

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
«Новосибирский национальный исследовательский
государственный университет»

Физический факультет

**ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА
МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ**

Кафедра Физики Плазмы

Анненков Владимир Вадимович

Название работы:

Поиск эффективных режимов генерации
электромагнитных волн релятивистскими
электронными пучками в замагниченной плазме

Научный руководитель:

Канд. физ.-мат. наук, Тимофеев Игорь Валериевич

Новосибирск – 2015

Поиск эффективных режимов генерации электромагнитных волн релятивистскими электронными пучками в замагниченной плазме

Анненков Владимир Вадимович

Аннотация

В работе исследуется вопрос об эффективности генерации электромагнитных волн в замагниченной плазме со встречными релятивистскими электронными пучками. В рамках наиболее полной линейной теории с учётом кинетических и релятивистских эффектов проведены расчёты инкремента пучковой неустойчивости. Найден режим пучково-плазменного взаимодействия при котором доминирующие косые колебания плазмы способны участвовать в трёхволновом процессе слияния с образованием электромагнитной волны, распространяющейся поперёк внешнего магнитного поля. При помощи моделирования методом частиц-в-ячейках подтверждена эффективность найденного режима для генерации электромагнитного излучения. Установлено, что в найденном режиме выходящее из плазмы излучение концентрируется вблизи гармоник частоты накачки, которую осуществляют резонансные с пучком колебания, а его удельная пиковая мощность достигает 5% от максимальной мощности пучковых энергопотерь.

Содержание

| | |
|---|----|
| Введение | 2 |
| 1. Используемые методики | 5 |
| 1.1 Методика решения дисперсионного уравнения | 5 |
| 1.2 Методика проверки найденных режимов | 9 |
| 2. Полученные результаты и их анализ | 10 |
| 2.1 Линейная теория | 11 |
| 2.2 Моделирование методом частиц-в-ячейках | 13 |
| Заключение | 17 |
| Литература | 18 |

Введение

Процессы генерации электромагнитного излучения в плазме под действием электронного пучка являются предметом активных исследований на протяжении многих лет. С одной стороны, данные работы мотивированы необходимостью интерпретации широкого спектра астрофизических явлений, среди которых наиболее обсуждаемы солнечные радио-всплески II и III типов [1, 2]. С другой стороны, понимание данных механизмов является необходимым условием для адекватного описания лабораторных пучково-плазменных экспериментов, в которых электромагнитная эмиссия на гармониках плазменной частоты ω_p позволяет как изучать процессы турбулентного нагрева плазмы [3], так и проводить поиск эффективных режимов генерации субтерагерцового и терагерцового излучения высокой мощности [4, 5].

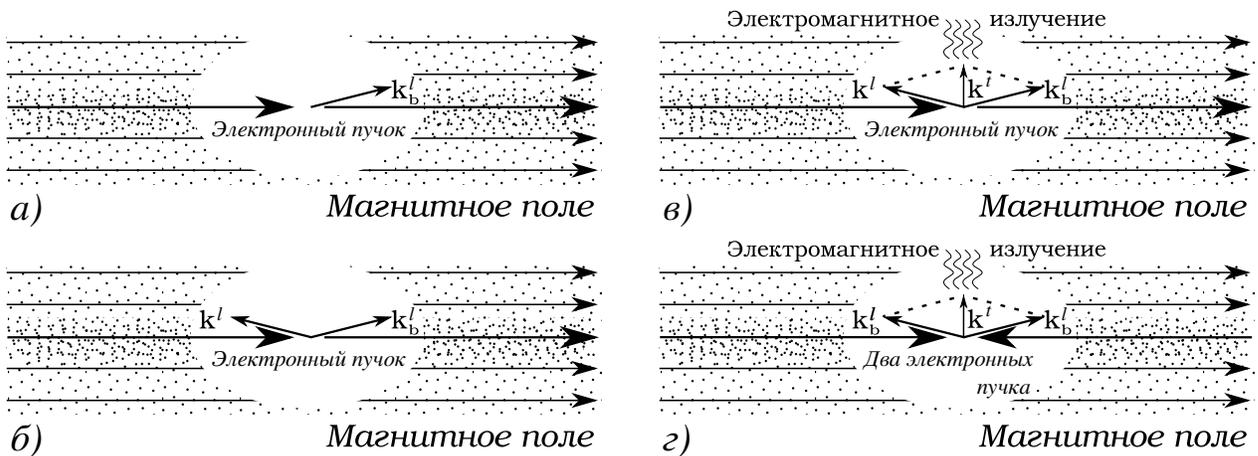


Рисунок 1: Механизм генерации излучения на удвоенной плазменной частоте в системе нерелятивистский пучок — замагниченная плазма.

Рассмотрим механизм генерации излучения вблизи удвоенной плазменной частоты. При прохождении пучка через плазму он возбуждает ленгмюровскую волну в направлении своего распространения (рис. 1, а)¹. За счёт нелинейных процессов происходит заполнение нерезонансной части спектра (рис. 1, б). Эти волны способны вступать с первоначальными пучковыми модами в трёхволновой процесс слияния, порождая поперечные электромагнитные колебания (рис. 1, в).

¹Угол между возбуждаемой волной и направлением распространения пучка сознательно завышен для наглядности. В случае нерелятивистских скоростей развиваются преимущественно продольные колебания.

Для наиболее часто рассматриваемых в литературе нерелятивистских ($v_b \ll c$) пучков необходимость генерации встречной ленгмюровской волны обусловлена значительной разницей между волновыми числами возбуждаемых пучком колебаний $|k_b^l| \approx \omega_p/v_b$ и волновыми числами электромагнитных волн $|k^t| \approx \omega_p/c$, поэтому условие трёхволнового взаимодействия $k_1^l + k_2^l \rightarrow k_3^t$ для них выполняется при почти полной компенсации волновых векторов $k_1^l \approx -k_2^l$. Также стоит заметить, что в случае нерелятивистских пучков раскачиваются преимущественно продольные колебания, поэтому в процессе генерации электромагнитного излучения, способного покинуть плазму в поперечном направлении, участвуют не самые неустойчивые моды.

В случае одного пучка значительная часть его мощности уходит на развитие турбулентности и нагрев плазмы. Экспериментально было показано [6–8], что в случае инжекции в плазму двух нерелятивистских пучков эффективность генерации электромагнитного излучения значительно возрастает. Это обусловлено высокой спектральной плотностью порождаемых пучками ленгмюровских волн, способных напрямую участвовать в трёхволновом процессе слияния в электромагнитную волну (рис. 1, г).

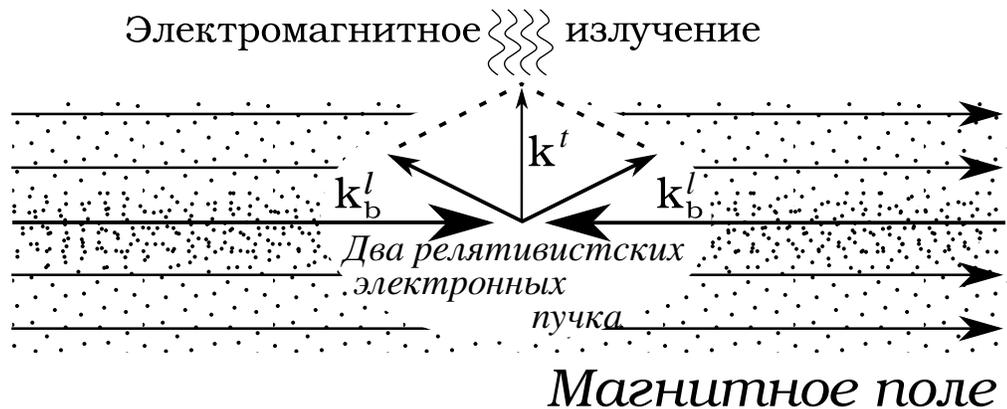


Рисунок 2: Генерация излучения на удвоенной плазменной частоте посредством двух релятивистских электронных пучков.

Использование релятивистских пучков ($v_b \approx c$) может сделать данную схему привлекательной для создания источника мощного субтерагерцового и терагерцового излучения. Обусловлено это, с одной стороны, высокой плотностью энергии, которую могут иметь такие пучки, а с другой, известным эффектом релятивистской анизотропии массы электронов пучка, приводящего к преимуще-

ственной раскачке косых неустойчивостей (рис. 2), что позволяет генерировать выходящее из плазмы излучение при помощи волн с максимальной спектральной плотностью энергии.

Изучение такого рода систем также актуально и в связи с задачей о солнечных радиовсплесках II типа [9], где ускорение электронов и формирование пучков происходит под действием встречных ударных волн, вызванных корональными выбросами. Влияние магнитного поля на мощность электромагнитной эмиссии в таких системах изучалось лишь недавно при помощи численного моделирования на основе метода частиц в ячейках [10]. Однако эти исследования были сфокусированы на случай нерелятивистских пучков.

Цель данной работы заключается в поиске наиболее благоприятных режимов для генерации электромагнитного излучения в замагниченной плазме со встречными электронными пучками, достигающими релятивистских скоростей. Для увеличения эффективности преобразования энергии пучков в энергию излучения, а также для минимизации его частотного спектра необходимо подобрать условия, при которых в трёхволновом процессе слияния (1) участвуют наиболее неустойчивые резонансные моды:

$$\begin{cases} \mathbf{k}_1^l + \mathbf{k}_2^l = \mathbf{k}_3^t \\ \omega(\mathbf{k}_1^l) + \omega(\mathbf{k}_2^l) = \omega(\mathbf{k}_3^t) \end{cases} \quad (1)$$

В замагниченной холодной плазме существует два типа электромагнитных волн с поперечным распространением: обыкновенная (о-мода) и необыкновенная (х-мода). В окрестности второй гармоники плазменной частоты законы дисперсии этих мод почти совпадают, мало отличаясь от дисперсии электромагнитной волны в незамагниченной плазме $\omega^t(k_\perp) = \sqrt{1 + k_\perp^2}$ (здесь и далее частоты и волновые числа измеряются в единицах $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_i / m_e}$ и c/ω_p , где e и m_e — заряд и масса электрона). Считаем магнитное поле направленным по оси z : $\mathbf{B}_0 = (0, 0, B_0)$. С учётом симметрии системы

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_1 &= (k_\perp, 0, k_\parallel), & \mathbf{k}_2 &= (k_\perp, 0, -k_\parallel), \\ \omega^l(\mathbf{k}_1) &= \omega^l(\mathbf{k}_2) = \omega^l(k_\parallel, k_\perp) \end{aligned}$$

и того факта, что вещественная часть частоты неустойчивой волны определена лишь с точностью до инкремента её раскачки $\Gamma(k_{\parallel}, k_{\perp})$, условия трёхволнового взаимодействия можно переписать в виде неравенства

$$\left| \omega(k_{\parallel}, k_{\perp}) - \sqrt{k_{\perp}^2 + \frac{1}{4}} \right| \leq \Gamma(k_{\parallel}, k_{\perp}), \quad (2)$$

которое определяет в пространстве волновых векторов некоторую ограниченную область. Наиболее эффективную генерацию излучения следует ожидать в том случае, когда максимум инкремента неустойчивости лежит именно в ней.

1. Используемые методики

Поиск режимов наилучшей генерации электромагнитного излучения будем проводить в рамках линейной теории, находя частоту и инкремент нарастания наиболее неустойчивых волн из дисперсионного соотношения. Найденные затем решения будут проверяться на соответствие условию 2. При этом эффективность полученных режимов будем оценивать с помощью численного моделирования методом частиц-в-ячейках. И то, и другое требует использования ресурсоёмких программных кодов. Данная глава содержит описание используемых подходов, а также некоторые детали применяемых вычислительных схем.

1.1 Методика решения дисперсионного уравнения

С математической точки зрения для поиска эффективных режимов излучения в изучаемой системе нужно находить корни дисперсионного уравнения:

$$F(\omega) = |k_{\alpha}k_{\beta} - k^2\delta_{\alpha\beta} + \omega^2\varepsilon_{\alpha\beta}| = 0, \quad (3)$$

где k_{α} – компоненты волнового вектора, $\delta_{\alpha\beta}$ – дельта-символ Кронекера, $\varepsilon_{\alpha\beta}$ – тензор диэлектрической проницаемости системы. Сложность решения состоит, с одной стороны, в необходимости применения наиболее точной теории, учитыва-

ющей как кинетические, так и релятивистские эффекты, а с другой, в широком наборе варьируемых параметров системы.

Новое представление тензора диэлектрической проницаемости

С вычислительной точки зрения основная проблема заключается в нахождении тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\alpha\beta}$, входящего в уравнение (3). В классическом подходе компоненты этого тензора представляют из себя интегралы

$$\int dp_{\parallel} \int dp_{\perp} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_n^2(k_{\perp} p_{\perp} / \Omega)}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - n\Omega / \gamma}, \quad (4)$$

в которых содержатся бесконечные суммы произведений бесселевых функций J_n . Такие ряды сходятся тем медленнее, чем больше аргумент бесселевых функций, что в нашей задаче соответствует малым полям или большим поперечным волновым числам. Это приводит к необходимости удерживать большое число членов ряда, что означает значительное увеличение времени расчётов.

Этот ряд может быть просуммирован [11]:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_n^2(z)}{a - n} = \frac{\pi}{\sin(\pi a)} J_{-a}(z) J_a(z), \quad (5)$$

где $a = (\gamma\omega - k_{\parallel} p_{\parallel}) / \Omega$, $z = k_{\perp} p_{\perp} / \Omega$, γ – релятивистский фактор, $J_n(z)$ – функция Бесселя целого порядка, $J_a(z)$ – функция Бесселя комплексного порядка. На основе этого факта в работе [12] была предложена новая форма тензора диэлектрической проницаемости горячей замагниченной плазмы в нерелятивистском случае.

Обобщая это новое представление на релятивистский случай, мы показали [13], что более универсальным является интегральное представление произведения бесселевых функций комплексного порядка:

$$J_{-a}(z) J_a(z) = \frac{e^{ia\pi}}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-ia\varphi} J_0\left(2z \sin \frac{\varphi}{2}\right), \quad (6)$$

где $J_0(x)$ – функция Бесселя нулевого порядка вещественного аргумента. Такой подход позволил ускорить вычислительный алгоритм, не снижая точность расчётов даже в режиме с одновременно большими параметрами a и z . Таким образом, используемый в данной работе тензор диэлектрической проницаемости горячей замагниченной плазмы с учётом релятивистских эффектов имеет следующий вид:

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} + \chi_{\alpha\beta}^{(e)} + \chi_{\alpha\beta}^{(b)}, \quad (7)$$

где

$$\chi_{\alpha\beta}^{(\sigma)} = \frac{2\pi}{\omega^2} \int_{-\infty}^{\infty} dp_{\parallel} \int_0^{\infty} dp_{\perp} p_{\perp} \left[\frac{\omega v_{\parallel}}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel}} \frac{\partial f^{(\sigma)}}{\partial p_{\parallel}} h_{\alpha} h_{\beta} + VT_{\alpha\beta} \right],$$

$$V = \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} \left[v_{\parallel} \frac{\partial f^{(\sigma)}}{\partial p_{\perp}} - v_{\perp} \frac{\partial f^{(\sigma)}}{\partial p_{\parallel}} \left(1 - \frac{\omega}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel}} \right) \right],$$

$$T_{xx} = \frac{a^2}{z^2} (RG_a - 1),$$

$$T_{yy} = \frac{a^2}{z^2} - \frac{R}{2} \left(G_{a+1} + G_{a-1} + 2 \frac{a^2}{z^2} G_a \right),$$

$$T_{xy} = -T_{yx} = -i \frac{R}{4} (G_{a+1} - G_{a-1}),$$

$$T_{xz} = T_{zx} = \frac{p_{\parallel}}{p_{\perp}} \frac{a}{z} (RG_a - 1),$$

$$T_{yz} = -T_{zy} = i \frac{R}{4} \frac{p_{\parallel}}{p_{\perp}} \frac{z}{a} (G_{a+1} - G_{a-1}),$$

$$T_{zz} = \frac{p_{\parallel}^2}{p_{\perp}^2} (RG_a - 1),$$

$$R = \frac{\pi a}{\sin \pi a}, \quad z = \frac{k_{\perp} p_{\perp}}{\Omega}, \quad a = \frac{\gamma \omega - k_{\parallel} p_{\parallel}}{\Omega}, \quad G_a = J_{-a}(z) J_a(z), \quad h_{\alpha} = \frac{B_{\alpha}}{B}, \quad \Omega = \frac{eB}{m_e c \omega_p},$$

$$J_{-a}(z)J_a(z) = \frac{e^{ia\pi}}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-ia\varphi} J_0\left(2z \sin \frac{\varphi}{2}\right) d\varphi.$$

Функция распределение частиц

Применяемое выражение для тензора диэлектрической проницаемости позволяет рассматривать произвольные аксиально симметричные функции распределения частиц пучка и плазмы. Для наших целей достаточно выбрать максвелловскую функцию распределения:

$$f^{(\sigma)}(p_{\perp}, p_{\parallel}) = \frac{n^{(\sigma)}}{\pi^{3/2} \Delta p_{\perp}^{(\sigma)2} \Delta p_{\parallel}^{(\sigma)}} \exp\left(-\frac{p_{\perp}^2}{\Delta p_{\perp}^{(\sigma)2}} - \frac{(p_{\parallel} - p_b^{(\sigma)})^2}{\Delta p_{\parallel}^{(\sigma)2}}\right), \quad (8)$$

где $\sigma = (e, b)$ помечает электроны плазмы или пучка, p_b — направленный импульс, p_{\perp} и p_{\parallel} — поперечный и продольный по отношению к магнитному полю импульсы частиц. В данной работе изучен изотропный случай, когда $\Delta p_{\perp} = \Delta p_{\parallel}$.

Наибольший интерес для нас представляют условия, которые могут быть достигнуты в экспериментах на открытой ловушке ГОЛ-3 (ИЯФ СО РАН), поэтому энергия пучков ограничена величиной 1 МэВ ($v_b \approx 0.94c$), а плотность тока — 20-30 kA/cm^2 .

Вычислительный код для решения дисперсионного уравнения

Для решения дисперсионного уравнения во всём пространстве волновых векторов в рамках релятивистской кинетической теории нами был разработан собственный параллельный вычислительный код с использованием библиотеки MPI. Это позволило проводить нужные расчёты за приемлемое время (около одних суток), используя порядка 64-х ядер ЦПУ. В работе [13] данный код применялся для изучения влияния конечных тепловых разбросов плазмы и пучка на скорость развития неустойчивости.

В нынешней задаче необходимо подобрать такие параметры системы, при которых максимум инкремента попадает в зону трёхволнового взаимодействия. Это означает, что нужно многократно рассчитывать карты инкремента для большого числа различных независимых параметров. Более того, в данной работе приходится рассматривать диапазон низких магнитных полей, при которых подынтегральная функция в (6) оказывается быстроосциллирующей, что увеличивает трудоёмкость вычислений.

Приведённые причины побудили к переходу от обычно применяемой архитектуры ЦПУ в пользу расчётов на гибридных системах с графическими ускорителями NVIDIA [14]. Это позволило как существенно ускорить вычисление одной карты инкрементов, так и увеличить число одновременно работающих программ. Первое обусловлено высокой степенью пригодности графических ускорителей к параллельным задачам, а второе — малой загруженностью имеющихся на доступных кластерах мощностей такого рода. Использование подобного подхода позволило проводить ряд вычислений и на персональном компьютере с достаточно мощной видеокартой.

1.2 Методика проверки найденных режимов

Для проверки полученных с помощью линейной теории режимов применялся стандартный 2D3V код, использующий метод частиц-в-ячейках (PIC-метод). Данный код был протестирован в процессе изучения различных деталей нелинейной стадии развития пучковой неустойчивости в замагниченной плазме [15].

Специфика нынешней задачи состоит в том, что наибольший интерес представляет диагностика тех электромагнитных волн, которые могут покидать плазму и которые могут быть зарегистрированы в реальном эксперименте. Это приводит к следующей постановке задачи: плазменный столб с электронным пучком отделён вакуумным промежутком от границ, на которых расположен поглощающий электромагнитное излучение слой (рис. 3). Поглощение полей моделируется за счёт умножения их величины на каждом шаге по времени $\tau=0.01\omega_p^{-1}$ на некоторый численный фактор, который квадратично уменьшается от 1 до 0.8 при движении вглубь поглощающего слоя.

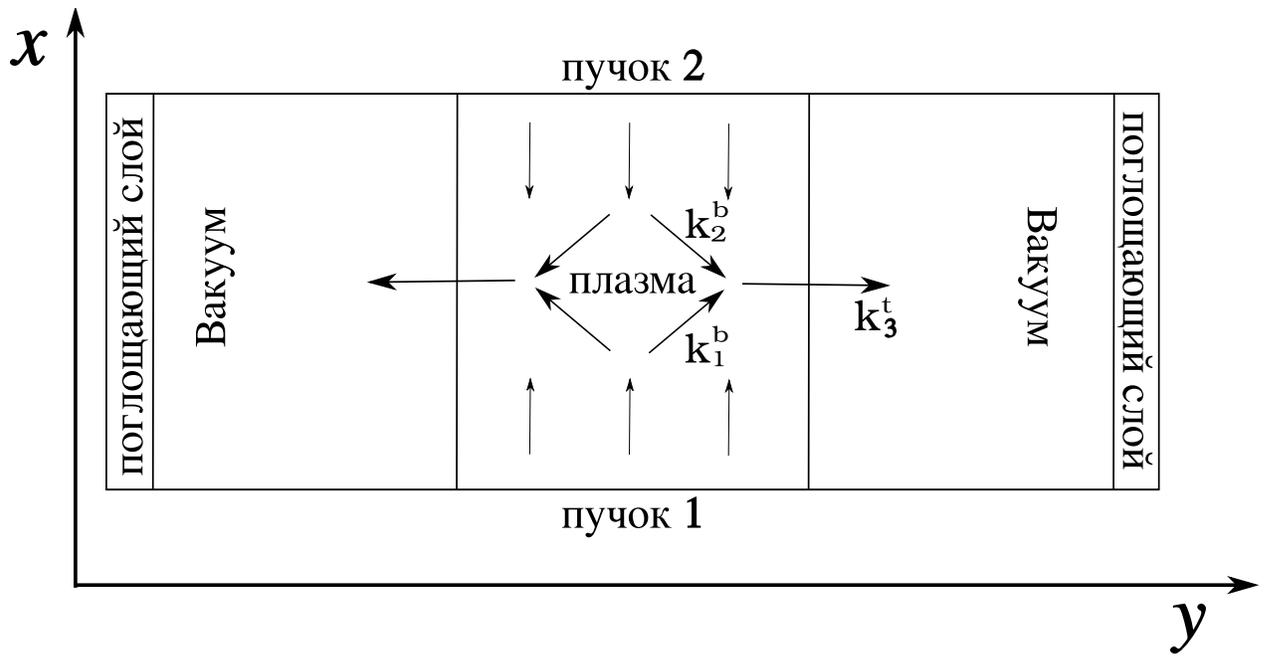


Рисунок 3: Схематическое изображение PIC-модели.

В продольном направлении используются периодические граничные условия, при этом размер системы L_x выбран таким образом, чтобы в дискретном спектре по продольному волновому числу $k_{\parallel} = 2\pi n/L_x$ разрешить наиболее неустойчивые колебания. Ионы плазмы во всех расчётах имеют массу $m_i/m_e = 1836$ и считаются холодными. Температура плазменных электронов выбирается всюду на уровне $T_e = 80$ эВ, что делает дебаевский радиус плазмы сравнимым с шагом сетки.

Стоит отметить, что расчёты в рамках задачи с периодическими граничными условиями не пригодны для изучения электромагнитной эмиссии в квазистационарном режиме развитой турбулентности, однако позволяют оценить уровень пиковой мощности излучения, которая возникает на динамической стадии пучковой неустойчивости.

2. Полученные результаты и их анализ

Ещё в работе [13] было показано, что нерелятивистская температура плазмы практически не оказывает влияния на раскачку быстрых резонансных колебаний, поэтому в действительности поиск требуемого режима ограничен измене-

нием трёх параметров, а именно: n_b – относительной плотности пучка, T_b – температуры пучка и Ω – величины внешнего магнитного поля.

2.1 Линейная теория

Отталкиваясь от экспериментальных условий установки ГОЛ-3 и перебирая параметры n_b , T_b и Ω , был найден интересующий нас режим (см. таблицу 1), при котором максимум инкремента попадает в область искомого трёхволнового процесса (рис. 4, а). Система из двух пучков в этом режиме в дальнейшем будет именоваться «Случай 1». Результирующая карта инкрементов для этого случая, а также получающийся в результате слияния пучковых мод k_1^l и k_2^l волновой вектор электромагнитной волны k_3^t показаны на рисунке 5. Будем проводить сравнение с системой из одного пучка в эффективном режиме («Случай 2») и системой из двух пучков («Случай 3»), отличающейся бóльшим магнитным полем. Такое магнитное поле приводит к уходу максимума инкремента из области трёхволнового взаимодействия с сохранением абсолютной величины этого максимума (рис. 4, б).

Таблица 1: Параметры системы для «эффективного» режима («Случай 1»).

| | |
|---|--|
| Плотность плазмы: $n_p = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ | Плотность пучка: $n_b = 0.05n_p \text{ см}^{-3}$ |
| Ток пучка: 22.6 кА/см^2 | Энергия пучка: $E_b = 1 \text{ МэВ}$ |
| Темп-ра плазмы: $T_e = 80 \text{ эВ}$ | Темп-ра пучка: $T_b = 64 \text{ КэВ}$ |
| Магнитное поле: $B = 0.7 \text{ Тл}$ | Гирочастота: $\Omega = 0.2\omega_p \text{ с}^{-1}$ |

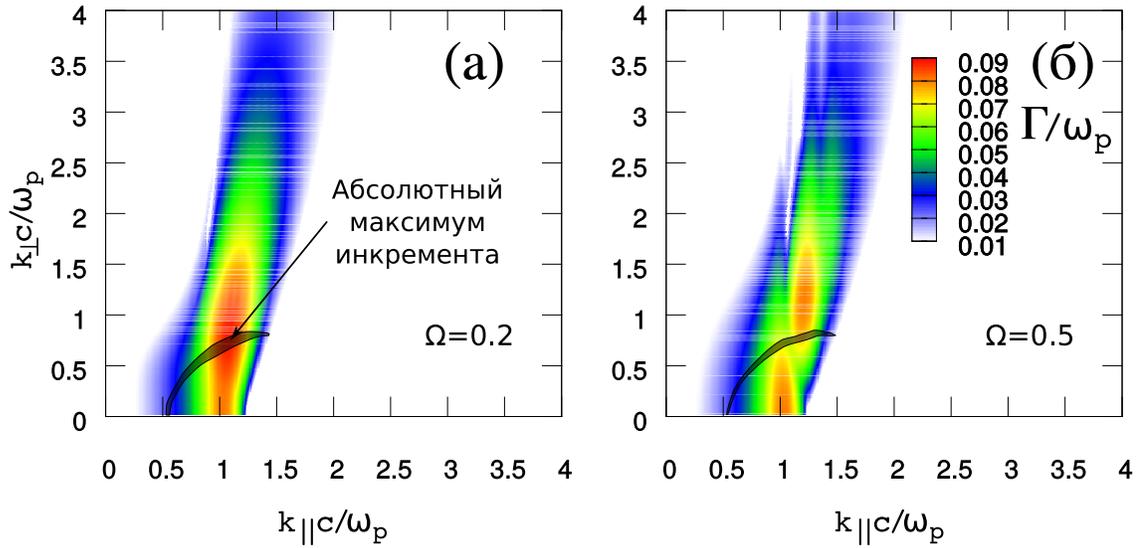


Рисунок 4: Карты инкремента неустойчивости. Штрихованная область ограничивает зону трёхволнового взаимодействия. (а) — случай «эффективных» параметров плазмы (см. таблицу 1), (б) — случай параметров плазмы, отличных от «эффективного» величиной магнитного поля.

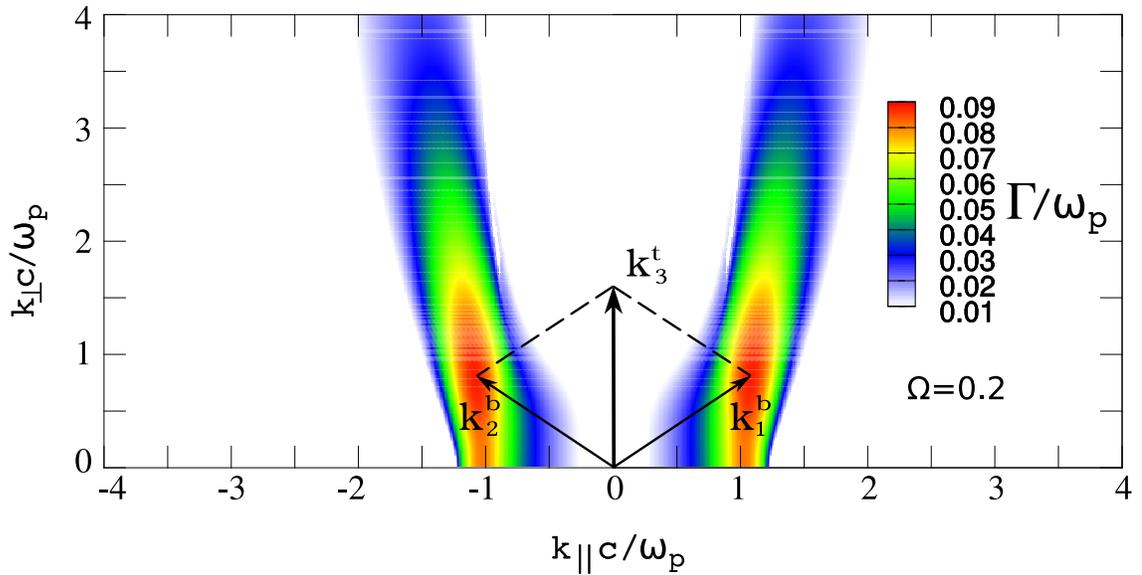


Рисунок 5: Карта инкремента неустойчивости системы в «эффективном» режиме для случая двух симметричных пучков.

2.2 Моделирование методом частиц-в-ячейках

Выясним теперь, насколько найденный нами режим с двумя пучками («Случай 1») эффективен с точки зрения генерации электромагнитного излучения. Действительно, по результатам прямого моделирования методом частиц-в-ячейках из рассматриваемых трёх случаев наибольшую эффективность генерации электромагнитных волн демонстрирует случай 1. А наиболее отчётливое ухудшение генерации излучения наблюдается при переходе от случая 1 к случаю 3, когда в системе остаётся только один пучок. На рисунке 6 представлены карты электрического поля E_x в различные моменты времени для 1-го и 3-его случаев. Видно, что в отличие от схемы с двумя встречными симметричными пучками, где в области вакуума наблюдаются электромагнитные волны с преимущественно поперечным распространением, излучение в системе с одним пучком практически полностью отсутствует.

Объясняется это тем, что в системе с одним пучком трёхволновые процессы слияния, дающие электромагнитное излучение на удвоенной плазменной частоте, возможны только после заселения k -спектра волнами, бегущими против направления распространения пучка. Появление таких волн возможно, например, в процессе рассеяния резонансных волн на флуктуациях плотности плазмы с характерным волновым числом $k \sim \omega_p/c$, однако в рассматриваемых условиях, когда энергия неустойчивых колебаний превышает тепловую энергию плазмы, более быстрым оказывается процесс развития коротковолновой модуляционной неустойчивости, приводящий к нарастанию возмущений плотности с гораздо большими волновыми числами $k \gg \omega_p/c$ (рис. 6). Эти возмущения создают канал прямого переноса волновой энергии из области накачки в область диссипации, приводя к быстрому нагреву электронов плазмы. В задаче об инжекции пучка через плазменную границу эта стадия заканчивается переходом в режим сильной турбулентности с постоянной мощностью накачки [16]. Вывод заключается в том, что в системе с одним пучком не существует иных эффективных механизмов генерации электромагнитных волн кроме тех, которые возникают на стадии развитой турбулентности. Очевидно, что генерируемое в этих процессах излучение должно иметь довольно широкие угловые и частотные распределения.

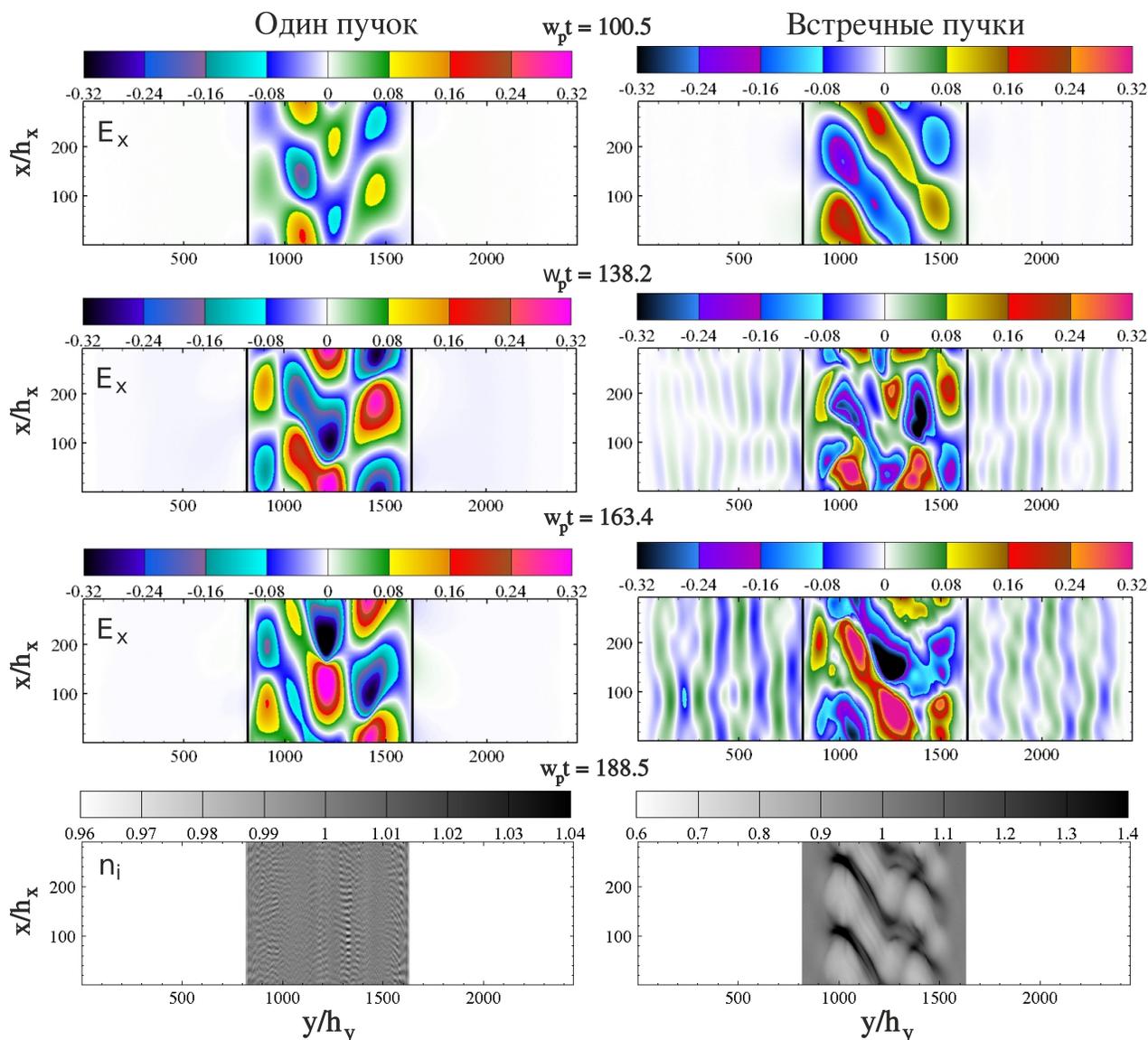


Рисунок 6: Карты электрического поля $E_x(x, y)$ в различные моменты времени в случаях с одним и двумя пучками (сверху). Карты ионной плотности $n_i(x, y)$ в момент времени $\omega_p t = 188.5$ (снизу).

Напротив, в схеме с двумя пучками этап наиболее эффективной генерации излучения приходится на динамическую стадию развития пучковой неустойчивости, когда в нелинейном процессе слияния участвуют наиболее неустойчивые регулярные колебания. При этом быстрое нарастание возмущений плотности плазмы под действием возбуждаемой пучками стоячей волны является фактором, который ограничивает длительность и пиковую мощность излучения, поскольку с появлением неоднородностей плотности плазмы возникает допол-

нительный канал стока энергии неустойчивых колебаний в плазменную турбулентность. Один из возможных способов достижения более высокой мощности излучения состоит в переходе к плазме с более массивными ионами.

Оценим мощность генерации электромагнитных волн в единице объёма плазмы, вычисляя отношение скорости изменения энергии, поглотившейся в приграничных слоях, к объёму излучающей плазмы, $P_{rad} = \dot{E}_{wall} / V_{plasma}$. Из рисунка 7 видно, что в наиболее эффективном режиме, соответствующем случаю 1, удельная пиковая мощность генерации электромагнитных волн достигает величины порядка 500 МВт/см^3 при плотности плазмы $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что соответствует 5% от полной мощности энергопотерь пучков. В случае 2 эффективность такой конверсии P_{rad}/P_b уменьшается в 5 раз, а в случае 3 в силу ограничений, накладываемых периодическими граничными условиями, и вовсе становится ничтожно малой.

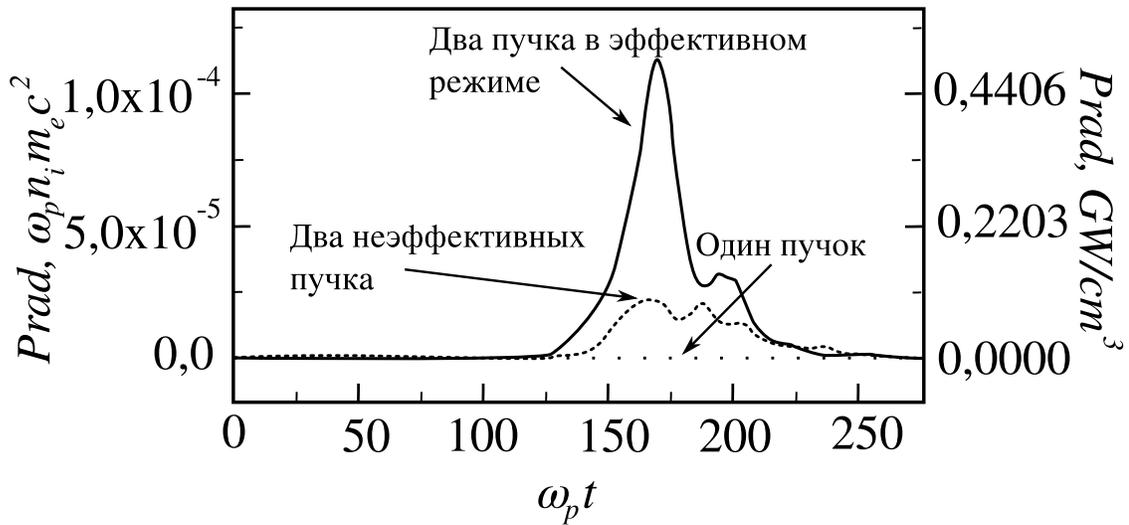


Рисунок 7: Мощность генерации излучения в единице объёма плазмы P_{rad} в единицах $\omega_p n_i m_e c^2$ (слева) и в ГВт/см^3 при $n_i = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (справа).

Для оценки спектрального состава выходящего из плазмы излучения используем Фурье-анализ электромагнитных полей, измеряемых в некоторой точке на границе поглощающего слоя. Спектральная плотность энергии электромагнитного поля, приходящего в эту точку, представлена на рисунке 8. Видно, что излучение сконцентрировано в окрестностях гармоник частоты накачки, значение которой оказывается заметно ниже плазменной частоты $\omega_{pump} = 0.87\omega_p$.

При этом основную роль, как и ожидалось, играет излучение вблизи второй гармоники. Отсутствие излучения в окрестности плазменной частоты, по видимому, объясняется тем, что имеется слишком большая разница между частотой волны накачки и собственной частотой электромагнитных мод ($\omega > \omega_p$), в силу чего конверсия на низкочастотных флуктуациях плотности плазмы перестаёт быть эффективным механизмом генерации такого излучения.

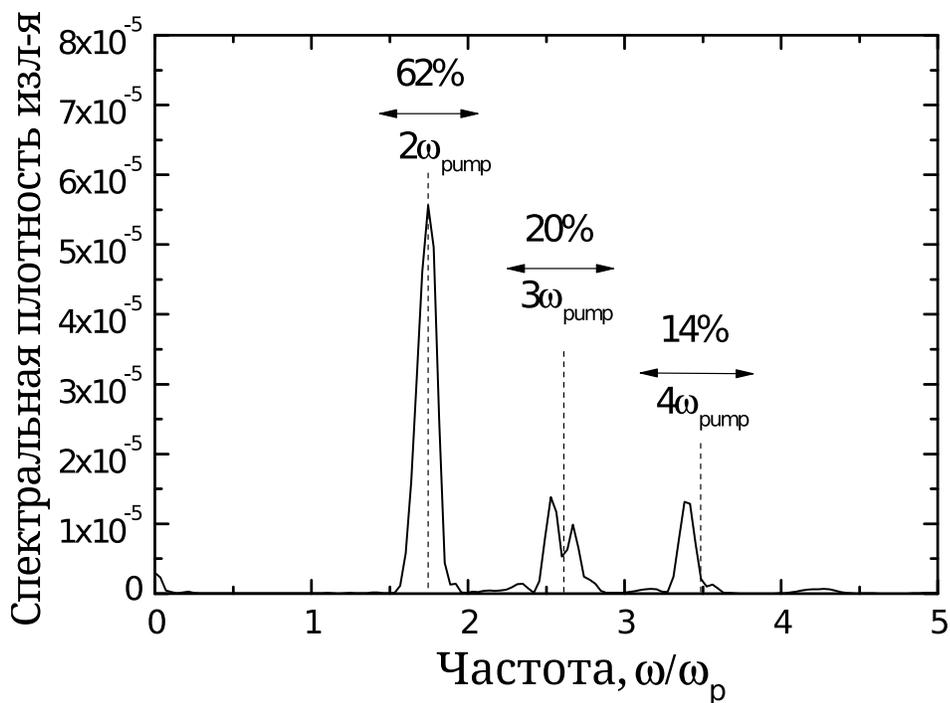


Рисунок 8: Спектральная плотность энергии электромагнитных полей, измеряемых в некоторой точке на поглощающей границе.

Заключение

В результате проделанной работы:

- а) разработан программный комплекс решения дисперсионного уравнения для системы горячая замагниченная плазма — горячий релятивистский пучок в рамках точной кинетической теории на основе гибридных вычислительных систем с графическими ускорителями фирмы NVIDIA;
- б) найден такой режим взаимодействия плазмы и пучка, при котором наиболее неустойчивые встречные пучковые моды способны участвовать в трёхволновом процессе слияния с образованием электромагнитной волны;
- в) эффективность найденного режима проверена при помощи численного моделирования методом частиц-в-ячейках;
- г) результаты моделирования показали, что мощность излучения может достигать 5% от максимальной мощности энергопотерь пучка и большая часть электромагнитного излучения сосредоточена в окрестности второй гармоники частоты накачки $\omega_{pump}=0.87\omega_p$, что для данных параметров плазмы соответствует спектральной области $f=150\pm 8$ ГГц.

Таким образом, в результате представленной работы показана принципиальная возможность повышения эффективности электромагнитной эмиссии из горячей замагниченной плазмы с двумя симметричными релятивистскими пучками при специальном подборе параметров системы.

Литература

1. Theory of type II radio emission from the foreshock of an interplanetary shock / S. A. Knock, Iver H. Cairns, P. A. Robinson, Z. Kuncic // Journal of Geophysical Research. — 2001. — Vol. 106, no. A11. — P. 25041.
2. Reid Hamish Andrew Sinclair, Ratcliffe Heather. A review of solar type III radio bursts // Research in Astronomy and Astrophysics. — 2014. — Vol. 14, no. 7. — P. 773–804.
3. Temporal structure of double plasma frequency emission of thin beam-heated plasma / V. V. Postupaev, A. V. Burdakov, I. A. Ivanov et al. // Physics of Plasmas. — 2013. — Vol. 20, no. 9. — P. 092304.
4. Arzhannikov A V, Timofeev I V. Generation of powerful terahertz emission in a beam-driven strong plasma turbulence // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2012. — Vol. 54, no. 10. — P. 105004.
5. Generation of High-Power Sub-THz Waves in Magnetized Turbulent Electron Beam Plasmas / M K A Thumm, A V Arzhannikov, V T Astrelin et al. // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. — 2013.
6. Observation of electromagnetic radiation at twice the electron plasma frequency generated by beam-plasma interactions / P. Leung, J. Santoru, A. Y. Wong, P. Y. Cheung // Physics of Auroral Arc Formation. — 1981. — Vol. -1. — P. 387–392.
7. Intrator Tom, Hershkowitz Noah, Chan Chung. Experimental observations of nonlinearly enhanced $2\omega_{UH}$ electromagnetic radiation excited by steady-state colliding electron beams // Physics of Fluids. — 1984. — Vol. 27, no. 2. — P. 527.
8. Microwave/millimeter-wave generation in a counterstreaming-beam-plasma system / R. W. Schumacher, J. Santoru, M. Rosenberg, N. A. Krall // Journal of Applied Physics. — 1993. — Vol. 74, no. 5. — P. 3057.

9. Nonlinear wave interactions as emission process of type II radio bursts / Urs Ganse, Patrick Kilian, Felix Spanier, Rami Vainio // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — Vol. 751, no. 2. — P. 145.
10. Fundamental and harmonic plasma emission in different plasma environments / U. Ganse, P. Kilian, F. Spanier, R. Vainio // *Astronomy & Astrophysics*. — 2014. — Vol. 564. — P. A15.
11. Newberger Barry S. New sum rule for products of Bessel functions with application to plasma physics // *Journal of Mathematical Physics*. — 1982. — Vol. 23, no. 7. — P. 1278.
12. Qin Hong, Phillips Cynthia K., Davidson Ronald C. A new derivation of the plasma susceptibility tensor for a hot magnetized plasma without infinite sums of products of Bessel functions // *Physics of Plasmas*. — 2007. — Vol. 14, no. 9. — P. 92103.
13. Timofeev I. V., Annenkov V. V. Exact kinetic theory for the instability of an electron beam in a hot magnetized plasma // *Physics of Plasmas*. — 2013. — Vol. 20, no. 9. — P. 92123.
14. NVIDIA Tesla: A Unified Graphics and Computing Architecture / E. Lindholm, J. Nickolls, S. Oberman, J. Montrym // *Micro, IEEE*. — 2008. — March. — Vol. 28, no. 2. — P. 39–55.
15. Timofeev I. V. Two-dimensional simulations of nonlinear beam-plasma interaction in isotropic and magnetized plasmas // *Physics of Plasmas*. — 2012. — Vol. 19, no. 4. — P. 42108.
16. Timofeev I. V., Terekhov A. V. Simulations of turbulent plasma heating by powerful electron beams // *Physics of Plasmas*. — 2010. — Vol. 17, no. 8. — P. 83111.