

Мазер на циклотронном резонансе с адиабатической магнитной накачкой в разреженной плазме

С. В. Голубев, А. Г. Шалашов

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 3 мая 2007 г.

После переработки 21 мая 2007 г.

Найдены условия, при которых магнитное адиабатическое сжатие плазмы в прямой магнитной ловушке сопровождается накоплением значительной энергии в горячей анизотропной электронной компоненте. Проанализированы основные неустойчивости, приводящие к сбросу накопленной энергии в виде импульса стимулированного электромагнитного излучения. Обсуждается возможность создания источников излучения терагерцового диапазона частот с использованием магнитного сжатия плазмы.

PACS: 52.35.–g, 52.59.Ye

1. Освоение миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов электромагнитных волн требует создания новых или существенной модернизации существующих типов электронных приборов [1]. Наиболее распространенные источники мощного излучения в субмиллиметровом диапазоне, разработанные на основе гиротронов с сильным магнитным полем, позволяют получать импульсное излучение с мощностью порядка 10–1 кВт на частотах от 650 ГГц до 1 ТГц. Рекордные по пиковой мощности импульсы излучения в рассматриваемом диапазоне были получены в лазерах на свободных электронах (ЛСЭ), представляющих собой уникальные установки, существующие в единичных экземплярах. Например, в ЛСЭ ИЯФ СО РАН достигнут мегаваттный уровень пиковой мощности в импульсах длительностью 50 пкс с частотой повторения 5 МГц в диапазоне 1.5–2.5 ТГц [2].

В данной работе предлагается идея нового электронного прибора – мазера на циклотронном резонансе с нарастающим во времени магнитным полем (адиабатическим магнитным сжатием) и использующего в качестве активной среды двухкомпонентную неравновесную плазму. В отличие от “классических” вакуумных электронных приборов, в которых время взаимодействия электронного пучка с генерируемым излучением ограничено временем пролета электронов через резонатор, использование в качестве активной среды неравновесной плазмы позволяет относительно долго накапливать энергию энергичных электронов при магнитном сжатии с последующим управляемым сбросом этой энергии в виде короткого импульса терагерцового излучения. Ожидаемая мощность ~10 МВт (в импульсе длительностью ~100 нс) заметно превосходит достигнутые в ЛСЭ значения, но в одиночном импульсе!

Известно, что при адиабатическом (медленном по сравнению с периодом циклотронного вращения электронов) магнитном сжатии формируется анизотропное распределение энергичных электронов с преобладанием поперечных по отношению к магнитному полю скоростей [3]. Накопленная при сжатии энергия может сбрасываться в виде электромагнитного излучения за счет развития электронных циклотронных (ЭЦ) неустойчивостей, обусловленных анизотропией функции распределения электронов. Характерная частота излучения определяется величиной магнитного поля в момент развития неустойчивости рабочей моды. Рассмотренному ниже случаю соответствуют настолько большие коэффициенты усиления, что генерация излучения реализуется на одном проходе через активную среду. Это позволяет перестраивать частоту излучения в широких пределах за счет изменения магнитного поля. Отметим, что необходимые для создания мощного генератора терагерцового излучения источники импульсного магнитного поля уже существуют; например, в [4] описана система, в которой за несколько миллисекунд достигается поле 50 Тл в объеме ~1000 см³.

Однако практическая реализация рассматриваемых режимов сопряжена со значительными трудностями, поскольку время накопления энергичных электронов обычно на много порядков превышает характерное время развития плазменных неустойчивостей уже при довольно скромных плотностях неравновесной плазмы. Известно, что эта проблема решена в оптических квантовых генераторах, работающих в режиме генерации гигантских импульсов [5]. В этом режиме накопление энергии в активном веществе оказывается возможным благодаря наличию нелинейного элемента, который на стадии накопле-

ния энергии поддерживает в системе высокий порог возбуждения, а затем быстро выключается (из-за насыщения), создавая условия для резкого высвобождения запасенной энергии в виде импульса излучения. В пионерской работе [6] была выдвинута идея, что аналогичным нелинейным элементом в электронных приборах может служить достаточно холодная фоновая плазма, и проанализированы два физических механизма, приводящие к генерации гигантских импульсов электромагнитного излучения в прямой магнитной ловушке с энергичными электронами, помещенной в квазиоптический резонатор.

Первый механизм реализуется, когда порог возбуждения рабочей моды определяется затуханием волн из-за кулоновских соударений в достаточно плотной и холодной фоновой плазме. Излучение, которое появляется в системе при превышении порога возбуждения, поглощается фоновой плазмой, нагревая ее, и тем самым, уменьшая частоту соударений. Это приводит к резкому снижению порога возбуждения и взрывному характеру развития неустойчивости. Подобные режимы привлекаются для объяснения всплесков КНЧ- и ОНЧ-излучений в магнитосфере Земли [7], могут играть роль триггера солнечной вспышки [8] и, по-видимому, проявляются в лабораторном эксперименте [9]. Однако в эксперименте с магнитным сжатием фоновая плазма оказывается не очень эффективным демпфером, что не позволяет надеяться на создание мощных импульсных генераторов, основанных на эффекте прогрева плазмы.

Второй механизм накопления энергии неравновесной компоненты в магнитной ловушке реализуется за счет влияния фоновой плазмы на распространение излучения. В относительно плотной плазме с анизотропным распределением горячих электронов наиболее эффективно возбуждается ветвь электромагнитных колебаний, которая в области больших показателей преломления переходит в вистлеры. Эти волны почти циркулярно поляризованы в направлении циклотронного вращения электронов, распространяются вдоль магнитного поля с частотой ниже электронной гирочастоты ω_c . В слаборелятивистском случае частота неустойчивых волн близка к гирочастоте [6]: $\omega_c - \omega \approx (v_{||}\omega_p/c\omega_c)^{2/3}\omega_c \ll \omega_c$, где ω_p – ленгмюровская частота, определяемая в основном фоновой плазмой, $v_{||}$ – характерная скорость энергичных электронов вдоль магнитного поля. В плавно неоднородной среде прямой выход электромагнитного излучения в вакуум возможен лишь в случае достаточно разреженной плазмы при $\omega_p < \omega \approx \omega_c$; в более плотной плазме выход излучения из области генерации может реализоваться лишь за счет линейной

конверсии излучения [10, 11]. В широком диапазоне параметров эффективность линейной конверсии невелика, что приводит к “выключению” внешнего квазиоптического резонатора при $\omega_p > \omega_c$. Из этого обстоятельства в [6] делается заключение, что в плотной плазме возможно накопление энергии горячих электронов, которая высвобождается при уменьшении плотности плазмы до $\omega_p < \omega_c$ за счет появления обратной связи через резонатор. Длительность и мощность электромагнитного импульса при этом определяются скоростью прохождения точки “отсечки” $\omega_p = \omega_c$. Несмотря на то, что данный механизм привлекался для объяснения ряда экспериментов, в которых наблюдалась генерация импульсов ЭЦ излучения на фоне распада плазмы [6, 12], источник излучения на его основе создан не был. Это связано с тем, что возбуждаемые в плотной плазме электромагнитные волны не могут эффективно выходить в вакуум, поэтому плазменный объем сам по себе способен выступать в роли резонатора, обеспечивающего многопроходное усиление волн. Усиление становится возможным и без внешнего резонатора, поэтому его “включение” при понижении плотности плазмы перестает играть роль триггера для развития неустойчивости. Это, как уже отмечалось выше, радикально уменьшает количество энергии, запасаемой в неравновесной плазме перед вспышкой.

В настоящей работе показано, что механизм выхода из отсечки все же может обеспечить существенное накопление энергии при сжатии разреженной неравновесной плазмы с $\omega_p < \omega_c$. При определенном соотношении параметров в разреженной плазме наиболее неустойчивыми оказываются необыкновенные волны с $\omega \approx \omega_c$, распространяющиеся почти поперек магнитного поля. Хорошо известно, что такие волны эффективно “демпфируются” плазмой либо за счет поляризационной депрессии циклотронного излучения [11], наиболее существенной для медленной необыкновенной волны, либо за счет отсечки быстрой необыкновенной волны [13, 14]. В нашем случае ($\omega_p \ll \omega_c$, см. ниже) медленной и быстрой мы будем называть необыкновенные волны с частотой $\omega < \omega_c$ и $\omega > \omega_c$, соответственно. В слаборелятивистском случае развитие электромагнитной неустойчивости становится возможным лишь в сильно разреженной плазме при выполнении условия

$$\omega_p^2/\omega_c^2 < |1 - \omega/\omega_c| \sim \beta^2 \ll 1, \quad (1)$$

где $\beta = v/c$ – отношение характерной скорости энергичных электронов к скорости света. Адиабатическое магнитное сжатие плазмы автоматически обеспечивает уменьшение параметра ω_p/ω_c как $\propto 1/\sqrt{B}$

(или быстрее при наличии потерь частиц). Основная идея данной работы заключается в предложении использовать магнитное сжатие для накопления энергии при изменении ω_p/ω_c от $\gtrsim 1$ до $\sim \beta$. Ниже приведены оценки инкрементов наиболее неустойчивых мод и мощности генерируемого при таком сжатии электромагнитного импульса, а также пример, иллюстрирующий возможность создания источника терагерцового излучения (с магнитным полем 36 Тл).

2. Дополнительным стимулом для написания данной работы послужили результаты эксперимента по регистрации квазипериодических импульсных высыпаний энергичных электронов и синхронных с ними импульсов электромагнитного излучения при распаде неравновесной плазмы с анизотропным распределением энергичных электронов после импульсного ЭЦР разряда в прямой аксиально-симметричной магнитной ловушке [15]. Вспышечная активность наблюдалась на поздней стадии распада плазмы, когда неустойчивость электромагнитных волн с квазипродольным направлением распространения по отношению к магнитному полю сильно подавлена из-за низкой концентрации плазмы. Наблюдаемые высыпания были объяснены действием циклотронной неустойчивости на медленной необыкновенной волне, распространяющейся поперек магнитного поля. Порог неустойчивости в данном случае определялся как поглощением волн в фоновой плазме, так и прозрачностью плазменного слоя. В стационарном ЭЦР разряде и на начальной стадии распада плазмы неустойчивость была подавлена из-за депрессии циклотронного излучения, развитие неустойчивости становилось возможным лишь в достаточно разреженной плазме при выполнении условия (1). Это объяснило наблюдаемую задержку вспышечной активности около 1 мс. Заметим, что этой задержки было бы вполне достаточно, чтобы поднять энергию горячих электронов в 10–100 раз за счет магнитного сжатия [4].

3. Допустим, что в ловушке удерживается двухкомпонентная плазма, состоящая из достаточно плотной, холодной, равновесной плазмы с плотностью N_e и электронной температурой T_e и анизотропной добавки горячих электронов с плотностью N_h и средней энергией T_h . Нас будет интересовать случай $N_e \gg N_h$, $N_e T_e \ll N_h T_h < N_h m_e c^2$, когда дисперсионные свойства среды определяются фоновой плазмой, а энергия аккумулируется в горячих, но слабо релятивистских электронах. Чтобы избежать не существенных для данного исследования эффектов, связанных с изменением продольной скорости электронов при движении вдоль магнитного поля, допустим, что магнитное поле B однородно в объеме ло-

вушки и скачком принимает значение σB в пробках, пробочное отношение $\sigma > 1$. В этом приближении магнитное сжатие приводит к увеличению только поперечной скорости электрона v_\perp , а плазму можно считать однородной в объеме ловушки.

Допустим, что магнитное поле в ловушке адиабатически медленно увеличивается во времени так, что в процессе сжатия сохраняются магнитный момент и продольная скорость горячих электронов [3]:

$$v_\perp^2/B = \text{const}, \quad v_\parallel = \text{const}. \quad (2)$$

Для этого необходимо, чтобы перераспределение энергии из-за соударений и излучения было мало:

$$\nu_h, \nu_r \ll \nu_B \equiv d \ln B / dt \ll \omega_c. \quad (3)$$

Здесь ν_h – частота кулоновских соударений горячих электронов с частицами фоновой плазмы, ν_B – темп увеличения магнитного поля,

$$\nu_r \approx \frac{2e^2}{3m_e c^3} \omega_c^2 [v_\perp / c]^2$$

– темп потерь энергии на циклотронное излучение, множитель в квадратных скобках следует учитывать только при включении депрессии излучения на первой гармонике при $\omega_p^2/\omega_c^2 \gtrsim v_\parallel/c$ [11]. Примем, что во время сжатия горячие электроны не теряются из ловушки вплоть до момента развития неустойчивости, в бесстолкновительном режиме удержания это выполняется при $\nu_h \ll \nu_B \ln \sigma$ [16]. Тогда эволюция функции распределения горячих электронов полностью определяется соотношениями (2).

В качестве примера возьмем анизотропное максвелловское распределение с конусом потерь:

$$f(v_\perp, v_\parallel) = \frac{N_h}{\pi^{3/2} \mu w_\perp^2 w_\parallel} \exp \left[-\frac{v_\perp^2}{w_\perp^2} - \frac{v_\parallel^2}{w_\parallel^2} \right] \Theta(\alpha). \quad (4)$$

Здесь w_\perp и w_\parallel – поперечная и продольная тепловые скорости, $\alpha = \arccos(v_\parallel/v)$ – питч-угол электрона,

$$\Theta(\alpha) \approx \begin{cases} 1, & \alpha_* < \alpha < \pi - \alpha_* \\ 0, & \alpha < \alpha_* \text{ или } \pi - \alpha_* < \alpha < \pi \end{cases} \quad (5)$$

определяет “нулевую” область пространства скоростей, в которой отсутствуют горячие частицы, $\mu = [1 + (w_\parallel^2/w_\perp^2) \tan^2 \alpha_*]^{-1/2}$ – коррекция в нормировке, связанная с наличием “нулевой” области. Приближенное равенство в выражении (5) отражает тот факт, что функция $\Theta(\alpha)$ непрерывно и плавно меняется от 0 до 1 на границах “нулевой” области. Примем, что размер переходной области $\Delta\alpha_*$ определяется диффузионным масштабом углового рассеяния

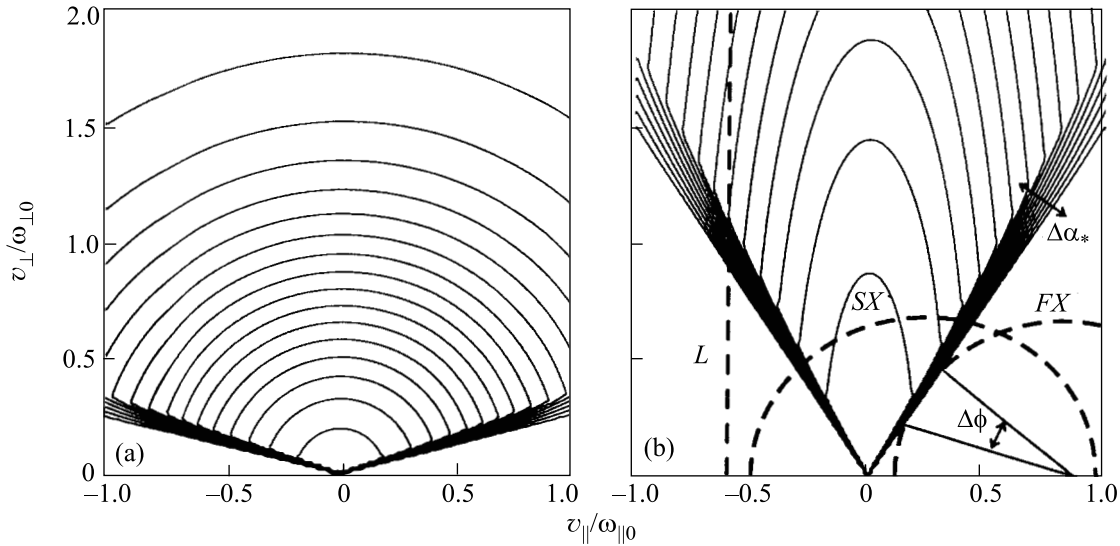


Рис.1. Функция распределения горячих электронов до начала сжатия (а) и после увеличения магнитного поля в 20 раз (b). В начальный момент температура электронов изотропна $w_{\perp 0} = w_{\parallel 0}$, пробочное отношение ловушки $\sigma = 10$. Штриховыми линиями на рисунке показаны линии ЭЦ резонанса, соответствующие медленной (SX) и быстрой (FX) волнам, распространяющимся под значительным углом к магнитному полю, и продольной волне (L)

горячих электронов при кулоновских соударениях: $(\nu_h L/v_{\parallel})^{1/2} \lesssim \Delta\alpha_* \ll \alpha_*$, где L – длина ловушки. В силу (2) параметры распределения (4) при магнитном сжатии изменяются по следующим законам:

$$N_h = bN_{h0}, \quad w_{\perp}^2 = bw_{\perp 0}^2, \quad \tan^2 \alpha_* = b/(\sigma_0 - 1), \quad (6)$$

w_{\parallel} и μ сохраняются. Здесь $b = B(t)/B_0$, индекс 0 обозначает значение в момент начала сжатия. В начале сжатия граница “нулевой” области совпадает с конусом потерь ловушки, $\sin^2 \alpha_{*0} = 1/\sigma_0$. Для того, чтобы при сжатии конус потерь оставался внутри “нулевой” области, достаточно выполнения условия $\sigma > 1 + (\sigma_0 - 1)/b$, то есть поле в пробке может расти медленнее поля в центре ловушки. Пример эволюции функции распределения приведен на рис.1.

Формирующееся в процессе магнитного сжатия распределение энергичных электронов может быть неустойчивым относительно возбуждения трех главных электромагнитных мод: медленной (SX) и быстрой (FX) необыкновенных волн, возбуждаемых за счет свободной энергии, связанной с $\partial f/\partial v_{\perp} > 0$ на границах “нулевой” области, и медленной необыкновенной волны (L), распространяющейся вдоль магнитного поля и возбуждаемой из-за анизотропии температуры $w_{\perp} \gg w_{\parallel}$; остальные ЭЦ неустойчивости, включая многочисленные электростатические неустойчивости [17], не развиваются в интересующем нас случае разреженной и слаборелятивистской плазмы. Линии ЭЦ резонанса $\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} =$

$= s\omega_c(1 - v^2/c^2)^{1/2}$, соответствующие трем типам неустойчивостей, приведены на рис.1.

Наибольший интерес представляют конусные неустойчивости, развивающиеся на первой гармонике на быстрой ($\omega > \omega_c$) необыкновенной волне, распространяющейся под большим углом к магнитному полю. Такие неустойчивости хорошо известны в астрофизике [13, 14, 18]. Как нетрудно заметить из рис.1, наибольшее усиление волн следует ожидать, когда резонансная кривая касается области с $\partial f/\partial v_{\perp} > 0$, причем остальная часть кривой лежит в области, где нет резонансных частиц и, следовательно, диссипации. В этих условиях частота и угол распространения волны однозначно определяются координатами точки касания v_* и α_* :

$$\omega/\omega_c = 1 + v_*^2/2c^2, \quad k_{\parallel}c/\omega = v_*/c \cos \alpha_*. \quad (7)$$

Используя предложенную в работе [13] технику для функции распределения (4), можно получить следующую оценку для инкремента неустойчивости рассматриваемой моды на первой гармонике:

$$\gamma_{FX}(\omega) \approx \omega_c \frac{\sqrt{\pi} N_h}{2 N_e} \frac{\mu^4 \beta_{\parallel}^4}{\cos^4 \alpha_*} \frac{\sin^2 \alpha_*}{\beta_{\perp}^2} \frac{\Delta\phi}{\Delta\alpha_*} x^5 e^{-x^2}. \quad (8)$$

Здесь $\beta_{\perp, \parallel} = w_{\perp, \parallel}/c$, смысл геометрического фактора $\Delta\phi/\Delta\alpha_* \approx 2\sqrt{2} \cot \alpha_*/\Delta\alpha_*$ пояснен на рис.1, а величина $x = v_* \cos \alpha_*/\mu w_{\parallel}$ определяет зависимость от частоты и направления распространения излучения в соответствии с формулами (7).

В нашем случае групповая скорость неустойчивых волн и соответствующая ей плотность электромагнитной энергии определяются фоновой плазмой:

$$\frac{\partial(n^2\omega^2)}{\partial\omega^2} \approx 1 + \frac{\omega_p^2\omega_c^2 \sin^2 \theta_*}{(\omega^2 - \omega_c^2 \sin^2 \theta_*)^2} \sim \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2\beta_{||}^4} \gg 1, \quad (9)$$

поскольку, как показано ниже, неустойчивость реализуется при $\omega_p^2/\omega_c^2 \sim \beta_{||}^2$; здесь n – показатель преломления. Это объясняет обратно пропорциональную зависимость инкремента (8) от плотности фоновой плазмы. В астрофизике обычно рассматривается противоположный случай вакуумной структуры плотности энергии $\partial(n^2\omega^2)/\partial\omega^2 \approx 1$ [13].

При малых значениях $\Delta\omega = \omega - \omega_c$ фоновая плазма приводит к отсечке излучения [10]. В разреженной плазме распространяются волны с $\Delta\omega \gtrsim \omega_p^2/\omega_c$, что в силу соотношений (7) эквивалентно ограничению на диапазон изменения x в формуле (8):

$$x \gtrsim \omega_p/\omega_p^*, \quad \omega_p^* = \omega_c\mu\beta_{||}/\sqrt{2} \cos \alpha_*. \quad (10)$$

С учетом этого неравенства, при $\omega_p/\omega_p^* \gtrsim \sqrt{5/2}$ максимальный по всем частотам инкремент (8) равен

$$\gamma_{FX} \approx 1.2 \gamma_{FX}^* x_*^5 \exp(-x_*^2), \quad x_* = \omega_p/\omega_p^*, \quad (11)$$

где γ_{FX}^* – значение инкремента (8) при $x = \sqrt{5/2}$, это максимальный инкремент быстрой необыкновенной волны без учета эффекта отсечки, то есть при $\omega_p/\omega_p^* \lesssim \sqrt{5/2}$. Развитие неустойчивости возможно при плотности плазмы ниже некоторого критического значения, выше этого значения инкремент экспоненциально быстро “выключается”. Заметим, что эффект отсечки отсутствует для излучения на гармониках гирочастоты. Поэтому ниже мы рассмотрим также и неустойчивость на второй гармонике с максимальным инкрементом $\gamma_{FX,2nd} \approx 2.6 \gamma_{FX}^* \mu^2 \beta_{||}^2 / \cos^2 \alpha_*$.

Отсечка также отсутствует для медленной необыкновенной волны на первой гармонике, распространяющейся при $\omega \lesssim \omega_c$ поперек или под большим углом к магнитному полю. Опираясь на результаты работы [19], максимальный инкремент этой волны с учетом $\partial(n^2\omega^2)/\partial\omega^2 \sim \omega_p^2/\Delta\omega^2 \gg 1$ и $\Delta\omega \approx \beta_{\perp}^2\omega_c$ может быть оценен как $\gamma_{SX} \lesssim 0.5\omega_c(N_h/N_e)\beta_{\perp}^6$. Приближенное равенство достигается при отсутствии поляризационной депрессии излучения. Как правило, $\gamma_{SX} \ll \gamma_{FX}^*$ при $\beta_{\perp} \ll 1$. Это неравенство нарушается лишь в сильно разреженной плазме при $\omega_p^2/\omega_c^2 \ll \beta_{\perp}^4$, когда $\partial(n^2\omega^2)/\partial\omega^2 \approx 1$ и $\gamma_{SX} \approx \omega_c\beta_{\perp}^2$.

В характерной для магнитного сжатия сильно анизотропной плазме с $w_{\perp} \gg w_{||}$ существенную роль

могут играть неустойчивости медленных необыкновенных волн, распространяющихся почти вдоль магнитного поля. Инкременты этих неустойчивостей слабо чувствительны к наличию конуса потерь, поэтому мы ограничимся случаем анизотропного максвелловского распределения [$\Theta(\alpha) \equiv 1$ в (4)]. В этом приближении задача рассматривалась, например, в [17–19]. Инкремент кинетической неустойчивости γ_L будем определять как максимальный по всем частотам инкремент (5.16) из монографии [18]. Для грубых оценок можно положить $\gamma_L \lesssim 0.7\omega_c(N_h/N_e)\beta_{\perp}^2$, равенство выполняется при $\beta_{||}^2 \ll \omega_p^2/\omega_c^2 \ll \beta_{||}$. При большой анизотропии неустойчивость может переходить в гидродинамический режим, когда $\gamma_L \gg k_{||}w_{||}$,

$$\gamma_L \approx \omega_c \min \left[\frac{N_h}{2N_e} \beta_{\perp}^2, \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{N_h}{N_e} \frac{\omega_p^2 \beta_{\perp}^2}{4\omega_c^2} \right)^{1/3} \right]. \quad (12)$$

Возможность перехода в гидродинамический режим учитывалась в приведенных ниже расчетах (рис. 2).

4. Взаимодействие резонансных электронов с электромагнитными волнами приводит к уменьшению их поперечной энергии, в результате горячие электроны попадают в конус потерь и уходят из ловушки. В среднем каждая частица теряет на излучение волн энергию $\Delta W = T_{h\perp} - T_{h||}/(\sigma - 1) \approx T_{h\perp}$, где $T_{h\perp} \gg T_{h||}$ – средние энергии поперечного и продольного движения электронов. Максимальная энергия электромагнитного импульса равна $E_w = VN_h\Delta W$, где VN_h – число горячих электронов в ловушке.

Эволюция электромагнитной энергии E , соответствующей рабочей моде с инкрементом γ , может быть описана следующими уравнениями:

$$dE/dt \approx (\gamma - \delta)E, \quad \delta \approx \nu_e + \tau_{gr}^{-1} |\ln R|, \quad (13)$$

где декремент δ определяется объемным затуханием из-за поглощения волн фоновой плазмой и, в общем случае, потерями во внешнем резонаторе, ν_e – эффективная частота соударений электронов фоновой плазмы, $\tau_{gr} \approx L/v_{gr}$ – время группового пробега излучения через ловушку, R – коэффициент отражения от зеркал резонатора. При $\gamma \geq \delta$ начинается генерация стимулированного (мазерного) излучения. Считая, что включение неустойчивости происходит быстрее изменения декремента, в окрестности порога генерации $\gamma = \delta$ в первом уравнении (13) можно положить, что $\gamma - \delta \approx (1 - E/E_w)\dot{\gamma}t$, где $\dot{\gamma} = d\gamma/dt$ – скорость изменения инкремента на пороге, а множитель в скобках учитывает деградацию инкремента из-за истощения запаса энергичных частиц. Отсюда можно полу-

чить, что характерное время нарастания электромагнитного поля и средняя мощность излучения равны $\tau_w = 1/\sqrt{\dot{\gamma}}$ и $P_w \approx E_w \sqrt{\dot{\gamma}}$, соответственно. Обычно τ_w много меньше времени изменения параметров фоновой плазмы и магнитного поля.

Возможность быстрого включения делает неустойчивость на косой быстрой необыкновенной волне наиболее привлекательной с точки зрения повышения мощности в импульсе. Быстрое включение неустойчивости обеспечивается неравенством $\gamma_{FX}^* \gg \delta$, которое, как правило, легко реализуется в лабораторных условиях. Магнитное сжатие начинается при $\omega_p/\omega_p^* \gg 1$. В процессе сжатия это отношение уменьшается, и при $\omega_p = x_* \omega_p^*$ достигается порог неустойчивости, величина x_* находится из уравнения (11) при $\gamma_{FX} = \delta$. Длительность и мощность излучаемого импульса определяются как

$$\tau_w \approx \frac{1}{\sqrt{2\nu_B \delta \ln(\gamma_{FX}^*/\delta)}}, \quad P_w \approx \frac{b_* V_0 N_{h0} T_{h\perp 0}}{\tau_w}, \quad (14)$$

где $b_* = \omega_c/\omega_{c0}$ – увеличение магнитного поля к моменту достижения порога, связанное с несущей частотой импульса $\omega \approx \omega_c$. Более точно, частота и направление распространения неустойчивых волн определяются как $\omega - \omega_c \approx \omega_p^2/\omega_c$ и $k_{\parallel}c/\omega \approx \sqrt{2}\omega_p/\omega_c \cos \alpha_*$ (см. формулы (7) и (11)). Вследствие квазилинейной релаксации граница “нулевой” области, в окрестности которой сосредоточено резонансное взаимодействие, размывается, и в процесс излучения волн вовлекаются новые резонансные электроны. Это приводит к обогащению частотно-углового спектра излучения; причем, при квазилинейной эволюции имеется тенденция к смещению частоты максимума излучения к гирочастоте, а направления – к строго поперечному. При этом возможно проявление тонких эффектов, связанных с уходом части спектра в область отсечки излучения. Кроме того, при нарушении условия $\gamma_{FX}^* \gg \delta$, $\dot{\gamma}_{FX}^{1/2}$ включается механизм “нелинейной отсечки”, рассмотренный в [6]. Анализ таких процессов выходит за рамки данной работы.

Инкременты остальных рассмотренных неустойчивостей ($\gamma_{FX,2nd}$, γ_{SX} и γ_L) достаточно плавно зависят от плотности фоновой плазмы. Если одна из этих неустойчивостей развивается раньше неустойчивости косой необыкновенной волны, то при той же суммарной энергии генерируется импульс меньшей мощности, что может рассматриваться как паразитный эффект, которого следует избегать. В широком диапазоне параметров плазмы неустойчивости $\gamma_{FX,2nd}$ и γ_{SX} легко подавляются, в то время как неустойчивость квазипродольных волн может оказывать

ся сильной. Заметим, что $\gamma_L/\gamma_{FX} \propto w_{\perp}^4/w_{\parallel}^4$, поэтому условие подавления продольной неустойчивости, $\gamma_L < \gamma_{FX} = \delta$, приводит к ограничению максимальной анизотропии горячих частиц w_{\perp}/w_{\parallel} .

5. Рассмотрим эволюцию условий возбуждения электромагнитной неустойчивости при магнитном сжатии. Допустим, что магнитное сжатие начинается после выключения источника, поддерживающего затравочную плазму с плотностью порядка 10^{13} см⁻³. После выключения источника фоновая плазма быстро охлаждается до температуры $\lesssim 10$ эВ и удерживается в газодинамическом режиме, при котором темп потерь частиц $\nu_{gd} = \sqrt{T_e/m_i}/\sigma L$ определяется истечением плазмы через пробки ловушки с ионно-звуковой скоростью, m_i – масса ионов, $\nu_{gd} \ll \nu_e/\ln \sigma$ [20]. Такие условия реализуются, например, в распадающейся плазме ЭЦР разряда [15]. Эволюция плотности и температуры основной плазмы может быть определена в рамках стандартного подхода [21], основанного на балансных уравнениях для концентрации и плотности энергии электронной компоненты:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} N_e &= (\nu_B - \nu_{gd}) N_e - \alpha_r T_e^{-9/2} N_e^3, \\ \frac{3}{2} \frac{d}{dt} (N_e T_e) &= \left(\frac{5}{2} \nu_B - \nu_{gd} \ln \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \right) N_e T_e - P_l \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь члены с ν_B и ν_{gd} учитывают соответственно магнитное сжатие и конвективные потери частиц и энергии из-за газодинамического выноса, α_r – коэффициент тройной рекомбинации, определяющий потери электронов при охлаждении ниже 1 эВ, P_l учитывает остальные каналы потерь энергии (рекомбинационное, циклотронное и тормозное излучение), которые для приведенного ниже примера оказались несущественными. В зависимости от вида $B(t)$ и начальных условий уравнения (15) описывают либо распад плазмы, когда концентрация и температура фоновой плазмы монотонно спадают во времени, либо сжатие, когда концентрация и, в некоторых режимах, температура проходят через максимум.

Решение системы (15) совместно с приведенными выше оценками инкрементов неустойчивостей и мощности электромагнитного излучения позволяет проводить поиск и оптимизацию режимов сжатия, приводящих к излучению электромагнитного импульса с заданными параметрами. В ряде случаев (например, когда есть доминирующий канал потерь энергии) эта задача допускает аналитическое решение, которое, за недостатком места, мы не приво-

дим. Мы ограничимся одним характерным примером, полученным в результате оптимизации сжатия для затравочной плазмы, типичной для ЭЦР разряда в прямой ловушке, и демонстрирующим возможность получения импульсного терагерцового излучения мульти-мегаваттного уровня мощности.

На рис.2 показана эволюция инкрементов рассмотренных выше неустойчивостей и декремента по-

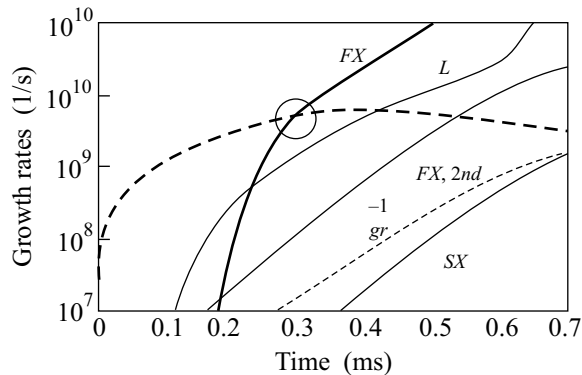


Рис.2. Эволюция инкрементов неустойчивостей косых (γ_{FX} , $\gamma_{FX,2nd}$), поперечных (γ_{SX}) и продольных (γ_L) волн, декремента объемного поглощения (δ) и обратного времени группового пробега (τ_{gr}^{-1}) в процессе сжатия аргонной плазмы. Магнитное поле изменяется по закону $B = (1 + \nu_1 t)B_0$, где $\nu_1 = 9 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$, $B_0 = 1.2 \text{ Тл}$. В начальный момент времени холодная компонента характеризуется $N_e = 1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 10 \text{ эВ}$, горячая компонента – $N_h = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_{h\parallel} = 500 \text{ эВ}$, $T_{h\perp} = 700 \text{ эВ}$. При достижении порога ЭЦ неустойчивости (отмечено окружностью) $N_e = 1.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 0.6 \text{ эВ}$, $N_h = 4.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_{h\perp} = 20 \text{ кэВ}$, $B = 35.7 \text{ Тл}$. Длина ловушки $L = 10 \text{ см}$, начальный радиус плазменного шнура 10 см , пробочное отношение $\sigma_0 = 4.3$. Отражение излучения от зеркал резонатора при вычислении декремента не учитывалось

глощения электромагнитных волн в процессе сжатия плазмы. Все параметры сжатия и затравочной плазмы указаны в подписи к рисунку. Эти параметры подобраны таким образом, что первым достигается порог неустойчивости косой необыкновенной волны. К этому моменту (290 мкс) напряженность магнитного поля увеличивается в 30 раз (с 1.2 Тл до 36 Тл) и соответствует частоте 1 ТГц. При достижении порога накопленная в горячей компоненте энергия (6 Дж) сбрасывается в виде электромагнитного импульса с длительностью 110 нс и средней мощностью 55 МВт. При этом $\gamma_{FX} \tau_{gr} \gg 1$, то есть излучение реализуется на одном проходе волны через активную область.

Дальнейший рост мощности излучения, например, за счет поднятия плотности горячей компоненты плазмы, ограничен при заданной геометрии маг-

нитного поля возбуждением паразитных неустойчивостей на продольных волнах. В принципе, это ограничение можно преодолеть переходом к более короткой ловушке с неоднородным магнитным полем в рабочем объеме. В отличие от рассмотренной выше “прямоугольной магнитной ямы”, в неоднородной ловушке магнитное сжатие сопровождается увеличением также и продольной компоненты скорости (например, для параболического профиля магнитного поля $w_{\parallel} \propto B^{1/4}$), что приводит к меньшей поперечной анизотропии и, тем самым, ухудшает условия возбуждения продольных неустойчивостей.

Авторы выражают глубокую благодарность А.В.Гапонову-Грехову, Е.В.Суворову и В.Ю.Трахтенгерцу за стимулирующие дискуссии и ценные замечания. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 06-02-16438), Совета по грантам при Президенте РФ (грант # МК-3591.2007.2), программы CRDF “Фундаментальные исследования и высшее образование – BRHE” и Фонда содействия отечественной науке.

1. Л. В. Братман, Изв. ВУЗов. Радиофизика **46**, 859 (2003); V. L. Bratman and E. V. Suvorov, in *Strong Microwaves in Plasmas 2006*, v. 1, Ed. A. G. Litvak, Nizhny Novgorod: IAP RAS, 2006, p. 76.
2. V. P. Bolotin, N. A. Vinokurov, D. A. Kayran et al., *Proc. 26th Int. Free Electron Lasers Conference and 11th FEL Users Workshop*, Trieste, Italy, 2004, Eds. R. Bakker et al., p. 226.
3. А. И. Кисляков, А. В. Красильников, С. Г. Щемелинин, *Физика плазмы* **11**, 91 (1985); Я. Л. Богомолов, А. Г. Демехов, В. Ю. Трахтенгерц и др., *Физика плазмы* **14**, 539 (1988).
4. J. Sims, A. Vaka, G. Voebinder et al., *IEEE Trans. on Appl. Superconductivity* **10**, 510 (2000).
5. Я. И. Ханин, *Динамика квантовых генераторов*, М.: Сов. Радио, 1975.
6. А. В. Гапонов-Грехов, В. М. Глаголев, В. Ю. Трахтенгерц, *ЖЭТФ* **80**, 2198 (1981).
7. А. Г. Демехов, Д. Л. Пасманик, В. Ю. Трахтенгерц, *Изв. ВУЗов, Радиофизика* **39**, 988 (1996).
8. В. Ю. Трахтенгерц, *Изв. ВУЗов, Радиофизика* **39**, 699 (1996); В. Ю. Трахтенгерц, А. Г. Шалашов, *Астрономический журнал* **76**, 618 (1999).
9. А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, А. Г. Демехов и др., *Физика плазмы* **31**, 997 (2005).
10. В. Л. Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме*, М.: Наука, 1967.
11. В. В. Железняков, *Излучение в астрофизической плазме*, М.: Янус-К, 1997.
12. V. V. Alikeev, et al., *Plasma Phys.* **10**, 753 (1968).

13. D. B. Melrose and G. A. Dulk, *Astrophys. J.* **259**, 844 (1982).
14. R. G. Hewitt, D. B. Melrose, and K. G. Ronnmark, *Aust. J. Phys.* **35**, 447 (1982); C. S. Wu, *Space Sci. Rev.* **41**, 215 (1985).
15. А. Г. Шалашов, А. В. Водопьянов, С. В. Голубев и др., *Письма в ЖЭТФ* **84**, 375 (2006); А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, А. Г. Демехов и др., *ЖЭТФ* **104**, 330 (2007).
16. В. П. Пастухов, *Вопросы теории плазмы*, вып. **13**, М.: Энергоатомиздат, (1983).
17. А. Б. Михайловский, *Теория плазменных неустойчивостей*, т. **1**. М.: Атомиздат, 1975.
18. R. A. Treumann and W. Baumjohann, *Advanced space plasma physics* Imperial College Press, 1996.
19. А. Г. Демехов, *Изв. ВУЗов, Радиофизика* **30**, 734 (1987).
20. В. В. Мирнов, Д. Д. Рютов, в сб. *Итоги науки и техники, серия физика плазмы* **8**, 77 (1988).
21. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, М.: Наука, 1992.