

**УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ  
В ПЛАЗМЕ**

УДК 533.9

**УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ИНТЕНСИВНЫМ  
СВЕРХКОРОТКИМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИМПУЛЬСОМ,  
ВОЗБУЖДАЕМЫМ В ПЛАЗМЕ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ  
ИЛИ СГУСТКАМИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ**

© 2002 г. В. А. Балакирев, В. И. Карась, И. В. Карась

*ННЦ “Харьковский физико-технический институт”*

Поступила в редакцию 27.09.01 г.

Дан обзор результатов теоретических и экспериментальных исследований и численного моделирования генерации интенсивных электромагнитных полей применительно к ускорителям, основанным на коллективных методах ускорения заряженных частиц, с темпом ускорения на 2–3 порядка большим, чем у классических резонансных ускорителей. Исследуются условия наиболее эффективного возбуждения в плазме ускоряющих полей релятивистскими электронными сгустками или интенсивным лазерным излучением. Исследуются параметрические и модуляционные процессы, генерация квазистатического магнитного поля и ускорение электронов и ионов плазмы с целью определения оптимальных условий для наиболее эффективного ускорения сформированных сгустков заряженных частиц.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее перспективных коллективных методов ускорения [1–9] является метод ускорения с помощью волн плотности заряда в плазме [3]. Развитию этого метода посвящено большое число исследований [10–77]. Среди них особое место занимают работа [3], в которой этот метод был предложен, работа [4], в которой были предложены новые эффективные методы возбуждения плазменных волн с помощью лазерного излучения (Plasma Beat-Wave Acceleration (PBWA) и Laser Wake-Field Acceleration (LWFA)), а также рассмотрен ряд важных вопросов ускорения заряженных частиц в этом случае, и работа [10], где предложено возбуждать плазменные волны короткими электронными сгустками или их периодической последовательностью (Plasma Wake-Field Acceleration (PWFA)). Весьма существенным моментом является то, что для ускорения предлагалось использовать кильватерные плазменные волны. Заметим, что вопрос о поле, возбуждаемом в плазме электронным сгустком, был рассмотрен еще в [69–74]. Самосогласованная динамика движения в плазме электронных сгустков с прямоугольным профилем плотности исследовалась во многих работах (см., например, [14, 36, 78] и цитированную там литературу). Важное значение для развития метода ускорения с помощью плазменных волн, возбуждаемых лазерным излучением, имели теоретические работы [15–18] и экспериментальные работы [19–22] (см. также [48]), а для метода возбуждения кильватерных плазменных волн электронными сгустками (PWFA) (работы [12, 13, 79–82]). В последние годы была

предложена существенная модификация метода ускорения плазменными волнами, возбуждаемыми лазерным излучением, – метода, основанного на самомодуляции лазерного импульса (Self-Modulation Wake-Field Acceleration (SMWFA)) [15–20, 83–85] (см. также [52]). Наиболее впечатляющие результаты по плазменным методам ускорения получены в работах по LWFA [19–22]. Напряженности ускоряющих полей достигли на малых длинах значений  $(1.5–20) \times 10^8$  В/см, а энергия ускоренных частиц на длине порядка сантиметра – 100–300 МэВ. Таким образом, метод плазменно-лазерного ускорения успешно развивается. Результаты, полученные с помощью метода ускорения кильватерными плазменными волнами, возбуждаемыми сгустками релятивистских электронов, значительно скромнее:  $\sim 50$  кВ/см при заряде сгустка  $\sim 4$  нКл. Достигнутые в последнее время успехи в создании коротких плотных электронных сгустков позволяют надеяться, что и в методе PWFA будут достигнуты очень большие напряженности ускоряющих полей [13, 80]<sup>1</sup>.

### 2. НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ УВЕЛИЧЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ УСКОРЯЮЩИХ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕ

В этом разделе обсудим новые возможности дальнейшего увеличения напряженности ускоряющих полей. Напомним [24], что максимальная

<sup>1</sup> Изложению теоретических и экспериментальных результатов в рассматриваемой области посвящены, например, обзоры и статьи [55, 56].

напряженность электрического поля релятивистской волны плотности заряда в плазме равна

$$E_{\max} = \frac{\tilde{n}_p}{n_0} \sqrt{4\pi n_0 m c^2 \gamma}, \text{ где } \tilde{n}_p - \text{максимальное значение плотности в волне пространственного заряда в плазме. Отношение } \frac{\tilde{n}_p}{n_0} \text{ определяется способом возбуждения волны плотности заряда. В экспериментах по лазерному способу возбуждения эта величина не превосходит 15\% (LWFA), а в экспериментах по возбуждению плазменной волны электронными сгустками она составляет порядка 3\% (PWFA). Согласно [15–19, 48], для LWFA } \frac{\tilde{n}_p}{n_0} =$$

$= \frac{a^2}{\sqrt{1+a^2}}$ , где  $a = \frac{eE\lambda}{2\pi m c^2}$ ,  $E$  и  $\lambda = \frac{2\pi}{\omega}$  – напряженность электрического поля и длина волны лазерного излучения соответственно. Как известно, для возбуждения кильватерной плазменной волны сгустками электронов (PWFA)  $\frac{\tilde{n}_p}{n_0} \sim \frac{n_b}{n_0}$  [13], где  $n_b$  – плотность электронов пучка. Таким образом, увеличение максимальной напряженности электрического поля плазменной волны может быть достигнуто путем увеличения напряженности электрического поля или длины волны лазерного излучения, увеличением плотности сгустка электронов, возбуждающего плазменную волну, либо изысканием новых методов возбуждения этой волны. Сравнивая соотношения для  $\frac{\tilde{n}_p}{n_0}$  в случае LWFA и в случае PWFA, получаем [9]

$$\left( \frac{eE\lambda}{2\pi m c^2} \right)^2 \approx \frac{n_b}{n_0}. \quad (1)$$

Из этого соотношения можно определить плотность электронов в сгустке  $n_b$ , которая обеспечивает возбуждение плазменной волны с той же максимальной напряженностью электрического поля, что и в плазменной волне, возбуждаемой лазерным излучением. Из этого соотношения следует, что для получения в PWFA плазменной волны с напряженностью электрического поля такой же, как в волне, возбуждаемой лазерным излучением, надо  $n_b/n_0$  сделать как можно большим. Случай  $n_b/n_0 \sim 1$  не рассматривается, так как использованное соотношение для  $E_{\max}$  в LWFA выведено в предположении, что  $a \ll 1$ .

## 2.1 Возбуждение кильватерных полей в твердотельной плазме лазерными импульсами

Другая возможность увеличения  $E_{\max}$  заключается в переходе к плазме большей плотности, в частности плазме твердого тела. Такая возможность может быть осуществлена, в частности, путем использования плазмы полупроводников. Однако плотность плазмы в полупроводниках изменяется в пределах  $n_0 \sim 10^{14} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а в экспериментах по LWFA была достигнута плотность газовой плазмы  $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Поэтому для создания плазменных ускорителей заряженных частиц естественно попытаться обратиться к плазме металлов, где плотность свободных электронов составляет  $10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$ . Очень смелая, но несколько экзотическая<sup>2</sup> идея осуществления LWFA была предложена в [59, 60]. Для ее осуществления необходимо решить [9] следующие довольно трудные задачи:

- 1) ввод электромагнитного излучения в металл;
- 2) возбуждение с помощью лазерного излучения волн плотности заряда в плазме металла;
- 3) ослабление эффекта многократного рассеяния пучка ускоряемых частиц на электронах, находящихся между плоскостями каналирования;
- 4) предотвращения разрушения кристалла при вводе в него огромных мощностей лазерного излучения путем перехода к очень коротким ( $\sim \omega_{pe}^{-1}$ ) импульсам лазерного излучения.

По оценкам авторов [59], для получения ускоряющих полей  $\sim 100 \text{ ГэВ/см}$  плотность энергии составит  $3 \times 10^7 \text{ Дж/см}^3$ .

Как было указано выше, напряженность электрического поля волны плотности заряда существенно зависит от способа ее возбуждения. Авторы [59, 60] предлагают использовать два способа возбуждения плазменной волны лазерным излучением: способом, используемым в LWFA, и другим способом, предложенным в [56], использующим взаимодействие лазерного излучения с созданной в плазме пространственной периодической неоднородностью с помощью акустической волны или с помощью дифракционной решетки. Во втором способе используется трехволновое взаимодействие лазерной волны, ионно-акустической и плазменной ленгмюровской. Взаимодействие волн приводит к возбуждению плазменной волны с частотой  $\omega_{pe}$  и волновым числом  $k_p$ . Для этого необходимо, чтобы выполнялись условия  $\omega \approx \omega_{pe}$ ,

<sup>2</sup> Понятие экзотичности очень быстро изменяется со временем. Напомним, что, когда в 1956 г. были предложены коллективные методы ускорения, в частности метод ускорения заряженных частиц с помощью волн плотности заряда в плазме, они рассматривались как очень экзотические.

$\omega_s \ll \omega_{pe}$  и чтобы волновое число лазерной волны в плазме было близко к нулю, а волновое число акустической волны было равно  $k_p$ . Фазовая скорость плазменной волны  $v_{ph} = \omega_{pe}/k_p$  близка к  $c$ .

Второй способ, который собираются использовать авторы [60], сводится к возбуждению кильватерных плазменных волн с помощью короткого лазерного импульса (как это делается в методе LWFA). В этом случае необходимо, чтобы  $\omega \gg \omega_{pe}$ . Так как в обоих случаях  $\omega_{pe} \approx 10^{16} \text{ с}^{-1}$ , то это приводит к необходимости создавать лазеры большой мощности в ультрафиолетовой области. Предполагается, что плотность плазмы  $\sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$  будет достигнута путем ионизации атомов твердого тела этим же лазером. Кроме того, что понадобится разработка сверхмощных лазеров в ультрафиолетовой области, надо учесть тот факт, что сильное поглощение приведет к существенному затуханию лазерного импульса. Для ответа на вопрос об осуществлении очень смелых и интересных идей, изложенных в [59, 60], надо изучить вопрос о глубине проникновения интенсивного ультрафиолетового лазерного излучения в металл с учетом его потерь на ионизацию и фотоэффект. Учитывая, что при огромных мощностях лазерного излучения даже при малой длительности импульса твердое тело будет разрушаться, авторы предлагают осуществлять ускорение в оптических волокнах или металлических пленках малой толщины. Это может облегчить также задачу ввода лазерного излучения в кристалл. Авторы [59, 60] справедливо считают, что предварительные эксперименты могут быть проведены на полупроводниках с плотностью электронов  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . В связи с этим надо обратить внимание на очень интересную работу [64], в которой предсказано и обнаружено явление аномального проникновения светового лазерного излучения в полупроводник. Эта аномалия связана, по мнению авторов [66, 67], с возбуждением поверхностных плазменных волн.

Заметим, что максимально возможная напряженность волны плотности заряда в плазме ограничена условием, что скорость электронов плазмы  $v_e$ , приобретаемая в поле этой волны, равна ее фазовой скорости  $v_{ph}$ :

$$E_{\max} = \sqrt{4\pi n_0 m c^2 (2\gamma - 1)}. \quad (2)$$

Второй, не менее важной идеей, заложенной в основу работ [59, 60], является использование твердых кристаллических тел не только для увеличения напряженности электрического поля плазменных волн, возбуждаемых лазерным излучением, но и использование кристаллических свойств твердого тела для получения пучков ускоренных частиц с большой светимостью с помощью эффекта каналирования ускоряемых частиц. Действительно, большая напряженность ус-

коряющих полей и быстрое нарастание энергии ускоряемых частиц могут в условиях каналирования привести к значительному уменьшению эмиттанса пучка ускоренных частиц. Следует, однако, учесть тот факт, что угол каналирования равен  $\psi \approx \sqrt{eU_b/\epsilon_p}$ , где  $eU_b$  – глубина потенциальной ямы (высота потенциального барьера, образованного в межплоскостной области кристалла). В случае очень больших энергий  $\epsilon_p$  этот угол становится очень малым, поэтому использование возможности сильного снижения эмиттанса при ускорении заряженных частиц в кристалле до очень больших энергий требует теоретического и экспериментального исследования. Возможно, что идеи авторов [59, 60] в полном объеме и не смогут быть осуществлены в ближайшее время, однако отдельные элементы этого метода будут использованы при создании ускорителей, обеспечивающих очень большие энергии (порядка  $10^{13}$ – $10^{18}$  эВ).

Другой метод ускорения заряженных частиц в кристаллах был предложен в [62, 63]. Идея этого метода развивалась в последующих исследованиях. Она заключается в том, чтобы использовать аналогию с ускорителями заряженных частиц в микроволновых волноводах, периодически нагруженных металлическими или диэлектрическими дисками, и перейти к ускорению с помощью жесткого рентгеновского излучения. При этом периодическая структура кристалла играет для рентгеновского излучения такую же роль, как для микроволнового излучения волноводы, периодически нагруженные дисками. Благодаря переходу к ускорению в кристаллах с помощью жесткого рентгеновского излучения и использованию эффекта Бормана [62] решается вопрос о проникновении излучения в кристалл и его распространении на относительно большие расстояния. В [62] также предлагается для уменьшения эффекта рассеяния ускоряемых заряженных частиц использовать каналирование частиц в кристалле. В [62] имеется ссылка на то, что в неопубликованной работе Хофштадтера содержатся аналогичные идеи. Напомним вкратце о том, как развивались исследования вопроса об ускорении заряженных частиц в твердых телах. В [61] предлагалось использовать для ускорения продольные волны поляризации оптически активного вещества, образующиеся в результате биений двух электромагнитных волн, и указывалось на возможность использования эффекта каналирования для уменьшения расходимости пучка ускоряемых частиц, обусловленного их многократным рассеянием. В [62] предлагалось ускорять заряженные частицы в кристалле с помощью жесткого рентгеновского излучения и уменьшать расходимость пучка ускоряемых частиц с помощью каналирования, а также изучался целый ряд

вопросов этого метода ускорения. При оценке возможностей предлагаемого в [62] способа ускорения в твердом теле лазерным излучением авторы при определении напряженности электрического поля плазменной волны в металле исходят из выражения для максимального поля нелинейной волны, распространяющейся в плазме, полученного из решения задачи о собственных волнах. Естественно, что для оценки электрического поля в рассматриваемом случае необходимо исходить из решения для вынужденных колебаний и волн. Напряженность электрического поля волны очень чувствительна к способу возбуждения волны, поэтому для окончательного ответа на вопрос о напряженности электрического поля плазменной волны, как нам кажется, необходимо решить задачу о возбуждении плазменной волны в рассматриваемом случае. В достаточно интересной работе [14] предложен метод ускорения кильватерными полями, в котором высокоинтенсивный электронный пучок используется для возбуждения экстремально нелинейных, вызывающих преимущественно поперечное движение, плазменных колебаний.

В [42] предложен способ существенного повышения напряженности возбуждаемых релятивистским электронным сгустком (РЭС) кильватерных полей за счет самомодуляции длинного импульсного РЭС в плазме. Движение частиц сгустка в поле, возбуждаемом передним фронтом сгустка, приводит к модуляции плотности частиц сгустка, т.е. к разбиению его на микросгустки. Так как частота модуляции совпадает с плазменной частотой, то возникает когерентность полей, возбуждаемых микросгустками, что приводит к существенному повышению амплитуды возбуждаемых кильватерных полей. С помощью 2.5-мерного численного моделирования в [34] показано однако, что для РЭС с размерами, соизмеримыми со скин-длиной, нестационарная их динамика из-за собственных самосогласованных электромагнитных полей приводит к менее интенсивному, чем для “жестких” сгустков, нарастанию амплитуды кильватерных полей вдоль цепочки микросгустков.

## 2.2. Эксперименты по PWFA

Экспериментальные исследования по методу ускорения заряженных частиц кильватерными волнами были начаты в Аргоннской национальной лаборатории (ANL) [13, 14, 79–82, 86] и затем были продолжены в Токийском университете [87]. В первых экспериментах в ANL использовали пучки с энергиями 24.1 МэВ (основной сгусток с электрическим зарядом 4 нКл и геометрическими размерами ~1 мм) и 16.6 МэВ (ускоряемый и диагностируемый сгусток с теми же геометрическими размерами). Плотность плазмы, в которую

инжектировались сгустки, изменялась от  $10^{11}$  до  $10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Амплитуда возбуждаемых полей составила ~6 МэВ/м, что нельзя было объяснить без учета нелинейностей плазмы и сгустка. Были проведены (см., например, [13, 14]) лишь одномерные расчеты и лишь некоторые оценки, учитывающие двух- и трехмерные эффекты. Было указано на необходимость последовательного учета трехмерных эффектов с учетом нелинейного поведения частиц плазмы и сгустка. В Токийском университете эксперименты по PWFA проводились с последовательностью шести сгустков, с энергией частиц 500 МэВ. Плотность плазмы менялась примерно в тех же пределах, что и в предыдущих экспериментах. Получена [87] линейная зависимость амплитуды возбужденного кильватерного поля от плотности плазмы в пределах от  $10^{11}$  до  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Недостаточно эффективное возбуждение полей и сильное радиальное смещение последующих сгустков не нашли адекватного теоретического объяснения (ответы на многие из этих вопросов получены в результате проведенных нами исследований). Цель проектов ускорителей будущего состоит в развитии кильватерных методов ускорения для создания будущих коллайдеров. Наиболее активно ведутся исследования по PWFA в ANL, Калифорнийском университете в Лос-Анжелесе (UCLA) и Университете Южная Калифорния совместно со Стэнфордским ускорительным центром на 30 ГэВ-м электронном ускорителе. Предварительные результаты этих очень важных исследований были доложены на ежегодном собрании Американского физического общества в октябре 2000 г., но они сообщены лишь в виде аннотаций, а публикации в журналах пока отсутствуют, поэтому мы не можем в этом разделе обсудить эти многообещающие результаты. В ANL [79–82] создан ускоритель с фотокатодным источником, который сможет обеспечить следующие параметры сгустка: энергия частиц – 200 МэВ, заряд в сгустке – 100 нКл при длительности 20 пс. Для поджига фотокатода используется лазер с энергией 8 мДж, длительностью импульса 2 нс, работающий на длине волны 248 нм. Этот проект предусматривает получение темпа ускорения ~100 МэВ/м.

## 2.3. Возбуждение кильватерных полей лазерными импульсами

Другим, не менее перспективным, методом возбуждения кильватерных полей в плазме является использование коротких (пикосекундных и фемтосекундных) лазерных импульсов с интенсивностями  $10^{16}$ – $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. В [88–90] описаны результаты последних экспериментов по схеме PWFA (мы хотели бы напомнить, что метод ускорения на биениях пучков электромагнитных импульсов был впервые предложен в [91]), прове-

денных в UCLA. Релятивистские плазменные волны резонансно возбуждались в плазме на биениях двух коллинеарных лазерных пучков CO<sub>2</sub>-лазеров, одновременно работающих на двух длинах волн. С помощью электронного пучка с пиковым током 200 мА и энергией частиц 2 МэВ с длительностью импульса 1 нс было исследовано ускорение тестовых частиц для измерения продольных полей в плазме, которые в данном случае сами имели большой релятивистский фактор, равный 34 (релятивистский фактор возбуждаемого кильватерного поля велик из-за большого отношения частоты лазера к электронной плазменной частоте, т.е.  $\gamma = \omega/\omega_{pe}$ ). Энергетический спектр ускоренных электронов определялся с помощью специального многосекторного магнита и поверхностного барьерного детектора. Электроны ускорялись до 20 МэВ на длине 1 см при темпе ускорения более чем 1.8 ГэВ/м. Экспериментально продемонстрировано [90] ускорение электронов релятивистскими плазменными волнами, генерируемыми в результате вынужденного рамановского рассеяния вперед короткого одночастотного лазерного импульса с длиной волны 1.053 мкм, длительностью  $6 \times 10^{-13}$  с и пиковой мощностью  $8 \times 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>. Плазма создавалась дополнительным лазером, и ее плотность изменялась в пределах  $(1-2.5) \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Длина, на которой плазма была однородной, составляла 0.8 мм. Появление ускоренных электронов коррелировало с генерацией первой антистоксовой компоненты излучения. Расчеты этих же авторов показали, что при увеличении длины взаимодействия до 1.3 мм может быть достигнут темп ускорения 1 ГэВ/см. Начиная с пионерской работы [4], многочисленные исследования РВВА метода ускорения, включающие экспериментальные и теоретические исследования, дополненные численным моделированием (см. также [21, 88]), показали, что этот метод работает лучше всего при длинах импульса, согласующихся с теорией [92]. Это ограничение обусловлено отстройкой частоты плазмы от разностной частоты лазеров. Согласно численным результатам, малая длина ускорения обусловлена не неоднородностью плазмы, а эффектом дифракционного расплывания импульса на рэлеевской длине. При этом ускоряются около 2% инжектированных частиц. Прогресс в теории и моделировании лазерно-плазменных ускорителей изложен в [57, 88]. В частности, обсуждена возможность использования канала для уменьшения радиального расплывания импульса. Ранее [4] обсуждался вопрос о целесообразности плазменного канала. В настоящее время предлагается использовать не прямоугольный канал, а канал специальной формы. Так как наибольшим препятствием для ускорения является дифракционная расходимость, то благо-

даря выбору параметров канала удалось существенно увеличить длину ускорения до

$$l_{\text{acc}} = \lambda_{pe} \frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2} \left[ 1 + \left( \frac{c}{V_{\text{osc}}} \right)^2 \right], \quad (3)$$

где  $V_{\text{osc}} = \frac{eE}{m\omega}$  – скорость осцилляций электрона в поле лазерной волны. В данном случае инкремент рамановской неустойчивости имеет вид

$$\gamma_{RS} = 2^{-3/2} \frac{V_{\text{osc}} \omega_{pe}^2}{c \omega} \sqrt{1 - \left( \frac{4p\lambda_{pe}}{2\pi} \right)^2}, \quad (4)$$

где  $p^2 + h^2 = \left( \frac{2\pi}{\lambda_{pe}} \right)^2$ ,  $p = h \text{th} a_0$ ,  $a_0$  – характерный размер канала.

В [57, 93] проведено исследование прохождения интенсивного лазерного импульса через плазму со специально выбранной формой канала и показано, что в пустом канале инкремент рамановского рассеяния вперед уменьшается, если  $\pi a_0 < 0.13\lambda_{pe}$ .

#### 2.4. Ускорение в режиме SMWFA

Выше мы уже обсуждали вопросы ускорения заряженных частиц в режиме SMWFA. В данном подразделе проанализируем последние работы, выполненные в этом направлении. Это вопрос представляет большой интерес, поскольку с физической точки зрения самомодуляция лазерного импульса и самомодуляция РЭС имеют очень много общего. Как увидим в дальнейшем, самомодуляция РЭС является одним из наиболее перспективных методов возбуждения интенсивных ускоряющих полей в плазме. В [94] проведено детальное экспериментальное исследование самомодуляции интенсивного лазерного импульса (мощность электромагнитного излучения 2 ТВт, длительность импульса 400 фс, энергия в импульсе 1 Дж, длина волны 1.054 нм, интенсивность  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, начальный радиус пятна 6 мкм) в плазме с плотностью  $1.4 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Ускорено  $10^8$  электронов плазмы до энергии 30 МэВ. Плазменная волна существует на 20 рэлеевских длинах. Установлена корреляция между появлением гармоник и ускоренными электронами. Показано, что при снижении мощности в 2 раза или понижении плотности плазмы электроны высоких энергий отсутствуют. В [95, 96] экспериментально наблюдалось самоканалирование интенсивного ( $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>) лазерного импульса в плазме на расстоянии в 20 рэлеевских длин. В [97–98] рассмотрено экспериментально и теоретически ускорение инжектированных электронов с энергией 3 МэВ интенсивной кильватерной волной (с напряженностью ускоряющего электрического

поля 1.5–15 ГВ/м), возбуждаемой лазерным импульсом с энергией 5 Дж и длительностью импульса от 0.4–7 пс, распространяющемся в предварительно созданном плазменном канале с плотностью плазмы  $10^{19}$  см $^{-3}$ . Показано, что в случае длинного импульса (т.е. когда мощность мала по сравнению с мощностью критической для самофокусировки) импульс распространяется в канале на расстояние, равное трем рэлеевским длинам. Резонансная плазменная волна с шестипроцентной вариацией плотности возбуждается в результате самомодуляции. Амплитуда плазменной волны далека от опрокидывания, и плазменные электроны МэВ-го диапазона энергий не генерируются. В случае высокой мощности имеет место сильно нелинейное взаимодействие, которое приводит к филаментации. Происходят самофокусировка и самомодуляция, но не генерируются интенсивные резонансные плазменные волны. Генерация большого числа электронов МэВ-ого диапазона энергий наблюдается для мощностей, в 28 раз превышающих порог релятивистской самофокусировки. В [99] подробно исследована радиальная структура кильватерной волны, возбуждаемой при самомодуляции лазерного импульса в однородной плазме с докритической плотностью. В [100] детально (экспериментально и с помощью трехмерного моделирования) исследована генерация электронного пучка в схеме SMWFA и показано, что полученный пучок электронов с энергией 2 МэВ имеет чрезвычайно малый эмиттанс (0.06π мм мрад). При этом основную роль играют не силы пространственного заряда в пучке, а нелинейность плазменной волны и магнитное поле, причем не квазистатическое, о чем пишут во многих работах (см., например, [101, 102]), а поле волны. В [103–107] исследованы взаимодействие коротких лазерных импульсов с поперечно неоднородной плазмой, релятивистская филаментация и полевая ионизация. В [101, 102, 108, 109] детально изучены самофокусировка интенсивного ультракороткого лазерного импульса и эффекты, ее сопровождающие: генерация и ускорение ионов, кавитация электронов, формирование каналов, генерация магнитного поля и др.

### 2.5. Схема PWFA с каналом пониженной электронной плотности

Предложенная программа [81] по развитию метода PWFA опирается на использование канала с пониженной электронной плотностью. Представлены результаты и предложения по взаимодействию интенсивных релятивистских пучков с плазмой, которая помещена в слабое магнитное поле. Так как рассматриваются пучки с плотностью  $n_b > n_p$ , то электроны уходят из области распространения пучка и образуется ионный канал

(так называемый режим ионной фокусировки). Программа по экспериментальному исследованию ускорения в режиме PWFA ведется на ускорителе ANL. В последних работах [81, 110] предлагается режим “выдувания”, создающий условия для прохождения электронного пучка через плазму с минимальными искажениями и потерями. В этих работах представлена модель близкого к равновесию пучка, распространяющегося с минимальной деградацией через разреженную плазму, в том числе и при наличии внешнего магнитного поля. Представлены численные результаты, полученные с использованием уравнения Власова–Максвелла для описания электронов пучка совместно с гидродинамическими уравнениями для частиц плазмы. Сравнение результатов, основанных на равновесной модели, с полученными при моделировании дискретными частицами, удовлетворяющими условиям модели, показывает, что бесстолкновительное затухание приводит к равновесию. Обсуждается также возможность использования РЭС в качестве адиабатической линзы. Недавно предложенный режим “выдувания” для PWFA [81, 110], в котором все плазменные электроны удаляются из области, занятой пучком, имеет ряд преимуществ. При распространении интенсивного электронного пучка с достаточно большой длительностью через разреженную плазму ( $n_0 < n_b$ ) происходит полное удаление электронов из области пучка, и образуется ионный канал. Этот режим называется режимом ионной фокусировки. Благодаря магнитным самофокусирующим силам пучок распространяется в ионном канале. Для полностью сформированного ионного канала равновесный радиус  $R_{eq}$  пучка равен

$$R_{eq} = \frac{\epsilon_n}{\sqrt{2\pi r_e n_0 \gamma_b}}, \quad (5)$$

где  $\epsilon_n$  – нормализованный эмиттанс пучка,  $r_e$  – классический радиус электрона. В пучке можно выделить три качественно различных области. Самый передний край (головка) пучка не фокусируется плазмой, что приводит к его расширению. На тело пучка, распространяющегося в ионном канале, действует максимальная фокусирующая сила. В переходной области между головкой и телом пучка его эволюция не может описываться в рамках линейной оптики ввиду присутствия электронов плазмы. Для импульса с достаточно малой длиной  $L_0$  ( $2\pi L_0 \leq \lambda_{pe}$ ) эволюция головки пучка и переходной области оказывает существенное влияние на эффективность транспортировки пучка на большие расстояния. Для ультрарелятивистских пучков передняя часть расширяется свободно в соответствии со значением эмиттанса, при этом уход плазменных электронов замедляется. Вследствие этого фокусирующая сила, дей-

ствующая на последующие слои пучка, уменьшается, что приводит к его существенному искажению. Простая одномерная модель показывает, что после некоторого начального расширения пучка дальнейшая искажение происходит очень медленно. Показано также, что расширение происходит вплоть до полного удаления плазменных электронов, т.е. пучок медленно достигает режима пинчевания с образованием равновесной конфигурации. Используя указанный режим, авторы [110] планируют использовать сгустки с зарядом 90 нКл для получения ускоряющих полей 80–150 МэВ/м. Далее будут изложены результаты исследований по формированию ионного канала вследствие движения ионов в возбуждаемых РЭС самосогласованных электромагнитных полях.

### 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ С ПОМОЩЬЮ 2.5-МЕРНОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ПОЛНОСТЬЮ РЕЛЯТИВИСТКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КОДА ВОЗБУЖДЕНИЯ КИЛЬВАТЕРНЫХ ПОЛЕЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ РЭС В РАЗРЕЖЕННОЙ И ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

Возбуждение нелинейной стационарной волны в плазме периодической последовательностью РЭС изучалась в [12], где было показано, что в случае сравнимых плотностей плазмы и сгустка электрическое поле волны увеличивается с ростом релятивистского фактора сгустка. Нелинейный режим в экспериментах по ускорению кильватерными полями показал важность трехмерных эффектов [13, 14]. Имеются два различных режима, обеспечивающие большие кильватерные плазменные поля, которые могут быть использованы в ускорительной физике. При соответствующей плотности плазмы можно использовать короткий широкий сгусток для возбуждения волн большой амплитуды, с помощью которых можно ускорять другие сгустки частиц. С другой стороны, длинный узкий сгусток можно хорошо сфокусировать его же собственным магнитным полем в условиях нейтрализации пространственного заряда плазмой. Возбуждение кильватерных полей изучается с помощью модифицированного двухкоординатного и трехскоростного аксиально-симметричного электромагнитного кода COMPASS [30–32]. Ранее этот код использовался для моделирования индукционного ускорителя [32], моделирования взаимодействия релятивистских пучков с плазмой [33], а также исследования прохождения одиночного РЭС или последовательности РЭС через плотную и разреженную плазму [34]. Отметим, что в экспериментах [13, 14] поперечный  $R_0$  и продольный  $L_0$  размеры сгустка малы по сравнению со скинновой длиной  $c/\omega_{pe}$  при плотности РЭС  $n_b \leq n_0/2$ . Ком-

пьютерное моделирование [34, 35] показало, что поперечный размер сгустка, распространяющегося в плазме, изменяется в очень широких пределах. Это приводит к существенным изменениям его плотности (более чем на порядок величины), а также к изменению возбуждаемых кильватерных полей. Показано, что амплитуды поперечного и продольного поля увеличиваются с каждым дополнительно инжектируемым РЭС, но эти амплитуды не пропорциональны числу инжектированных сгустков (как это было в случае “жестких” сгустков). Для будущих экспериментальных исследований с целью возбуждения интенсивных кильватерных полей в плазме и использования этих полей для ускорения заряженных частиц предполагается использовать новый электронный ускоритель, созданный в ХФТИ [69]. Его параметры таковы: энергия  $W = 18–20$  МэВ, число электронов в сгустке  $N \approx 10^{10}$ , число сгустков – до 20, частота модуляции сгустков 2797.16 МГц. В экспериментах предполагается инжектировать релятивистские электронные сгустки в плазму, плотность которой будет изменяться в широких пределах (более чем на четыре порядка). Размеры сгустков при этом будут соизмеримы со скинновой длиной. Степень неоднородности плазмы будет поддерживаться не хуже, чем в пределах нескольких процентов. В этом случае теоретическое рассмотрение однородной плазмы в полной мере адекватно эксперименту.

В условиях эксперимента не должны проявляться азимутально неоднородные неустойчивости, поэтому в теоретическом рассмотрении применим азимутально-симметричную математическую модель с учетом инжекции частиц в расчетную область и их выхода из нее. В условиях реальных экспериментов на ускорителе РЭС будут инжектироваться в плазму со следующими параметрами: длина столба  $L = 100$  см, радиус  $R = 10$  см (плотность плазмы изменяется в пределах  $n_0 = 10^{10}–10^{14}$  см $^{-3}$ ) с минимальным продольным градиентом плотности. В нашем численном моделировании будем придерживаться именно этих параметров.

#### 3.1. Математическая модель

Динамика РЭС описывается релятивистскими уравнениями Власова (уравнение Беляева–Будкера) для функций распределения каждой плазменной компоненты и системой уравнений Максвелла для самосогласованных электрического  $\mathbf{E}$  и магнитного  $\mathbf{B}$  полей. Схема моделируемой области показана на рис. 1. В начальный момент холодная двухкомпонентная плазма ( $m_i/m_e = 1840$ , где  $m_i$  и  $m_e$  – ионная и электронная масса соответственно) целиком заполняет рассматриваемую область  $[0, L] \times [0, R]$ . Обычно  $L$  и  $R$  полагаются равными 100 и 10 см соответственно. Конечная

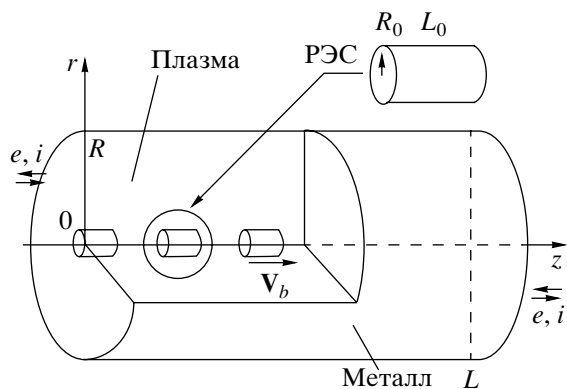


Рис. 1. Схема моделируемой области.

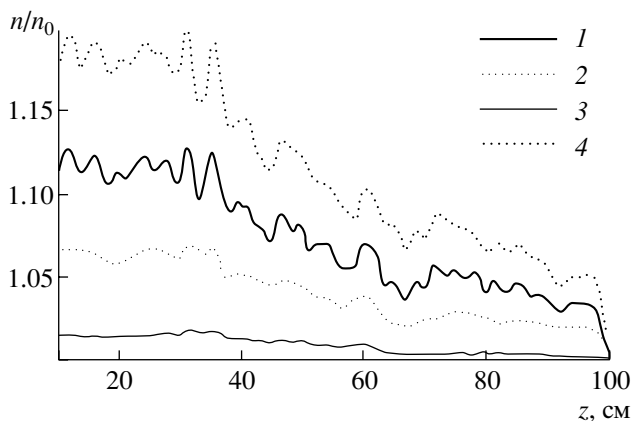


Рис. 2. Временная эволюция продольного профиля ионной плотности (вариант 1,  $r = 0.5$  см). 1 –  $t\omega_{pe} = 70$ ; 2 –  $t\omega_{pe} = 120$ ; 3 –  $t\omega_{pe} = 150$ , 4 –  $t\omega_{pe} = 180$ .

последовательность РЭС, плотность которых определяется выражением

$$n(r, z) = n_b \theta(R_0 - r) \theta(v_b t - z + (n-1)\lambda_p) \times \theta(z - v_p t + L_0 + (n-1)\lambda_p),$$

инжектируется в плоскости  $z = 0$ . Здесь  $\theta(z)$  – функция Хэвисайда,  $n$  означает номер инжектированного сгустка; скорость сгустка равна  $V_b = c\sqrt{1 - 1/\gamma_b^2}$ ; начальные размеры сгустка  $L_0$  и  $R_0$  равны 0.4 и 0.5 см; соответственно;  $\lambda_p = 2\pi c/\omega_{pe}$ ;

$n_b$  – средняя плотность РЭС. Частицы сгустка и плазмы могут покинуть рассматриваемую область через две граничные поверхности  $z = 0$  и  $z = L$ . Частицы плазмы могут также входить в область. На внутренней поверхности удовлетворяются следующие условия: металлическая поверхность при  $r = R$  и открытые для излучения электромагнитных волн лицевая и тыльная поверхности. В расчетах используется явная схема. Для изучения зависимости возбуждаемых полей от параметров сгустков и плазмы были проведены четыре варианта расчетов, в которых исследовались зависимости от числа  $N_b$  сгустков, инжектируемых в плазму, от отношения плотностей плазмы и сгустка, от частоты следования сгустков и от отношения поперечного размера сгустка  $R_0$  к скин-овой длине  $c/\omega_{pe}$ . Параметры этих вариантов указаны в таблице.

Весовая функция модельных частиц являлась функцией их радиального положения. Плазма в менее возмущенной области, удаленной от оси, моделировалась относительно меньшим числом частиц. Общее число макрочастиц было около  $10^6$ . Отметим, что все расчеты проводились на компьютере PC Pentium-133 с использованием ускоренного метода частиц в ячейке.

### 3.2. Результаты и обсуждения

Компьютерное моделирование показало, что поперечный размер РЭС, распространяющегося в плазме, изменяется в широких пределах при условии, что  $R_0 < c/\omega_{pe}$  и  $L_0 < c/\omega_{pe}$ . В противоположность к часто используемым условиям  $L_0 \gg c/\omega_{pe} > P_0$  или  $R_0 \gg c/\omega_{pe} > L_0$  мы рассмотрели условия  $L_0 \approx R_0 < c/\omega_{pe}$  или  $L_0 \approx R_0 \approx c/\omega_{pe}$ , которые соответствуют экспериментальной ситуации [13, 14]. В этих случаях проявляется существенная нелинейность как плазмы, так и сгустка. Результаты численного моделирования [36] показывают, ионное движение играет существенную роль в распространении РЭС в плазме. Зависимость ионной плотности  $n_i$  от продольной координаты представлена на рис. 2, а от радиальной координаты  $r$  – на рис. 3 (при этом рис. 3а отвечает варианту 1 из таблицы, рис. 3б соответствует варианту 4, а рис. 3в описывает вариант 3). Из рисунков вид-

#### Параметры плазмы и сгустков

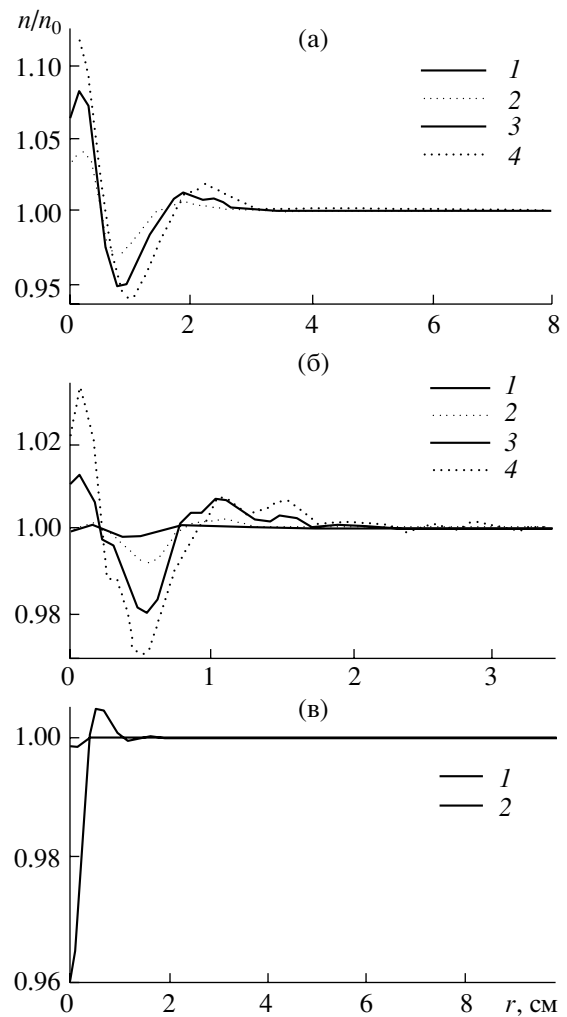
№ варианта	Плотность сгустка, $n_b$ , см <sup>-3</sup>	Плотность плазмы, $n_0$ , см <sup>-3</sup>	Плазменная частота, $\omega_{pe}$ , с <sup>-1</sup>	Скин-овая длина, $c/\omega_{pe}$ , см	Число частиц в сгустке, $N_b$
1	$2 \times 10^{10}$	$4 \times 10^{10}$	$1.13 \times 10^{10}$	2.66	$6.28 \times 10^9$
2	$2 \times 10^{10}$	$4 \times 10^{11}$	$3.57 \times 10^{10}$	0.84	$6.28 \times 10^9$
3	$4.86 \times 10^{10}$	$9.72 \times 10^{10}$	$1.76 \times 10^{10}$	1.71	$1.53 \times 10^{10}$
4	$4.86 \times 10^{10}$	$8.75 \times 10^{11}$	$5.27 \times 10^{10}$	0.57	$1.53 \times 10^{10}$



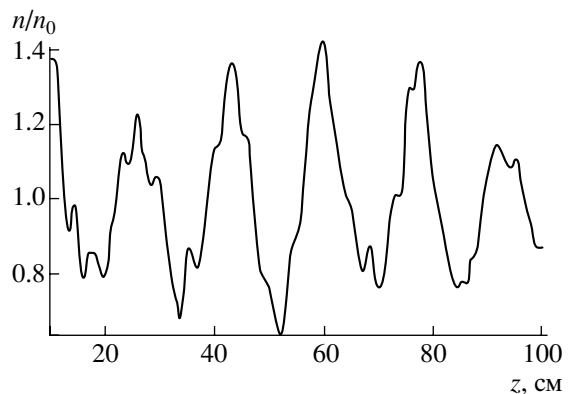
но, что ионы формируют плазменный канал благодаря их радиальному движению в самосогласованных полях. При этом на оси системы создается повышенная плотность, значение которой увеличивается в направлении, противоположном распространению сгустков, а величина составляет более 15% от невозмущенной плотности ионов. Характерные времена, в течение которых происходит формирование ионного канала, составляют около сотни обратных электронных ленгмюровских частот, т.е., как и можно было предположить из наглядных физических соображений, определяются обратными ионными ленгмюровскими частотами. Параметры канала определяются отношением плотностей плазмы и сгустка и отношением размеров  $R_0$  и скин-длины  $c/\omega_{pe}$ .

Из рисунков видно, что переменная составляющая ионной плотности значительно меньше, чем ее усредненное значение. Для сравнения с распределением ионной плотности в продольном направлении на рис. 4 приведена зависимость электронной плотности от продольной координаты. Видно, что электронная плотность испытывает лишь существенные осцилляции, обусловленные возбужденной кильватерной волной. При этом практически не наблюдается изменение ее усредненных значений. Электроны, испытывая интенсивные колебания в кильватерных полях, практически не меняют своего положения равновесия. Таким образом, на оси системы образуется нескомпенсированный положительный заряд ионного остова, электрическое поле которого оказывает стабилизирующее действие на распространяющиеся в плазме РЭС.

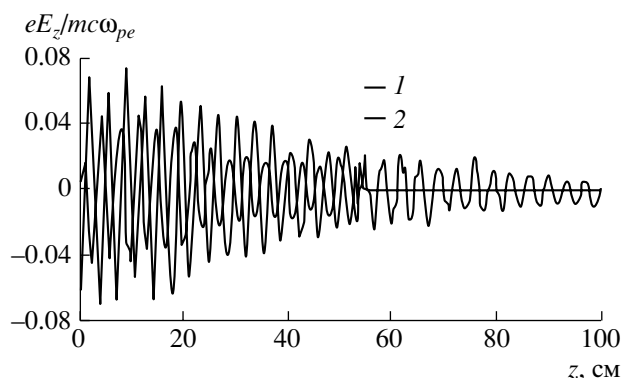
Пространственные распределения продольного  $E_z$  и радиального  $E_r$  электрических полей представлены на рис. 5, 6. Можно видеть, что амплитуды  $E_r$  и  $E_z$  увеличиваются с инъекцией каждого дополнительного сгустка, однако эти амплитуды не пропорциональны числу инжектированных сгустков, как это было бы в случае "жестких" сгустков. Это происходит из-за поперечных осцилляций частиц сгустка в самосогласованных полях, вызванных процессами зарядовой и токовой компенсации. Видно, что вследствие зарядовой компенсации плотной плазмой азимутальное магнитное поле оказывается нескомпенсированным, что приводит к радиальному движению частиц сгустков, вызывая сильное искажение их формы и перераспределение плотности заряда. В результате процесс возбуждения кильватерных полей оказывается нестационарным, что является нежелательным для ускорения заряженных частиц. Можно видеть, что форма огибающей сгустка не близка к равновесной беннетовской. В процессе распространения сгустков возбуждаемые электромагнитные поля приводят к перераспределению ионной плотности и генерации усредненного электрического поля, способствующего фокуси-



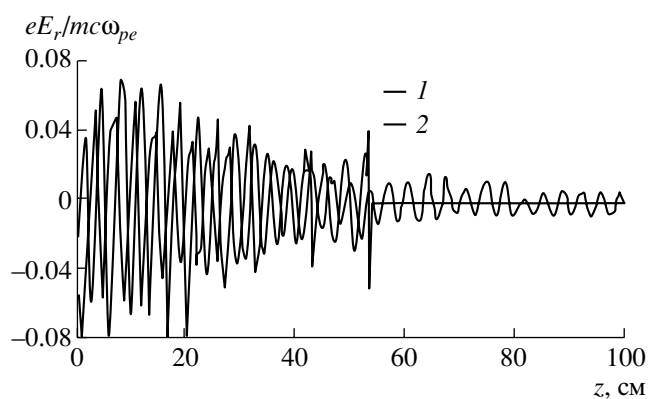
**Рис. 3.** Временная эволюция радиального профиля ионной плотности: а – вариант 1. 1 –  $t\omega_{pe} = 40$ , 2 –  $t\omega_{pe} = 70$ , 3 –  $t\omega_{pe} = 120$ , 4 –  $t\omega_{pe} = 150$ ; б – вариант 4. 1 –  $t\omega_{pe} = 100$ , 2 –  $t\omega_{pe} = 200$ , 3 –  $t\omega_{pe} = 260$ , 4 –  $t\omega_{pe} = 330$ ; в – вариант 3. 1 –  $t\omega_{pe} = 100$ , 2 –  $t\omega_{pe} = 300$ .



**Рис. 4.** Продольный профиль электронной плотности (вариант 1,  $r = 0.5$  см,  $t\omega_{pe} = 180$ ).



**Рис. 5.** Зависимость продольного электрического поля  $E_z$  от продольной координаты  $z$  (вариант 4,  $r = R_0 = 0.5$  см).  $1 - t = 100 \omega_{pe}^{-1}$ ,  $2 - t = 200 \omega_{pe}^{-1}$ .



**Рис. 6.** Зависимость радиального электрического поля  $E_r$  от продольной координаты  $z$  (вариант 4,  $r = R_0 = 0.5$  см).  $1 - t = 100 \omega_{pe}^{-1}$ ,  $2 - t = 260 \omega_{pe}^{-1}$ .

ровке частиц РЭС. Таким образом, формирование плазменного канала за счет радиального ионного движения в значительной степени препятствует расширению РЭС. Стабильное распространение сгустков после формирования ионного канала обеспечивает установление стационарного движения последовательности сгустков в плазме и стационарную картину возбуждения ими кильватерных полей, пригодных для ускорения инжектированных заряженных частиц. Таким образом, рассмотренные в данном подразделе нелинейные процессы оказывают благоприятное воздействие на распространение сгустков и возбуждение ими ускоряющих полей. Проведенное исследование нелинейного трехмерного поведения плазменно-пучковой системы полезно для лучшего понимания фундаментальной физики ускорения и фокусировки заряженных частиц кильватерными волнами. Численные эксперименты показали, что вследствие движения ионов в самосогласованных

полях, возбуждаемых последовательностью РЭС, вблизи оси системы формируется ионный канал, способствующий стабилизации распространения РЭС и нарастанию возбуждаемых ими полей.

#### 4. 2.5-МЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ПЛАЗМЕ КИЛЬВАТЕРНЫХ ПОЛЕЙ ДЛИННЫМ РЭС ВСЛЕДСТВИЕ ЕГО САМОМОДУЛЯЦИИ

В этом разделе представлены результаты численного моделирования возбуждения РЭС кильватерных полей в плотной плазме в модели, учитывающей две пространственные и три скоростные координаты. Взаимодействие РЭС с плазмой описывается полной системой релятивистских уравнений Власова для электронной компоненты РЭС, нелинейными уравнениями Власова для каждой компоненты плазмы и нелинейными уравнениями Максвелла для самосогласованных электромагнитных полей. Компьютерное моделирование показало, что нелинейная динамика частиц плазмы и РЭС приводит к самомодуляции длинного сгустка. При этом в результате существенной модуляции плотности частиц сгустка происходит значительное увеличение амплитуды возбуждаемых электрических полей.

##### 4.1. 2.5-мерное численное моделирование возбуждения кильватерных полей длинным РЭС

В физике ускорителей обычно рассматриваются два различных режима взаимодействия с использованием больших амплитуд кильватерных плазменных полей. Если имеется широкий короткий сгусток, то возбуждаемое им кильватерное поле большой амплитуды может быть использовано для ускорения других сгустков. В другом режиме можно достичь сильной фокусировки длинного узкого РЭС в его собственном магнитном поле в условиях компенсации пространственного заряда сгустка плазмой. Кроме поперечных сил на частицы сгустка действуют большие продольные силы со стороны кильватерного электрического поля. Продольные поля будут приводить к продольной модуляции электронного сгустка с периодом модуляции  $\lambda_p = 2\pi c/\omega_{pe} = 3.36 \times 10^6/\sqrt{n_0}$  см, т.е. к разбиению первоначально однородного сгустка на микросгустки. В частности, в плазме с плотностью частиц  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> период модуляции составляет 0.3 мм. Эффект продольной модуляции релятивистских электронных сгустков кильватерными полями может быть использован для разработки плазменных модуляторов плотных электронных пучков. Следует отметить еще одну сторону этого явления. Поскольку частота модуляции совпадает с плазменной частотой, то киль-

ватерные поля микросгустков когерентно складываются, поэтому модуляция электронного сгустка будет приводить к увеличению амплитуды кильватерного поля за сгустком. Этот эффект открывает возможность использования длинных РЭС для возбуждения интенсивных кильватерных полей в плазме. Примечательно, что эффект продольной модуляции на плазменной частоте имеет место и для длинного лазерного импульса [28]. Ранее в [42] теоретически исследован процесс модуляции в плазме длинных электронных сгустков продольными кильватерными полями. Результаты одномерного численного моделирования нелинейной динамики модуляции сгустков показали, что модуляция длинного сгустка, движущегося в плазме, приводит к увеличению амплитуды кильватерной волны. Этот эффект объясняется когерентным сложением полей, возбуждаемых микросгустками, на которые развивается пучок в процессе модуляции. Сгусток модулируется на плазменной частоте. Исследование одномерного приближения оправдано в случае РЭС с большими поперечными размерами ( $2\pi R_0/\lambda_p \gg 1$ ).

В данном подразделе представлены результаты 2.5-мерного численного моделирования возбуждения кильватерных полей длинными РЭС [38–41] с использованием описанного выше кода COMPASS [30–32].

#### 4.2. Математическая модель и выбор параметров

Динамика РЭС описывается релятивистскими уравнениями (уравнения Беляева–Будкера)

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{V}_\alpha \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{r}} + eZ_\alpha \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B} \right) \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{p}} = 0$$

для функций распределения  $f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{p})$  каждой компоненты и уравнений Максвелла для самосогласованных электрического и магнитного полей. В начальный момент холодная двухкомпонентная плазма ( $m_i/m_e = 1840$ ) целиком заполняет рассматриваемую область  $[0, L] \times [0, R]$  с продольным размером  $L = 100$  см и радиусом  $R = 10$  см. Холодный РЭС инжектировался через плоскость  $z = 0$ . Скорость сгустка равна  $V_b = c\sqrt{1 - 1/\gamma_b^2}$ ; начальный радиус РЭС равен  $R_0 = 4c/\omega_{pe}$ . Частицы плазменных компонент и сгустков свободно покидают расчетную область через две граничные поверхности:  $z = 0$  и  $z = L$  и упруго отражаются от поверхности  $r = R$ . Холодные электроны и ионы плазмы могут также возвращаться в область из буферных зон:  $z < 0$  и  $z > L$ . На электромагнитные поля налагаются следующие граничные условия: металлическая стенка на поверхности цилиндра  $r = R$ , свободное излучение электромагнитных волн с левой и правой границ. В расчетах исполь-

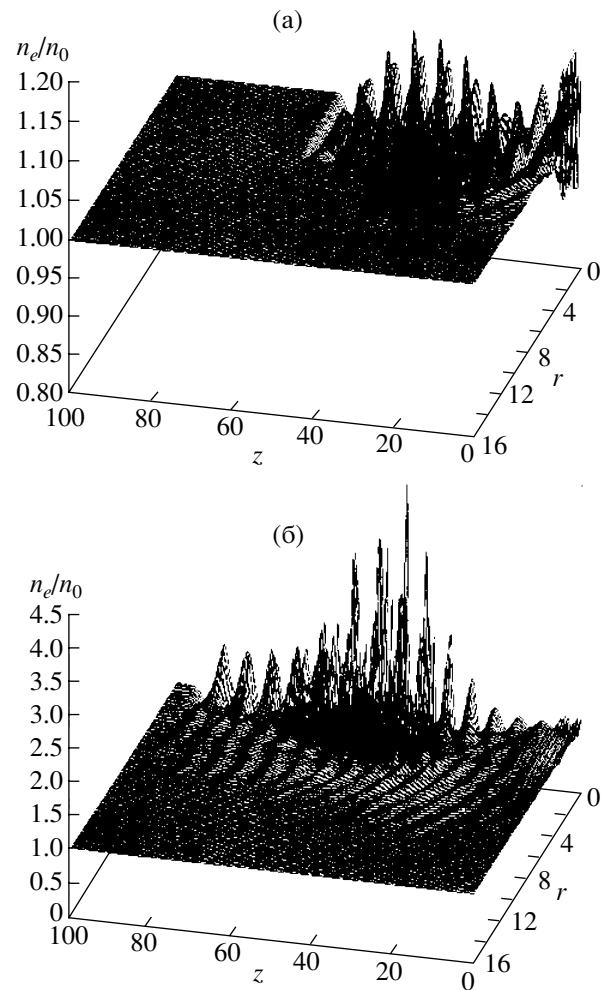
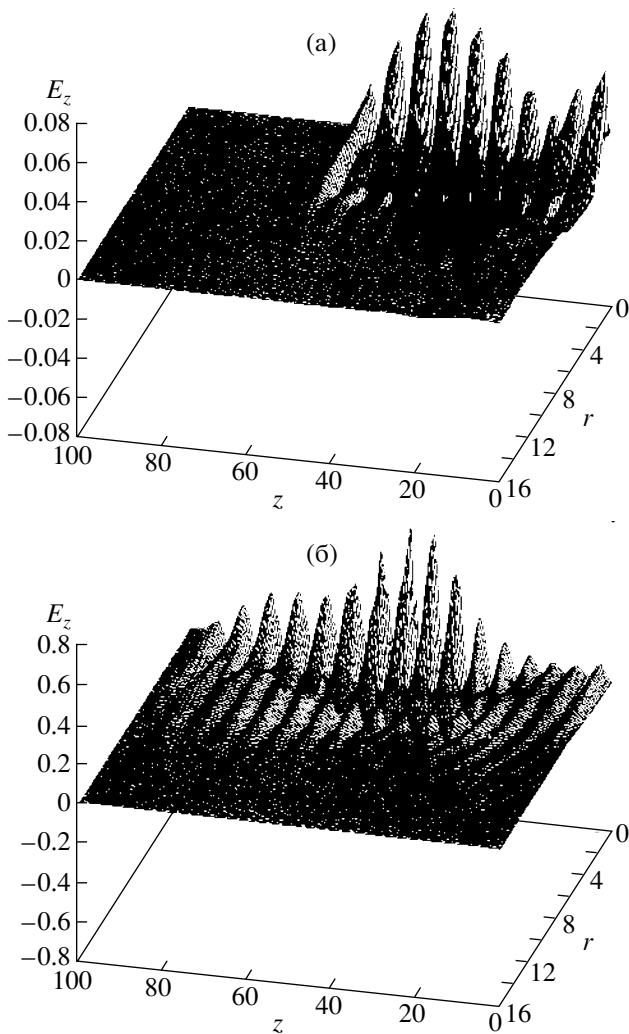


Рис. 7. Пространственное распределение плотности электронов плазмы в моменты времени: а –  $t = 100\omega_{pe}^{-1}$ ; б –  $t = 100\omega_{pe}^{-1}$ . Координаты нормированы на скинговую длину  $c/\omega_{pe}$ .

зовалась явная схема. Вес модельных частиц являлся функцией поперечной координаты. Общее число модельных частиц составляло примерно  $10^6$ . Отметим, что, как и в разд. 3, все расчеты проведены с использованием PC Pentium-133 и ускоренного алгоритма метода частиц в ячейках. Моделирование показало, что при  $\gamma_b = 5$  и начальном значении отношения плотностей  $n_b/n_0 = 0.018$  это отношение достигает значения 0.04 уже при  $t = 60\omega_{pe}^{-1}$ . При  $t = 100\omega_{pe}^{-1}$  максимальная плотность частиц пучка становится соизмеримой с плотностью плазмы, т.е. наблюдается очень сильная модуляция плотности частиц пучка. Очень сильную модуляцию испытывает также плотность электронов плазмы  $n_e$ . На рис. 7 представлено пространственное распределение  $n_e$  для моментов времени (а)  $t = 60\omega_{pe}^{-1}$  и (б)  $t = 100\omega_{pe}^{-1}$ .

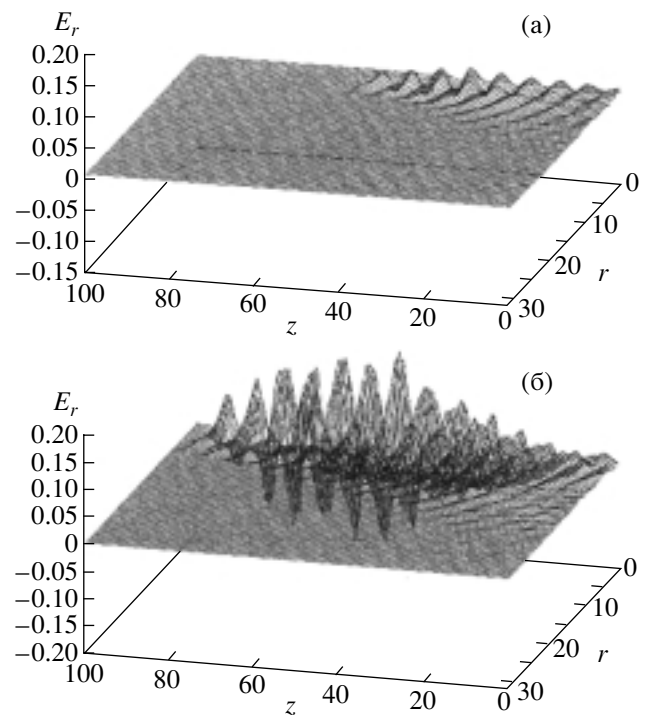


**Рис. 8.** Пространственное распределение продольного электрического поля  $E_z$  (в единицах  $m_e \omega_{pe} c/e$ ) в моменты времени: а –  $t = 60 \omega_{pe}^{-1}$ ; б –  $t = 100 \omega_{pe}^{-1}$ . Координаты нормированы на  $c/\omega_{pe}$ .

Из рис. 7 видно, что при  $t = 100 \omega_{pe}^{-1}$  максимальная амплитуда  $n_e$  превышает начальную в 4.5 раза. На рис. 8 показано пространственное распределение продольного электрического поля  $E_z$ , а на рис. 9 – поперечного электрического поля  $E_r$  для тех же моментов времени, что и на рис. 7.

#### 4.3. Обсуждения и выводы

Проведенные численные эксперименты показали, что нелинейная динамика плазменных компонент и РЭС приводит к следующим эффектам. Поперечный размер сгустков изменяется в очень широких пределах; самомодуляция длинного сгустка приводит к очень сильной модуляции плот-



**Рис. 9.** Пространственное распределение поперечного электрического поля  $E_r$  (в единицах  $m_e \omega_{pe} c/e$ ) в моменты времени: а –  $t = 60 \omega_{pe}^{-1}$ ; б –  $t = 100 \omega_{pe}^{-1}$ . Координаты нормированы на  $c/\omega_{pe}$ .

ности частиц сгустка и плазмы, что обуславливает существенное увеличение амплитуды возбуждаемых электрических полей. Однако следует использовать сгустки оптимальной длины, поскольку при длинах сгустка, больших оптимальной длины, самомодуляция не приводит к нарастанию амплитуды возбуждаемых электрических полей. Результаты численного моделирования показали, что даже при малых плотностях РЭС возмущения плотности частиц плазмы сравнимы с первоначальной плотностью частиц плазмы. Это свидетельствует о невозможности использования линейного приближения для описания электронов плазмы. Полученные результаты показывают, что самомодуляция длинных РЭС, как и использование последовательности сгустков, является перспективным путем для получения напряженностей ускоряющих полей, существенно превышающих напряженности, которые могут быть достигнуты в традиционных ускорителях. Дальнейшие исследования позволят заложить физические основы для разработки и создания ускорителей нового типа с высоким темпом ускорения заряженных частиц.

5. ВОЗБУЖДЕНИЕ КИЛЬВАТЕРНЫХ ПОЛЕЙ РЭС В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

Весьма перспективным представляется возбуждение кильватерных полей РЭС в магнитоактивной плазме [25–27]. Далее приведены основные результаты исследований возбуждения ускоряющих полей в магнитоактивной плазме одиночным РЭС, что, с нашей точки зрения, наиболее целесообразно, так как оно носит нерезонансный характер, а значит, малочувствительно к продольной неоднородности плотности плазмы, которая всегда имеет место в реальной плазме. Кроме того, для предотвращения развития электромагнитной филаментационной и слиппинг неустойчивостей, а также других неустойчивостей (см., например, [28]) целесообразно использовать стабилизирующее внешнее продольное магнитное поле. Использование магнитного поля, кроме стабилизации, приводит к появлению большого количества новых ветвей волн, что, как будет показано далее, существенно расширяет возможности кильватерного метода ускорения заряженных частиц. В данном разделе определено кильватерное поле, которое возбуждается аксиально-симметричным РЭС, распространяющимся в магнитоактивной плазме вдоль оси  $z$ . Тепловым движением электронов пренебрегаем; ионы считаем неподвижными. На основе рассмотрения, проведенного в [25] для трубчатого релятивистского электронного сгустка в неограниченной магнитоактивной плазме, получено следующее выражение для продольной компоненты электрического поля:

$$E_z = \frac{2Q_0\omega_{pe}^2}{V_b^2\gamma_b^2} \frac{\tau}{(\tau^2 + \mu^2)^{3/2}} \times (\sqrt{\mu^2 + \tau^2} \sin \sqrt{\tau^2 + \mu^2} + \cos \sqrt{\tau^2 + \mu^2}),$$

где  $\tau = \omega_{pe} \left( t - \frac{z}{V_b} \right)$ ,  $\mu = \frac{\omega_{pe} R_0}{V_b \gamma_b}$ ,  $\omega_{pe}$  – электронная ленгмюровская частота, а  $V_b$ ,  $R_0$  и  $Q_0$  – скорость частиц, радиус и электрический заряд РЭС соответственно.

На больших расстояниях за сгустком поле кильватерной волны спадает как  $\tau^{-3/2}$ . Это связано с тем обстоятельством, что колебания в плазме, которая помещена в достаточно сильное магнитное поле, имеют конечную групповую скорость. Излучение плазменных волн из приосевой области приводит к спаданию кильватерного поля в продольном направлении.

Рассмотрим плазменный волновод с частичным плазменным заполнением во внешнем магнитном поле, т.е. волновод, у которого между

границей плазмы  $r = a$  и идеально проводящим кожухом  $r = b$  есть вакуумный промежуток.

Характер распределения поля в поперечном сечении волновода определяется поперечными волновыми числами: если поперечное волновое число  $\lambda_{1,2}^2 > 0$ , то волна объемная, если же  $\lambda_{1,2}^2 < 0$  – то поверхностная; наконец, когда  $\lambda_{1,2}^2$  является комплексной величиной, то волна гибридная. Границы области, где  $\lambda_{1,2}^2$  становится комплексным, определяются неравенствами  $\omega_1 > \omega > \omega_2$ , где

$$\omega_{1,2} = kc \frac{2\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2 \pm (\omega_{pe}^4 + \omega_{He}^2 \omega_{pe}^2 - \omega_{He}^2 k^2 c^2)^{1/2}}{\omega_{He}^2 + 4k^2 c^2},$$

$\omega_{He}$  – электронная ларморовская частота,  $k$  – продольное волновое число.

Для возбуждения гибридной волны с помощью РЭС релятивистский фактор сгустка должен удовлетворять условию  $\gamma_b > \frac{\omega_{He}}{2\omega_{pe}}$ .

Распределение поля и частота гибридной волны, синхронной со сгустком, находились численными методами при следующих параметрах плазмы и волновода:  $\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} = 6.3$ ,  $\frac{\omega_{pe} a}{c} = 23.3$ ,  $\frac{b}{a} = 2.4$ ,  $\gamma_b = 4.6$ . Частота кильватерной гибридной волны равна при этом  $0.35\omega_{pe}$ . В этом случае на радиусе  $\frac{r}{a} = 0.8$  абсолютное значение продольной компоненты электрического поля имеет глубокий минимум, отвечающий коэффициенту трансформации энергии  $R_E = \left| \frac{E_{z \max}}{E_z(r=0)} \right| = 37$ .

Отметим, что большое значение коэффициента трансформации отвечает значительному (в  $R_E$  раз) превышению максимальной энергии, которую получает ускоряемый сгусток, по сравнению с энергией основного сгустка, возбуждающего кильватерное поле, поскольку коэффициент трансформации энергии  $R_E$  равен отношению амплитуды электрического поля, ускоряющего инжектированный сгусток, к амплитуде электрического поля, замедляющего основной сгусток.

Таким образом, показано, что в магнитоактивной плазме при определенном соотношении между параметрами плазмы, РЭС и магнитного поля благодаря гибридному объемно-поверхностному характеру кильватерных волн, возбуждаемых РЭС, инжектируемый сгусток может ускоряться до энергий, во много раз превышающих энергию возбуждающего РЭС, а именно

$$\varepsilon_{\max} = mc^2 (R_E \gamma_b - 1),$$

даже без использования профилированных в продольном направлении РЭС.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье приведен обзор результатов теоретических и экспериментальных исследований и математического моделирования возбуждения густками заряженных частиц и лазерным излучением кильватерных полей в плазме и их применения для ускорения заряженных частиц. В последние годы была предложена существенная модификация метода ускорения плазменными волнами, возбуждаемыми лазерным излучением, – метода, основанного на самомодуляции лазерного импульса. Наиболее впечатляющие результаты по плазменным методам ускорения получены в работах по LWFA. Напряженности ускоряющих полей достигли на малых длинах значений  $(1.5\text{--}20) \times 10^8$  В/см, а энергия ускоренных частиц на длине порядка сантиметра – 100–300 МэВ. Отмечен интересный факт, что в магнитоактивной плазме при определенном соотношении между параметрами плазмы, РЭС и магнитного поля благодаря гибридно-объемно-поверхностному характеру возбуждаемых РЭС кильватерных волн возможно многократное превышение энергии ускоряемого сгустка  $\epsilon_{\max}$  над энергией РЭС, возбуждающего кильватерную волну, даже без использования продольного профилирования РЭС. Обсуждено формирование ионного канала благодаря поперечному движению ионов в самосогласованных электромагнитных полях, возбуждаемых в плазме последовательностью РЭС. Параметры сформированного канала определяются соотношением плотностей сгустков и плазмы, радиального размера сгустка и скин-длины. Эффективные размеры и глубина канала (т.е. увеличение плотности ионов на оси) монотонно возрастают со временем и вдоль направления распространения сгустков. Вследствие формирования ионного канала происходят стабилизация распространения РЭС и увеличение возбуждаемых им полей. 2.5-мерное численное моделирование возбуждения кильватерных полей длинными РЭС вследствие их самомодуляции показало, что максимальная плотность частиц пучка становится сравнимой с плотностью плазмы, а возмущения плотности частиц плазмы превышают в 4.5 раза ее невозмущенное значение, т.е. наблюдается очень сильная модуляция плотности частиц как пучка, так и плазмы. Это свидетельствует о некорректности использования линейного приближения для описания плазмы даже в рассмотренном случае пучка малой плотности (невозмущенная плотность частиц пучка почти на два порядка меньше плотности частиц плазмы). Максимальная амплитуда продольного поля достигает 0.8, а максимальная амплитуда попереч-

ного поля – 0.4 от максимально возможного поля в плазме. Существенно, что возрастание амплитуды поля происходит только на небольшой длине РЭС, поэтому использование длинных РЭС с длиной больше, чем длина, отвечающая максимуму амплитуды продольного поля, нерационально, так как это не приводит к увеличению возбуждаемого кильватерного поля. Полученные результаты позволяют лучше понять трехмерное поведение сгустков в плазме при учете всех возможных нелинейностей, а также обеспечить наиболее оптимальные условия возбуждения кильватерных полей в плазме с помощью РЭС в режиме их динамической самомодуляции. Результаты исследования возбуждения ускоряющих полей одиночным РЭС или последовательностью РЭС в плазме (в том числе помещенной во внешнее магнитное поле) позволяют выяснить перспективы и оценить возможности создания на основе кильватерного метода ускорения заряженных частиц ускорителей нового типа с темпом ускорения, значительно (на два–три порядка) превышающим достижимый в классических линейных резонансных ускорителях.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Budker G.I.* // Proc. CERN Symp. on High Energy Accelerators and Pion Physics. Geneva, 1956. V. 1. P. 68.
2. *Veksler V.I.* // Ibid. P. 80.
3. *Fainberg Ya.B.* // Ibid. P. 84.
4. *Tajima T., Dawson J.M.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 267.
5. *Файнберг Я.Б.* // УФН. 1967. Т. 93. С. 617.
6. *Файнберг Я.Б.* // Физика плазмы. 1987. Т. 13. С. 607.
7. *Файнберг Я.Б.* // Там же. 1994. Т. 20. С. 613.
8. *Файнберг Я.Б.* // Там же. 1997. Т. 23. С. 251.
9. *Файнберг Я.Б.* // Там же. 2000. Т. 26. С. 335.
10. *Chen P., Dawson J.M., Huff R.W., Katsouleas T.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 693.
11. *Katsouleas T.* // Phys. Rev. A. 1986. V. 33. P. 2056.
12. *Аматуни А.П., Магомедов М.П., Сехносян Э.В., Элбакян С.С.* // Физика плазмы. 1979. Т. 5. С. 85.
13. *Rosenzweig J.B.* Preprint No. 90/40. Batavia: FERMI-LAB, 1990.
14. *Rosenzweig J.B., Breizman B.N., Katsouleas T., Su J.J.* // Phys. Rev. A. 1991. V. 44. P. R6189.
15. *Андреев Н.Е., Горбунов Л.М., Курсанов В.И. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. С. 551.
16. *Krall J., Ting A., Esarey E., Sprangle P.* // Phys. Rev. E. 1993. V. 48. P. 2157.
17. *Antonsen T.M., Mora P.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 2204.
18. *Sprangle P., Esarey E., Krall J., Joyce G.* // Ibid. P. 2200.
19. *Nakajima K., Kawakubo T., Nakanishi H. et al.* // Proc. Conf. on Advanced Accelerator Concepts. Fontana, 1994; AIP Conf. Proc. 1995. V. 335. P. 145.

20. *Modena A., Najimidin Z., Dangor A. E. et al.* // Nature (London). 1995. V. 337. P. 806.
21. *Umstadter D., Kim J.K., Dodd E.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 2073.
22. *Ogata A., Nakanishi H., Kawakubo T. et al.* // Proc. Conf. on Advanced Accelerator Concepts. Fontana, 1994; AIP Conf. Proc. 1995. V. 335. P. 501.
23. Буланов С.В., Сахаров А.С. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 1074.
24. Ахиезер А.И., Половин Р.В. // ЖЭТФ. 1956. Т. 30. С. 915.
25. *Balakirev V.A., Karas' V.I., Karas' I.V., Sotnikov G.V.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Плазменная электроника и новые методы ускорения. 2000. Т. 1. Вып. 2. С. 113.
26. Балакирев В.А., Карась В.И., Карась И.В., Файнберг Я.Б. // Тез. докл. XXVII Звенигородской конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2000. С. 180.
27. Балакирев В.А., Карась И.В., Сотников Г.В. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 948.
28. *Joshi C., Katsouleas T., Dawson J. M. et al.* // IEEE Trans. Quantum Electron.. 1987. V. QE-23. P. 1571.
29. Балакирев В.А., Сотников Г.В., Файнберг Я.Б. // Физика плазмы. 1996. Т. 22. С. 634.
30. *Batishchev O.V., Karas' I.V., Shulika O.N. et al.* // Bull. Amer. Phys. Soc. 2000. V. 45. No. 7. P. 72.
31. Батищев О.В., Карась В.И., Левченко В.Д. и др. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. С. 654.
32. *Karas' V.I., Batishchev O.V., Sigov Yu.S., Fainberg Ya.B.* // Part. Accelerat. 1992. V. 37–38. P. 281.
33. Батищев О.В., Красовицкий В.Б., Сигов Ю.С. и др. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. С. 738.
34. Батищев О.В., Карась В.И., Сигов Ю.С., Файнберг Я.Б. // Там же. 1994. Т. 20. С. 650.
35. *Karas' V.I., Fainberg Ya.B., Levchenko V.D., Sigov Yu.S.* // Proc. 1995 Particle Accelerator Conf. and Intern. Conf. on High-Energy Accelerators. Dallas, 1995. V. 2. P. 1233.
36. Карась В.И., Карась И.В., Левченко В.Д. и др. // Физика плазмы. 1997. Т. 23. С. 311.
37. Айзацкий Н.И., Балакирев В.А., Довбня А.Н. и др. // Тез. докл. XXVII Звенигородской конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2000. С. 156.
38. *Balakirev V.A., Karas' V.I., Fainberg Ya.B. et al.* // Proc. 12th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. Haifa, 1998. V. 2. P. 392.
39. *Karas' V.I., Balakirev V.A., Fainberg Ya.B. et al.* // Proc. of XVIII Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Eindhoven, 1998. V. 2. P. 781.
40. *Karas' V.I., Balakirev V.A., Fainberg Ya.B. et al.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Плазменная электроника и новые методы ускорения. 2000. Т. 1. Вып. 2. С. 122.
41. *Karas' V.I., Balakirev V.A., Fainberg Ya B. et al.* // J. Tech. Phys. 2000. V. 41. No. 1. P. 293.
42. Балакирев В.А., Сотников Г.В., Файнберг Я.Б. // Физика плазмы. 1996. Т. 22. С. 165.
43. *Keinigs R., Jones M.E.* // Phys. Fluids. 1987. V. 30. P. 252.
44. Аматауни А.Ц., Сехносян Э.В., Хачатрян А.Г., Элбакян С.С. // Физика плазмы. 1995. Т. 21. С. 1000.
45. *Esarey E., Krall J., Sprangle P.* // Phys. Rev. E. 1993. V. 48. P. 2157.
46. *Umstadter D., Esarey E., Kim J.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 2204.
47. *Sprangle P., Esarey E.* // Ibid. 1991. V. 67. P. 2021.
48. Балакирев В.А., Островский А.О., Ткач Ю.В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техника физического эксперимента. 1990. Т. 6. С. 168.
49. *Ting A., Moore C. I., Krushelnik K. et al.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. V. PS-26. P. 611.
50. *Nakajma K., Ogata A.* // Proc. 11th Symp. on Accelerator Science and Technology, Harima, 1997. P. 36.
51. *Assmann R., Chen P., Decker F. et al* // Proc. 1999 Particle Accelerator Conf. New York, 1999. P. 330.
52. Буланов С.В., Вишневков В.А., Дудникова Г.И. и др. // Физика плазмы. 1997. Т. 23 С. 284.
53. Андреев Н.Е., Горбунов Л.М., Фролов А.А. // Там же. 1998. Т. 24. С. 888.
54. Балакирев В.А., Карась В.И., Толстолужский А.П., Файнберг Я.Б. // Там же. 1997. Т. 23. С. 316.
55. *Krall J., Joyce G.* // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 1326.
56. *Katsouleas T., Mori W.* // Proc. Conf. on Advanced Accelerator Concepts. Fontana, 1994; AIP Conf. Proc. 1995. V. 335. P. 112.
57. *Sprangle P., Hafizi B., Penano J. R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 5110.
58. Горбунов Л.М., Кирсанов В.И. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 53.
59. *Chen P., Noble R.* // Advanced Acceleration Concepts / Ed. by S. Chattopadhyay, S. McCullough, and P. Dahl. New York: AIP, 1997. P. 273.
60. *Chen P., Huang Z., Ruth R.* // Proc. 4th Tamura Symp. on Accelerator Physics / Ed. by T. Tajima. New York: AIP, 1995. P. 95; AIP Conf. Proc. 1995. V. 356. P. 95.
61. Гришаев И.А., Насонов Н.Н. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. С. 1084.
62. *Tajima T., Covenago M.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1440.
63. *Tajima T., Newberger B.S.* // Phys. Rev. A. 1989. V. 40. P. 6897.
64. *Kitson S.C., Barnes W.L., Sambles J.R.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 2670.
65. Дискретное моделирование плазмы / Под ред. Ю.С. Сигова. М.: ИПМ им. М.В. Келдыша АН СССР, 1990.
66. Батищев О.В., Карась В.И., Левченко В.Д., Сигов Ю.С. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. С. 654.
67. Батищев О.В. Препринт № 4. М.: ИПМ им. М.В. Келдыша АН СССР, 1986.
68. Батищев О.В., Сигов Ю.С. Препринт № 87. М.: ИПМ им. М.В. Келдыша АН СССР, 1988.
69. Айзацкий Н.И., Биллер Е.З., Борискин В.Н. и др. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. С. 671.

70. Теория и расчет линейных ускорителей. Сб. статей. М.: Госатомиздат, 1962.
71. *Болотовский Б.М., Столяров С.Н.* // Эйнштейновский сборник. 1978–1979. / Под ред. В.Л. Гинзбурга и др. М.: Наука, 1983. С. 173.
72. *Коваленко В.П., Пергаменицик В.М., Старков В.И.* // Физика плазмы. 1985. Т. 11. С. 417.
73. *Куклин В.М.* // Укр. физ. журн. 1986. Т. 31. С. 853.
74. *Аматуни А.Ц., Сехпосян Э.В., Элбакян С.С.* // Физика плазмы. 1986. Т. 12. С. 1145.
75. *Балакирев В.А., Блюх Ю.П., Онищенко И.Н., Файнберг Я.Б.* // Там же. 1988. Т. 14. С. 218.
76. *Vulanov S.V., Kovrizhnykh L.M., Sakharov A.S.* // Phys. Rep. 1990. V. 186. P. 1.
77. *Кузнецов А.В., Есиркепов Т.Ж., Каменец Ф.Ф., Буланов С.В.* // Физика плазмы. 2001. Т. 27. С. 225.
78. *Карась И.В.* Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук. Харьков: ННЦ ХФТИ, 2001.
79. *Rosenzweig J.B.* // Phys. Rev. A. 1998. V. 38. P. 3634.
80. *Schoessow P., Chojnacki E., Gai W. et al.* // Proc. 1993 Particle Accelerator Conf. Washington, 1993. V. 4. P. 2596.
81. *Barow N., Rosenzweig J.* // Proc. 1995 Particle Accelerator Conf. Dallas, 1995. V. 2. P. 976.
82. *Barow N., Conde M., Rosenzweig J. B. et al.* // Ibid. P. 631.
83. *Santala M.I.K., Najmudin Z., Clark E.L. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 86. P. 1227.
84. *Coverdale C., Darrow C.B., Decker C.D. et al.* // Proc. 1995 Particle Accelerator Conf. Dallas, 1995. V. 2. P. 758.
85. *Vagner R., Chen S.-Y., Maksimchuk A., Umstadter D.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 3125.
86. *Rosenzweig J., Cline D., Cole B. et al.* // Ibid. 1988. V. 61. P. 98.
87. *Ogata A.* // Proc. Cong. on Advances Accelerator Concepts. Port. Jefferson. NY, 1992. / Ed. by J. Wurtele. New York: AIP, 1993. P. 420; AIP Conf. Proc. V. 279. P. 420.
88. *Dawson J.M.* // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 4436.
89. *Clayton C.E., Marsh K.A., Everett M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 137.
90. *Clayton C.E., Marsh K.A., Everett M. et al.* // Proc. 1993 Particle Accelerator Conf. Washington, 1993. V. 4. P. 2551.
91. *Лутвак А.Г.* // Известия ВУЗов. Радиофизика. 1964. Т. 7. С. 562.
92. *Rosenbluth M.N., Liu C.S.* // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. P. 701.
93. *Shvets G., Wurtele J.S.* // Ibid. 1994. V. 73. P. 3540.
94. *Moore C.I., Ting A., Krushelnick K. et al.* // Ibid. 1997. V. 79. P. 3909.
95. *Krushelnick K., Ting A., Moore C.I. et al.* // Ibid. 1997. V. 78. P. 4047.
96. *Clayton C.E., Tzeng K.-C., Gordon D. et al.* // Ibid. 1998. V. 81. P. 100.
97. *Dorchies F., Amiranoff F., Malka V. et al.* // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 2903.
98. *Amiranoff F., Baton S., Bernard D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 995.
99. *Андреев Н.Е., Кирсанов В.И., Сахаров А.С.* // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 416.
100. *Chen S.Y., Krishnan M., Maksimchuk A. et al.* // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 4739.
101. *Malka V., Renard-Le Galloudec N., Huller S. et al.* // Ibid. 2000. V. 7. P. 4259.
102. *Sorkisov G.S., Bychenkov V.Y., Novikov V.N. et al.* // Phys. Rev. E. 1999. V. 59. P. 7042.
103. *Faure J., Malka V., Marques J.-R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 7. P. 3009.
104. *Young P.E., Bolton P.R.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 4556.
105. *Ritchie B., Bolton P.R.* // Phys. Rev. E 1997. V. 58. P. 6460.
106. *Tatarakis M., Davies J.R., Lee P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 999.
107. *Borghesi M., Mackinnon A.J., Bell A. R. et al.* // Ibid. 1998. V. 81. P. 112.
108. *Sun G.-Z., Ott E., Lee Y.C., Guzdar P.* // Phys. Fluids. 1987. V. 30. P. 526.
109. *Андреев Н.Е., Горбунов Л.М.* // УФН. 1999. Т. 169. С. 53.
110. *Barow N., Conde M., Gai W., Rosenzweig J.B.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. V. PS 26. P. 627.