕОРИИ ДИСПЕРСИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН

Ограничиваясь членами третьего порядка малости по ν и дифференциальной формой эволюционного уравнения, мы можем записать его в общем виде для однородных сред в системе отсчёта, движущейся с линейной групповой скоростью:

$$2i \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + \beta |\psi|^2 \frac{\partial \psi}{\partial \xi} + \mu \psi \frac{\partial |\psi|^2}{\partial \xi} \right) + q \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + 2\alpha |\psi|^2 \psi + i\gamma \frac{\partial^3 \psi}{\partial \xi^3} = 0, \quad (8)$$

где $\xi = x - V_g^L t$. Уравнение (8) содержит в левой части члены второго порядка, а в правой — третьего порядка по ν . Слагаемые в круглых скобках в правой части (с параметрами β и μ) отвечают, в частности, зависимости групповой скорости волн от их интенсивности $|\psi|^2$ (поэтому их называют членами нелинейной дисперсии), которые могут быть найдены лишь из исходных уравнений движения “среда–поле”. Член с третьей пространственной производной называют линейной дисперсией третьего порядка. Он отвечает отклонению дисперсионной характеристики в окрестности центральной частоты от квадратичной параболы, и его можно назвать абберрационным (отклоняющим). Параметр γ равен
$$-\frac{1}{3} \frac{\partial^3 \omega}{\partial k^3} \Big|_{k=k_0, |\psi|=0, U=0}.$$

Это уравнение иногда называют нелинейным уравнением Шредингера третьего порядка и оно широко используется при анализе распространения коротких волновых импульсов в нелинейных диспергирующих средах, в частности, в волоконно–оптических линиях связи [2].

К настоящему времени стационарные нелинейные волны исследовались в некоторых частных случаях (8) как численно [3], так и аналитически [5–14]. В [3] найдены солитонные решения с модулированным волновым числом при распространении в точке нулевой линейной дисперсии второго порядка (zero dispersion point (ZDP)) ($q = 0$) и без учёта членов нелинейной дисперсии ($\beta = \mu = 0$). Точный анализ уравнения (8) методом обратной задачи рассеяния [4], позволяющий находить N -солитонные решения, проводился в работах [5–8] в следующих случаях: (i) при $\alpha = q = 0$ и действительной функции ψ , когда уравнение (8) сводится к модифицированному уравнению Кортевега–де Вриза (МКдВ), решения в этом случае получены в [5, 6]; (ii) при $\mu = 0$ и $q\beta = 3\gamma\alpha$ (условия Хироты), когда (8) сводится к уравнению Хироты, проанализировано в [6]; (iii) при $q = 1$, $\alpha = 1$, $\beta = 6\gamma$, $\mu = 3\gamma$ (8) сводится к уравнению Сасы–Сатсумы (SSE), проанализированному в [7]. Односолитонные решения, найденные в [6, 7], имеют немодулированное (не зависящее от координаты) волновое число. Огибающая односолитонного решения, найденная в [6], имеет один максимум, а в [7] — как один, так и два максимума. В [8] найдено солитонное решение в случае так называемого дифференцированного НУШ (derivative NSE) первого типа, отвечающего условиям $\alpha = \gamma = 0$ и $\beta = \mu$.

Другой аналитический метод, применяемый к анализу нелинейного уравнения Шредингера третьего порядка в случаях, когда метод обратной задачи не проходит, основан на сведении исходного уравнения к системе одностипных обыкновенных дифференциальных уравнений и с успехом применён в работах [9–12]. Так, в [9] найдено солитонное решение в случае дифференцированного НУШ (derivative NSE) второго типа, отвечающего условию $\mu = \gamma = 0$. Солитонные решения с модулированным волновым числом, зависящим от амплитуды волны, найдены в (8) в пренебрежении линейной дисперсией третьего порядка ($\gamma = 0$) в работах [10, 11]: при $\beta = \mu$ в [10] и при произвольных коэффициентах нелинейной дисперсии β и μ в [11]. Волновое число в [10, 11] пропорционально квадрату амплитуды солитона. Солитонные решения с немодулированным волновым числом найдены в [12] в точке перегиба дисперсионной характеристики (при $q = 0$) и в [11] при произвольных коэффициентах исходного уравнения. В [13] найдено точное односолитонное решение нелинейного уравнения Шредингера третьего порядка с линейным профилем неоднородного потенциала.

Асимптотический метод анализа уравнения (8) проводился в [14], где были найдены односолитонные решения.

В данной статье мы проанализируем нелинейные волны в рамках нелинейного уравнения Шредингера третьего порядка сведением исходного уравнения к системе одностипных обыкновенных дифференциальных уравнений. Во-первых, этот метод нагляднее метода обратной задачи рассеяния (ОЗР), а во-вторых, не обременён жёсткими ограничениями на коэффициенты исходного уравнения, как это имеет место в ОЗР. Это позволяет получить более общие, по сравнению с методом ОЗР, результаты.

2.1. Стационарные волны

Переходя в (8) в систему отсчёта, движущуюся с некоторой скоростью V , $\eta = \xi - Vt, t' = t$, решение представим в виде стационарной волны с пространственной фазовой модуляцией

$$\psi(\eta, t) = A(\eta) \exp(i\Omega t + i\varphi(\eta)). \quad (9)$$

Подставляя (9) в (8), получим для мнимой и реальной частей

$$\gamma \frac{d^3 A}{d\eta^3} + 2(\beta + 2\mu) A^2 \frac{dA}{d\eta} + (2qk - 2V - 3\gamma k^2) \frac{dA}{d\eta} + (q - 3\gamma k) \frac{dk}{d\eta} A = 0, \quad (10)$$

$$(q - 3\gamma k) \frac{d^2 A}{d\eta^2} + 2(\alpha - \beta k) A^3 - 3\gamma \frac{dk}{d\eta} \frac{dA}{d\eta} + \\ + \left(\gamma k^3 - qk^2 + 2Vk - 2\Omega - \gamma \frac{d^2 k}{d\eta^2} \right) A = 0, \quad (11)$$

где $k = d\varphi/d\eta$ — волновое число.

2.1.1. Нелинейное уравнение Шредингера третьего порядка

Решение системы уравнений (10)–(11) будем искать при условии линейной зависимости волнового числа от амплитуды волны

$$k = pA + S, \quad (12)$$

где p и S — постоянные величины. Можно показать, что ни степенная зависимость с какой-либо другой степенью амплитуды A , ни логарифмическая и ни экспоненциальная зависимости волнового числа от амплитуды не удовлетворяют системе уравнений (10)–(11).

Подставляя (12) в (10)–(11) и интегрируя полученное из (10) уравнение по η от η до бесконечности, имеем систему

$$\gamma \frac{d^2 A}{d\eta^2} - C_1 + (2qS - 2V - 3\gamma S^2) A + \frac{3}{2} p (q - 3\gamma S) A^2 + \left(\frac{2}{3} \Theta - 2\gamma p^2 \right) A^3 = 0, \quad (13)$$

$$(q - 3\gamma S) \frac{d^2 A}{d\eta^2} + (\gamma S^3 - qS^2 + 2VS - 2\Omega) A + (3\gamma S^2 - 2qS + 2\sigma) p A^2 + \\ + [2(\alpha - \beta k) + (3\gamma S - q)p^2] A^3 + (\gamma p^3 - 2\beta p) A^4 - 4\gamma p A \frac{d^2 A}{d\eta^2} - 3\gamma p \left(\frac{dA}{d\eta} \right)^2 = 0, \quad (14)$$

где C_1 — постоянная интегрирования. Далее, умножая (13) на $dA/d\eta$ и интегрируя полученное таким образом уравнение, получим

$$\gamma \left(\frac{dA}{d\eta} \right)^2 - C_2 - 2AC_1 + (2qS - 2V - 3\gamma S^2) A^2 + \\ + p(q - 3\gamma S) A^3 + \left(\frac{\Theta}{3} - \gamma p^2 \right) A^4 = 0, \quad (15)$$

где C_2 — вторая постоянная интегрирования. Подставляя выражения для $d^2 A/d\eta^2$ из (13) и $(dA/d\eta)^2$ из (15) в два последних члена (14), получим уравнение

$$\begin{aligned} & (q - 3\gamma S) \frac{d^2 A}{d\eta^2} - 3pC_2 + (\gamma S^3 - qS^2 + 2VS - 2\Omega - 10pC_1) A + \\ & + p(12qS - 18\gamma S^2 - 12V) A^2 + [2(\alpha - \beta k) + 8p^2(q - 3\gamma S)] A^3 + \\ & + p\left(\frac{11}{3}\Theta - 2\beta - 10\gamma p^2\right) A^4 = 0. \end{aligned} \quad (16)$$

В итоге, при $\gamma(q - 3\gamma S) \neq 0$ имеем из (13), (16) систему

$$\frac{d^2 A}{d\eta^2} - \frac{C_1}{\gamma} + \frac{2qS - 2V - 3\gamma S^2}{\gamma} A + \frac{3p(q - 3\gamma S)}{2\gamma} A^2 + \frac{2(\Theta - 3\gamma p^2)}{3\gamma} A^3 = 0, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 A}{d\eta^2} - \frac{3pC_2}{q - 3\gamma S} + \frac{\gamma S^3 - qS^2 + 2VS - 2\Omega - 10pC_1}{q - 3\gamma S} A + \\ & + \frac{3p(4qS - 9\gamma S^2 - 4V)}{q - 3\gamma S} A^2 + \frac{2[\alpha - \beta k + 4p^2(q - 3\gamma S)]}{q - 3\gamma S} A^3 + \\ & + \frac{p(5\beta + 22\mu - 30\gamma p^2)}{3(q - 3\gamma S)} A^4 = 0. \end{aligned} \quad (18)$$

Рассмотрим решение полученной системы в случаях постоянного волнового числа $k = \text{const}$, отвечающего $p = 0$, и волнового числа, зависящего от амплитуды $k = k(A, \eta) \neq \text{const}$ ($p \neq 0$).

1. Стационарные волны с немодулированным волновым числом. При $k = \text{const}$, когда $p = 0$, система (17)–(18) примет вид

$$\frac{d^2 A}{d\eta^2} + \frac{2\Theta}{3\gamma} A^3 + \frac{2qk - 2V - 3\gamma k^2}{\gamma} A = 0, \quad (19)$$

$$\frac{d^2 A}{d\eta^2} + \frac{2(\alpha - \beta k)}{q - 3\gamma k} A^3 + \frac{2Vk - qk^2 + \gamma k^3 - 2\Omega}{q - 3\gamma k} A = 0, \quad (20)$$

где $\Theta = \beta + 2\mu$. Система уравнений (19)–(20) имеет нетривиальное решение при условии равенства коэффициентов при одинаковых степенях A . Из этого условия приходим к следующим соотношениям для волнового числа k и скорости волны V

$$k = \frac{q\Theta - 3\alpha\gamma}{6\mu\gamma}, \quad V = \frac{k(q - 2\gamma k)^2 + \gamma\Omega}{q - 2\gamma k}. \quad (21)$$

В этом случае система (19)–(20) эквивалентна одному уравнению второго порядка, которое при $\gamma\Theta > 0$ имеет солитонное решение [11]

$$A(\eta) = \frac{A_0}{\text{ch}(\eta A_0 \sqrt{\varepsilon_H})}, \quad (22)$$

где

$$\varepsilon_H = \frac{\Theta}{3\gamma} > 0, \quad V = kq - \frac{3}{2}\gamma k^2 + \frac{\Theta}{6}A_0^2. \quad (23)$$

Мы получили довольно интересный результат. С одной стороны — функциональное сходство данного солитона с хорошо известным солитоном НУШ (6), с другой — совершенно другие условия существования полученного солитона. Если солитон НУШ существует в средах с одинаковыми знаками кубичной нелинейности и линейной дисперсии второго порядка $\alpha q > 0$, то для существования полученного солитона (22) знаки этих параметров не существенны. Существенны линейная дисперсия третьего порядка и нелинейная дисперсия: решение (22) существует в средах, где параметр абберации γ и результирующий параметр нелинейной дисперсии $\Theta = \beta + 2\mu$ имеют одинаковые знаки: $\gamma\Theta > 0$. Сравним протяжённости полученного солитона Δ_H и солитона НУШ Δ_N . В случае солитонов с равными амплитудами отношение их протяжённостей составит

$$\frac{\Delta_H}{\Delta_N} = \sqrt{\frac{\varepsilon_N}{\varepsilon_H}} = \sqrt{\frac{3\alpha\gamma}{q\Theta}}.$$

При $\varepsilon_H < \varepsilon_N$, отвечающем средам с сильной линейной дисперсией третьего порядка (абберацией), протяжённость нового солитона больше протяжённости солитона НУШ; при $\varepsilon_H = \varepsilon_N$, отвечающем средам с балансом абберации и нелинейной дисперсии, огибающие этих солитонов совпадают; при $\varepsilon_H > \varepsilon_N$, отвечающем средам с сильной нелинейной дисперсией, протяжённость нового солитона меньше протяжённости солитона НУШ.

Последний случай представляет для нас особый интерес, так как он даёт возможность существования более коротких, по сравнению с солитонами НУШ, солитонов огибающей при их равных амплитудах. Среда, в которых реализуются короткие солитоны огибающей, должны обладать слабой линейной дисперсией третьего порядка и сильной нелинейной дисперсией. Подобные среды естественно назвать нелинейно диспергирующими.

2. Стационарные волны с модулированным волновым числом. При условии $\gamma p (q - 3\gamma S) \neq 0$ система уравнений (17)–(18) описывает стационарные волны с модулированным волновым числом ($p \neq 0$) в средах с ненулевой линейной дисперсией третьего порядка ($\gamma \neq 0$) и при условии $q - 3\gamma S \neq 0$. Решение системы (17)–(18) не сводится к решениям хорошо известных уравнений: ни к НУШ, ни к уравнению Хироты, ни к одному из видов дифференцированного НУШ (derivative NSE), ни к уравнению Сасы–Сатсумы, т.к. все виды дифференцированных НУШ не содержат абберационного члена ($\gamma = 0$) [8–10], а НУШ, уравнение Хироты [6] и уравнение Сасы–Сатсумы [7] имеют односолитонное решение с немодулированным волновым числом ($p = 0$). Система уравнений (17)–(18) совместна при условии равенства коэффициентов при одинаковых степенях A .

Параметры p и S , определяющие волновое число k и скорость волны V , в этом случае следующие:

$$\begin{aligned} p^2 &= \frac{1}{30\gamma} (5\beta + 22\mu), \\ S &= \frac{q(\beta + 6\mu) + 2\alpha\gamma}{\gamma(5\beta + 18\mu)}, \\ V &= \frac{1}{8} \left(14qS - 21\gamma S^2 - \frac{q^2}{\gamma} \right). \end{aligned} \tag{24}$$

Стационарные волны существуют при условии $\gamma(5\beta + 22\mu) > 0$. В частности, это условие выполняется для сред, в которых линейная дисперсия третьего порядка и коэффициенты нелинейной дисперсии имеют один знак. К тому же, условие $q - 3\gamma S \neq 0$ с учётом (24) противоположно условию Хироты

$(\beta q - 3\alpha\gamma) \sim (q - 3\gamma S) \neq 0$. Величина дополнительной скорости V полностью определяется параметрами уравнения (8). Это также отличает наше решение от хорошо известных решений стационарных волн НУШ, уравнения Хироты, дифференцированных НУШ и уравнения Сасы—Сатсумы, в которых скорость волны является свободным параметром. При равенстве коэффициентов при одинаковых степенях A система уравнений (17)–(18) эквивалентна одному уравнению

$$\frac{d^2 A}{d\eta^2} + a_0 + Ab_0 + A^2 c_0 + A^3 d_0 = 0, \quad (25)$$

где параметры a_0 , b_0 , c_0 , и d_0 описываются соотношениями

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{40p} \left(\frac{8\Omega}{\gamma} + 17 \frac{qS^2}{\gamma} - \frac{q^3}{\gamma^3} - \frac{2Sq^2}{\gamma^2} - 10S^3 \right), \\ b_0 &= \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{\beta q - 3\alpha\gamma}{5\beta + 18\mu} \right)^2 > 0, \\ c_0 &= p \frac{3(\beta q - 3\alpha\gamma)}{5\beta + 18\mu}, \quad d_0 = \frac{5\beta - 2\mu}{15\gamma}. \end{aligned} \quad (26)$$

Величины b_0 , c_0 , d_0 полностью определяются параметрами уравнения (8), величина a_0 имеет один свободный параметр Ω . Видно, что существуют два решения, отличающихся знаком p , входящим в a_0 и c_0 . Первый интеграл уравнения (25) является законом сохранения энергии

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dA}{d\eta} \right)^2 + a_0 A + \frac{1}{2} b_0 A^2 + \frac{1}{3} c_0 A^3 + \frac{1}{4} d_0 A^4 = T, \quad (27)$$

описывающим движение частицы в потенциальном поле

$$U = a_0 A + \frac{1}{2} b_0 A^2 + \frac{1}{3} c_0 A^3 + \frac{1}{4} d_0 A^4, \quad (28)$$

где T — постоянная интегрирования, соответствующая полной энергии частицы и, с учётом (15), равная $-a_0 c_0 / (9p^2)$. С учётом соотношений для a_0 и c_0 из (26) имеем

$$T = \frac{(q - 3\gamma S)}{60p^2\gamma^2} \left(\frac{5}{2} \gamma S^2 + \frac{Sq^2}{2\gamma} + \frac{q^3}{4\gamma^2} - \frac{17qS^2}{4} - 2\Omega \right). \quad (29)$$

Величина T зависит от свободного параметра Ω , и различные фазовые траектории на фазовой плоскости $[dA/d\eta, A]$ отвечают различным величинам Ω .

Проанализируем возможность существования локализованных решений $A(\eta \rightarrow \pm\infty) \rightarrow 0$ в рамках (27) с параметрами (26). Для локализованных решений необходимо выполнение условий $a_0 = T = 0$, т.е. $C_1 = C_2 = 0$ плюс условие $b_0 < 0$. Но, как видим из (26), величина b_0 , с учётом $(q - 3\gamma S) \neq 0$, положительна ($b_0 > 0$) при любых значениях параметров α , β , μ , γ и q . Отсюда следует, что уравнение (27) имеет лишь нелокализованные решения.

Исследуем фазовый портрет уравнения (27) для случая $d_0 \neq 0$. Заменой $A = B - c_0/3d_0$ уравнение (27) сводится к виду

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left(\frac{dB}{d\eta} \right)^2 + bB + cB^2 + \frac{d_0}{4} B^4 &= H, \\ b &= a_0 - \frac{c_0 b_0}{3d_0} + \frac{c_0^3}{12d_0^2}, \quad c = \frac{1}{2} b_0 - \frac{c_0^2}{6d_0}, \quad H = T + \frac{c_0^4}{81d_0^3} - \frac{b_0 c_0^2}{18d_0^2} + \frac{c_0 a_0}{3d_0}. \end{aligned} \quad (30)$$

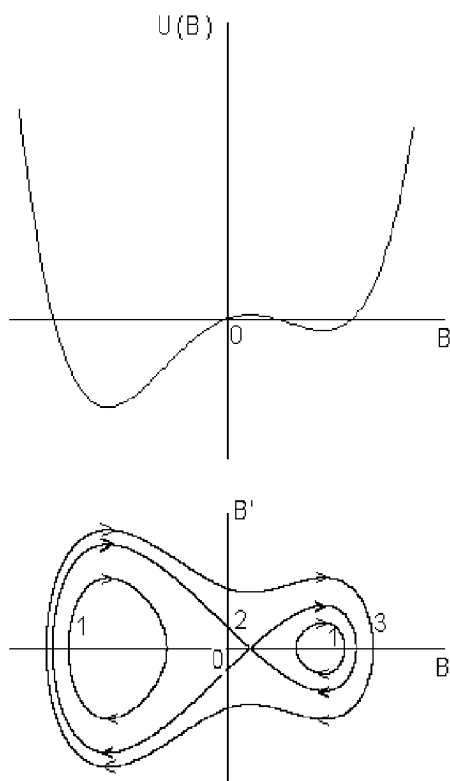


Рис. 1. Потенциал U и фазовый портрет уравнения (30) при $d_0 > 0$, $b > 0$ и $P < 0$.

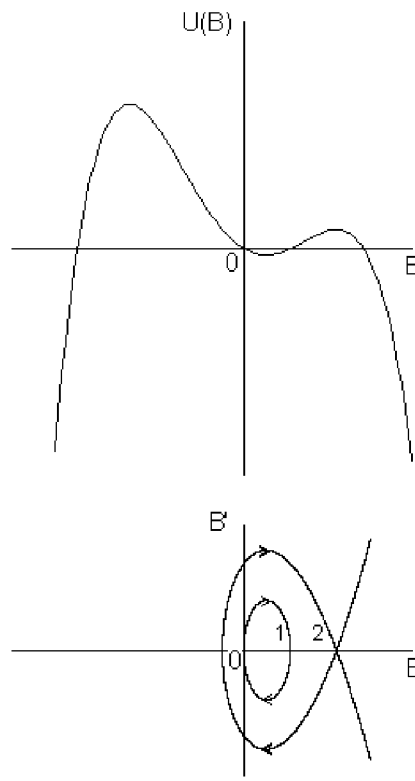


Рис. 2. Потенциал U и фазовый портрет уравнения (30) при $d_0 < 0$, $b < 0$ и $P < 0$.

Топология фазового портрета (30) зависит, в частности, от числа экстремумов потенциала

$$U = bB + cB^2 + \frac{d_0}{4}B^4,$$

которое определяется параметром

$$P = \left(\frac{2c}{3d_0}\right)^3 + \left(\frac{b}{2d_0}\right)^2. \quad (31)$$

Проанализируем случаи отрицательного параметра $P < 0$, при котором потенциал имеет три различных экстремума, и $P = 0$, при котором два из трёх экстремумов равны между собой.

(i). При $P < 0$ и $d_0 > 0$ потенциал имеет два минимума и один максимум (рис. 1). На фазовой плоскости уравнения (30) в этом случае имеем два состояния равновесия типа центр и одно седло. Сепаратрисы, идущие из седла в седло (кривые 2), отвечают уединённым волнам. Другие траектории отвечают ограниченными периодическими решениями (кривые 1 и 3).

(ii). При $d_0 < 0$ и $P < 0$ (в этом случае $c > 0$) потенциал имеет два максимума и один минимум (рис. 2 и 3). В случае различных максимумов (при $b \neq 0$) фазовая плоскость уравнения (30) имеет два состояния равновесия (центр и седло) (рис. 2). В этом случае есть одна конечная сепаратрисная петля, отвечающая уединённой волне.

При равных максимумах потенциала (в этом случае $b = 0$) фазовая плоскость уравнения (30) имеет три состояния равновесия: два седла и центр (рис. 3). Это приводит к существованию двух конечных

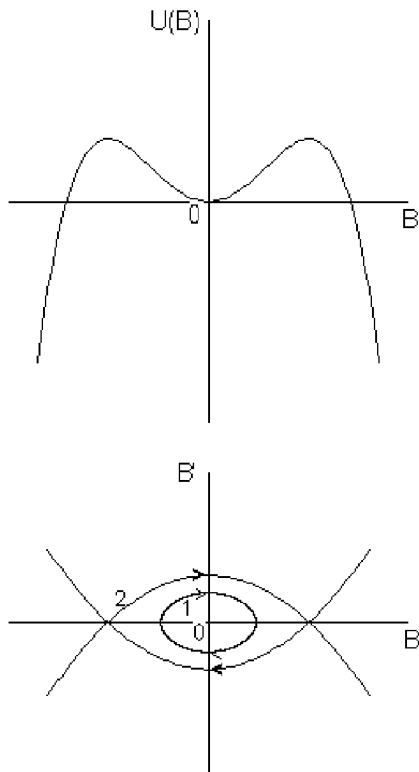


Рис. 3. Потенциал U и фазовый портрет уравнения (30) при $d_0 < 0$, $b = 0$ и $P < 0$.

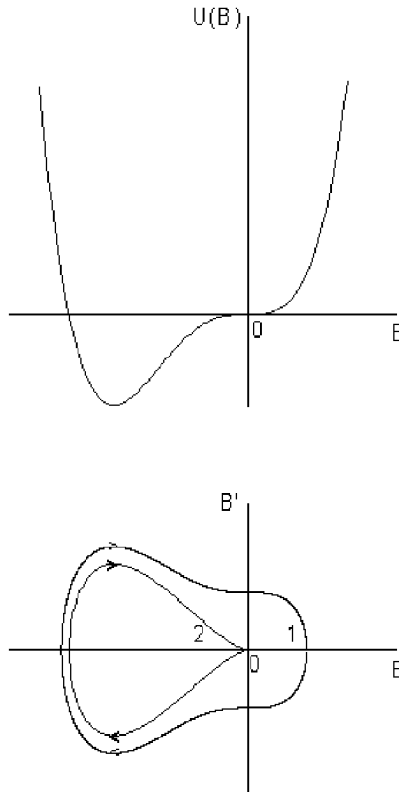


Рис. 4. Потенциал U и фазовый портрет уравнения (30) при $d_0 > 0$, $b > 0$ и $P = 0$.

сепаратрис, идущих из седла в седло (кривые 2 на рис. 3) и отвечающих волнам

$$A = A_1 \pm A_0 \operatorname{th}(\eta\sqrt{c}), \quad (32)$$

$$A_1 = \frac{c_0}{3d_0}, \quad A_0 = A_1 \sqrt{\frac{9}{2} + \frac{\sqrt{57}}{2}}. \quad (33)$$

(iii). При $P = 0$ имеем бифуркационный режим, при котором две экстремальные точки потенциала (минимум и максимум) сливаются и на потенциале образуется плато (бифуркационный режим [15]). На фазовой плоскости в этом случае два состояния равновесия, одно из которых результат слияния седла и центра (его можно определить как “седло–центр”), а другое состояние — центр при $d_0 > 0$ (рис. 4). В этом случае имеем одну сепаратрису, идущую из седло–центра в седло–центр (кривая 2) и отвечающую алгебраическому солитону

$$A = A_\infty + \frac{A_0}{1 + \eta^2 (2b^2 d_0)^{1/3}}, \quad (34)$$

$$A_0 = -4 \operatorname{sign}(b) \frac{|c_0|}{d_0} \sqrt{\frac{1}{9} - \frac{d_0}{27p^2}}, \quad A_\infty = \frac{1}{32} A_0^2 - \frac{1}{4} A_0. \quad (35)$$

Кривые 1 и 3 на фазовой плоскости (рис. 4) отвечают ограниченными периодическим решениям.

2.1.2. Нелинейное уравнение Шредингера, модифицированное членами нелинейной дисперсии

$$2i \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + \beta |\psi|^2 \frac{\partial \psi}{\partial \xi} + \mu \psi \frac{\partial |\psi|^2}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + 2\alpha |\psi|^2 \psi = 0 \quad (36)$$

имеет солитонное решение, которое не сводится к полученным выше. Для его демонстрации представим решение (36) в форме стационарной волны с фазовой модуляцией (9). Тогда система уравнений (10)–(11) при $\gamma = 0$ и $V = 0$ примет вид

$$A \frac{dk}{d\xi} + 2k \frac{dA}{d\xi} + 2A^2 \Theta \frac{dA}{d\xi} = 0, \quad (37)$$

$$\frac{d^2 A}{d\xi^2} - Ak^2 + 2\alpha A^3 - 2A\Omega - 2\beta kA^3 = 0. \quad (38)$$

Интегрируя (37), получим для волнового числа

$$k = -\frac{\Theta}{2} A^2. \quad (39)$$

Подставляя (39) в (38), приходим к уравнению для амплитуды волны A

$$\frac{d^2 A}{d\xi^2} = 2\Omega A - 2\alpha A^3 - rA^5, \quad r = \frac{3}{4} (\beta^2 - 4\mu^2). \quad (40)$$

(i). При ненулевой частоте Ω и нулевых условиях на бесконечности для поля и его производной $A(\xi \rightarrow \pm\infty) \rightarrow 0$, $A'(\xi \rightarrow \pm\infty) \rightarrow 0$ уравнение (40) имеет решение в виде солитона

$$A^2(\xi) = \frac{4\Omega}{\alpha + \sqrt{8\Omega r + \alpha^2} \operatorname{ch}(2\sqrt{2\Omega}\xi)}. \quad (41)$$

Это решение можно определить как модулированный солитон, так как его волновое число зависит от его амплитуды и имеет пространственную модуляцию. Полученное решение существует в интервале параметров $r > -8\Omega/\alpha^2$. На рис. 5 приведены распределения огибающей солитона при различных значениях результирующего параметра нелинейной дисперсии r . Кривая 2 отвечает огибающей модулированного солитона в средах с нулевым параметром r : огибающая модулированного солитона в этом случае совпадает с огибающей солитона НУШ. Кривая 1 отвечает огибающей модулированного солитона в средах с отрицательным параметром r : амплитуда и протяжённость модулированного солитона больше соответствующих параметров солитона НУШ. Кривая 3 отвечает огибающей модулированного солитона в средах с положительным параметром r : амплитуда и протяжённость модулированного солитона в этом случае меньше соответствующих параметров солитона НУШ.

При положительном значении r модулированный солитон существует как при любых знаках кубичной нелинейности α , так и без неё ($\alpha = 0$). Это контрастирует с параболическим приближением, в котором солитон НУШ существует лишь при $\alpha > 0$. При $\beta = \mu$ модулированный солитон (41) сводится к решению, найденному в [10], а при $\mu = 0$ — к найденному в [9]. При отсутствии кубичной нелинейности ($\alpha = 0$) и при $\beta = \mu$ модулированный солитон сводится к решению, найденному в [8].

(ii). При $\Omega = 0$ уравнение (40) имеет решение в виде алгебраического солитона

$$A^2(\xi) = \frac{-12\alpha}{4r + 3\alpha^2\xi^2}. \quad (42)$$

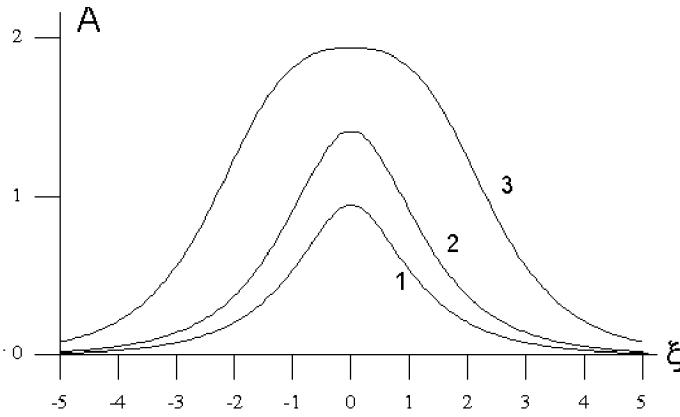


Рис. 5. Распределения огибающей в модулированном солитоне (41) при различных значениях результирующего параметра нелинейной дисперсии r . Кривые 1 — $r < 0$, 2 — $r = 0$ (случай НУШ), 3 — $r > 0$.

Данное решение существует лишь при отрицательном значении параметра кубичной нелинейности α и положительном значении r .

2.2. Неустойчивость плоских волн

Решение (8) представим в форме однородной волны с малыми пространственными возмущениями

$$\phi = (\phi_0 + \tilde{\phi}) \exp(i\alpha\phi_0^2 t), \quad (43)$$

где $|\tilde{\phi}| \ll \phi_0$. Подставляя (43) в (8) и удерживая в полученном уравнении члены первого порядка по $\tilde{\phi}$, имеем

$$2i \left(\frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial t} + (\beta_1 + \mu_1) \phi_0^2 \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial \xi} + \mu_1 \phi_0^2 \frac{\partial \tilde{\phi}^*}{\partial \xi} \right) + q \frac{\partial^2 \tilde{\phi}}{\partial \xi^2} + 2\alpha\phi_0^2 (\tilde{\phi} + \tilde{\phi}^*) + i\gamma \frac{\partial^3 \tilde{\phi}}{\partial \xi^3} = 0. \quad (44)$$

Заменой $\varsigma = \xi - (\beta_1 + \mu_1) \phi_0^2 t$ и $t' = t$ уравнение (44) примет вид (знак штрих опускаем)

$$2i \left(\frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial t} + \mu_1 \phi_0^2 \frac{\partial \tilde{\phi}^*}{\partial \varsigma} \right) + q \frac{\partial^2 \tilde{\phi}}{\partial \varsigma^2} + \alpha\phi_0^2 (\tilde{\phi} + \tilde{\phi}^*) + i\gamma \frac{\partial^3 \tilde{\phi}}{\partial \varsigma^3} = 0. \quad (45)$$

Далее, представляя пространственные возмущения в форме

$$\tilde{\phi} = A \exp(\Gamma t + iQ\varsigma), \quad (46)$$

имеем из условия существования нетривиального решения системы двух алгебраических уравнений для A^* и A

$$\Gamma = -i\gamma Q^3 \pm Q \sqrt{4\phi_0^2 (\alpha q - \mu^2 \phi_0^2) - q^2 Q^2}. \quad (47)$$

Линейная дисперсия третьего порядка γ смещает лишь частоту пространственных возмущений. Инкремент модуляционной неустойчивости содержит член нелинейной дисперсии и из (47) равен

$$(\text{Re } \Gamma)_H = Q \sqrt{4\phi_0^2 (\alpha q - \mu^2 \phi_0^2) - q^2 Q^2}. \quad (48)$$

На рис. 6 представлены зависимости инкрементов модуляционной неустойчивости от волнового числа пространственных возмущений Q для НУШ $(\text{Re } \Gamma)_{\text{NSE}}$ (кривая 1) и для нелинейного уравнения Шредингера третьего порядка $(\text{Re } \Gamma)_{\text{H}}$ (при $\mu \neq 0$; кривая 2). Инкремент в рамках третьего приближения теории дисперсии нелинейных волн меньше величины классического инкремента $(\text{Re } \Gamma)_{\text{H}} < (\text{Re } \Gamma)_{\text{NSE}}$, а при амплитуде волны из интервала

$$\phi_0 > \phi_c = \frac{\sqrt{\alpha q}}{|\mu|} \quad (49)$$

модуляционная неустойчивость исчезает. Величина критической амплитуды ϕ_c обратно пропорциональна модулю параметра нелинейной дисперсии μ .

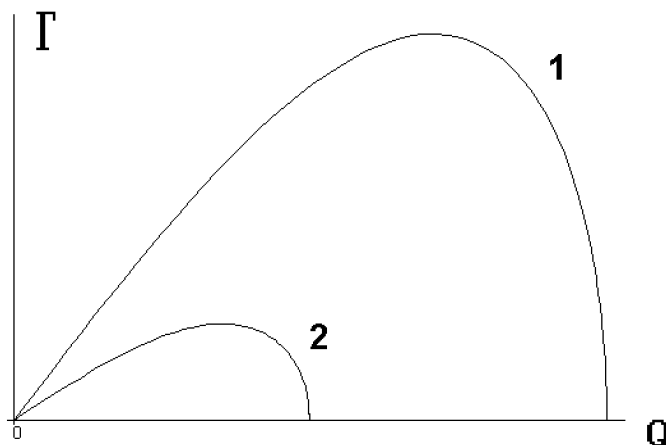


Рис. 6. Инкременты модуляционной неустойчивости в зависимости от волнового числа пространственных возмущений Q . Кривая 1 — инкремент в рамках НУШ, кривая 2 — в рамках нелинейного уравнения Шредингера третьего порядка.

2.3. Нестационарные волновые пакеты

Учёт членов третьего порядка в (8) приводит к новым эффектам, отсутствующим в параболическом приближении и для нестационарных пакетов волн. Для демонстрации этих эффектов проанализируем эволюцию положения центра масс пакета, определяемого как первый момент $\xi(t)$ в системе отсчёта, движущейся с групповой скоростью линейных волн V_g^L .

Скорость пакета. Для локализованных волновых пакетов имеем из (8)

$$\dot{\xi}(t) = \underbrace{\frac{q}{N_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} |\psi|^2 d\xi}_{V^{\text{NSE}}} + \underbrace{\frac{\Theta}{2N_0} \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^4 d\xi}_{\overline{\Delta V}^{\text{NL}}} - \underbrace{\frac{3\gamma}{2N_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right|^2 d\xi}_{\overline{\Delta V}^{\text{L}}}, \quad (50)$$

Первое слагаемое в правой части (50) отвечает классической величине скорости пакета волн в рамках НУШ V^{NSE} . Отклонение скорости пакета $\overline{\Delta V} = \dot{\xi}(t) - V^{\text{NSE}}$ от этой величины описывается двумя последними членами: $\overline{\Delta V} = \overline{\Delta V}^{\text{NL}} + \overline{\Delta V}^{\text{L}}$. Второе слагаемое в правой части (50)

$$\overline{\Delta V}^{\text{NL}} = \frac{\Theta}{2N_0} \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^4 d\xi \quad (51)$$

зависит от интенсивности поля и определяется членами нелинейной дисперсии $\overline{\Delta V}^{\text{NL}} \sim \Theta \psi_0^2$. Третье слагаемое в правой части (50)

$$\overline{\Delta V}^{\text{L}} = -\frac{3\gamma}{2N_0} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\partial |\psi|}{\partial \xi} \right)^2 d\xi + \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} |\psi| \right)^2 d\xi \right] \quad (52)$$

не зависит от интенсивности пакета, но зависит как от протяжённости пакета Δ , так и от масштаба фазовой модуляции Δ_φ :

$$\overline{\Delta V}^{\text{L}} \sim -\gamma \left(\frac{1}{\Delta^2} + \frac{1}{\Delta_\varphi^2} \right).$$

Таким образом, при распространении пакета, сопровождающегося изменением амплитуды, протяжённости и его фазовой модуляции, будет меняться скорость пакета.

Нелинейное ускорение в однородных средах. Величина ускорения пакета из (8) равна

$$\ddot{\xi}(t) = \frac{(3\alpha\gamma - q\beta)}{N_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} |\psi|^4 d\xi. \quad (53)$$

Это ускорение зависит от интенсивности пакета и отлично от нуля при нелинейной фазовой модуляции ($\varphi'_\xi \neq \text{const}$) и при ненулевом коэффициенте в круглых скобках перед интегралом. Величина этого коэффициента зависит от среды, в которой распространяется волновой пакет.

3. ИЗОТРОПНАЯ ПЛАЗМА

3.1. Основные уравнения

В качестве примера описания волн в рамках высших приближений нелинейного уравнения Шредингера рассмотрим сильные высокочастотные линейно поляризованные электромагнитные и ленгмюровские волны в однородной изотропной плазме со стрикционной нелинейностью. Исходной в этом случае является система уравнений Захарова [19]

$$v_m^2 \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \omega_p^2 \left(1 + \frac{\delta n}{N} \right) E = 0, \quad (54)$$

$$c_s^2 \frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \delta n}{\partial z^2} = \frac{c_s^2}{16\pi T_e} \frac{\partial^2 (\bar{E}^2)}{\partial z^2}, \quad (55)$$

где E — амплитуда электрического поля, δn — отклонение концентрации плазмы от равновесного значения N , c_s — ионно-звуковая скорость, $\omega_p^2 = 4\pi e^2 N / m_e$, параметр v_m в (54) равен скорости света c для электромагнитных волн и тепловой скорости электронов V_{T_e} для ленгмюровских волн. Волнистая линия в правой части (55) отвечает временному усреднению высокочастотного поля. В (54)–(55) перейдём к безразмерным переменным

$$\tau = \frac{t}{T}, \quad \eta = \frac{z}{D}, \quad \Phi = \frac{E}{\bar{E}}, \quad \text{где } \omega_p T = 1, \quad D = \frac{v_m}{\omega_p}, \quad \bar{E} = \sqrt{16\pi N T_e}, \quad (56)$$

для которых эта система примет вид

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tau^2} - (1 + n) \Phi = 0, \quad (57)$$

$$p^2 \frac{\partial^2 n}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 n}{\partial \eta^2} = \frac{\partial^2 (\widetilde{\Phi^2})}{\partial \eta^2}, \quad (58)$$

где $p = v_m/c_s \gg 1$. Решение (57)–(58) представим в виде квазимонохроматического пакета волн

$$\Phi(\eta, \tau) = \psi(\eta, \tau) \exp(i\omega\tau + ik\eta), \quad (59)$$

где ω и k связаны линейным дисперсионным соотношением $\omega^2 = 1 + k^2$. Перейдём в полученных таким образом уравнениях в систему отсчёта, движущуюся с групповой скоростью линейных волн $\xi = \eta - (\partial\omega/\partial k)\tau$, $\tau' = \tau$. В этом случае для $\psi(\xi, \tau)$ и $n(\xi, \tau)$ получим

$$2i\omega \frac{\partial \psi}{\partial \tau} + \frac{1}{\omega^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} - n\psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - 2\frac{k}{\omega} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau \partial \xi}, \quad (60)$$

$$(1 - R^2) \frac{\partial^2 n}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 (|\psi|^2)}{\partial \xi^2} = p^2 \left(\frac{\partial^2 n}{\partial \tau^2} - 2\frac{k}{\omega} \frac{\partial^2 n}{\partial \tau \partial \xi} \right), \quad (61)$$

где $R = V_g^L/c_s = pk/\omega$ — резонансный параметр. Левые части уравнений (60), (61) отвечают параболическому приближению теории дисперсии, приводящему к НУШ для огибающей ψ

$$2i\omega \frac{\partial \psi}{\partial \tau} + \frac{1}{\omega^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} - n\psi = 0, \quad n = -s|\psi|^2, \quad (62)$$

где $s = 1/(1 - R^2)$. Подставляя (62) в правые части (60)–(61), приходим к нелинейному уравнению Шредингера третьего порядка

$$2i \frac{\partial \psi}{\partial \tau} + \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\omega(1 - R^2)} |\psi|^2 \psi = -2i \left(\beta |\psi|^2 \frac{\partial \psi}{\partial \xi} + \mu \psi \frac{\partial |\psi|^2}{\partial \xi} \right) - i \frac{k}{\omega^5} \frac{\partial^3 \psi}{\partial \xi^3}, \quad (63)$$

где в правой части собраны члены третьего порядка со следующими параметрами нелинейной дисперсии

$$\beta = \frac{k}{2(1 - R^2)\omega^3} \left(1 - \frac{2p^2}{\omega^2(1 - R^2)} \right), \quad (64)$$

$$\mu = \frac{k}{2(1 - R^2)\omega^3} \left(1 + \frac{p^2}{\omega^2(1 - R^2)} \right). \quad (65)$$

3.2. Солитоны в плазме

Полученное уравнение (63) для огибающей имеет вид нелинейного уравнения Шредингера третьего порядка (8) с параметрами

$$\alpha = \frac{1}{2\omega(1 - R^2)}, \quad q = \frac{1}{\omega^3}, \quad \gamma = \frac{k}{\omega^5}. \quad (66)$$

Величина ε_H в этом случае равна

$$\varepsilon_H = \frac{\omega^2}{2(1 - R^2)}.$$

Уравнение (63) имеет солитонное решение при условии $\varepsilon_H > 0$, отвечающем высокочастотным волнам с линейной групповой скоростью, меньшей скорости ионного звука. Это решение, с учётом (21)–(23), следующее:

$$\psi(\xi, \tau) = \frac{A_0}{\operatorname{ch}((\xi - V^{\text{NL}}\tau) A_0 \sqrt{\varepsilon_T})} \exp\left(i \frac{A_0^2}{4\omega(1 - R^2)} \tau\right). \quad (67)$$

Дополнительный нелинейный сдвиг скорости солитона составляет

$$V^{\text{NL}} = \frac{k}{4\omega^3(1 - R^2)} A_0^2 > 0. \quad (68)$$

Напомним, что в рамках второго приближения теории дисперсии скорость солитона (в этом приближении это солитон НУШ) не зависит от его амплитуды и равна групповой скорости линейных волн. Полная скорость солитона в третьем приближении $V_{\text{total}} = V_g^L + V^{\text{NL}}$ составит

$$V_{\text{total}} = \frac{k}{\omega} \left(1 + \frac{A_0^2}{4\omega^2(1 - R^2)}\right). \quad (69)$$

В частности, полная скорость солитона равна скорости ионно–звуковых волн (в безразмерных переменных это соответствует равенству $V_{\text{total}} = 1/p$) при интенсивности солитона

$$A_c^2 = \frac{4\omega^2}{R} (1 - R)^2 (1 + R), \quad (70)$$

а при больших амплитудах солитон движется со скоростью, большей скорости ионно–звуковых волн.

3.3. Стабилизация модуляционной неустойчивости

Проанализируем модуляционную неустойчивость высокочастотных волн в изотропной плазме. Так, для высокочастотных волн со скоростями, малыми по сравнению со скоростью ионно–звуковых волн $R = V_g^L/c_s \ll 1$, условие стабилизации модуляционной неустойчивости $\phi_0 > \sqrt{\alpha q}/|\mu|$, с учётом (64), имеет вид

$$\psi_0 > \psi_c \simeq \frac{\sqrt{2}\omega^3}{kp^2}. \quad (71)$$

Для ленгмюровских волн (в этом случае $p = V_{Te}/c_s = \sqrt{m_i/m_e} \gg 1$) соотношение (71) в размерных переменных имеет вид

$$\frac{E}{\sqrt{16\pi NT_e}} > \frac{E_c}{\sqrt{16\pi NT_e}} \simeq \sqrt{\frac{2m_e}{m_i}} \frac{c_s}{V_g^L}. \quad (72)$$

Для ленгмюровских волн с групповыми скоростями из интервала

$$\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \ll \frac{V_g^L}{c_s} \ll 1$$

амплитуда критического поля мала по сравнению с характерной величиной нелинейного плазменного поля $E_c/\sqrt{16\pi NT_e} \ll 1$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрены нелинейные волны в рамках нелинейного уравнения Шредингера третьего порядка, отвечающего третьему приближению теории дисперсии нелинейных волн. В качестве примера рассмотрены линейно—поляризованные электромагнитные и ленгмюровские волны в изотропной плазме со стрикционной нелинейностью. Несомненно, данным примером не ограничивается применение нелинейного уравнения Шредингера третьего порядка для описания динамики коротких волновых пакетов в нелинейных диспергирующих средах. Так, к уравнению данного вида сводится описание распространения коротких оптических импульсов в нелинейных оптических средах, в частности, в волоконно—оптических линиях связи.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 96-02-19609).

ЛИТЕРАТУРА

1. Chen H. H. and Liu C. S. //Phys. Fluids, 1978. V. 21. P. 377.
2. Agrawal G. P. Nonlinear Fiber Optics. — Orlando, Fla.: Academic, 1989; Hasegawa A. Optical Solitons in Fibers. — Berlin: Springer-Verlag, 1989.
3. Wai P. K. A., Menyuk C. R., Chen H. H., and Lee Y. C. //Opt. Lett., 1987. V. 12. P. 628.
4. Захаров В. Е., Шабат А. Б. //ЖЭТФ, 1971. Т. 61. С. 118.
5. Wadati M. //J. Phys. Soc. Jap., 1972. V. 32. P. 1681.
6. Hirota R. //J. Phys. Soc. Jap., 1972. V. 33. P. 1456.
7. Sasa N. and Satsuma J. //J. Phys. Soc. Jap., 1991. V. 60. P. 409.
8. Kaup D. J. and Newell A. C. //J. Math. Phys., 1978. V. 19. P. 798.
9. Chen H. H., Lee Y. C., and Liu C. S. //Physica Scripta, 1979. V. 20. P. 490.
10. Anderson D. and Lisak M. //Phys. Rev. A, 1983. V. 27. P. 1393.
11. Громов Е. М., Таланов В. И. //ЖЭТФ, 1996. Т. 110. С. 137; //Изв. РАН. Сер. Физическая, 1996. Т. 60. С. 16.
12. Frantzeskakis D. J., Hizanidis K., and Polymilis C. //J. Opt. Soc. Am. B, 1995. V. 9. P. 687.
13. Gromov E. M. //Phys. Lett. A, 1997. V. 227. P. 67.
14. Kivshar Yu. S. //Phys. Rev. A, 1991. V. 43. P. 1677.
15. Гапонов—Грехов А. В., Рабинович М. И. Нелинейность в действии. — М.: Наука, 1988.
16. Ахманов С. А., Вислоух В. А., Чиркин А. С. //УФН, 1986. Т. 49. С. 422.
17. Potasek M. J. //IEEE J. Quantum Electron., 1993. V. 29. P. 281.
18. Gupta M. R., Som B. K., and Dasgupta B. //Phys. Lett. A, 1978. V. 69. P. 377.
19. Захаров В. Е. //ЖЭТФ, 1972. V. 62.

Институт прикладной физики РАН,
Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
23 сентября 1997 г.

WAVES DESCRIBED BY HIGHER APPROXIMATIONS OF NONLINEAR SCHRÖDINGER EQUATION

E. M. Gromov, V. I. Talanov

Е. М. Громов, В. И. Таланов

The basic equation of the third-order approximation of the nonlinear dispersion wave theory (third-order nonlinear Schrödinger equation) including both the nonlinear dispersion terms and third-order linear dispersion one and describing the propagation of intense short (of the order of few wavelengths) wave packets in dispersive media of different nature is analyzed. Both stationary waves and nonstationary wave packets are considered. The propagation of electromagnetic and Langmuir waves in isotropic plasma in the frame of the third-order approximation of the nonlinear dispersion wave theory are considered. Soliton solution of electromagnetic waves and plane Langmuir wave modulation instability are considered. In contradiction to the well-known parabolic approximation the velocity of the derived solitons depends on their intensity.

ГЕНЕРАЦИЯ НЧ ПОЛЕЙ МОДУЛИРОВАННЫМ ПУЧКОМ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН, ФОРМИРУЮЩИХ ВЧ РАЗРЯД В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Г. А. Марков

Исследованы процессы формирования плазменно-волновых разрядов в магнитном поле. Экспериментально показано, что амплитудная модуляция пучков плазменных волн, формирующих разряд, ведёт к возбуждению электромагнитных полей, изменяющихся с частотой модуляции и перемещающихся со скоростями, близкими к тепловым скоростям электронов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Модулированный ВЧ разряд, возбуждаемый с борта летательного аппарата на высотах $h \geq 150$ км полем плазменных волн в вистлерном диапазоне частот $\Omega_n < \omega < \omega_n$ [1, 2], может формировать в ионосфере перемещающиеся токовые структуры [3]. Эти токи возбуждают поля излучения на частотах амплитудной модуляции разряда [3–6]. Продольный масштаб ($l_{\parallel} \geq 100$ км) таких вытянутых вдоль геомагнитного поля динамических плазменных антенн (ДПА) может быть сравним с длинами альфвеновских и КНЧ вистлеровских волн, характерных для земной ионосферы. В ионосферных экспериментах “Активный шнур” [1–4] была продемонстрирована возможность регистрации сигналов, излучаемых ДПА, приёмной аппаратурой ИСЗ “Орёл 3” в ионосфере [4] и на поверхности земли [5, 6]. Поэтому исследование ДПА представляет определённый интерес для прикладных задач КНЧ радиосвязи, а также для диагностики околоземного пространства и земных покровов. Кроме того, динамические плазменные антенны представляют собой специфические нелинейные плазменно-полевые структуры, изучение которых важно для решения фундаментальных задач нелинейной физики плазмы.

В настоящей работе приведены результаты лабораторного исследования процессов формирования динамических плазменных антенн в поле плазменных волн, возбуждаемых дипольным источником с амплитудно-модулированной накачкой. В результате экспериментов показано, что формирование динамической (или активной [6]) плазменной антенны связано с образованием плазменно-волнового канала (ПВК) при ионизационном самоканалировании квазистатических (плазменных) волн большой амплитуды в магнитном поле. Формирование ПВК сопровождается инжекцией пучков быстрых электронов из области разряда вдоль внешнего магнитного поля. Пучки генерируются на переднем фронте возбуждающего разряда ВЧ импульса, имеют сложную структуру и замыкаются потоками ионов с боковой поверхности канала через фоновую плазму [7]. Токи пучков возбуждают азимутальное магнитное поле, радиальные и продольные компоненты электрического поля поляризации плазменной неоднородности канала. Амплитудная модуляция пучков плазменных волн, формирующих разряд, ведёт к возбуждению электромагнитных полей, изменяющихся с частотой модуляции и перемещающихся со скоростью распространения возмущений параметров разряда.

2. УСЛОВИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты были выполнены в стеклянной разрядной камере длиной 1800 мм и диаметром 200 мм, помещённой в продольное магнитное поле $B_0 \geq 250$ Гс. Разряд возбуждался в воздухе при давлении $p \leq 10^{-3}$ Тор симметричной дипольной антенной из трёх соосных колец ($\varnothing 60$ мм), расположенных

на оси камеры у её конца на расстоянии $l_a/2 \sim 30$ мм друг от друга. Крайние кольца были соединены с внешней обмоткой питающего кабеля, а центральное кольцо — с внутренней жилой кабеля. К антенне подводилось ВЧ напряжение ($f_0 = 240$ МГц, $U_0 = 50$ В) от генератора ГСТ-2, замодулированное по амплитуде на двух частотах $f_1 = 6$ кГц и $f_2 > f_1$. Частоту модуляции f_2 можно было менять в пределах (6–70) кГц. Параметры плазмы измерялись подвижными ленгмюровскими зондами и четырёхсеточным электростатическим анализатором, расположенным в противоположном от ВЧ источника конце разрядной камеры на её оси. Возбуждаемые разрядом НЧ поля выделялись анализатором С4-73 с помощью электрических (зондовых) антенн и ферритовой антенны в виде пояса Роговского. Динамика свечения плазмы разряда регистрировалась с помощью фотодиодов ФД-21КП и осциллографа С8-17. ВЧ излучение от источника, нагруженного на разряд, регистрировалось измерительной антенной П6-22 и анализатором С4-27.

Структура ВЧ разряда, формируемого при ионизационном самоканалировании плазменных волн, содержит резонансный конус [8], опирающийся на возбуждающие кольца, и узкий шнур (ПВК), вытянутый из фокуса резонансного конуса в направлении внешнего магнитного поля $\vec{B}_0$. Длина канала (L) в стационарных условиях определяется длиной затухания волн, формирующих канал: $L \sim \lambda_{\parallel} \frac{\omega_0}{\nu_e} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}$ [9]. Здесь $\lambda_{\parallel}$ — продольная длина волны, ν_e — эффективная частота столкновений электронов, ω_p — плазменная частота, соответствующая плотности заряженных частиц в канале, $\omega_0 = 2\pi f_0$. Поперечный масштаб центральной плотной части канала ($r_{\perp} \ll L$) в случае диффузионных потерь определяется выражением $r_{\perp} \sim (D_{\perp}/\nu_i)^{1/2}$, где $D_{\perp}$ — коэффициент поперечной диффузии, ν_i — частота ионизации. При уменьшении давления ($p < 10^{-3}$ Тор) наблюдается значительное увеличение количества быстрых электронов, выбрасываемых из разряда вдоль внешнего магнитного поля по оси ПВК.

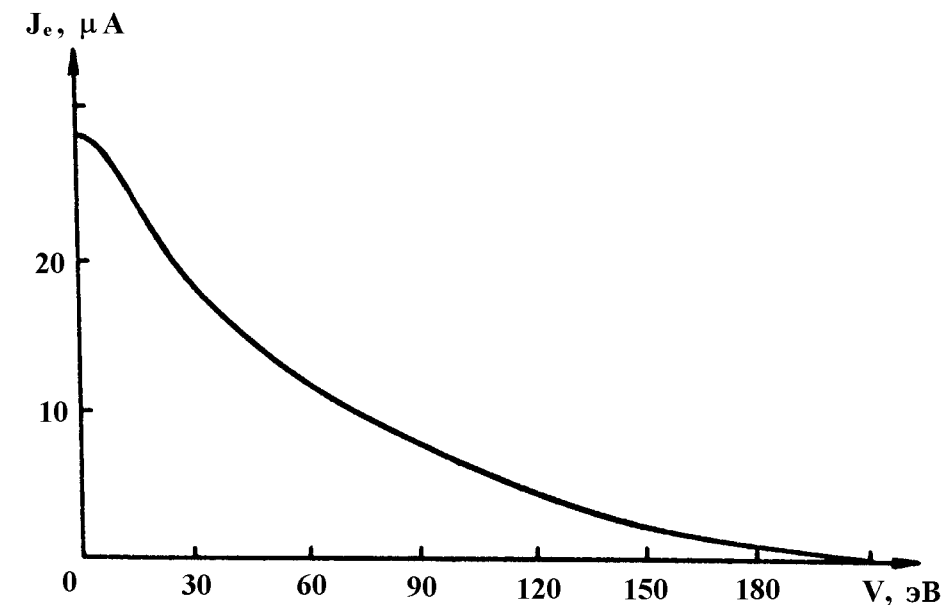


Рис. 1. Кривая торможения электронного потока, выбрасываемого из области стационарного разряда вдоль оси волнового канала при $p \sim 10^{-3}$ Тор, $B_0 = 300$ Гс, $U_0 = 50$ В.

На рис. 1 приведена кривая торможения электронного тока на коллектор многосеточного анализатора (J_e) от величины задерживающего потенциала при $p \sim 10^{-3}$ Тор, $B_0 = 300$ Гс и выходной мощности генератора накачки $W = 25$ Вт. Плотность потока быстрых электронов максимальна на оси

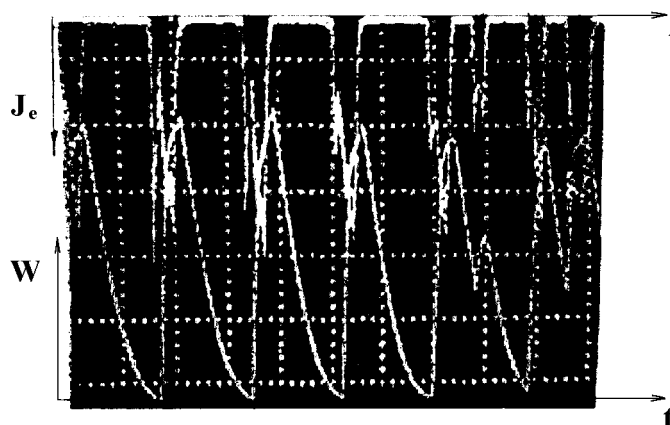


Рис. 2. Осциллограммы зависимостей тока быстрых электронов $J_e(t)$ и мощности ВЧ излучения $W(t)$, снятые при $p \sim 10^{-3}$ Тор, $B_0 = 300$ Гс, $U_0 = 50$ В, $f_2 \sim f_1$.

канала и быстро спадает с ростом расстояния r от оси канала к стенке камеры. При амплитудной модуляции ВЧ полей, формирующих разряд, наблюдается модуляция потоков электронов с изменением их направления. Направленные от ВЧ источника пучки электронов генерируются на переднем фронте формирующего ПВК ВЧ импульса. На рис. 2 приведены осциллограммы зависимости от времени величины тока торможения $J_e(t)$ электронов с энергией $\mathcal{E}_e > 5$ эВ (верхняя кривая) и мощности ВЧ излучения $W(t)$, возбуждающего разряд (нижняя кривая). Осциллограммы получены при $p \sim 10^{-3}$ Тор, $B_0 = 300$ Гс, $f_2 \geq f_1$ и демонстрируют тонкую структуру электронных пучков. Как оказалось, при длительностях переднего фронта нарастания ВЧ импульса $\Delta\tau \geq 10$ мкс наблюдается расщепление максимума потока электронов $J_e(t)$ на два.

Первый максимум $J_e(t)$ связан, по нашему мнению, с движением от источника области фокуса резонансного конуса, в которой направления градиента концентрации плазмы $\nabla N(\vec{r})$, внешнего магнитного поля $\vec{B}_0$ и электрического поля источника $\vec{E}(\vec{r})$ совпадают. Величина $\vec{E}(\vec{r})$ в этой области имеет максимум, связанный с особенностью показателя преломления и возбуждением плазменных волн, ускоряющих электроны. Время нарастания первого максимума $J_e(t)$ характеризует время прорастания ПВК от источника до измерительного зонда и позволяет оценить скорость роста ПВК вдоль магнитного поля ($v_{\parallel} \sim v_e \geq 10^8$ см/с).

Второй максимум $J_e(t)$ формируется потоком электронов, выбрасываемых из положительного столба ПВК продольным электрическим полем $E_{\parallel} \sim \nabla_{\parallel} n_e$. Поток существует, пока на переднем фронте ВЧ импульса идёт рост положительного потенциала и сохраняется продольная неоднородность плазмы ПВК. При уменьшении амплитуды ВЧ импульса, формирующего канал, продольная неоднородность в канале уменьшается из-за быстрого разлёта плазмы и, по-видимому, может изменить знак. Подтверждением такой возможности являются осциллограммы рис. 3 и 4. На рис. 3 зафиксированы низкочастотные колебания азимутальной компоненты магнитного поля $H_{\varphi}(t)$, радиальной $E_r(t)$ и продольной $E_z(t)$ компонент электрического поля, возбуждаемые в плазменно-волновом канале при амплитудной модуляции подводимой ВЧ мощности $W(t)$. Осциллограммы рис. 3 сняты при $p \sim 10^{-3}$ Тор, $B_0 = 300$ Гс, $f_2 \sim 60$ кГц. Амплитуда модуляции на частоте f_1 в этом случае незначительна, $W \sim 20$ Вт. Существенным моментом наблюдаемого явления является смена знака при колебаниях у всех составляющих возбуждаемых электромагнитных полей, что может служить доказательством возбуждения в наших экспериментах знакопеременных продольных компонент электрического тока в канале. Следует отметить, что форма колебаний всех компонент возбуждаемых полей зависит от внешнего магнитного поля B_0 и давления p .

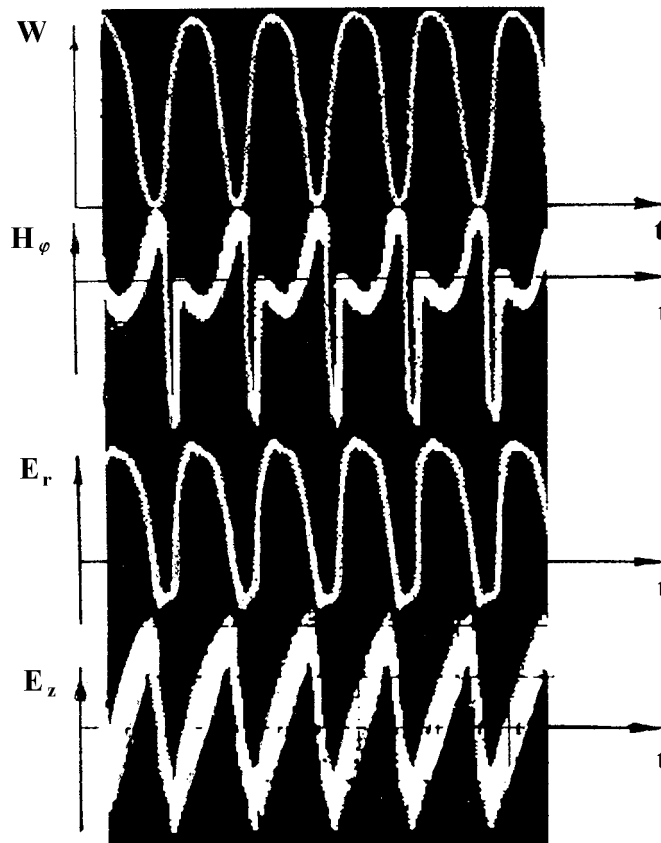


Рис. 3. Динамика НЧ колебаний азимутальной компоненты магнитного поля $H_\varphi(t)$, радиальной $E_r(t)$ и продольной $E_z(t)$ компонент электрического поля, генерируемых плазменно-волновым разрядом при амплитудной модуляции величины подводимой мощности $W(t)$ при $p \sim 10^{-3}$ Тор, $B_0 = 300$ Гс, $f_2 \sim 60$ кГц.

Колебания плотности плазмы относительно фонового уровня N/N_ϕ , снятые по ионному току насыщения на отрицательные зонды, расположенные на расстоянии 85 см друг от друга вдоль канала и в 4 см от центра канала, приведены на рис. 4 для тех же условий эксперимента: $p \sim 10^{-3}$ Тор, $f_2 \sim 60$ кГц, $B_0 = 300$ Гс. Кривые рис. 4 демонстрируют небольшое запаздывание в росте и в рассасывании неоднородности плотности плазмы в дальней от ВЧ источника точке (штриховая кривая) по сравнению с изменениями плотности в ближней к ВЧ источнику точке (сплошная кривая). Пересечение кривых показывает изменение знака продольного градиента плотности плазмы, направленного от источника в первой половине ВЧ импульса и в противоположную сторону (к источнику) — во второй половине импульса.

На рис. 5 приведены осциллограммы колебаний плотности плазмы $N(t)$ в центральной части разряда, плотности плазмы в пристеночных областях $N_s(t)$, НЧ магнитного поля $H_\varphi(t)$, возбуждаемого разрядом, и потока быстрых ($\mathcal{E}_e > 30$ эВ) электронов $J_e(t)$, выбрасываемых из разряда вдоль продольной оси $\vec{z}_0 \parallel \vec{B}_0$, при модуляции подводимой мощности $W(t)$ на двух частотах $f_1 = 6$ кГц и $f_2 = 60$ кГц, $p = 3 \cdot 10^{-4}$ Тор, $B_0 = 250$ Гс.

Существенная разница в поведении кривых $N(t)$ и $N_s(t)$ отражает отличие в динамике плазмы в центре канала (кривая $N(t)$ получена с помощью отрицательного зонда по ионному току насыщения)

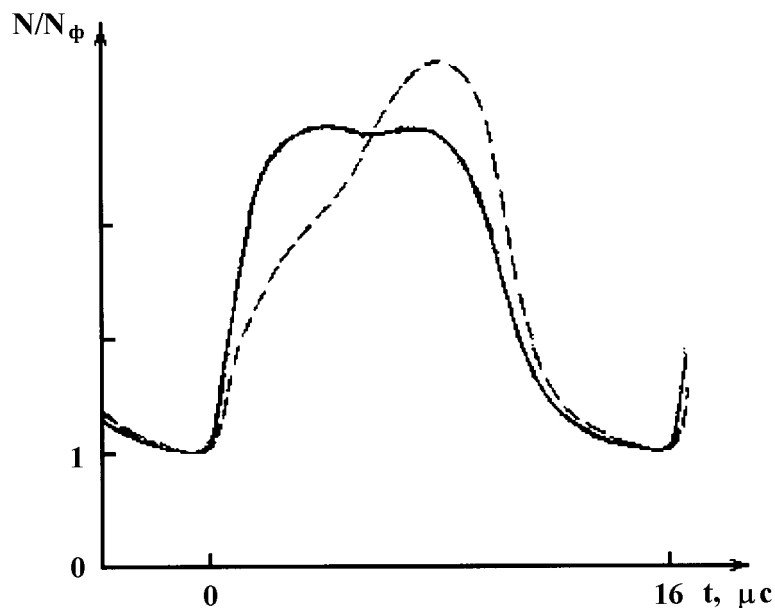


Рис. 4. Колебания плотности плазмы, снятые во время одного ВЧ импульса зондами на разных расстояниях (z) от ВЧ источника при $p \sim 10^{-3}$ Тор, $B_0 = 300$ Гс, $f_2 \sim 60$ кГц. Сплошная кривая — $z = 25$ см, $r \sim 4$ см, штриховая кривая — $z = 110$ см, $r \sim 4$ см.

и “пристеночной” плазмы фона (кривая $N_s(t)$ получена с помощью фотодиода с широкоапертурным окном, ориентированным на пристеночные области $r > 0,5a$). Оказалось, что при данных частотах модуляции плотность сравнительно холодной $\mathcal{E}_e \sim 3$ эВ пристеночной плазмы разряда непрерывно увеличивалась во время ВЧ импульса, практически не реагировала на быструю, с частотой f_2 , модуляцию подводимой ВЧ мощности $W(t)$ и не успевала релаксировать до нуля во время пауз. Постоянная составляющая фототока диода ФД–21КП составляла $> 80\%$ от переменной составляющей, приведённой на рис. 5. В центре ПВК концентрация плазмы чётко отслеживала быструю (f_2) модуляцию подводимой ВЧ мощности. Сдвиг главного максимума на $N_s(t)$ относительно главного максимума на кривой $N(t)$ характеризует время формирования поперечной структуры ПВК ($\tau < 5$ мкс). Осциллограмма $H_\varphi(t)$ на рис. 5 демонстрирует возбуждение азимутальной компоненты переменного, с частотой f_2 , магнитного поля. Возбуждение H_φ возможно [10] как из-за диамагнетизма неоднородной плазмы канала, так и из-за токов поляризации плазмы канала. Существенно, что колебания $H_\varphi(t)$ наблюдались и после выключения быстрой модуляции (f_2).

“Эховые” сигналы особенно хорошо видны на верхней панели рис. 6, где приведены осциллограммы $W(t)$ и $H_\varphi(t)$ для случая $f_2 = f_1$ (отсутствует быстрая модуляция подводимой мощности). На кривой $H_\varphi(t)$ этой панели хорошо видны две частоты возбуждаемых колебаний $f' \sim 70$ кГц во время ВЧ импульса и $f'' \sim 24$ кГц в паузах между импульсами.

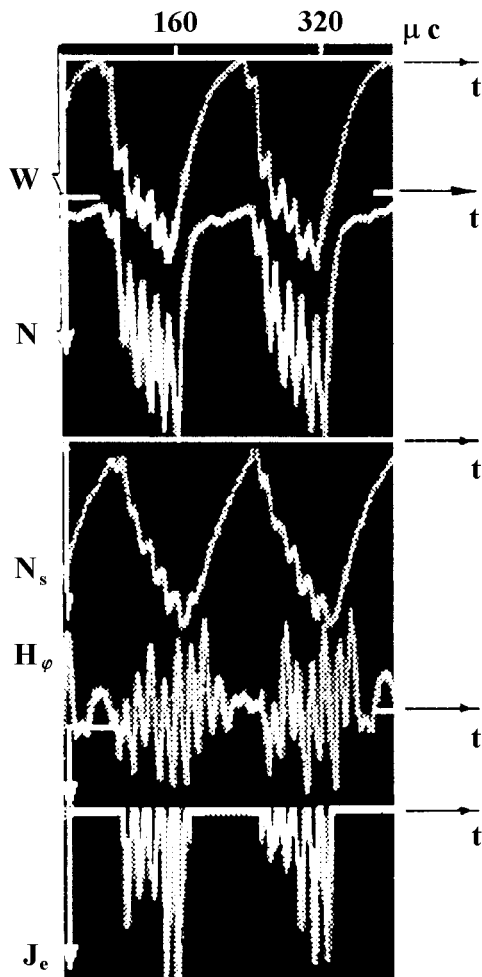


Рис. 5. Динамика колебаний плотности плазмы в приосевой $N(t)$ и периферийных (пристеночных) $N_s(t)$ областях разряда, генерация азимутального магнитного поля $H_\varphi(t)$ и потоков быстрых электронов $J_e(t)$, связанные с модуляцией величины подводимой к разряду ВЧ мощности при $p \sim 3 \cdot 10^{-4}$ Тор, $B_0 = 250$ Гс, $U_0 = 50$ В, $f_1 \sim 6$ кГц, $f_2 \sim 12 f_1$.

Поляризация плазмы канала пучками заряженных частиц, вылетающих из области разряда при формировании и релаксации ПВК, вызывает колебания электрического поля в окрестности канала. На средней и нижней панелях рис. 6 приведены осциллограммы колебаний $H_\varphi(t)$ и радиального электрического поля $E_r \simeq \Delta U / \Delta r$, где ΔU — разность потенциалов между электрическими зондами, расположенными на оси ПВК и в фоновой плазме на расстоянии $\Delta r = 6$ см от оси. Амплитуда колебаний $E_r(t)$ максимальна при условии $\omega_{He}/\omega_0 = n$, $n = 2, 3$ и достигает величины ≥ 50 В/м. Амплитуда колебаний $H_\varphi(t) \sim 10^{-2}$ А/м соответствует величине продольного тока поляризации $J_e \leq 10$ мА ($W < 10$ Вт). Колебания продольной компоненты электрического поля, снятые на расстоянии $r \simeq 6$ см от оси канала, в несколько раз меньше по амплитуде величины колебаний радиальной компоненты.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Совокупность приведённых экспериментальных данных позволяет представить следующую физическую картину наблюдаемых динамических явлений. Существенно, что формирование изучаемых в настоящей работе плазменно-волновых разрядов начинается в ближнем поле ВЧ источника. Структура этого квазистатического поля существенно меняется с ростом концентрации плазмы выше уровня критической плотности $N_{кр}$, когда плазменная частота ω_p становится больше частоты возбуждающего поля ω_0 . При $\omega_p > \omega_0$ появляются резонансные конические поверхности, опирающиеся на коль-

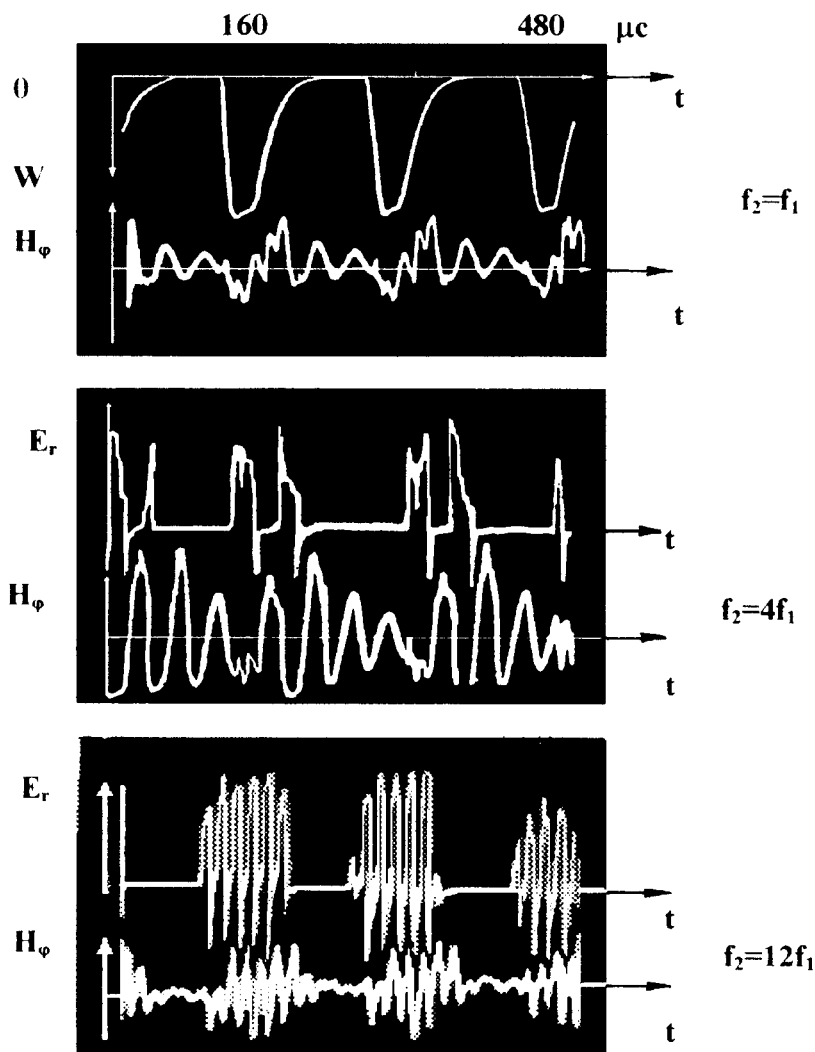


Рис. 6. Осциллограммы радиальной электрической $E_r(t)$ и азимутальной магнитной $H_\varphi(t)$ составляющих НЧ полей, генерируемых замодулированным плазменно-волновым разрядом при $p \sim 3 \cdot 10^{-4}$ Тор, $B_0 = 250$ Гс, $U_0 = 50$ В и разных значениях частоты быстрой модуляции f_2 .

ца возбуждающей антенны [8]. Поле плазменных волн, эффективно возбуждаемых вдоль поверхности резонансного конуса, формирует в области фокуса вытянутый вдоль внешнего магнитного поля плазменный шнур — плазменно-волновой канал. В канале заперт пучок плазменных волн (коротко-масштабных вистлеров), которые переносят вдоль шнура энергию, достаточную для его создания и поддержания. Отметим, что короткий ($l_a \ll \lambda_0$ — длина волны в вакууме) ВЧ источник эффективно возбуждает плазменные волны в широком диапазоне волновых чисел [11]. Поэтому канал формируют волновые поля с масштабами длины волны λ_p от диаметра проволоки возбуждающих колец до удвоенного расстояния между ними ($\lambda_p \leq l_a$). Хорошее пространственное выделение резонансного конуса является подтверждением эффективности возбуждения мелкомасштабных плазменных волн с большой амплитудой короткой дипольной антенной.

Биениями суммарного поля плазменных волн с разными продольными масштабами можно объяснить [11] возбуждение колебаний с частотой f' (см. рис. 6) во время достаточно длинного ВЧ импульса. Размытие плазменной неоднородности в резонансном конусе растёт с уменьшением давления газа, т.е.

определяется длиной свободного пробега электронов. При больших плотностях плазмы в канале возможно возбуждение вистлеров, в поперечной структуре которых присутствуют и мелкие, и крупные масштабы [12–14].

Теоретическая модель стационарного самосогласованного распределения плотности плазмы и волнового ВЧ поля в канале обсуждалась в [15]. Для нестационарного случая с учётом потерь и продольной неоднородности канала теоретической модели пока не существует. Поэтому для объяснения результатов экспериментов по динамике ионизационного самоканалирования плазменно-волновых пучков ограничимся известными теоретическими соображениями и оценками. Прежде всего отметим, что из-за неоднородного по сечению нагрева плазмы полем волнового пучка и наличия внешнего магнитного поля ($r_{He} \leq 0,1 \text{ мм} \ll r_{Hi} \leq 10 \text{ мм} \ll a = 100 \text{ мм}$) в динамическом режиме ионизационного самоканалирования наблюдаются две существенно разные области разряда. На периферии ($r \geq 5 \text{ мм}$) имеется квазистационарная область сравнительно холодной плазмы, концентрация в которой изменяется примерно в два раза за время ВЧ импульса ($\tau_1 \sim 1/f_1$), оставаясь всё время несколько менее критической ($N_s \leq N_{кр}$). Средняя энергия электронов в этой области изменяется в пределах $\mathcal{E}_e < 3 \text{ эВ}$. В центральной, динамической части разряда (в области плазменно-волнового канала $r \leq 30 \text{ мм}$) величины N и $\mathcal{E}_e$ изменяются более значительно (см. рис. 5) и чётко отслеживают модуляцию подводимой мощности с обеими частотами (f_1 и f_2), а при подходящих условиях и частоту биений f' суммарного поля плазменных волн с разными продольными масштабами.

Генерация наблюдаемых НЧ колебаний происходит следующим образом. С ростом подводимой ВЧ мощности растёт плотность плазмы в канале и формируется растущий в длину положительный столб. Электроны разогреваются полем плазменных волн, запертых в столбе за счёт полного внутреннего отражения, и выбрасываются вдоль внешнего магнитного поля. При этом растёт положительный потенциал столба и ускоряется диффузия ионов через боковую поверхность столба. Столб продолжает удлиняться за счёт энергии захваченного излучения и при уменьшении подводимой мощности. При этом уменьшаются потенциал и плотность плазмы в расширяющемся столбе. Выбрасываемый из столба электронный пучок возбуждает азимутальное магнитное поле, а растущий, положительно заряженный плазменный столб формирует перемещающиеся вместе с ним радиальное и продольное электрические поля. Наблюдаемую в экспериментах картину колебаний возбуждаемых НЧ полей легко объяснить, если предположить, что модулированные волновые пучки формируют в плазменно-волновом канале неоднородности в виде последовательности положительно заряженных плазменных гребней. Гребни сильно вытянуты вдоль внешнего магнитного поля (B_0) и перемещаются вдоль B_0 от источника вместе с запертыми в них волновыми пучками. Выбрасываемые из гребней электронные потоки образуют области отрицательного пространственного заряда между гребнями и замыкаются токами фоновой плазмы и потоками ионов с боковой поверхности гребней. В результате, при сравнительно быстрой амплитудной модуляции создающего разряд излучения, возможно формирование вынужденной волны возмущений параметров плазменного канала, скорость распространения которой совпадает со скоростью прорастания канала в фоновой плазме ($v_k \sim v_e$). Характерный продольный масштаб волны возмущений параметров $\lambda_k \sim (v_e/f_{\text{мод}})$, а частота волны равна частоте модуляции $f_{\text{мод}}$. Для наблюдения и исследования волны возмущений необходимо, чтобы длина затухания L превышала продольный масштаб разрядной камеры $\mathcal{L}$ и длину волны λ_k . Для частоты модуляции это условие имеет вид $f_{\text{мод}} \geq \omega (\tau_e/\omega_p)^2 l_e/\lambda_z \sim v_e/L$, где l_e — длина свободного пробега электрона, а $\lambda_z \sim l_a$. В условиях наших экспериментов $v_e \geq 10^8 \text{ см/с}$, $f_{\text{мод}} \leq 10^5 \text{ Гц}$, размеры установки ($\mathcal{L} \sim 2 \text{ м} \leq \lambda_k/4$) не позволили исследовать полную структуру полей и токов волны возмущений. Однако наблюдения изменений знака продольной компоненты НЧ электрического поля в фазе с изменениями знака продольной компоненты градиента плотности плазмы в канале и изменения знаков E_r и H_φ компонент возбуждаемых НЧ полей позволяют говорить о наблюдении сформированной модулированным волновым пучком, перемещающейся, положительно заряженной плазменной неоднородности в виде вытянутого

бугра (гребня). Напомним, что при ионизационной нелинейности в диапазоне частот $\Omega_H < \omega < \omega_H$ поле плазменных волн локализовано за счёт полного внутреннего отражения в гребне плотной плазмы [8, 15]. Наблюдаемые изменения знака продольной компоненты градиента плотности плазмы в канале связаны с движением гребней плотной плазмы от ВЧ источника вдоль продольной оси установки. Указанные выше свойства наблюдаемого эффекта существенным образом отличают его от внешне похожих эффектов формирования перемещающихся плазменных неоднородностей полем ленгмюровских солитонов и солитонов пространственного заряда [16]. Совокупность приведённых результатов позволяет утверждать о возможности наблюдения вынужденного волнового процесса НЧ электромагнитных возмущений, формируемых модулированным пучком плазменных волн при выполнении условий $\lambda_k < \mathcal{L} < L$.

Колебания параметров ПВК возбуждают собственные колебательные и волновые процессы в фоновой плазме и положительном столбе, частоты которых близки к $f_{\text{мод}}$. Например, наблюдаемые в условиях эксперимента “эховые” сигналы $H_\varphi(t)$ в паузах ВЧ импульсов накачки ($W \sim 0$) объясняются возбуждением магнитогидродинамических H волн, дисперсионные кривые которых в высокочастотном диапазоне ($\Omega_H \ll 2\pi f_2 < \omega_H$) переходят в дисперсионные кривые спиральных волн—вистлеров [17]. Возрастание амплитуды “эхового” сигнала на частоте модуляции $f_2 \sim 24$ кГц, обусловлено резонансом МГД волны в разрядной камере, продольный масштаб которой совпадает с длиной возбуждаемой H волны.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведённые в работе экспериментальные результаты показывают сложный характер динамических явлений, возникающих при ионизационном самоканалировании пучков плазменных волн в магнитном поле. Амплитудная модуляция излучения, формирующего плазменно—волновой канал, ведёт к появлению замодулированных потоков электронов вдоль магнитного поля, ток которых замыкается токами фоновой плазмы и потоками ионов с поверхности канала, НЧ колебаниям потенциала и плотности плазмы в канале, перемещающимся от ВЧ источника вдоль внешнего магнитного поля. Такие перемещающиеся колебания полей, токов и плотности плазмы мы называем волной возмущений. В условиях ночной ионосферы возбуждаемый бортовым ВЧ источником плазменно—волновой канал является источником потоков электронов, скорость которых может превышать фазовую скорость альфвеновских и ОНЧ свистовых волн [1, 2, 4]. Амплитудная модуляция ВЧ источника позволяет создавать движущиеся вместе с потоками электронов и плазменными неоднородностями токовые структуры и связанные с ними низкочастотные электромагнитные поля, т.е. формировать в ионосфере плазменно—динамические антенны. Масштабы таких динамических антенн и длина волны возмущений в них могут быть сравнимы с длинами возбуждаемых антенной ОНЧ волн, поэтому они могут быть интересны для целей НЧ радиосвязи и волновой диагностики магнитосферной плазмы. Существенными моментами являются сравнительно малое время формирования такой антенны $\tau_a \sim L/v_e$, простота и малые размеры необходимого источника.

В заключение следует отметить, что результаты проведённых экспериментов показали новые возможные механизмы функционирования активных плазменных антенн в ионосфере Земли, значительно отличающиеся от простых моделей, рассмотренных в [10]. Например, функционирование плазменной антенны в ионосферном эксперименте “Активный шнур” [6] может быть объяснено возбуждением ОНЧ излучения волной возмущений, формируемой ВЧ разрядом в поле замодулированного пучка плазменных волн. Волна возмущений и её излучение могут нарушить энергетический баланс частиц и шумовых волновых полей в силовой трубке магнитного поля, возмущённой разрядом, и привести к раскачке магнитосферного Альфвеновского мазера [18].

Работа поддержана грантом РФФИ № 95-02-05816а и программой “Университеты России”.

ЛИТЕРАТУРА

1. Агафонов Ю. Н., Бабаев А. П., Бажанов В. С. и др. //Письма в ЖТФ, 1989. Т. 15. № 17. С. 1.
2. Агафонов Ю. Н., Бажанов В. С., Исякаев В. Я. и др. //Письма в ЖЭТФ, 1990. Т. 52. № 10. С. 1127.
3. Марков Г. А., Чугунов Ю. В. //Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 37. Вып. 6. С. 799.
4. Агафонов Ю. Н., Бажанов В. С., Гальперин Ю. И. и др. //Письма в ЖТФ, 1990. Т. 16. № 1. С. 65.
5. Дейнеко В. М., Иванов В. И., Марков Г. А. и др. //Геом. и аэроном., 1993. Т. 33. № 2. С. 160.
6. Агафонов Ю. Н., Башилов Г. В., Марков Г. А., Чугунов Ю. В. //Геом. и аэроном., 1996. Т. 36. № 4. С. 206.
7. Рожанский В. А., Цендин Л. Д. Столкновительный перенос в частично ионизованной плазме. — М.: Энергоатомиздат, 1988.
8. Марков Г. А., Миронов В. А., Сергеев А. М. //Письма в ЖЭТФ, 1979. Т. 29. С. 672.
9. Марков Г. А., Попова Л. Л., Чугунов Ю. В. //Письма в ЖТФ, 1985. Т. 11. № 23. С. 1465.
10. Кудрин А. В., Марков Г. А., Трахтенгерц В. Ю. и др. //Геом. и аэроном., 1991. Т. 31. № 2. С. 334.
11. Мареев Е. А., Чугунов Ю. В. Антенны в плазме. — Н.Новгород: ИПФ АН СССР, 1991.
12. Марков Г. А. //Физика плазмы, 1988. Т. 14. № 9. С. 1094.
13. Кудрин А. В., Марков Г. А. //Изв. вузов. Радиофизика, 1991. Т. 34. № 2. С. 163.
14. Заборонкова Т. М., Кудрин А. В., Марков Г. А. //Физика плазмы, 1993. Т. 19. № 6. С. 769.
15. Марков Г. А., Миронов В. А., Сергеев А. М., Соколова И. А. //ЖЭТФ, 1981. Т. 80. № 6. С. 2264.
16. Незлин М. В. Динамика пучков в плазме. — М.: Энергоиздат, 1982.
17. Кондратенко А. Н. Плазменные волноводы. — М.: Атомиздат, 1976. С. 142.
18. Беспалов П. А., Трахтенгерц Ю. В. Альфвеновские мазеры. — 1986. С. 190.

Нижегородский государственный
университет
им. Н. И. Лобачевского, Россия

Поступила в редакцию
4 декабря 1997 г.

GENERATION OF LF FIELDS BY A MODULATED BEAM OF PLASMA WAVES FORMING A RF DISCHARGE IN A MAGNETIC FIELD

G. A. Markov

The study is made of formation processes of a plasma-wave discharge in a magnetic field. It is shown experimentally that the amplitude modulation of plasma wave beams forming the discharge leads to excitation of electromagnetic fields which oscillate at the modulation frequency and travel with velocities close to thermal ones of electrons.