

Труды XXVII научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ «ЭЛЕКТРОДИНАМИКА»

Председатель – А.В. Кудрин, секретарь – О.В. Мартынова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

САМОСОГЛАСОВАННАЯ МОДЕЛЬ ФИЛАМЕНТА В НЕРАВНОВЕСНОМ СВЧ-РАЗРЯДЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ**В.Б. Гильденбург^{1,2)}, С.В. Голубев²⁾, Е.Д. Господчиков^{1,2)}, С.В. Синцов^{1,2)}**¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского²⁾ ИПФ РАН

Исследование плазменных филаментов (тонких нитей с повышенными значениями плотности и температуры частиц) в разрядах высокого давления представляет интерес в связи с их возможными применениями в плазмохимии и для создания компактных источников интенсивного ультрафиолетового излучения. Такого рода филаменты получены в настоящее время в разрядах, создаваемых излучением различных частотных диапазонов (от оптического до радио). Природа физических явлений, определяющих возможность их создания и использования, во всех этих диапазонах, естественно, весьма различна и существенно зависит, в частности, от степени неравновесности образующейся плазмы, предопределяемой, в свою очередь, величиной отношения частоты соударений электронов к частоте поля и возможностью возникновения областей плазменного резонанса. В экспериментальных и теоретических исследованиях микроволнового разряда высокого давления (порядка атмосферного и выше) основное внимание обычно уделяется случаю равновесной плазмы с почти одинаковыми температурами электронов и нейтральных частиц и высокими значениями частоты соударений, когда плазма представляет собой проводник с высокой проводимостью, а ее действие на электромагнитное поле сводится в основном к сильному скинированию [1, 2].

Существенно иная картина энергообмена частиц и взаимодействия поля с плазменным филаментом реализовалась, по-видимому, в экспериментах [3], выполненных недавно в ИПФ РАН, где исследовался разряд, создаваемый в непрерывном режиме в аргонной струе атмосферного давления полем микроволнового пучка с частотой 24 ГГц при плотностях потока электромагнитной энергии на оси пучка (в отсутствие плазмы) $S_{in} \sim (0,1 \div 5)$ кВт/см². Аргонная струя вводилась в фокальную область пучка (диаметром ~ 6 см, длиной ~ 20 см) через металлическую трубку с внутренним диаметром среза сопла 0,4 см. При использованных мощностях пучка разряд в аргоне атмосферного давления не был самостоятельным и инициировался благодаря усилению поля на случайных шероховатостях (заострениях) среза сопла. Разряд простирался на расстояние порядка нескольких сантиметров от сопла до границ фокальной области в виде нескольких (от одного до шести) ярко светящихся тонких филаментов и окружающего их более слабого свечения («ореола»), вытянутых в направлении скорости струи независимо от вектора поляризации излучения и ориентации волнового вектора пучка (см. рис. 1, 2). Спектральные, фотометрические и интерферометрические измерения [3] и выполненные на их основе приближенные расчеты дали для параметров разряда следующие значения: диаметр филамента 0,05 см; максимальная концентрация электронов $N_e \sim 7 \cdot 10^{14}$ см⁻³ (что на два порядка больше критической концентрации, составляющей при данной частоте поля $7 \cdot 10^{12}$ см⁻³); температура атомов аргона внутри филамента $\sim (2 \div 4) \cdot 10^3$ К, что, хотя и превышает на порядок температуру во внешней невозмущенной области, при условии термодинамического равновесия, согласно формуле Саха,

дало бы электронную концентрацию, много меньшую наблюдаемой; температура электронов в ореоле ~ 1 эВ; средняя концентрация электронов в ореоле меньше критической.

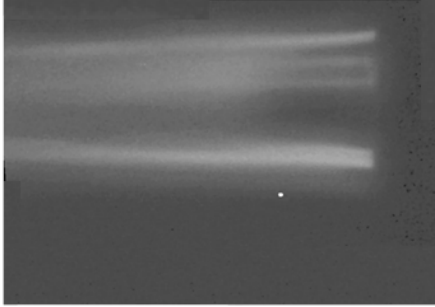


Рис. 1

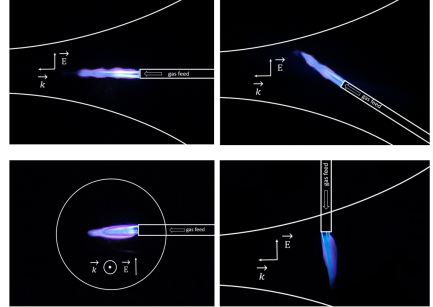


Рис. 2

Судя по приведенным данным и основанным на них качественным оценкам, плазма разряда (как в филаменте, так и в ореоле) находится в описанном эксперименте в сильно неравновесном состоянии. При этом, ввиду десятикратного повышения температуры газа в филаменте при постоянном (атмосферном) давлении, его плотность во столько же раз снижается, и, следовательно, сильно снижается частота соударений электронов, которая оказывается примерно на порядок ниже частоты поля. Последнее означает возможность возникновения сильного плазменного резонанса в области критической электронной плотности, ведущего к появлению заметного резонансного пика амплитуды радиальной (параллельной градиенту плотности) компоненты электрического поля и сильному отрыву электронной температуры от температуры газа.

В данном кратком сообщении представлены результаты исследования роли указанных эффектов в рамках приближенной стационарной цилиндрической модели разряда, поддерживаемого полем вращающейся цилиндрической волны. Зависимость комплексного вектора электрического поля от времени и цилиндрических координат r, φ, z дается в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{F}(r) \exp(-i\omega t + ik_z z + i\varphi), \quad (1)$$

где $k_z = k \cos \theta$, $k = \omega/c$, $\theta = \text{const}$ – угол сходимости волны. Поле на оси симметрии z чисто поперечно и циркулярно поляризовано. В отсутствие разряда оно имеет вид бesselова волнового пучка с поперечными компонентами $E_r = i E_\varphi = E_0 J_0(\kappa_1 r) \exp(-i\omega t + ik_z z + i\varphi)$, где $\kappa_1 = \sqrt{(k^2 - k_z^2)}$. В присутствии плазмы поле (1) удовлетворяет стационарному векторному волновому уравнению

$$-\left[\nabla \times [\nabla \times \mathbf{E}]\right] + k^2 \varepsilon \mathbf{E} = 0, \quad (2)$$

где $\varepsilon = 1 - (N_e/N_c)(1 - iv/\omega)$, N_e – концентрация электронов, ν – частота соударений электронов с нейтральными частицами, $N_c = m(\omega^2 + \nu^2)/(4\pi e^2)$ – критическая кон-

центрация (записанная здесь с учетом соударений). Концентрация электронов, определяемая из условия баланса процессов ионизации и рекомбинации, зависит от электронной температуры T_e :

$$N_e = N_c \exp\left(\frac{I}{T_e} - \frac{I}{T_c}\right), \quad (3)$$

где I – энергия ионизации атома, T_c – температура электронов, при которой $N_e = N_c$. Это означает, что волновое уравнение (2) должно решаться совместно с уравнениями теплопроводности для температур электронов T_e и нейтральных атомов T_n :

$$\frac{d}{dr}\left(\kappa_e \frac{dT_e}{dr}\right) + \frac{1}{2}\sigma|\mathbf{E}|^2 - \frac{3}{2}\delta\nu(T_e - T_n)N_e = 0, \quad (4)$$

$$\frac{d}{dr}\left(\kappa_n \frac{dT_n}{dr}\right) + \frac{3}{2}\delta\nu(T_e - T_n)N_e = 0. \quad (5)$$

Здесь κ_e и κ_n – соответственно коэффициенты теплопроводности электронов и нейтрального газа, $\sigma = \text{Im}(\varepsilon)\omega/4\pi = \nu N_e/(4\pi N_c)$ – действительная проводимость плазмы, δ – относительная доля энергии, передаваемая электроном атому при соударении. Заметим, что благодаря выбранному типу симметрии волнового пучка, единственной независимой переменной в этих уравнениях, как и в получаемых из (2) уравнениях для компонент поля, является радиальная цилиндрическая координата r .

Важным обстоятельством, допускающим существенное упрощение записанной системы уравнений, является малость коэффициента электронной теплопроводности κ_e по сравнению с коэффициентом теплопроводности газа κ_n ; в условиях, способных представлять для нас практический интерес, их отношение $\kappa_e/\kappa_n \simeq (N_e\sqrt{T_e})/(N_n\sqrt{T_n}) \sim 10^{-2}$. Это позволяет пренебречь в первом приближении в уравнении (4) членом, учитывающим теплопроводность, заменяя это дифференциальное уравнение почти во всей области изменения переменной r (за исключением узкой области резкого перепада температуры) условием равновесия

$$\frac{1}{2}\sigma|\mathbf{E}|^2 = \frac{3}{2}\delta\nu(T_e - T_n)N_e, \quad (6)$$

позволяющим представить электронную температуру T_e как локальную функцию температуры атомов T_n и исключая ее тем самым из уравнения (5). Усложняющим обстоятельством является при этом тот факт, что эта функция, ввиду наличия резкого пика радиальной компоненты поля ($|E_r| \sim 1/|\varepsilon|$) в окрестности точки плазменного резонанса, на некотором интервале температур T_n , вообще говоря, оказывается неоднозначной. Она имеет на этом интервале три ветви, переход между которыми в рамках используемой идеализации должен осуществляться скачком. Учет конечной электронной теплопроводности приводит к некоторому размытию скачка и позволяет рассчитать его расположение на основе известного правила площадей (аналогичного правилу, управляющему поведением двухфазных систем). Заметим, однако, что в условиях эксперимента [3] этот интервал неоднозначности на самом деле не реализуется, т.к. попадает в область отрицательных (не имеющих физического смысла) значений температуры газа. При этом скачок (резкий перепад электронной температуры от значений порядка максимальных до нуля) происходит непосредственно на границе разряда. Это означает, что

и переход концентрации через точку плазменного резонанса происходит фактически внутри узкой пограничной зоны – на масштабе, определяемом электронной теплопроводностью.

Уравнения (2), (3), (5), (6) интегрировались численно с граничными условиями непрерывности для тангенциальных компонент поля на границе разряда, положение которой ($r_0 = 0.025$ см) в рамках используемой модели выбиралось эмпирически – на основании результатов эксперимента [3]. Результаты расчетов, вместе со значениями параметров, при которых они проводились, представлены на рис. 3. В отношении роли плазменного резонанса в создании плазмы с высокой степенью неравновесности эти результаты достаточно хорошо согласуются с приведенными выше качественными соображениями и результатами эксперимента [3].

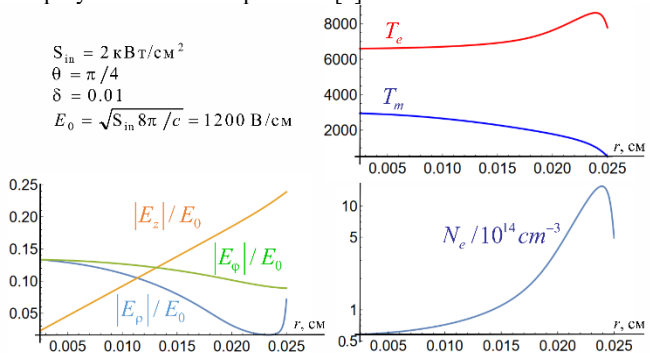


Рис. 3

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 22-72-00073).

- [1] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М: Наука, 1992. 536 с.
 [2] Meierovich В.Е., Pitaevskii L.P. // Sov. Phys. JETP. 1972. Vol. 34, No. 1. P. 121.
 [3] Синцов С.В., Водопьянов А.В., Степанов А.Н., Мансфельд Д.А., Чекмарев Н.В., Преображенский Е.И., Мурзанёв А.А., Ромашкин А.В. // ЖТФ. 2023. Т. 93, № 1. С. 95.

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ТОНКОМ СТЕРЖНЕ В НЕГИРОТРОПНОЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

Е.А. Широков

ИПФ РАН

Введение

Задачи о возбуждении и рассеянии электромагнитных волн посредством тонкого идеально проводящего стержня являются классическими. Решению таких задач для случая стержня в вакууме посвящены, например, работы [1-3]. Подход, использовавшийся в работе [3], был обобщён на случай излучения в негиротропной замагниченной плазме [4]. Следует отметить, что пренебрежение гиротропными свойствами среды позволило получить сравнительно простое волновое уравнение и найти его функцию Грина, которая имеет особенность на резонансном конусе в резонансных диапазонах частот. При этом были соответствующим образом модифицированы малые параметры, позволяющие вывести и решить приближённое интегро-дифференциальное уравнение для распределения тока вдоль стержня.

В данной работе метод из работ [3, 4] применяется для решения задачи о рассеянии плоской электромагнитной волны на тонком стержне в негиротропной замагниченной плазме. Основное внимание уделяется резонансному диапазону частот.

Постановка задачи. Основные приближения

Рассматривается замагниченная плазма с тензором диэлектрической проницаемости вида

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Компоненты ϵ и η определяются дисперсионными свойствами плазменной среды [5]. Отметим, что пренебрежение недиагональными компонентами (т. е. гиротропными свойствами плазмы) возможно, если величина внешнего магнитного поля стремится к бесконечности или $\omega_{pe} \geq \omega_{ce}$, $\omega_{ce}/\omega \gg m_i/m_e$, где ω – частота излучения, ω_{pe} и ω_{ce} – плазменная и циклотронная частоты электронов, m_i и m_e – массы ионов и электронов соответственно. Далее мы ограничимся случаем $\epsilon > 0$, $\eta < 0$.

В плазме находится идеально проводящий стержень в форме кругового цилиндра с радиусом a и длиной $2L$, ориентированный вдоль магнитного поля. На этот стержень падает плоская электромагнитная волна. Неравенства, позволяющие считать стержень тонким, в соответствии с работой [4] имеют вид

$$\mu L \gg a, \quad ak_0\sqrt{|\eta|} \ll 1, \quad |\chi| \ll 1, \quad (2)$$

где k_0 – волновое число в вакууме, $\mu \equiv \sqrt{|\epsilon/\eta|}$ и $\chi \equiv \{2 \ln[a/(\mu L)]\}^{-1}$. Кроме того, приближение тонкого провода [6, 7] подразумевает, что поперечная (по отношению к внешнему магнитному полю, т. е. азимутальная для рассматриваемой геометрии цилиндра) компонента j_φ тока, индуцированного на стержне падающей волной, прене-

брежимо мала. Такая ситуация реализуется для некоторых наборов параметров, соответствующих радиофизическим экспериментам в околоземной плазме; обоснование того, что $j_\varphi \rightarrow 0$, строится на точном решении задачи о рассеянии волны на бесконечно длинном цилиндре посредством разложения поля по собственным модам плазменной среды [8].

Интегро-дифференциальное уравнение и его решение

Приближённое интегро-дифференциальное уравнение для распределения тока вдоль стержня $I(z)$ следует из электродинамического граничного условия на поверхности проводника (которое в приближении тонкого провода записывается только для продольного направления) и совпадает с приведённым в работе [4]:

$$I''(z) + k_0^2 \varepsilon I(z) = \chi \{-i\omega \varepsilon E_z^{\text{inc}}(z) + W[I(z)] - i\pi [I''(z) + k_0^2 \varepsilon I(z)]\}, \quad (3)$$

где $E_z^{\text{inc}}(z)$ – проекция напряжённости электрического поля падающей волны на ось z , направленную вдоль внешнего магнитного поля, $W[I(z)]$ – функционал тока. Слагаемое с коэффициентом $i\pi$ в правой части обусловлено плазменным резонансом [4], который имеет место в рассматриваемом случае $\varepsilon > 0, \eta < 0$. Отметим, что в соответствующей вакуумной задаче уравнение (3) имеет аналогичный вид, но без указанного слагаемого [3]. Граничные условия имеют вид $I(\pm L) = 0$, что соответствует отсутствию токов на концах стержня.

Решение уравнения (3) находится методом последовательных приближений по малому параметру $|\chi|$:

$$I(z) = I_0(z) + \chi I_1(z) + \chi^2 I_2(z) + \dots \quad (4)$$

Далее для определённости будем считать, что длина диполя удовлетворяет условию

$$k_0 \sqrt{\varepsilon} L = \pi n / 2, \quad n = 1, 2, \dots \quad (5)$$

Тогда в нулевом порядке малости искомое распределение тока описывается уравнением

$$I_0''(z) + k_0^2 \varepsilon I_0(z) = 0 \quad (6)$$

с граничным условием $I_0(\pm L) = 0$ и имеет вид $I_0(z) = J_0 \psi_n(z)$, где

$$\psi_n(z) = \begin{cases} \cos(k_0 \sqrt{\varepsilon} z), & n \text{ нечётное;} \\ \sin(k_0 \sqrt{\varepsilon} z), & n \text{ чётное} \end{cases} \quad (7)$$

и J_0 – амплитудный множитель. Последний определяется первым порядком малости:

$$I_1''(z) + k_0^2 \varepsilon I_1(z) = -i\omega \varepsilon E_z^{\text{inc}}(z) + W[I_0(z)], \quad I_1(\pm L) = 0, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} W[I_0(z)] &= J_0 W[\psi_n(z)] = \\ &= J_0 \left[\psi_n'(-L) \frac{e^{ik_0 \sqrt{\varepsilon}(L+z)}}{L+z} - \psi_n'(L) \frac{e^{ik_0 \sqrt{\varepsilon}(L-z)}}{L-z} \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Тогда из соотношения ортогональности имеем

$$J_0 = \frac{i\omega\varepsilon \int_{-L}^L E_z^{\text{inc}}(z) \psi_n(z) dz}{\int_{-L}^L W[\psi_n(z)] \psi_n(z) dz}. \quad (10)$$

Отметим, что интегралы в правой части (10) выражаются через специальные функции.

Заключение

Найденное распределение тока (7) для длины диполя, удовлетворяющей равенству (5), имеет тот же вид, что и в вакууме [3]. В иных ситуациях результаты могут качественно отличаться уже в нулевом приближении. Так, например, при $\varepsilon < 0, \eta > 0$ $I_0(z) \equiv 0$ при любой длине стержня, зависимость $I_1(z)$ определяется гиперболическими функциями, а для нахождения коэффициента возбуждения тока необходимо использовать второй порядок малости.

Результаты, полученные в данной работе, показывают, что классическое приближение тонкого провода, модифицированное посредством поляризационных множителей, может быть использовано для нахождения аналитических решений задач рассеяния на проводниках в анизотропных средах. Такие решения могут служить основой для верификации численных методов, в первую очередь метода моментов, который позволяет найти решение линейного интегрального уравнения теории рассеяния. Поскольку ядро этого уравнения имеет особенность на резонансном конусе в резонансных частотных диапазонах, вопрос контроля точности соответствующих численных расчётов является актуальным [9].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 19-72-10111).

- [1] Pocklington H.C. // Proc. Camb. Philos. Soc. 1897. Vol. 9. P. 324.
- [2] Hallen E. // Nova Acta Regiae Soc. Sci. Upsaliensis. Ser. 4. 1938. Vol. 11, No. 4. P. 3.
- [3] Леонтович М.А., Левин М.Л. // Журн. техн. физ. 1944. Т. 14, № 9. С. 481.
- [4] Чугунов Ю.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12, № 6. С. 830.
- [5] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Наука, 1967, 685 с.
- [6] Mei K. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1965. Vol. 13, No. 3. P. 374.
- [7] Poggio A.J., Adams R.W. Approximations for terms related to the kernel in thin-wire integral equations. Report AFWL-TR-76-98. – Livermore: Lawrence Livermore Laboratory, 1977, 44 p.
- [8] Kondrat'ev I.G., Kudrin A.V., Zaboronkova T.M. Electrodynamics of density ducts in magnetized plasmas. – Amsterdam: Gordon and Breach Science Publishers, 1999, 288 p.
- [9] Широков Е.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61, № 5. С. 394.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛН СВИСТОВОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКОЙ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

Е.В. Бажилова, Т.М. Заборонкова, А.С. Зайцева, А.В. Кудрин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В последние годы повышенный интерес вызывают антенные устройства, способные возбуждать в магнитоактивной плазме волны с геликоидальным фазовым фронтом в свистовом диапазоне частот [1-3]. Как известно, такие волны обладают ненулевой проекцией орбитального углового момента на направление распространения, что может быть использовано для развития технологий пространственной модуляции сигналов. В подавляющем большинстве экспериментов по возбуждению соответствующих волн в плазме рассматриваются фазированные антенные системы [1, 2]. В настоящей работе обсуждается возможность излучения волн свистового диапазона с геликоидальным фазовым фронтом круговой антенной решеткой, расположенной в однородной холодной магнитоактивной плазме.

Рассмотрим фазированную антенную решетку, элементами которой являются осесимметричные излучатели малых электрических размеров с заданными магнитными моментами, размещенные на окружности с радиусом a . Излучатели расположены в магнитоактивной плазме так, что их оси симметрии ориентированы вдоль внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{B}_0 , параллельного оси z цилиндрической системы координат (ρ, ϕ, z) . Магнитный момент отдельного элемента решетки с номером k изменяется по гармоническому закону (пропорционально $\exp(i\omega t)$, где ω – круговая частота поля) и имеет комплексную амплитуду $p_k^m = |p_k^m| \exp(i\psi_k)$, где ψ_k – фаза k -го дипольного момента. Очевидно, что данной конфигурации источников отвечает эквивалентный магнитный ток с плотностью

$$\mathbf{j}^m(\mathbf{r}) = \mathbf{z}_0 j_z^m(\mathbf{r}) = \mathbf{z}_0 i\omega\mu_0 \sum_{k=1}^K p_k^m a^{-1} \delta(\rho - a) \delta(\phi - \phi_k) \delta(z), \quad (1)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор, \mathbf{z}_0 – единичный вектор, ориентированный вдоль оси z , μ_0 – магнитная постоянная, ϕ_k – угловая координата магнитного диполя с номером k , K – полное число излучателей (при этом $0 \leq \phi_1 < \dots < \phi_K < 2\pi$), $\delta(\rho)$ – дельта-функция Дирака. Геометрия задачи в частном случае эквидистантной решетки, состоящей из 6 элементов, показана на рис. 1.

Плазменная среда описывается тензором диэлектрической проницаемости ϵ с отличными от нуля компонентами $\epsilon_{\rho\rho} = \epsilon_{\phi\phi} = \epsilon_0\epsilon$, $\epsilon_{\rho\phi} = -\epsilon_{\phi\rho} = -i\epsilon_0 g$, $\epsilon_{zz} = \epsilon_0\eta$, выражения для которых представлены, например, в [3] (ϵ_0 – электрическая постоянная).

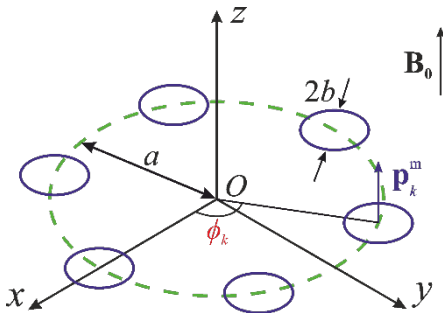


Рис. 1

Продольная компонента магнитного поля, возбуждаемого антенной решеткой, имеет вид [3]

$$H_z(\mathbf{r}) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{\alpha} \int_0^{\infty} a_{m,s,\alpha}(q) H_{z;m,s,\alpha}(\mathbf{r}, q) dq. \quad (2)$$

Здесь

$$H_{z;m,s,\alpha}(\mathbf{r}, q) = -i^m Z_0^{-1} q J_m(k_0 q \rho) \exp[-im\phi - ik_0 p_{s,\alpha}(q) z], \quad (3)$$

q – поперечное волновое число, нормированное на волновое число k_0 в свободном пространстве, s – индекс, обозначающий направление распространения волн ($s=+$ и $s=-$ отвечают волнам, переносящим энергию в положительном и отрицательном направлении оси z соответственно), α – индекс, отмечающий обыкновенную ($\alpha=0$) и необыкновенную ($\alpha=\epsilon$) нормальные волны магнитоактивной плазмы, J_m – функция Бесселя порядка m , Z_0 – импеданс свободного пространства, функция $p_{s,\alpha}(q)$ описывает зависимость нормированного (на k_0) продольного волнового числа p от поперечного волнового числа q для обыкновенной или необыкновенной волны магнитоактивной плазмы и дается выражением

$$p_{\alpha}(q) = \left\{ \epsilon - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\epsilon}{\eta} \right) q^2 + \chi_{\alpha} \left[\frac{1}{4} \left(1 - \frac{\epsilon}{\eta} \right)^2 q^4 - \frac{g^2}{\eta} q^2 + g^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2}. \quad (4)$$

Предполагается, что $p_{+, \alpha}(q) \equiv p_{\alpha}(q) = -p_{-, \alpha}(q)$, $\text{Im } p_{\alpha}(q) < 0$, $\chi_0 = -\chi_{\epsilon} = -\text{sgn}(1 - \epsilon/\eta)$.

Коэффициенты возбуждения $a_{m,s,\alpha}(q)$ в (2) определяются следующим интегралом по объему V , занятому источниками:

$$a_{m,\pm,\alpha}(q) = -\frac{1}{N_{m,\alpha}(q)} \int_V j_z^m(\mathbf{r}) H_{z; -m, \mp, \alpha}^{(T)}(\mathbf{r}, q) d\mathbf{r}. \quad (5)$$

Здесь символ (T) отмечает поле, взятое в «транспонированной» среде, описываемой тензором диэлектрической проницаемости $\boldsymbol{\epsilon}^T$, нормировочная величина $N_{m,\alpha}(q)$ имеет вид [3]

$$N_{m,\alpha}(q) = 4\pi(-1)^{m+1} [1 + \eta^{-1} n_{s,\alpha}^2(q)] / [Z_0 k_0^2 p'_{\alpha}(q)], \quad (6)$$

где штрих обозначает производную по аргументу, а величина $n_{s,\alpha}(q)$ определяется выражением

$$n_{s,\alpha}(q) = -\epsilon \left[q^2 + p_{\alpha}^2(q) + \frac{g^2}{\epsilon} - \epsilon \right] [g p_{s,\alpha}(q)]^{-1}. \quad (7)$$

Выполнив интегрирование в (5), получим коэффициенты возбуждения в следующем виде:

$$a_{m,\pm,\alpha}(q) = i^{m+1} k_0 q \frac{J_m(k_0 a q)}{N_{m,\alpha}(q)} \sum_{k=1}^K |p_k^m| \exp[i(m\phi_k + \psi_k)]. \quad (8)$$

Далее будем рассматривать эквидистантную решетку, угловое расстояние между соседними элементами которой $\Delta\phi = \phi_{k+1} - \phi_k$ не зависит от номера k . Кроме того,

будем полагать, что излучатели решетки имеют одинаковые абсолютные значения магнитных дипольных моментов ($|p_k^m| = |p_0|$), но различные фазы, причем разность фаз дипольных моментов соседних элементов решетки одинакова для всех k и равна $\Delta\psi = \psi_{k+1} - \psi_k$. В этом случае выражение (8) преобразуется к виду

$$a_{m,\pm,\alpha}(q) = i^{m+1}|p_0|k_0q \frac{J_m(k_0aq)}{N_{m,\alpha}(q)} \Phi_m \exp\left\{i\left[m\phi_1 + \psi_1 + \frac{K-1}{2}(m\Delta\phi + \Delta\psi)\right]\right\}, \quad (9)$$

где

$$\Phi_m = \frac{\sin[K(m\Delta\phi + \Delta\psi)/2]}{\sin[(m\Delta\phi + \Delta\psi)/2]} \quad (10)$$

– стандартный решеточный множитель. В случае равномерного расположения излучателей по периметру решетки, когда $\Delta\phi = 2\pi/K$, величина Φ_m^2 принимает максимальное значение, равное K^2 , при $\Delta\psi = \Delta\psi_{\bar{m}} = -2\pi\bar{m}/K$.

Для исследования возможности селективного возбуждения заданных азимутальных гармоник поля удобно проанализировать полную мощность излучения. С использованием найденных выше коэффициентов возбуждения, можно получить следующее выражение для полной мощности излучения антенны в бесстолкновительной магнитоактивной плазме в нерезонансной области свистового диапазона частот [3], рассматриваемой далее:

$$P_\Sigma = \sum_{m=-\infty}^{\infty} P_m = Z_0 \frac{k_0^4 |p_0|^2}{8\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Phi_m^2 F_m(a), \quad (11)$$

где

$$F_m(a) = - \int_0^{q_{\max}} q^2 J_m^2(k_0aq) [1 + \eta^{-1} n_{s,e}^2(q)]^{-1} p_e'(q) dq. \quad (12)$$

Здесь $q_{\max} = [(\varepsilon^2 - g^2)/g]^{1/2}$ и, кроме того, учтено, что в указанной частотной области распространяющейся является только необыкновенная (свистовая) волна. Величины P_m в (11) имеют смысл парциальных мощностей излучения, идущих в соответствующие азимутальные гармоники возбуждаемого поля.

Учитывая, что элементы решетки малых электрических размеров могут быть реализованы в виде круговых рамок радиуса b ($k_0 b q_{\max} \ll 1$) с током I_0 , так что $|p_0| = |I_0| \pi b^2$, получаем мощность излучения

$$P_\Sigma = \sum_{m=-\infty}^{\infty} P_m = |I_0|^2 Z_0 \frac{\pi}{8} (k_0 b)^4 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Phi_m^2 F_m(a). \quad (13)$$

Из формулы (13) видно, что надлежащий выбор фазовых соотношений между токами элементов решетки и их числа позволяет обеспечить селективное возбуждение волн с заданным значением азимутального индекса.

Численные расчеты были выполнены для следующих значений параметров, отвечающих условиям ионосферы Земли: плотность плазмы $N = 10^6 \text{ см}^{-3}$, внешнее магнитное поле $B_0 = 0,5 \text{ Гс}$. Угловая частота поля составляла $\omega = 4,4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$,

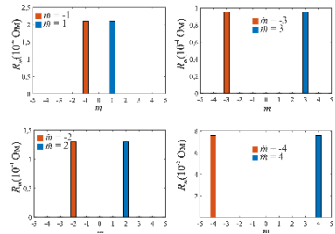


Рис. 2

предполагалось, что $b = 1$ м. Заметим, что при выбранных значениях параметров выполняются условия $\Omega_H \ll \omega < \omega_{LH}$, где ω_{LH} – нижняя гибридная частота, Ω_H – гирочастота ионов.

Результаты расчета величин $R_m = 2P_m/|I_0|^2$, имеющих смысл парциальных сопротивлений излучения, показаны на рис. 2 для решетки, содержащей $K = 12$ элементов, размещенных равномерно по ее периметру. Синие столбики относятся к положительному индексу возбуждаемой гармоники, красные – к отрицательному. Радиусы рамочной антенны $a = a_{|m|}$ для каждой пары возбуждаемых гармоник выбирались из условия максимума множителя $F_m(a)$ при заданном значении индекса m : $a_1 = 7,1$ м, $a_2 = 11,3$ м, $a_3 = 15,2$ м, $a_4 = 19$ м. На данном рисунке видно достаточно эффективное селективное возбуждение волн с выбранным значением $m = \tilde{m}$. Кроме того, имеется возможность селективного возбуждения азимутальных гармоник поля в случае фиксированного радиуса решетки, что демонстрируется на рис. 3, построенном при $K = 12$ и $a = 10$ м. Для каждого парциального сопротивления излучения здесь использован индивидуальный цвет, отвечающий конкретному значению индекса m отдельной возбуждаемой азимутальной гармоники поля.

Таким образом, в данной работе показано, что круговая фазированная антенная решетка может обеспечивать селективное возбуждение значительного числа азимутальных гармоник поля в магнитоактивной плазме в свистовом диапазоне частот.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-12-00114, <https://rscf.ru/project/20-12-00114/>).

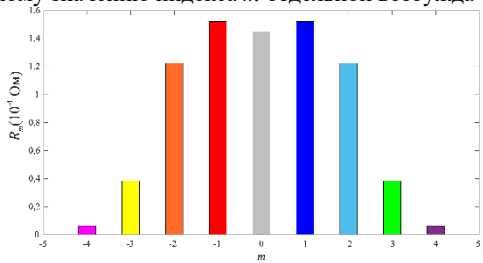


Рис. 3

- [1] Stenzel R.L., Urrutia J.M. // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 114, No. 20. P. 205005.
 [2] Urrutia J.M., Stenzel R.L. // Phys. Plasmas. 2015. Vol. 22, No. 9. P. 092111.
 [3] Kudrin A.V., Zaboronkova T.M., Zaitseva A.S., Bazhilova E.V. // Phys. Plasmas. 2020. Vol. 27, No. 9. P. 092101.

ДИСПЕРСИОННЫЙ АНАЛИЗ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВЕЙБЕЛЕВСКОГО ТИПА В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ: АНАЛИТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ, ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, ПРИЛОЖЕНИЯ К ПРОБЛЕМЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Н.А. Емельянов, В.В. Зайцев, В.В. Кочаровский

ИИФ РАН

Уже много десятилетий идут споры о механизме возникновения энергичных (до 10^{33} эрг) всплесков излучения (в диапазоне от радиоволн до жесткого рентгеновского и иногда гамма-излучения) в солнечной атмосфере, часто сопровождающихся выбросами вещества и называемых солнечными вспышками. Эти явления происходят в короне и хромосфере, как правило, в тех областях, где имеются интенсивные магнитные поля. Поэтому энергия вспышек черпается из энергии магнитного поля, которая высвобождается в результате быстрой перестройки его глобальной структуры. Существует множество моделей, которые пытаются объяснить причины данного явления, но обладают рядом недостатков [1]. Одна из наиболее перспективных идей, связанная с представлением о так называемых «нановспышках», была высказана в работах [2, 3]. Однако в них не указывался общий триггер, позволяющий синхронизовать большое количество «нановспышек». По мнению авторов, в качестве триггера может выступать вейбелевская неустойчивость, вызванная анизотропным распределением электронов по скоростям. Возникающая в корональной части магнитной петли, тем или иным путем, анизотропия функции распределения приводит к неустойчивости плазмы по отношению к филаментации токов и нарастанию неоднородного турбулентного магнитного поля. В результате возникает аномальное сопротивление и инициируется множественное пересоединение магнитных силовых линий, что и приводит к высвобождению запасенной в магнитном поле энергии.

Для определения условий протекания указанного процесса необходимо оценить инкремент неустойчивости Γ , магнитное поле насыщения B_s , т.е. максимальное возникающее турбулентное поле, значение внешнего магнитного поля B_m , стабилизирующего неустойчивость, а также порог неустойчивости по анизотропии распределения электронов A_T . Ниже рассмотрена линейная стадия вейбелевской неустойчивости и аналитически оценены искомые параметры; справедливость оценок проверена с помощью численного моделирования методом частиц в ячейках.

Аналитические оценки

Линейная теория многочисленных видов неустойчивостей в плазме, в том числе неустойчивостей с анизотропным распределением частиц по скоростям, изложена в монографии [4]. Однако для определения интересующих нас параметров указанной теории недостаточно, необходимо подробное изучение вейбелевской неустойчивости.

Рассмотрим однородную бесстолкновительную плазму с бимаксвелловским начальным распределением электронов с $u_z > u_x = u_y = u_{\perp}$ (где $u_{x,y,z}$ – средняя тепловая скорость вдоль соответствующей оси) во внешнем однородном магнитном поле B_e , так что ось анизотропии функции распределения OZ направлена вдоль этого поля.

Решая линеаризованную систему уравнений Власова-Максвелла, аналогично [4], приходим к дисперсионному соотношению для обыкновенной моды

$$\omega^2 - \omega_p^2 \left(1 - \frac{u_z^2}{u_{\perp}^2} + \frac{u_z^2}{u_{\perp}^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\omega^2}{\omega^2 - n^2 \omega_H^2} e^{-k_{\perp}^2 r_H^2} I_n(k_{\perp}^2 r_H^2) \right) = k_{\perp}^2 c^2, \quad (1)$$

где $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m}}$ – электронная плазменная частота, n_0 – концентрация плазмы, e и m – величина заряда и масса электрона, c – скорость света в вакууме, $r_H = \frac{u_{\perp}}{\omega_H}$ – средний (тепловой) гирорадиус электрона во внешнем магнитном поле, $\omega_H = \frac{eB_e}{mc}$ – электронная гирочастота в поле B_e , k_{\perp} – поперечная к оси анизотропии компонента волнового вектора \mathbf{k} , I_n – модифицированная функция Бесселя первого рода.

Как показано в [4], условием данной неустойчивости является неравенство

$$\omega_p^2 + k_{\perp}^2 c^2 < \omega_p^2 \frac{u_z^2}{u_{\perp}^2} \left(1 - e^{-k_{\perp}^2 r_H^2} I_0(k_{\perp}^2 r_H^2) \right). \quad (2)$$

Указанный критерий определяет связь различных параметров, при которых возможна неустойчивость. Рассмотрим три наиболее важных из них: волновое число k_{\perp} , значение внешнего магнитного поля B_e и параметр анизотропии $A = u_z^2/u_{\perp}^2 - 1$, при фиксированных значениях всех остальных. При заданном значении волнового вектора k_{\perp} и внешнем магнитном поле соотношение (2) накладывает условие на минимальную величину анизотропии, необходимую для возникновения неустойчивости, т.е. указывает порог. Исследованию условий неустойчивости в данной постановке посвящены работы [5, 6]. Нахождение общего порогового значения анизотропии A_T требует решения трансцендентного уравнения (2), которое можно получить только численно. Тем не менее, можно сделать аналитическую оценку, если рассматривать соотношение (2) как функцию параметра анизотропии от волнового числа при фиксированных прочих величинах. Тогда поиск пороговой анизотропии сводится к поиску минимума функции $A_T = \min_k A(k)$, где функция $A(k)$ дается выражением

$$A(k) = \frac{k_{\perp}^2 c^2 + \omega_p^2 e^{-k_{\perp}^2 r_H^2} I_0(k_{\perp}^2 r_H^2)}{\omega_p^2 \left(1 - e^{-k_{\perp}^2 r_H^2} I_0(k_{\perp}^2 r_H^2) \right)}. \quad (3)$$

Получаемая из соотношения (3) аналитическая оценка для порогового значения параметра анизотропии имеет вид: $A_T \approx \frac{\delta^2}{r_H^2} + \sqrt{3} \frac{\delta}{r_H}$.

Рассмотрим критерий (2) с другой стороны. Пусть задана величина анизотропии A . Тогда из соотношения (2) следует, что при внешнем магнитном поле $B_e \approx \sqrt{2\pi} \frac{mc}{e} k_{\perp} u_{\perp} \left(1 - \frac{u_z^2}{u_{\perp}^2} \left(1 + \frac{k_{\perp}^2 c^2}{\omega_p^2} \right) \right)$ неустойчивость для данной моды пропадает. Это значит, что при волновом числе $k_{\perp} = k_{opt}$, отвечающем наибольшему инкременту Γ_{max} ,

данная формула дает выражение для поля, полностью стабилизирующего неустойчивость. При $\tilde{B}_e = B_m$, как будет показано ниже, $k_{opt} = \frac{\omega_p}{c} \left(\frac{A}{3}\right)^{\frac{1}{2}}$; тогда для подавляющего поля справедливо соотношение [6]

$$\frac{B_m^2}{8\pi} = \frac{8\pi}{27} \frac{A^3}{(A+1)^2} E_{\perp}, \quad (4)$$

где $E_{\perp} = n_0 \frac{mu_{\perp}^2}{2}$ – плотность средней кинетической энергии электронов на одну степень свободы их поперечного движения.

Рассматривая уравнение (1) для чисто аperiodической моды ($\omega = i\Gamma$), получим трансцендентное уравнение для инкремента Γ . В случае $\Gamma \approx k_{\perp} u_{\perp}$, который можно назвать кинетическим режимом, оно преобразуется к виду

$$\Gamma^2 + k_{\perp}^2 c^2 + \omega_p^2 \left(1 - \frac{u_z^2}{u_{\perp}^2} + \frac{u_z^2}{u_{\perp}^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Gamma}{k_{\perp} u_{\perp}} \operatorname{cth} \left(\frac{\pi\Gamma}{\omega_H}\right)\right) = 0. \quad (5)$$

Подобный кинетический режим реализуется в двух случаях: когда анизотропия мала, $A \approx 1$, или при произвольном параметре анизотропии A , но во внешних магнитных полях, близких к B_m . В действительности именно эти случаи представляют интерес, и потому ограничимся рассмотрением только кинетического приближения.

Из соотношения (5) видно, что влияние внешнего магнитного поля описывается функцией $\operatorname{cth} \left(\frac{\pi\Gamma}{\omega_H}\right)$. При нулевом внешнем поле $\operatorname{cth} \left(\frac{\pi\Gamma}{\omega_H}\right) = 1$, и тогда уравнение (5) перейдет в квадратное, решение которого найдено в [4] и дается выражением

$$\Gamma \approx \sqrt{\frac{2}{\pi}} k_{\perp} u_{\perp} \left(1 - \frac{u_z^2}{u_{\perp}^2} \left(1 + \frac{k_{\perp}^2 c^2}{\omega_p^2}\right)\right). \quad (6)$$

Анализируя уравнение (5), можно показать, что оптимальный волновой вектор равен $k_{opt} = \frac{\omega_p}{c} \left(\frac{A}{3}\right)^{\frac{1}{2}}$, т.е. определяется только анизотропией и концентрацией плазмы. Кроме того, диапазон неустойчивости, т.е. интервал волновых чисел, лежащий между значениями k_{min} и k_{max} , зависит от внешнего поля и монотонно уменьшается при его увеличении, так что при поле, равном подавляющему, имеем $k_{min} = k_{max} = k_{opt}$.

Заметим также, что функция $\operatorname{cth} \left(\frac{\pi\Gamma}{\omega_H}\right)$ является резкой и при значении аргумента больше 1 сама слабо отличается от 1, а при меньших аргументах быстро возрастает, что приводит к резкому уменьшению инкремента, т.е. подавлению неустойчивости. Иными словами, влияние внешнего магнитного поля на инкремент оказывается существенным только при значениях, близких к подавляющим, тогда как при полях, всего в два раза меньших данного значения, его влиянием можно пренебречь.

Вспользуемся данным результатом для оценки насыщающего поля B_s . В случае $A \sim 1$ справедлива оценка $\omega_{Bs} \approx \Gamma_{max}$, где ω_{Bs} – гирочастота электронов в искомом среднеквадратичном поле. Тогда, воспользовавшись указанными выше выражениями

для инкремента неустойчивости Γ без учета внешнего магнитного поля и для величины k_{opt} , приведем к следующей формуле (где введено обозначение $B_0 = \frac{mc}{e} \omega_p$):

$$B_s \approx \frac{1}{\pi} B_0 \frac{u_{\perp}}{c} \frac{A^2}{A+1}. \quad (7)$$

Численные расчеты

Для проверки аналитических результатов было проведено численное моделирование нелинейной стадии неустойчивости с помощью метода частиц в ячейках. Рассматривалась двумерная область с осью анизотропии, перпендикулярной плоскости счета, при заданных $n_0 = 4 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$, $u_{\perp} = 0,063c$ и ряде значений внешнего магнитного поля. Результаты моделирования приведены на рис. 1 и 2. На рис. 1 показана временная динамика среднего магнитного поля при различных значениях внешнего магнитного поля. На рис. 2 приведена временная динамика параметра анизотропии при различных значениях внешнего магнитного поля.

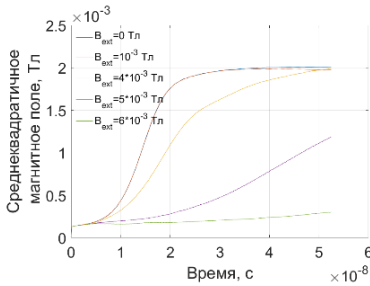


Рис. 1

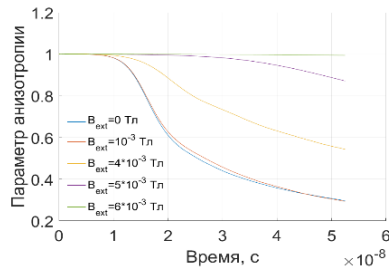


Рис. 2

Таким образом, проведенное численное моделирование показало хорошее согласие аналитических оценок с результатами расчета. Следует также отметить, что формула (7) для насыщающего поля, которое имеет тот же порядок величины, что и внешнее, не только дает достаточно точное значение, но и оказывается применима при внешних полях, всего лишь на несколько процентов меньших подавляющего.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 22-12-00308.

- [1] Степанов А.В., Зайцев В. В. Магнитосферы активных областей Солнца и звезд. – М.: Физматлит, 2019. Гл. 7.
- [2] Parker E. // *Astrophys. J.* 1988. Vol. 330. P. 474-479.
- [3] Vlahos L. Particle acceleration in solar flares // *Solar Phys.* 1989. Vol. 121. P. 431-447.
- [4] Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей. – М.: Атомиздат, 1975. Т. 1.
- [5] Ibscher D., Lazar M., Schlickeiser R. // *Phys. Plasmas.* 2012. Vol. 19. P. 072116.
- [6] Емельянов Н.А., Кочаровский Вл.В. // *Изв. вузов. Радиофизика*, 2023 (в печати).

КВАЗИЛИНЕЙНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕЙБЕЛЕВСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В АНИЗОТРОПНОЙ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

А.А. Кузнецов, М.А. Гарасев, А.А. Нечаев, Вл.В. Кочаровский

ИПФ РАН

Введение

Для широкого круга задач физики бесстолкновительной космической, лазерной и газоразрядной плазмы характерны анизотропные распределения частиц по скоростям. Такие распределения являются неравновесными, поэтому они подвержены развитию кинетических неустойчивостей, формирующих хаотические электромагнитные поля, токи заряженных частиц и согласованную с ними плазменную турбулентность.

Одним из наибольших инкрементов среди неустойчивостей анизотропной плазмы обладает апериодическая неустойчивость вейбелевского типа. Её развитие не сопровождается сильными нелинейными эффектами, так как ограничивается формированием квазимагнитостатических филаментов тока. В настоящей работе анализируется нелинейная стадия развития вейбелевской неустойчивости в аксиально симметричной двумерной постановке задачи на основе разработанного авторами численного кода, использующего квазилинейный подход к расчету динамики вейбелевских мод [1].

В линейном приближении, в особенности для бимаксвелловского распределения частиц, вейбелевская неустойчивость подробно исследована [2-3]. Существующие аналитические квазилинейные описания вейбелевской турбулентности [4-5] ограничены одномерным приближением и применимы лишь в малой части параметров плазмы.

В работе излагается численный квазилинейный подход, в котором функция распределения (ФР) частиц и электрическое и магнитное поля представлены в виде сумм пространственных мод, удовлетворяющих самосогласованным квазилинейным уравнениям, в которых все нелинейные явления обусловлены совместным действием мод на форму средней по пространству ФР частиц по скоростям. Последняя определяет динамику мод, в остальном эволюционирующих независимо. В результате, в отличие от метода частиц в ячейках, кардинально снижается уровень шумов и удается получать спектры вейбелевской турбулентности в гораздо более высоком качестве и в недоступных ранее областях параметров. Это достигается ценой потери некоторых слабых нелинейных эффектов при использовании сравнимых или даже больших вычислительных ресурсов.

Развитие двумерной аксиально симметричной вейбелевской турбулентности. Основные уравнения и их численное решение

Для описания эволюции электрического $\mathbf{E} = (0, E_y, 0)$ и магнитного $\mathbf{B} = (B_x, 0, B_z)$ полей, а также ФР электронов $f(v_x, v_y, v_z, x, z, t)$ бесстолкновительной плазмы, в которой на рассматриваемых временах эволюции турбулентности допустимо пренебречь движением тяжелых ионов, могут быть использованы самосогласованные уравнения Власова – Максвелла. С целью анализа развивающейся ТЕМ-вейбелевской неустойчивости (волновой вектор, магнитное и электрическое поля взаимно ортогональны друг к другу, а последнее параллельно оси анизотропии плазмы) используем

приближенный метод разложения решения этих уравнений по пространственным модам. Такой метод применим в виду слабой нелинейности (квазилинейности) кинетического уравнения Власова в рассматриваемых условиях. При этом наличие большого числа однотипных мод, обладающих случайными фазами и достаточно плотно заполняющих значимую область волновых векторов, обеспечивает гладкую форму и плавность изменения ФР, исключая сколько-нибудь значительные эффекты когерентной интерференции и допуская неадекватный вид ФР, например, отрицательные ее значения, только для малой, несущественной фракции электронов.

Тогда для плотно покрывающего область неустойчивости набора sp неколлинеарных производящих мод $\{(k_1; k_1), (k_1; k_2), \dots, (k_2; k_1), \dots, (k_s; k_p)\}$ (их компоненты состоят из s радиальных проекций \mathbf{kr}_0 и p аксиальных проекций $\mathbf{k}\boldsymbol{\varphi}_0$), пронумерованных целочисленным векторным индексом $\mathbf{n} = (n_r, n_\varphi)$, может быть записана система из $5s(p+1)$ уравнений с использованием введенного ниже оператора (6):

$$\frac{\partial \psi_0}{\partial \tau} + \sum_{n_r=1, n_\varphi=1}^{s,p} \operatorname{Re}[\hat{\theta}(e_{\mathbf{K}_n}, \mathbf{b}_{\mathbf{K}_n}, \psi_{\mathbf{K}_n}^*)] = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi_{\mathbf{K}_n}}{\partial \tau} + i(\mathbf{K}_n)_x \beta_x \psi_{\mathbf{K}_n} + i(\mathbf{K}_n)_z \beta_z \psi_{\mathbf{K}_n} + 2\hat{\theta}(e_{\mathbf{K}_n}, \mathbf{b}_{\mathbf{K}_n}, \psi_0) + \\ + \hat{\theta}(e_{\mathbf{K}_n}^*, \mathbf{b}_{\mathbf{K}_n}^*, \psi_{\mathbf{K}_n}) = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \psi_{2\mathbf{K}_n}}{\partial \tau} + 2i(\mathbf{K}_n)_x \beta_x \psi_{\mathbf{K}_n} + 2i(\mathbf{K}_n)_z \beta_z \psi_{\mathbf{K}_n} + \hat{\theta}(e_{\mathbf{K}_n}, \mathbf{b}_{\mathbf{K}_n}, \psi_{\mathbf{K}_n}) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\mathbf{b}_{\mathbf{K}_n})_z}{\partial \tau} = -i(\mathbf{K}_n)_x e_{\mathbf{K}_n}, \quad \frac{\partial (\mathbf{b}_{\mathbf{K}_n})_x}{\partial \tau} = i(\mathbf{K}_n)_z e_{\mathbf{K}_n}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (e_{\mathbf{K}_n})_z}{\partial \tau} = i(\mathbf{b}_{\mathbf{K}_n})_x (\mathbf{K}_n)_z - i(\mathbf{b}_{\mathbf{K}_n})_z (\mathbf{K}_n)_x + \\ + \beta_{||}^{-1} \iint_{-\infty}^{+\infty} \beta_y \psi_{\mathbf{K}_n}(\tau, \beta_x, \beta_y, \beta_z) d\beta_x d\beta_y d\beta_z, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \hat{\theta}(e_{\mathbf{K}_n}, \mathbf{b}_{\mathbf{K}_n}, \psi(\beta)) = \frac{e_{\mathbf{K}_n}}{2} \frac{\partial \psi(\beta)}{\partial \beta_y} - \frac{(\mathbf{b}_{\mathbf{K}_n})_z}{2} \left(\beta_x \frac{\partial \psi(\beta)}{\partial \beta_y} - \beta_y \frac{\partial \psi(\beta)}{\partial \beta_x} \right) \\ - \\ - \frac{(\mathbf{b}_{\mathbf{K}_n})_x}{2} \left(\beta_z \frac{\partial \psi(\beta)}{\partial \beta_x} - \beta_y \frac{\partial \psi(\beta)}{\partial \beta_z} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\tau = \omega_p t, \mathbf{K}_n = \frac{\mathbf{k}_n c}{\omega_p}, \omega_p^2 = \frac{4\pi N e^2}{m_e}, \mathbf{b}_{K_n} = \frac{\mathbf{B}_{K_n}}{\sqrt{8\pi N T_{\parallel}}}, e_{K_n} = \frac{E_{K_n}}{\sqrt{8\pi N T_{\parallel}}}, \quad (7)$$

$$T_{\parallel} = \frac{m_e c^2 \beta_{\parallel}^2}{2}, \psi_{K_n} = \frac{c^3 f_{K_n}}{N}, \beta_{x,y,z} = \frac{v_{x,y,z}}{c}.$$

В качестве начальной использовалась, для определенности, бимаксвелловская ФР частиц по скоростям:

$$\psi_0 = \frac{1}{\pi \beta_x^2 \beta_y^2} \exp\left(-\frac{\beta_x^2 + \beta_y^2}{\beta_x^2} - \frac{\beta_y^2}{\beta_y^2}\right). \quad (8)$$

Решение представленной системы интегро-дифференциальных уравнений (1)-(6) было получено при помощи стандартного метода Стёрмера-Верле (Leapfrog) [6]. На рис. 1а и 1б представлены линии уровня 0,05 (черный цвет), 0,1 (красный цвет), 0,5 (зелёный цвет) и 0,8 (синий цвет),

отсчитанного от максимального значения ФР, на примере величины начальной анизотропии $A_0 = 10$ в квазилинейном подходе (сплошная линия) и расчете методом частиц в ячейках (пунктир) спустя время $\tau = 60$ и $\tau = 240$ соответственно (т.е. непосредственно после и четырёхкратно позднее начала насыщения роста энергии турбулентного поля).

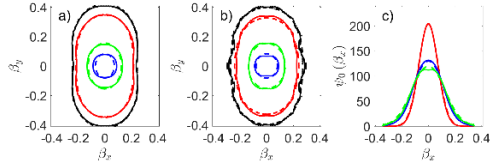


Рис. 1

Нетрудно заметить, что ФР в обоих подходах практически совпадают и являются существенно не бимаксвелловскими, обладая формой линий контура, похожей на «скругленный прямоугольник». Это проявляется в том, что профиль ФР вдоль направления меньшей температуры β_x (рис. 1с) меняется с максвелловского на $\exp(-\beta_x^4/\beta_x^4)$ [4].

На рис. 2 представлена эволюция спектра вейбелевской турбулентности в квазилинейном подходе (сплошная линия) и расчете методом частиц в ячейках (пунктир): (а) линии уровня логарифма амплитуд мод магнитного поля $|b_K|$; (б) спектр $|b_K|$ магнитного поля в моменты времени $\tau = 60$ (красный цвет), 100 (синий), 180 (зеленый), 360 (розовый) на примере начальной анизотропии ФР, равной $A_0 = 10$. Оба подхода показали качественно схожую динамику турбулентности. На стадии экспоненциального роста мод мы наблюдаем обужение спектра около оптимального волнового числа $K \approx 1,2$, соответствующего максимальному инкременту. Непосредственно после насыщения неустойчивости в силу квазилинейного взаимодействия происходит смещение волнового числа с максимальной амплитудой в длинноволновую область по степенному закону $\sim t^{-\alpha}$. Степень смещения α варьируется примерно от 0,2 до 0,5 в диапазоне значений начальной анизотропии A_0 от 0,25 до 10.

В расчетах методом частиц в ячейках наблюдается кратковременное уширение спектра в момент насыщения неустойчивости за счет нелинейного возбуждения мод в диапазоне волновых чисел от 2,5 до 4 посредством четырехволнового взаимодействия, не учитываемого в квазилинейной теории. Это отличие поддерживается на протяжении

всей дальнейшей эволюции спектра и приводит к отличной от квазилинейной формы коротковолнового крыла спектра (рис. 2b).

Заключение

В настоящей работе обсуждается квазилинейный, использующий приближение слабой нелинейности, численный подход к описанию эволюции вейбелевской ТЕМ-турбулентности. Описанный подход применим для различных начальных распределений частиц по скоростям, а также позволяет учитывать наличие внешнего однородного магнитного поля. В одномерном приближении было проверено совпадение полученных численных решений квазилинейных уравнений с результатами существующего аналитического квазилинейного подхода в пределах его применимости [4]. Подробнее в работе были проанализированы результаты двумерного аксиально симметричного моделирования в рамках квазилинейного подхода, для которого проводилось сравнение с расчетами методом частиц в ячейках с помощью кода ЕРОСН. В частности, показано, что в двумерном случае автомодельный характер эволюции спектра выражен более явно, а формирование его степенных крыльев и смещение его максимума в длинноволновую сторону происходят быстрее, возможно, благодаря не только квазилинейному, но и четырехволновому взаимодействию мод.

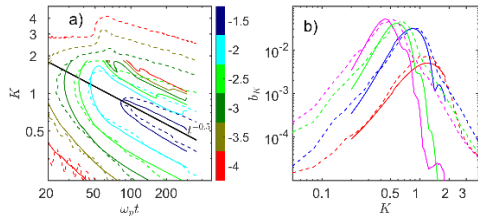


Рис. 2

Таким образом, удалось продемонстрировать качественное совпадение обеих картин эволюции спектра и выявить отличия, определяемые неучтенными в квазилинейной теории нелинейными эффектами. Также была определена эволюция формы спектра турбулентности и деформации однородной компоненты функции распределения частиц по скоростям на нелинейной стадии.

Работа поддержана грантом фонда «Базис» № 20-1-1-37-2. Для численных расчетов использованы суперкомпьютерные ресурсы ЦКП ИПИМ им. М.В. Келдыша РАН.

- [1] Кузнецов А.А., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В., Нечаев А.А., Гарасев М.А. // Физика плазмы. 2022. Т. 48, № 9. С. 973.
- [2] Weibel E. // Phys. Rev. Lett. 1959. Vol. 2, No. 3. P. 83.
- [3] Fried. B. // Phys. Fluids. 1959. Vol. 2, No. 3. P. 337.
- [4] Pokhotelov O.A., Amariutei O.A. // Ann. Geophys. 2011. Vol. 29, No. 11. P. 1997.
- [5] Ruyer C., Gremillet L., Debayle A., Bonnaud G. // Phys. Plasmas. 2015. Vol. 22, No. 3. P. 32.
- [6] Birdsall C.K., Langdon A.B. Plasma physics via computer simulation. – Boca Raton: CRC Press, 2018, 504 p.

УПРАВЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ ГЕНЕРИРУЕМЫХ АТТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ГАЗОВ С ИНФРАКРАСНЫМИ И ВУФ-ИМПУЛЬСАМИ

Н.В. Введенский^{1, 2)}, А.А. Романов^{1, 2)}, Т.С. Саранцева^{2, 3)},
А.А. Силаев^{1, 2)}, М.В. Фролов^{2, 3)}

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУ»

Один из наиболее эффективных способов генерации когерентного излучения в вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) диапазоне основан на генерации гармоник высокого порядка (ГТВП) лазерного излучения в газах. Механизм этого явления можно интерпретировать в рамках хорошо известного сценария [1, 2], который разделяет ГТВП на три этапа: (а) индуцированное лазерным полем туннелирование атомного электрона, (б) движение освобожденного электрона в континууме по замкнутой классической траектории и (в) рекомбинация электрона в начальное состояние с испусканием высокоэнергетического фотона (гармоники). В случае линейной поляризации лазерного поля генерируемые гармоники обладают линейной поляризацией, в то время как генерация эллиптически поляризованных гармоник является актуальной задачей: одним из направлений в ГТВП является разработка методов управления поляризационными свойствами излучаемых высоких гармоник. Для этого рассматривается, в частности, использование бициркулярных импульсов [3], содержащих поле на основной и удвоенной частоте с циркулярными поляризациями, вращающимися в разные стороны. Генерируемые гармоники обладают циркулярной поляризацией, но направление вращения вектора поля чередуется с номером гармоники, а гармоники с номерами $3N$ запрещены в силу правил отбора, что затрудняет генерацию циркулярно поляризованных аттосекундных импульсов.

В данной работе мы анализируем альтернативный способ управления поляризацией ГТВП в газах, основанный на использовании внешнего добавочного импульса в ВУФ диапазоне [4]. Предполагается, что добавочный импульс и инфракрасный (ИК) лазерный импульс линейно поляризованы во взаимно ортогональных направлениях. В данном случае канал ГТВП, связанный с ионизацией электронов ВУФ-полем, отделяется от обычного канала, индуцированного чистым ИК лазерным полем, т.е. соответствующие компоненты генерируемого вторичного излучения поляризованы в ортогональных направлениях. С использованием изменения временной задержки между ИК и ВУФ импульсами возможно управление поляризацией генерируемых высоких гармоник в широком диапазоне частот, что соответствует генерации аттосекундных импульсов с контролируемой эллиптичностью.

Мы рассматриваем взаимодействие атома водорода с двухкомпонентным полем, состоящим из интенсивного низкочастотного поля и высокочастотного ВУФ импульса с групповой задержкой τ . Обе компоненты линейно поляризованы в ортогональных направлениях:

$$\mathbf{F}(t) = \hat{\mathbf{x}}F_{IR}(t) + \hat{\mathbf{y}}F_{XUV}(t - \tau). \quad (1)$$

Электрическое поле для обоих импульсов параметризовано в терминах огибающей $[f_\alpha(t)]$, пиковой напряженности (F_α), несущей частоты (ω_α) и фазы несущей (φ_α):

$$F_\alpha(t) = F_\alpha f_\alpha(t) \cos(\omega_\alpha t + \varphi_\alpha), \quad (2)$$

где $\alpha = \text{IR}$ или $\alpha = \text{XUV}$ для низкочастотного или ВУФ импульсов соответственно. Будем считать, что несущая частота низкочастотной составляющей принадлежит ИК-области спектра, а параметр Келдыша, соответствующий ИК составляющей, мал, $\gamma_{\text{IR}} = \omega_{\text{IR}} \kappa / F_{\text{IR}} = 1$ ($\kappa = \sqrt{2I_p}$, где I_p – потенциал ионизации). В силу малости γ_{IR} взаимодействие ИК-поля с атомной мишенью описывается квазиклассически. Мы также предполагаем, что частота ВУФ-составляющей превышает потенциал ионизации атомной системы, $\omega_{\text{XUV}} > I_p$. В результате, возможен процесс прямой ионизации атома ВУФ-составляющей с последующим ускорением ИК-полем.

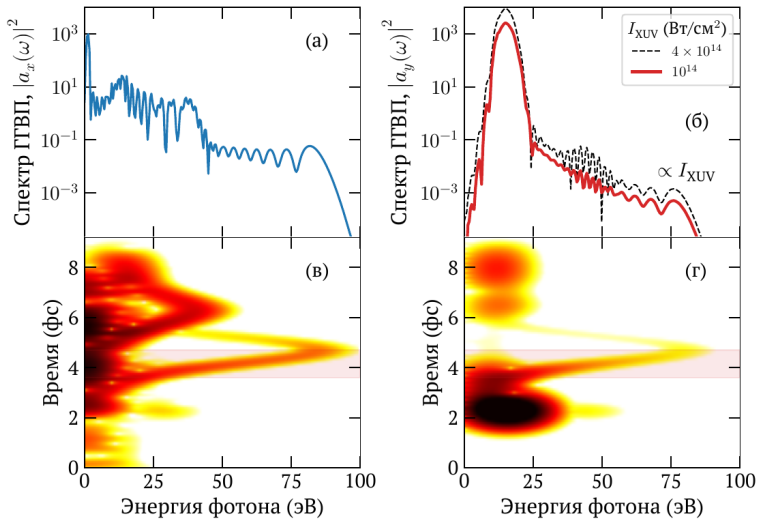


Рис. 1

Мы рассчитываем плотность тока, возбуждаемого в образовавшейся плазме, с использованием решения трехмерного нестационарного уравнения Шрёдингера для электронной волновой функции $\psi(\mathbf{r}, t)$ в поле $\mathbf{F}(t)$ (атомные единицы, используются везде, если не указано иное):

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[-\frac{1}{2} \nabla^2 - \frac{1}{r} + \mathbf{r} \mathbf{F}(t) \right] \psi, \quad (3)$$

Численное решение уравнения (3) производится с использованием разложения волновой функции по сферическим гармоникам с максимальным орбитальным моментом $l_{\text{max}} = 172$ и с радиальной границей равной 150 атомных единиц [5]. Вблизи границы

мы используем поглощающие слои, которые служат для предотвращения отражения решения от границы [6]. Размер поглощающего слоя составляет 50 атомных единиц. Компоненты спектра ГТВП $S_{x,y}(\omega)$ вдоль x и y находятся как квадрат Фурье-спектра компонент дипольного ускорения $\mathbf{a}(t) = \hat{x}a_x(t) + \hat{y}a_y(t)$:

$$S_{x,y}(\omega) = |a_{x,y}(\omega)|^2, \quad a_{x,y}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} a_{x,y}(t) e^{i\omega t} dt, \quad (4)$$

где $\mathbf{a}(t)$ находится с использованием теоремы Эренфеста:

$$\mathbf{a}(t) = -\mathbf{F}(t) - \langle \psi | \nabla V | \psi \rangle. \quad (5)$$

На рис. 1 показаны x – и y – компоненты спектра ГТВП (а, б) и частотно-временной спектрограммы дипольного ускорения (в, г) вдоль ИК-поля (а, в) и вдоль ВУФ-поля (б, г) для ИК-импульса с интенсивностью $I_{IR} = 2 \times 10^{14}$ Вт/см², длиной волны $\lambda_{IR} = 1.2$ мкм, огибающей \sin^2 с полной длительностью 8 фс; ВУФ-импульс имеет интенсивность $I_{XUV} = 10^{14}$ (красные линии), $4 \cdot 10^{14}$ Вт/см² (черные пунктирные линии), частоту $\omega_{XUV} = 15$ эВ и гауссову огибающую с полной длительностью по уровню интенсивности 1/2, равную 400 ас. Как видно из спектров и спектрограмм, генерация x – компоненты дипольного ускорения определяется классическими замкнутыми электронными траекториями без участия ВУФ-поля. Исключением является генерация второй гармоники ВУФ-импульса, которая проявляется на спектрограмме как пятно с центром на частоте 30 эВ. Интенсивность y -компоненты дипольного ускорения пропорциональна интенсивности ВУФ-импульса, что свидетельствует о поглощении одного ВУФ-фотона; при поглощении на этапе ионизации происходит заселение состояний континуума и последующее рассеяние волновых пакетов на ионе, проявляющееся на спектрограмме в виде наклонной полосы (чирпированного аттосекундного импульса). Для рассматриваемой временной задержки между импульсами интервал времени, на котором генерируется аттосекундный импульс в $-$ компоненте дипольного ускорения совпадает с интервалом времени, соответствующим вкладу короткой траектории в x -компоненту дипольного ускорения. Таким образом, суммарный импульс может иметь поляризацию, отличную от линейной.

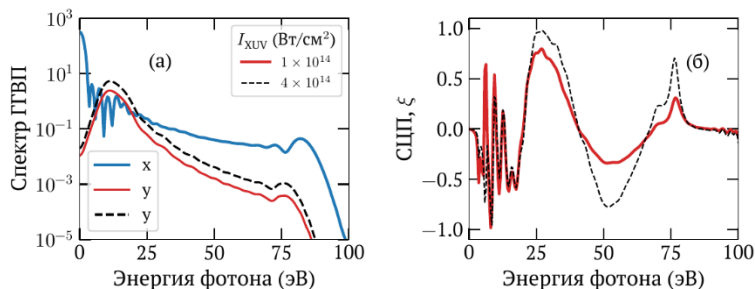


Рис. 2

На рис. 2(а) приведены x - и y -компоненты спектра от дипольного ускорения на коротком интервале времени, отмеченном красной областью на рис. 1(в,г) и соответствующем вкладу одной короткой траектории в ГТВП для разных интенсивностей ВУФ-поля. Видно, что существует широкий интервал частот, на котором амплитуды компонент вдоль x и y сравнимы. Это приводит к тому, что степень циркулярной поляризации (СЦП) [4] существенно отличается от нуля в широком диапазоне частот вплоть до края плато в $-$ компоненте при 75 эВ (см. рис. 2(б)), на котором показана СЦП ξ : $\xi = 0$ соответствует линейной поляризации, $\xi = \pm 1$ - циркулярной поляризации) как функция частоты излучения).

Таким образом, разделение каналов ГТВП, связанных с действием одного только ИК-поля и совместного действия ВУФ и ИК-полей, возможно не только в случае исходного p -состояния электрона, взаимодействующего с лазерным полем (рассмотренного в работе [4]), но и в случае исходного s -состояния электрона (соответствующего атомам водорода и гелия). Используя произвольный инертный газ и двухцветное поле, состоящее из ИК и ВУФ-компонент, можно управлять поляризацией генерируемых гармоник, которое может быть реализовано путем изменения временной задержки между двумя компонентами поля. Это обеспечивается тем, что индуцированный лазером дипольный момент представлен в виде суммы компонент, взаимно перпендикулярных друг другу. Компонента вдоль x не зависит от временной задержки и определяет амплитуду ИК-индуцированной ГТВП, в то время как величина и фаза y -компоненты существенно зависят от временной задержки, что делает возможным управление поляризацией посредством изменения временной задержки.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН, проект № FFUF-2023-0002

- [1] Corkum P.B. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. P.1994.
- [2] Krausz F., Ivanov M. // Rev. Mod. Phys. 2009. Vol. 81. P. 163.
- [3] Long S., Becker W., and McIver J. K. // Phys. Rev. A. 1995. Vol. 52. P. 2262.
- [4] Sarantseva T.S., Romanov A.A., Silaev A.A., Vvedenskii N.V., Frolov M.V. // Phys. Rev. A. 2023. Vol. 107. P. 023113.
- [5] Romanov A.A., Silaev A.A., Sarantseva T.S., Frolov M.V., Vvedenskii N.V. // New J. Phys. 2021. Vol. 23. P. 043014.
- [6] Silaev A.A., Romanov A.A., Vvedenskii N.V. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2018. Vol. 51. P. 065005.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАВНО-НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМОЙ

В.А. Колданов¹⁾, А.В. Сидоров²⁾, В.Е. Семенов²⁾

¹⁾ ГБОУ ВО НГИЭУ Княгининский университет

²⁾ ИПФ РАН

Постановка задачи

В рамках данной работы рассматривается вопрос о поглощении электромагнитного излучения в неоднородном слое слабостолкновительной плазмы на плазменном резонансе. Следует отметить, что данная тематика не является новой – этому вопросу посвящено достаточно большое число работ (в том числе, и достаточно старых – 60-х и 70-х годов XX века) и имеется подробная аналитическая теория (см., например, [1-3]). Исходной посылкой данной работы являлась задача о создании компактного плазменного объекта (диаметром порядка 1 мм) с помощью мощного излучения терагерцового диапазона частот. В настоящее время терагерцовый разряд в неоднородном потоке газа рассматривается как перспективный источник экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения [4]. При этом степень ионизации газа должна быть выше 100%, так как источником ЭУФ является линейчатое излучение многозарядных ионов. В таких условиях практически единственным способом поглощения электромагнитного излучения является перекачка энергии в плазменные колебания вблизи области плазменного резонанса.

Для оценки эффективности поглощения электромагнитного излучения и, в дальнейшем, построение самосогласованной модели разряда, проводилось численное моделирование. Для сравнения результатов моделирования с аналитической теорией была рассмотрена модельная 2D задача, в которой все величины могли зависеть только от двух пространственных координат в виде $f(z, x)$. Концентрация плазмы линейно возрастала от нуля до заданного значения, превышающего критическую плотность для используемой частоты. Часть энергии электромагнитного излучения трансформировалась в плазменные колебания вблизи области плазменного резонанса, а остальная отражалась от плазмы. Расчет электромагнитных полей проводился с помощью метода FDTD [5] с учетом плазмы через токи проводимости (модель Друде). Шаг пространственной сетки выбирался из условия $h \ll \lambda$ (обычно $\lambda/h = 1/20$). Важной особенностью описываемой модели является то обстоятельство, что амплитуда токов источника зависела от времени, формируя в результате гауссов импульс длительностью τ с заполнением на несущей частоте, возбуждающий плазменные колебания в достаточно широкой области пространства:

$$I(x, t) = \exp \left[- \left(\frac{x \cos \alpha}{b} \right)^2 \right] \exp(-ik_0 x \sin \alpha) \exp \left[- \left(\frac{t - t_0}{\tau} \right)^2 \right]. \quad (1)$$

Результаты расчетов

В соответствии с предсказаниями теории плазменные колебания не могут трансформироваться обратно в электромагнитные волны. Таким образом, зависимость отраженной мощности от времени должна демонстрировать единственный импульс, соответствующий частичному отражению первичного импульса от плазмы. Однако расчеты показали, что через некоторое, достаточно большое время после первого импульса в ряде случаев наблюдаются дополнительные импульсы – повторное излучение энергии, запасенной в плазме в форме плазменных колебаний – своеобразное «эхо» (см. рис. 1). Следует отметить, что аналогичный эффект наблюдался и у других исследователей. Так, в работе [6] возникновение вторичных импульсов наблюдалось в похожей задаче (взаимодействие электромагнитного импульса с неоднородной плазмой в волноводе), решаемой численно с помощью РИС-кода. Авторы [6] связывают возникновение вторичных импульсов с нелинейными эффектами, не конкретизируя их природу. Наша модель не содержит никаких нелинейных эффектов, что вынудило нас постараться понять причину и механизм возникновения вторичных импульсов.

Приведенные выше результаты позволяют сделать вывод, что импульсы эха являются сугубо численным эффектом и возникают в результате замены гладкого профиля плазмы ступенчатой аппроксимацией. Действительно, в расчетах участвует ограниченное количество узловых элементов, соответствующих набору резонаторов с фиксированными собственными частотами. Этот набор резонаторов возбуждается радиоимпульсом. В результате различия собственных частот начинается разфазировка соседних резонаторов. Однако после определенного времени набег фаз между соседними резонаторами становится равен 2π и происходит формирование импульса эха. Из этих рассуждений следует, что период следования импульсов эха должен зависеть от величины градиента плотности плазмы и от шага пространственной сетки. При бесконечно малом пространственном шаге импульсов эха быть не может, а плазменные колебания затухнут в результате диссипативных процессов. Вплоть до первого импульса «эха» численный расчет дает совершенно корректное значение для коэффициента трансформации электромагнитного излучения в плазменные колебания. Хотелось бы отметить, что импульсы эха не являются сугубо счетным эффектом, а должны наблюдаться экспериментально при ступенчатом профиле плазмы. Однако для случая плавно-неоднородной плазмы импульсы эха являются паразитным эффектом, который следует «побороть».

Методы улучшения численной схемы

Очевидным методом борьбы с данным паразитным счетным эффектом является уменьшение шага дискретизации пространства в модели. К сожалению, данный путь совершенно невозможен, так как скорость расчета пропорциональна 3-й степени шага дискретизации при двумерной геометрии и 4-й степени при трехмерной геометрии. Мы смогли найти два экономичных способа борьбы с данным паразитным артефактом.

Первый предлагаемый нами метод борьбы с плазменным эхом заключается в достаточно простом, хотя и не очевидном на первый взгляд, разбиении сетки (рис. 1). А именно, каждый отрезок для электрического поля разбивается на несколько частей со своей плотностью плазмы, величиной электрического поля и плотности тока. При вычислении магнитного поля используется эффективное электрическое поле, являющееся

средним по всем отрезкам. При этом не требуется изменять временной шаг, т.е. скорость расчетов обратно пропорциональна 1-й степени шага дискретизации пространства даже в том случае, если таким образом разбить весь расчетный объем. В результате период следования импульсов эха пропорционально возрастает. Этот эффект продемонстрирован на рис. 2, где показаны импульсы «эха» и влияние кратности разбиения пространственной сетки. Можно сделать такое разбиение, что плазменные колебания затухнут естественным образом. При этом довольно просто реализовать разбиение только вблизи области плазменного резонанса без существенного замедления расчетов даже в случае 10-20 кратного разбиения.

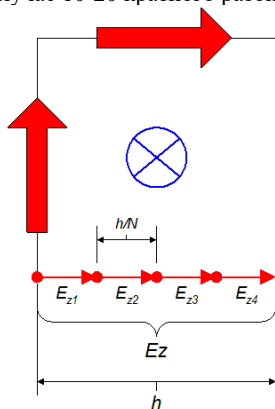


Рис. 1

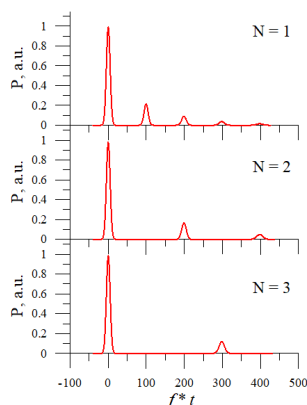


Рис. 2

Другой метод заключается в учете теплового движения электронов. В исходной модели «холодной» плазмы новое значение плотности тока в плазме определялось из уравнения движения и полагалось, что плотность тока постоянна в пределах ячейки сетки. Однако за время, равное временному шагу, ячейка «разбухнет» и часть ее тока попадет в соседние ячейки (рис. 3). То же самое произойдет и со всеми окружающими ячейками. Таким образом, новое значение тока следует определять с учетом взаимного перекрытия ячеек, а в уравнении для тока возникнет член, отвечающий за пространственную дисперсию. Это уравнение выглядит достаточно необычно, так как в коэффициент пространственной диффузии явным образом входит шаг сетки:

$$\vec{j}_{new} = (1 - 4\alpha)\vec{j} + \frac{e^2}{m} N_e \vec{E} \cdot dt - \nu \cdot \vec{j} \cdot dt + \sum_{k=1}^4 \alpha \cdot \vec{j}_k, \quad (2)$$

$$\alpha = \frac{d}{h} = \frac{V_{Te} \cdot dt}{h}, \quad \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = \frac{e^2}{m} N_e \vec{E} - \nu \cdot \vec{j} + h \cdot V_{Te} \cdot \Delta \vec{j}.$$

Учет такой пространственной дисперсии приводит к достаточно быстрому затуханию плазменных колебаний уже при небольшой температуре электронов (рис. 4), не оказывая никакого влияния на коэффициент поглощения плазмой исходного электро-

магнитного импульса. К недостатку данного метода можно отнести то, что в коэффициент эффективной диффузии токов явным образом входит шаг дискретизации пространства.

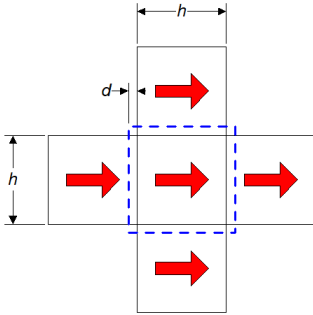


Рис. 3

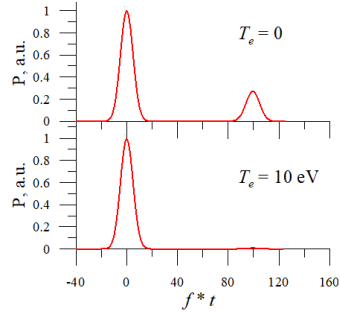


Рис. 4

Заключение

В качестве заключения сформулируем основные результаты и выводы работы:

- При ступенчатом профиле холодной плазмы возможно появление импульсов эха.
- Ступенчатый профиль плазмы неизбежно возникает при численном моделировании взаимодействия электромагнитного излучения с плавно-неоднородной плазмой. В результате, численные расчеты могут давать неверные результаты.
- Применение коротких радиоимпульсов при моделировании позволяет проводить экспресс-диагностику корректности расчетов.
- Возможными способами уменьшения влияния численной дискретизации является либо учет пространственной диффузии плазменных токов, либо экономичный способ дробления пространственной сетки, описанный выше.

- [1] Gildenburg V.B. // Sov. Phys. JETP. 1963. Vol. 18. P. 1358.
- [2] Ginzburg V.L. The propagation of electromagnetic waves in plasmas – Oxford: Pergamon Press, 1970, 615 p.
- [3] Krueer W.L. The physics of laser plasma interactions – New York: Addison-Wesley, 1988, 182 p.
- [4] Shalashov A.G., Vodopyanov A.V., Abramov I.S., Sidorov A.V., Gospodchikov E.D., Razin S.V., Chkhalo N.I., Salashchenko N.N., Glyavin M.Yu., Golubev S.V. // Appl. Phys. Lett. 2018. Vol. 113, No. 15. P. 153502.
- [5] Taflove A. Computational electrodynamics: The finite-difference time-domain method. – Boston: Artech House, 1995, 852 p.
- [6] Рухадзе А.А., Тараканов В.П. // Квантовая электроника. 2006. Т. 36, № 9. С. 883.

Секция «Электродинамика»

Заседание секции проводилось 18 мая 2023 г.
Председатель – А.В. Кудрин, секретарь – О.В. Мартынова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.