

МАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КАНАЛОВ САМОФОКУСИРОВКИ И ПОТОКОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ: ИХ СЛИЯНИЕ И НАКОПЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ. ДЕЙСТВИЕ НА НИХ ВНЕШНИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Г.А.Аскарьян, С.В.Буланов, Ф.Пегораро⁺, А.М.Пухов*

*Институт общей физики РАН
117942, Москва, Россия*

⁺ *Dipartimento di Fisica Teorica dell' Università di Torino
10125 Torino, Italia*

^{*} *Московский физико-технический институт
141730, Долгопрудный, Московской обл., Россия*

Поступила в редакцию 14 июля 1994 г.

При численном моделировании релятивистской самофокусировки и филаментации световых лучей в плазме обнаружен новый эффект: слияние каналов. Выявлена причина их взаимодействия — притяжение токов, возникающих в каналах самофокусировки. Продемонстрировано влияние внешних магнитных полей на каналы, приводящее к их изгибанию. Эти эффекты по-новому раскрывают явление самофокусировки. Они открывают возможность накопления энергии нескольких каналов в одном. Идентифицирован механизм генерации сверхсильных квазистатических магнитных полей.

Аналогичные силовые эффекты возможны и для других механизмов создания токов увлечения: от светового давления, термоэлектрических и термоэмиссионных токов в лазерных разрядах и лучах, в мощных микроволновых потоках и т.п.

1. Последние достижения в развитии лазерной техники, позволяющие получать сверхкороткие, длительностью в несколько фемтосекунд, импульсы электромагнитного излучения с интенсивностью более 10^{18} Вт/см² [1], означают переход к совершенно новым режимам взаимодействия электромагнитного излучения с плазмой.

В пределе релятивистских амплитуд одно из наиболее ярких явлений современной физики нелинейных процессов, самофокусировка электромагнитного излучения [2], приобретает новые особенности, которые в настоящее время интенсивно исследуются в теоретических работах [3] и находят экспериментальное подтверждение [4]. Другой замечательный эффект нелинейной оптики — генерация квазистатического магнитного поля при взаимодействии мощного излучения с плазмой [5]. При переходе к релятивистским значениям интенсивности следует ожидать, что влияние магнитных эффектов будет усиливаться. Настоящая работа посвящена исследованию генерации магнитного поля и его влиянию на релятивистскую самофокусировку.

Основное внимание уделяется релятивистски сильному излучению, то есть пределу

$$a = \frac{eE}{m\omega c} \gg 1, \quad (1)$$

означающему, что осцилляторная энергия электрона в поле волны превышает

mc^2 . Здесь E – амплитуда электрического поля в волне, а ω – несущая частота. Отметим, что результаты численного моделирования воздействия релятивистски сильных лазерных импульсов на плазму сверхкритической плотности [6] демонстрируют появление в плазме, лишь вблизи ее границы, сильного магнитного поля.

Основные механизмы генерации квазистатических магнитных полей в лазерной плазме таковы. Это, во-первых, термо э.д.с., возбуждаемая из-за неколлинеарности градиентов плотности и температуры плазмы [7], однако, как отмечается в статье [8], в пределе очень больших амплитуд полей этот механизм не применим. Затем может создаваться магнитное поле, ориентированное вдоль направления распространения излучения вследствие обратного эффекта Фарадея [9]. Этот эффект имеет место для волн циркулярной поляризации и обусловлен электрическим током, который создается электронами, совершающими вращательное движение в волне, и течет по периферии неоднородного в поперечном направлении волнового пучка. Источником магнитных полей может быть также неоднородность и нестационарность ponderomotive силы. Теория этого механизма развивается в статье [8] в применении к случаю генерации магнитного поля вблизи границы плазмы сверхкритической плотности. Следующий механизм связан с неустойчивостью Вейбеля [10], которая представляет собой неустойчивость электромагнитного типа и развивается в плазме с анизотропным распределением электронов по скоростям. Нелинейная стадия этой моды и ее связь с квазистатическими магнитными полями в лазерной плазме обсуждается в [11].

2. Чтобы идентифицировать механизм генерации магнитного поля и выяснить его влияние на динамику взаимодействия излучения с плазмой, необходимо иметь детальную информацию о пространственно-временной зависимости поля, виде функции распределения электронов, существенно нелинейной стадии этого процесса, включая предел релятивистских амплитуд излучения. Для этого в данной статье мы представляем результаты численного моделирования двумерных режимов распространения электромагнитного излучения в плазме. Используется высокоэффективный полностью релятивистский, двумерный (все величины зависят от координат x и y и времени), электромагнитный (решается полная система уравнений Максвелла) код, представляющий собой реализацию метода частиц в ячейке. В общем случае импульсы частиц и электрическое и магнитное поля имеют по три компоненты. Расчеты проводились на сетке размером 128×256 ячеек. Число частиц в одной ячейке было порядка 10, так что полное число частиц в расчетах достигало 200 000. Граничные условия по координате y – периодические, а по координате x таковы: на границе $x = 0$ задаются параметры падающей на плазму волны; для выходящего из расчетной области излучения на обоих границах отражение отсутствует. Пространственные размеры измеряются в длинах волны электромагнитного излучения в вакууме λ , а единица времени равна периоду волны $2\pi/\omega$. В начальный момент времени плазма занимает область $x > 5$; ионный фон однороден и ионы неподвижны; начальное значение температуры электронов равно нулю.

3. Результаты численного моделирования взаимодействия с плазмой полубесконечного электромагнитного пучка конечной поперечной ширины показаны на рис.1 – 4. В варианте, показанном на рис.1, концентрация плазмы соответ-

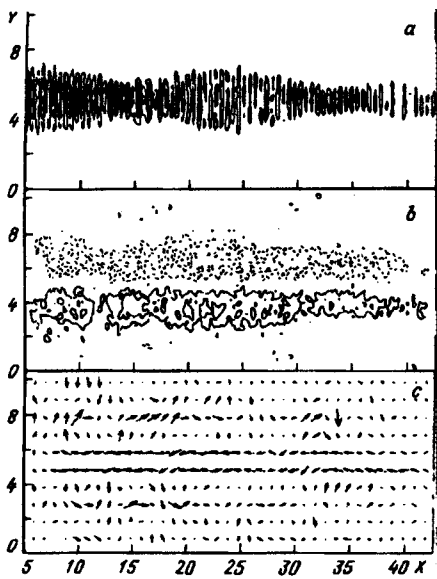


Рис.1

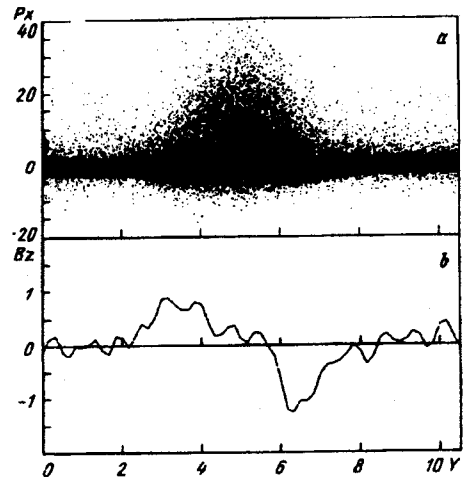


Рис.2

Рис.1. Релятивистская самофокусировка электромагнитного излучения в плазме и генерация магнитного поля: $\omega t/2\pi = 50$. Линии уровня постоянного значения плотности электромагнитной энергии (а); контуры равного значения напряженности z -компоненты квазистатического магнитного поля: сплошные линии – положительное значение напряженности, а пунктирные – отрицательное (б); распределение векторного поля плотности электрического тока (с)

Рис.2. Усредненная по координате x фазовая плоскость электронов (p_z, y) (а); зависимость величины магнитного поля от координаты y при $x = 15\lambda$ (б)

стует отношению ленгмюровской частоты без учета релятивизма к несущей частоте лазерного излучения, равному $(\omega_{pe}/\omega) = 0.75$. Безразмерная амплитуда электромагнитной волны равна $a = 5$. Начальный поперечный размер электромагнитного пучка равен 5λ . Волна имеет линейную поляризацию с электрическим полем вдоль оси z . Для этих параметров порог релятивистской самофокусировки превзойден, и на расстоянии от границы плазмы порядка 10λ излучение фокусируется в узкий канал с поперечным размером, соизмеримым с длиной волны (см. рис.1а). Квазистатическое магнитное поле (z -компонента) локализовано вблизи канала. Оно обращается в нуль на его оси и достигает максимума на краях (см. рис.1б и рис.2). Структура поля соответствует электрическому току, текущему вдоль канала (см. рис. 1с).

В пределе ультрарелятивистских интенсивностей излучения и, следовательно, релятивистских энергий частиц в плазме характерное значение напряженности магнитного поля может быть оценено следующим образом, мало чувствительным к деталям конкретного механизма генерации тока в плазме. Пусть поперечный размер волнового пучка равен R . В ультрарелятивистском пределе скорость электронов ограничена величиной скорости света в вакууме c , поэтому плотность электрического тока приблизительно равна $-enc$, где n – концентрация частиц в канале. Отсюда, опуская численные множители, найдем, что магнитное поле равно $B \approx enR$. Если поперечный размер

R определяется условием каналирования излучения, то его величина должна удовлетворять неравенству $R > (ca/\omega_p)$, то есть размер оказывается порядка плазменной длины волны, вычисленной с учетом релятивистского утяжеления электронов. При этом принимается во внимание, что в релятивистски сильной электромагнитной волне электрон в системе отсчета, в которой он покоится до прихода волны, приобретает энергию, равную $mc^2 a^2/2$ [12]. Следовательно, магнитное поле по порядку величины равно $B \approx e n c a / \omega_p$ или в безразмерном виде

$$\frac{eB}{m\omega c} \approx a \frac{\omega_p}{\omega}. \quad (2)$$

Последнее соотношение показывает, что в плазме с докритической концентрацией квазистатическое магнитное поле в отношении (ω_p/ω) меньше, чем амплитуда поля в электромагнитной волне, и возрастает с увеличением плотности плазмы пропорционально $n^{1/2}$.

Как видно из рис. 2а, электрический ток вдоль канала создается пучком быстрых частиц, ускоренных электромагнитным излучением или ленгмюровскими волнами, которые возбуждаются в этой области. Из вида распределения по продольному импульсу в зависимости от координаты y , показанному на рис. 2а, следует, что канал заполнен быстрыми частицами. В силу условия квазинейтральности плазмы ток быстрых частиц должен компенсироваться электрическим током противоположного знака, который течет по периферии канала. Этот ток, ток замещения, переносится электронами холодной компоненты плазмы. Разноименные электрические токи взаимно расталкиваются, что влечет за собой поддержание модуляции плотности электрического тока в поперечном направлении и возникающей структуры магнитного поля. Обсуждаемому в данной статье случаю соответствует поле, имеющее только z -компоненту. Его распределение по координате y приведено на рис. 2б. Напряженность поля достигает значений, данных формулой (2).

Расталкивание разноименных электрических токов и рост неоднородности в распределении плотности тока в плазме есть ни что иное, как проявление вейбелевской неустойчивости [10], подробно исследованной в цитированной выше работе [11] (см. также цитированную в этой статье литературу). Характерный поперечный масштаб распределения поля найдем из условия равенства плотности магнитной энергии плотности поперечной кинетической энергии частиц, $B^2/8\pi \approx n m c^2 a$. В линейном приближении подобным образом можно оценить порог развития этой неустойчивости. Эта оценка дает в ультрарелятивистском пределе значение размера области локализации поля порядка ca/ω_p , величину, по порядку совпадающую с радиусом электромагнитного волокна, найденным из условия каналирования излучения. Инкремент вейбелевской неустойчивости, в нерелятивистском случае равный $\omega_p(v/c)$, где v — характерная токовая скорость электронов, в пределе релятивистских энергий частиц может быть оценен как ω_p/a . Приведенные оценки находятся в соответствии с значениями характерных размеров неоднородности магнитного поля в направлениях поперек и вдоль электромагнитного волокна. Здесь необходимо отметить, что речь может идти о соответствии только по порядку величины, поскольку в представленных выше вариантах расчетов доминирующей является сила пон-

дермоторного давления, которая возникает вследствие неоднородности электромагнитного излучения, тем не менее магнитное взаимодействие оказывает важное влияние на процесс распространения излучения в плазме, как это следует из приведенных далее результатов численного моделирования.

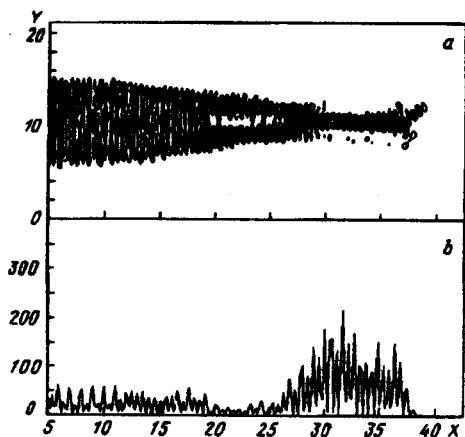


Рис.3

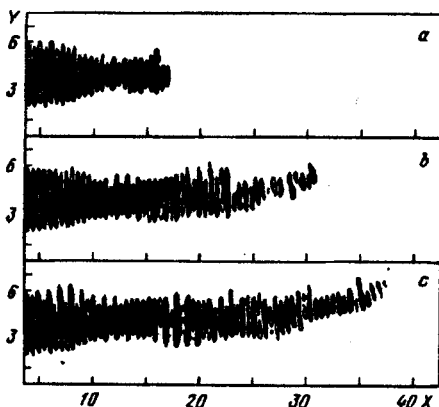


Рис.4

Рис.3. Развитие филаментационной неустойчивости и слияние волокон на ее нелинейной стадии для $\omega t/2\pi = 50$: линии уровня постоянного значения плотности электромагнитной энергии (а), продольное распределение значения плотности электромагнитной энергии на оси канала (б)

Рис.4. Линии уровня постоянного значения плотности электромагнитной энергии при отклонении канала в однородном внешнем магнитном поле для $\omega t/2\pi = 15, 30, 50$, на рис. (а), (б) и (с), соответственно

На рис.3а показано распределение плотности электромагнитной энергии, образующееся в результате филаментационной неустойчивости электромагнитного пучка, достаточно широкого в поперечном направлении. В данном варианте концентрация плазмы соответствует отношению $(\omega_{pe}/\omega) = 0,75$. Безразмерная амплитуда электромагнитной волны равна $a = 5$. Поперечный размер электромагнитного пучка равен 10λ . Волна имеет линейную поляризацию с электрическим полем вдоль оси z . На расстоянии от границы плазмы порядка 15λ излучение разбивается на два хорошо разделенных волокна с поперечными размерами, соизмеримыми с длиной волны, и расстоянием между ними, превышающим их радиусы. (На этом рисунке показана стадия процесса, соответствующая $\omega t/2\pi = 50$. Картина развития неустойчивости с течением времени будет обсуждаться в отдельной публикации). Затем волокна сливаются в один канал. В канале, по которому распространяется волна, содержится почти вся энергия излучения. Этот процесс приводит к экстремально большому накоплению энергии. Как видно из зависимости плотности электромагнитной энергии на оси канала $y = 0$ от координаты x , представленной на рис.3б, плотность энергии увеличивается в данном варианте в 8 раз по сравнению с величиной на границе плазмы.

4. Слияние волокон можно объяснить их магнитным взаимодействием. Чтобы продемонстрировать важность влияния магнитного поля, было проведено моделирование воздействия однородного внешнего магнитного поля на само-

фокусировку излучения. На рис.4 показано отклонение в поперечном направлении канала, в котором сфокусирован пучок с параметрами, отвечающими варианту, представленному на рис.1. Магнитное поле направлено вдоль оси z и равно $B = \omega mc/e$, то есть оно порядка характерного поля, возбуждаемого в плазме электромагнитным пучком (2). Видно отклонение канала в соответствии с знаком поля и тока быстрых электронов. Изменение знака поля приводит к отклонению в противоположном направлении. Искривление канала связано с поперечным отклонением электронов при их движении в магнитном поле. Релятивистские электроны обгоняют передний фронт волны, который перемещается с групповой скоростью, меньшей скорости света в вакууме, вследствие влияния плазмы и того, что каналированное излучение распространяется в узком эффективном волноводе. Перед фронтом импульса электроны повышают показатель преломления среды из-за их релятивистского утяжеления, что в свою очередь приводит к изменению направления распространения излучения. Поскольку ларморовский радиус быстрых электронов превышает ларморовский радиус электронов холодной компоненты, отклонение последних в противоположном направлении не так существенно. Продольная модуляция, видная на рис.4, может быть отнесена на счет интерференции отдельных мод узкого волновода.

5. Аналогичные силовые эффекты будут наблюдаться и для мощных потоков микроволн или лазерного излучения из-за токов увлечения, возникающих из-за "светового давления" на электроны, испытывающие рассеяние на ионах:

$$I_{\text{свет}} = \frac{e}{mv_s c} \frac{\partial P}{\partial z} \simeq \frac{r_0}{e} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_s^2} P \ll \frac{r_0 \omega_p^2}{e \omega^2} P \ll \frac{r_0}{e} P$$

для $\omega > \omega_p \gg \nu_s$ (где r_0 - классический радиус электрона, P - полная мощность потока, ν_s - частота столкновений), а также из-за термоэлектронных или термоэмиссионных токов. Например, только для токов от светового давления погонная сила F_1 , действия внешнего поля H равна $F_1 \simeq \frac{1}{c} I H \simeq \frac{r_0}{cc} P H$. Приравнявая эту силу силе погонного гидродинамического сопротивления $F_{\text{гд}} \simeq C \rho_0 u^2 a$, где C - формфактор обтекания ($\simeq 0,1 \div 1$), ρ_0 - плотность окружающего газа, a - радиус канала, u - скорость движения токнесущего канала), получим $u \gtrsim 10^4$ см/с при $H \gtrsim 10^4$ Э и $P \simeq 100$ МВт. То есть эти взаимодействия потоков, их искривление или отбрасывание внешними полями могут быть весьма эффективными.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и технической политики Российской Федерации, а также Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант N 94-02-16922).

1. G.Mourou and D.Umstadter, Phys. Fluids B 4, 2315 (1992).
2. Г.А.Аскарьян, ЖЭТФ 42, 6 (1962); УФН,111, 249 (1973).
3. А.Г.Литвак, ЖЭТФ 57, 629 (1969); С.Мах, J.Arons, and A.B.Langdon, Phys. Rev. Lett, 33, 209 (1974); Л.А.Абрамян, А.Г.Литвак, В.А.Миронов, А.М.Серегев, ЖЭТФ 102, 1816 (1992); А.В.Борисов, А.В.Боровский, О.В.Ширяев, В.В.Коробкин, А.М.Прохоров et al., Phys. Rev. A45, 5830 (1992); X.L.Chen, and R.N.Sudan, Phys. Rev. Lett. 70, 2082 (1993); S.V.Bulanov, F.Pegoraro, and A.M.Pukhov, представлено в печать в Phys. Rev. Lett.
4. А.В.Борисов, А.В.Боровский, В.В.Коробкин, А.М.Прохоров, et al., Phys. Rev. Lett. 68, 2309 (1992).

5. В.В.Коробкин, Р.В.Серов, Письма в ЖЭТФ **3**, 301 (1966); Г.А.Аскаръян, М.С.Рабинович, А.Д.Смирнова, В.Б.Студенов, Письма в ЖЭТФ **5**, 116 (1967).
6. S.C.Wilks, W.L.Krueger, M.Tabak, and A.B.Langdon, Phys. Rev. Lett. **69**, 1383 (1992).
7. J.Stamper, K.Papadopoulos, R.N.Sudan et al., Phys. Rev. Lett **26**, 1012 (1971).
8. R.N.Sudan, Phys. Rev. Lett. **70**, 3075 (1993).
9. A.D.Steiger, and C.H.Woods, Phys. Rev. A**5**, 1467 (1971); В.Ю.Быченков, В.И.Демин, В.Т.Тихончук, ЖЭТФ **105**, 118 (1994).
10. E.W.Weibel, Phys. Rev. Lett. **2**, 83 (1959).
11. В.Ю.Быченков, В.П.Силин, В.Т.Тихончук, ЖЭТФ **98**, 1269 (1990).
12. H.M.Lai, Phys. Fluids **23**, 2373 (1980).