

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук

(20 мая 1998 г.)

20 мая 1998 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Андреев Н.Е.** (Объединенный институт высоких температур РАН, Москва), **Горбунов Л.М.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Лазерно-плазменное ускорение электронов.*

2. **Ким А.В., Рябкин М.Ю., Сергеев А.М.** (Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород). *От фемтосекундных к аттосекундным импульсам.*

3. **Федоров М.В.** (Институт общей физики РАН, Москва). *Стабилизация атомов в сильном лазерном поле.*

4. **Андреев А.А., Яшин В.Е.** (Научно-исследовательский институт лазерной физики, С.-Петербург), **Чарухчев А.В.** (Научно-исследовательский институт оптико-электронных приборов и систем, С.-Петербург). *Генерация жесткого рентгеновского излучения и быстрых частиц мультитераваттными лазерными импульсами.*

5. **Гордиенко В.М., Савельев А.Б.** (Физический факультет и международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва). *Фемтосекундная плазма в плотных наноструктурированных мишенях: новые подходы и перспективы.*

6. **Бабин А.А., Киселев А.М., Правденко К.И., Сергеев А.М., Степанов А.Н., Хазанов Е.А.** (Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород). *Экспериментальное исследование воздействия субтераваттного фемтосекундного лазерного излучения на прозрачные диэлектрики при аксиальной фокусировке.*

тельно небольшие и не очень дорогие установки, основу которых составляют Т³-лазеры (аббревиатура трех английских слов *Table Top Terawatt*). Идея таких лазеров была предложена в 1985 г. [1] и реализована в 1987 г. [2]. Поскольку эта идея связана с усилением лазерных импульсов, несущая частота которых плавно изменяется вдоль импульса, эти лазеры часто называют также СРА-лазеры (аббревиатура *Chirped Pulse Amplification*). Характерной особенностью таких лазеров является малая длительность их импульсов τ_L (от 1000 до 10 фс, т.е. $\tau_L = 10^{-12} - 10^{-14}$ с) и длина волны λ_L порядка 1 мкм. В настоящее время с их помощью достигнуты интенсивности излучения $I \sim 10^{20}$ Вт см⁻², что отвечает напряженности электрического поля в вакууме порядка 3×10^{11} В см⁻¹. В стадии завершения находятся установки, которые позволят достигнуть интенсивностей излучения, превышающих 10^{21} Вт см⁻². Отметим для сравнения, что электрическое поле, удерживающее электрон около ядра в атоме водорода, равно 5×10^9 В см⁻¹, а импульс свободного электрона, движущегося в поле электромагнитной волны, становится релятивистским, т.е. порядка mc (m — масса электрона, c — скорость света), при напряженности поля $3,6 \times 10^{10}$ В см⁻¹.

В настоящее время Т³-лазеры имеются во многих лабораториях мира и используются для исследования различных процессов и разработки многих приложений. Одно из таких приложений — создание на базе Т³-лазеров нового поколения компактных ускорителей электронов высоких энергий.

Размеры современных ускорителей электронов определяются напряженностью ускоряющего поля, которое составляет $10^7 - 10^8$ В м⁻¹ и ограничено пробоем в вакуумной ускоряющей системе. В этой связи уже давно обсуждается вопрос об ускорении частиц не в вакууме, а в плазме [3]. В этом случае, с одной стороны, отсутствует ограничение, обусловленное пробоем, а с другой стороны, напряженность электрического поля в релятивистской волне плотности заряда (фазовая скорость которой близка к скорости света) может достигать огромных значений. Действительно, простая оценка с помощью уравнения Пуассона позволяет связать эту напряженность (В см⁻¹) с концентрацией электронов плазмы n_e (см⁻³):

$$E \cong \alpha n_e^{1/2}, \quad (1)$$

где $\alpha = \delta n / n_e$ — безразмерная амплитуда плазменной волны (δn — амплитуда колебаний плотности электро-

PACS number: 42.62.Hk

Лазерно-плазменное ускорение электронов

Н.Е. Андреев, Л.М. Горбунов

1. Введение

В последние годы достигнут значительный прогресс в получении сверхсильных электромагнитных полей в оптическом диапазоне. Существенно также отметить, что для генерации таких полей используются относи-

нов). При плотности электронов $n_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $\alpha = 0,3$ напряженность ускоряющего поля в плазменной волне составляет 10^8 В см^{-1} , что на два-три порядка превышает темпы ускорения в традиционных радиочастотных ускорителях.

Возможность использования лазеров для возбуждения релятивистских волн плотности заряда в плазме впервые обсуждалась в работе [4], где, однако, основное внимание было сосредоточено на резонансном методе возбуждения с помощью двухчастотного лазерного излучения умеренной интенсивности. Возможность использования высокоинтенсивных коротких лазерных импульсов, генерируемых Т³-лазерами, для возбуждения волн плотности заряда (так называемых кильватерных плазменных волн) привлекла к себе внимание и начала активно обсуждаться после публикации работ [5, 6] (см. также [7, 8], обзоры [9, 10] и цитируемую там литературу).

Физический механизм возбуждения кильватерных волн обусловлен действием со стороны лазерного импульса на электроны плазмы сил высокочастотного давления (пондеромоторных сил). Под действием этих сил электроны выталкиваются из той области пространства, где находится лазерный импульс, и возникает возмущение плотности электронов. Поле разделения зарядов вызывает за лазерным импульсом волну плотности заряда, фазовая скорость которой равна групповой скорости лазерного импульса. В разреженной плазме последняя весьма близка к скорости света, и поэтому фазовая скорость кильватерной плазменной волны также близка к скорости света, что как раз и необходимо для эффективного ускорения релятивистских электронов. Недавние эксперименты [11] показали, что такая кильватерная волна действительно эффективно возбуждается коротким лазерным импульсом, ее поле локализовано в поперечном направлении и осциллирует в продольном направлении, не разрушаясь на расстояниях от импульса вплоть до десятков длин волн, что позволяет использовать ее для регулярного ускорения электронов.

2. Лазерный ускоритель на кильватерной волне

2.1. Общая схема и основные соотношения

Схема основных элементов одного каскада лазерного ускорителя электронов на кильватерной волне (LWFA-

ускорителя, сокращение от *Laser Wakefield Accelerator*) представлена на рис. 1. Объем плазмы, в котором мощный короткий лазерный импульс возбуждает кильватерную волну и в который инжектируются сгустки ускоряемых электронов, и является собственно ускорителем. Один из основных параметров ускорителя — напряженность ускоряющего электрического поля (темпы ускорения), определяемая в соответствии с (1) амплитудой кильватерной волны, которая зависит (при заданной плотности плазмы) от интенсивности и длительности лазерного импульса. Наиболее эффективно кильватерная плазменная волна генерируется лазерным импульсом, длительность которого τ_L близка к половине периода волны, т.е. когда

$$c\tau_L \approx \frac{\lambda_p}{2} \cong \frac{\pi c}{\omega_p} = \frac{\pi}{k_p}, \quad (2)$$

где $\omega_p = (4\pi e^2 n_e / m)^{1/2}$ — плазменная частота электронов, k_p — волновой вектор плазменной волны. При этом амплитуда линейной кильватерной волны ($\alpha < 1$) пропорциональна интенсивности лазерного импульса:

$$\alpha = \frac{\delta n}{n_0} \cong 0,5 \frac{e\Delta\varphi}{mc^2} \cong 0,5\alpha_0^2, \quad (3)$$

где $\Delta\varphi$ — полный перепад потенциала в кильватерной волне, коэффициент α порядка единицы и зависит от формы лазерного импульса, интенсивность которого I (Вт см^{-2}) связана с безразмерной напряженностью лазерного поля a_0 следующим соотношением:

$$a_0 = \frac{eE_L}{\omega_0 mc} = 8,6 \times 10^{-10} \lambda_L I^{1/2}, \quad (4)$$

где E_L — амплитуда напряженности, ω_0 — частота лазерного излучения, λ — длина волны, мкм. Соотношения (1)–(3) написаны для случая слабого релятивизма ($a_0 < 1$, $\alpha < 1$). Как мы увидим ниже, именно эта область параметров представляет наибольший интерес для практических целей создания многокаскадных ускорителей электронов высоких энергий.

Выражения (1), (2) показывают, что напряженность ускоряющего поля растет при увеличении плотности плазмы и соответственно уменьшении длительности лазерного импульса, возбуждающего кильватерную волну. При этом, однако, следует иметь в виду, что в

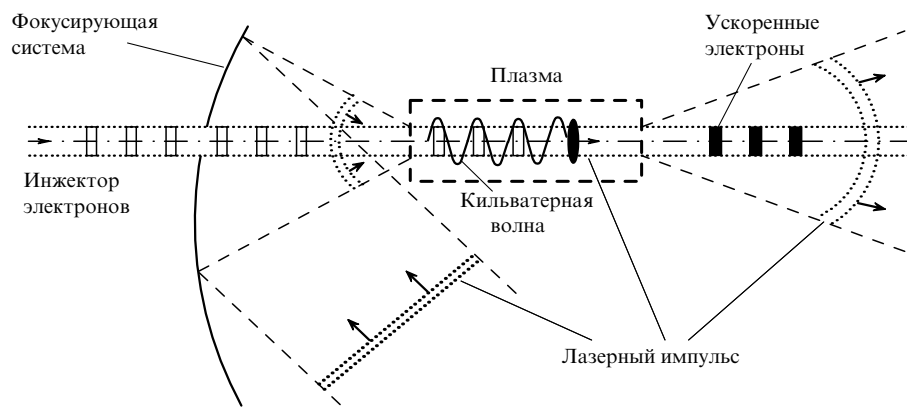


Рис. 1. Схема одного каскада лазерного ускорителя на кильватерной волне.

более плотной плазме уменьшается групповая скорость импульса и соответственно фазовая скорость кильватерной плазменной волны, что уменьшает возможную длину ускорения релятивистского электрона из-за его более быстрого выхода из ускоряющей фазы волны. К обсуждению физических ограничений лазерно-плазменного ускорения электронов мы вернемся в разделе 3.

Проведенные к настоящему времени эксперименты по лазерному ускорению электронов на кильватерной волне подтверждают приведенные выше основные закономерности и демонстрируют возможность генерации сверхсильных ускоряющих плазменных полей гигавольтного диапазона (табл. 1).

Таблица 1. Результаты экспериментов по лазерному ускорению электронов на кильватерной волне (LWFA) с инъекцией ускоряемых электронов от линейного радиочастотного ускорителя с энергией 17 МэВ, выполненных в Японии

Эксперимент	I , Вт см ⁻²	τ_L , пс	n_e , см ⁻³	$\Delta\epsilon$, МэВ	E , ГэВ м ⁻¹
КЕК [12]	10^{17}	1,0	10^{15}	5	0,7
КЕК [13]	10^{17}	0,1	10^{17}	300	15

2.2. Лазерное ускорение в режиме самомодуляции лазерного импульса

Изучение нелинейной динамики распространения мощных лазерных импульсов в разреженной плазме открыло возможность генерации интенсивных кильватерных волн в условиях, когда длина лазерного импульса значительно превышает длину плазменной волны [14–19]. Физический механизм такого процесса обусловлен самомодуляцией лазерного импульса, в результате которой интенсивность импульса оказывается промодулированной в продольном направлении с масштабом, близким к плазменной длине волны. Самомодуляция является следствием развития неустойчивости лазерного импульса, которая в зависимости от параметров плазмы и лазерного излучения может быть связана или с самофокусировкой лазерного импульса, или с его вынужденным рамановским рассеянием вперед, и сопровождается процессом вынужденной генерации кильватерной волны. Вследствие этого амплитуда плазменной волны может значительно превосходить значение, определяемое выражением (3) для одночастотного короткого лазерного импульса.

С одной стороны, в результате развития неустойчивости спектр промодулированного лазерного импульса становится обогащенным гармониками, сдвинутыми на частоты, кратные плазменной частоте электронов, относительно несущей частоты, и процесс возбуждения плазменной волны становится подобен резонансному возбуждению двухчастотным лазерным излучением, обсуждавшемуся в схеме лазерно-плазменного ускорения на волне биений (PBWA-схеме, от *Plasma Beat Wave Acceleration*) [4]. С другой стороны, процесс генерации плазменной волны сильно промодулированным импульсом может рассматриваться как резонансное возбуждение кильватерной волны последовательностью коротких лазерных импульсов, длина каждого из которых удовлетворяет условию (2). Генерация нелинейных кильватерных волн специально профилированной последователь-

ностью коротких лазерных импульсов (так называемая RLPA-схема от *Resonant Laser Plasma Acceleration*) обсуждалась в работах [20].

Следует подчеркнуть, что процесс возбуждения кильватерной волны в режиме самомодуляции относительно длинного лазерного импульса выгодно отличается от указанных выше PBWA- и RLPA-схем возбуждения плазменной волны, поскольку не требует специального (и вызывающего значительные трудности при практической реализации) согласования параметров плазмы и лазерного излучения. Модуляция лазерного импульса и вынужденная генерация кильватерной волны, возникающие в результате неустойчивости, являются самосогласованными процессами, что и обеспечивает большую амплитуду плазменной волны, возбуждаемой в режиме самомодуляции, в относительно широком диапазоне лазерно-плазменных параметров.

Для быстрого развития неустойчивости (и распространения интенсивного лазерного излучения на расстояния, превышающие рэлеевскую длину дифракционного расплывания импульса $Z_R = \pi r_L^2 / \lambda_L$, где r_L — радиус фокального пятна) мощность лазерного импульса должна быть не мала по сравнению с критической для развития релятивистской самофокусировки $P_c \cong \cong 17(\omega_0/\omega_p)^2$. Кроме того, как указывалось выше, длина импульса должна превышать плазменную длину волны $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$. Оба эти условия обычно выполняются при достаточно большой плотности плазмы, что в свою очередь согласно (1) отвечает большим значениям напряженности ускоряющего поля кильватерной волны, которые могут быть достигнуты в режиме самомодуляции лазерного импульса.

Рисунок 2 иллюстрирует результаты численного моделирования генерации кильватерной плазменной волны в процессе самомодуляции лазерного импульса при его нелинейном распространении в однородной разреженной плазме. Мощность лазерного импульса в этих расчетах [19] была несколько меньше критической: $P = 0,68 P_c$, длительность $\tau_L = 0,64$ пс, начальный радиус $r_L = 100$ мкм, длина волны $\lambda_L = 1,06$ мкм и плотность электронов плазмы 2×10^{18} см⁻³. Сравнение рис. 2в и 2г отчетливо показывает, что развитие самомодуляции лазерного импульса (рис. 2а, б) приводит к значительному (приблизительно на порядок) росту амплитуды кильватерной волны.

В настоящее время в экспериментах максимальные темпы ускорения и наибольшее увеличение энергии ускоряемых электронов получены именно в режиме самомодуляции лазерного импульса (SM-LWFA режиме, от *Self-Modulated Laser Wakefield Acceleration*) [21–25]. В таблице 2 указаны основные параметры лазерных импульсов и плазмы, а также результаты ускорения электронов. Во всех этих экспериментах, за исключением работы [21], ускоряемые электроны не инжектировались специально, а ускорялись из "фоновой" плазмы. Захват значительного числа медленных электронов в релятивистски быструю плазменную волну возможен при ее нелинейном опрокидывании, когда $\alpha > 1$. Именно поэтому наибольшие зарегистрированные энергии ускоренных электронов и темпы ускорения отвечают экспериментам [23, 24], в которых интенсивность лазерного излучения была релятивистской ($a_0 > 1$), а мощность лазерного импульса значительно превосходила критическую для самофокусировки, что

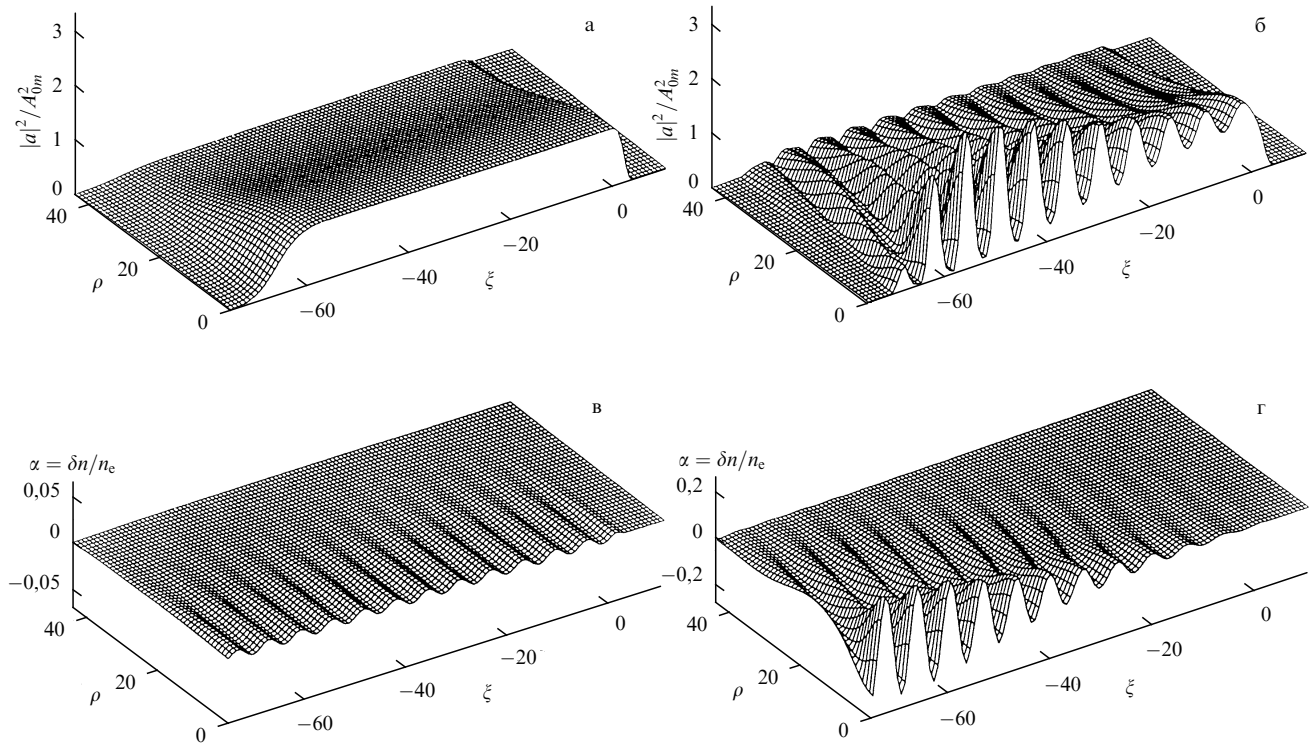


Рис. 2. Пространственные распределения (по сопутствующей координате $\xi = k_p(z - ct)$ и радиусу $\rho = k_p r$) нормированной интенсивности лазерного импульса (а), (б) и амплитуды кильватерной плазменной волны (в), (г) для начального момента времени (а), (в) и после прохождения импульсом расстояния, равного $0,6Z_R$ (б), (г); импульс распространяется в положительном направлении оси ξ .

Таблица 2. Результаты экспериментов по лазерному ускорению электронов на кильватерной волне в режиме самомодуляции лазерного импульса (SM-LWFA)

Эксперимент (страна)	P , ТВт	I , Вт см ⁻²	τ_L , пс	n_e , см ⁻³	$\Delta\epsilon$, МэВ	E , ГэВ м ⁻¹
КЕК [21] (Япония)	3	10^{17}	1,0	10^{19}	17	30
LLNL [22] (США)	5	10^{18}	0,6	10^{19}	2*	—
RAL [23] (Англия)	25	10^{19}	0,8	10^{19}	44–100*	100–200
CUOS [24] (США)	7,5	6×10^{18}	0,4	10^{20}	$> 2^*$	200
NRL [25] (США)	2,5	10^{19}	0,4	10^{19}	4–30*	—

* Ускоренные электроны из фоновой плазмы.

способствовало возбуждению сильно нелинейной кильватерной плазменной волны.

Следует подчеркнуть, что, хотя достигнутые в экспериментах напряженности ускоряющих полей ~ 100 ГэВ м⁻¹, безусловно, являются рекордными, они отвечают возбуждению сильно нелинейной кильватерной плазменной волны, которая из-за опрокидывания теряет свою регулярность и вряд ли может быть использована для монохроматического многокаскадного ускорения, необходимого для получения высокой конечной энергии электронов и яркости их источника. Поэтому более перспективным для создания ускорителей электронов высоких энергий в настоящее время представляется использование линейных или слабонелинейных кильватерных волн ($\alpha \leq 1$), описанию основных закономерностей

этого процесса ускорения в которых посвящен следующий раздел.

3. Физические ограничения и проблемы лазерно-плазменного ускорения

Максимальная энергия, которую может получить электрон, ускоряемый в кильватерной волне плотности заряда, определяется не только темпом ускорения (напряженностью ускоряющего плазменного поля), но и, очевидно, длиной ускорения l_a . Длина ускорения не может превышать расстояния, на котором ускоряемая релятивистская частица (движущаяся со скоростью, практически не отличающейся от скорости света c) выходит из ускоряющей фазы волны (длиной $\lambda_p/2$), перемещающейся со скоростью v_{ph} , т.е.

$$l_a \leq L_{ph} \cong \frac{\lambda_p}{2(c - v_{ph})} c \cong \gamma_{ph}^2 \lambda_p \cong \gamma_{ph}^3 \lambda_L, \quad (5)$$

где $\gamma_{ph} = (1 - v_{ph}^2/c^2)^{-1/2}$ — γ -фактор, определяемый фазовой скоростью волны ($\gamma_{ph} \gg 1$), которая в приближении не изменяющегося при распространении лазерного импульса совпадает с его групповой скоростью, что при учете одномерного линейного дисперсионного соотношения для электромагнитных волн в плазме дает $\gamma_{ph} = \omega_0/\omega_p$.

Приобретаемая электроном энергия $\Delta\epsilon \cong eEl_a$ максимальна при длине ускорения $l_a = L_{ph}$ и равна

$$\Delta\epsilon_{\max} \cong eEL_{ph} \cong \frac{e\Delta\varphi}{\lambda_p/2} L_{ph} = 4mc^2 \gamma_{ph}^2 \alpha. \quad (6)$$

Отметим, что в действительности максимальная энергия ускоренных электронов может быть приблизительно в 2

раза меньше величины (6), поскольку при конечной ширине ускоряемого сгустка электронов только часть ускоряющей фазы волны, где действующие на электроны радиальные силы одновременно являются фокусирующими, может быть использована для регулярного ускорения. Так, например, для линейной кильватерной волны в однородной плазме условия ускорения и фокусировки выполняются одновременно только на четверти периода волны, что приводит к уменьшению в 2 раза максимальной длины ускорения (5) и соответственно максимальной энергии (6).

Соотношение (6) показывает, что для приобретения электронами энергии порядка нескольких гигаэлектронвольт в одном каскаде ускорения плотность плазмы должна быть достаточно мала так, что $\gamma_{ph}^2 > 10^3$. Это условие согласно (1) ограничивает темп ускорения и соответственно увеличивает длину ускорения (5), на которой такая энергия может быть приобретена электронами. Так, для лазерного излучения с длиной волны $\lambda_L \cong 1$ мкм $L_{ph} \cong 1$ м при $\gamma_{ph} \cong 10^2$, что отвечает плотности плазмы $n_e \cong 10^{17}$ см $^{-3}$, темпам ускорения $E \cong 10$ ГВ м $^{-1}$ (при $\alpha \cong 0,3$) и максимальной энергии ускорения $\Delta\epsilon_{max} \cong 6$ ГэВ. При этом длительность лазерного импульса согласно (2) должна быть порядка 100 фс.

Основной трудностью на пути достижения таких параметров является необходимость поддержания на большой длине распространения (~ 1 м) высокой интенсивности лазерного импульса, которая для приводимого примера должна быть порядка 10^{18} Вт см $^{-2}$. В отсутствие каких-либо механизмов оптического каналирования лазерного излучения длина распространения интенсивного лазерного импульса (и соответственно длина эффективного ускорения) ограничена дифракционной длиной $L_{diff} \cong \pi Z_R = \pi^2 r_L^2 / \lambda_L$, которая для реальных параметров (имея в виду необходимость достижения высокой интенсивности излучения) оказывается намного меньше максимальной длины ускорения (5). Поскольку интенсивность излучения (определяющая амплитуду кильватерной волны) при заданной мощности лазерного импульса P обратно пропорциональна квадрату радиуса фокального пятна, энергия электронов, приобретаемая на длине ускорения, определяемой дифракционным расплыванием импульса, не зависит от пятна фокусировки и ограничена значением [26]

$$\Delta\epsilon_{diff} \cong \frac{\kappa \lambda_L}{\tau_L} P, \quad (7)$$

которое при реально достижимых в настоящее время параметрах ($P \sim 10$ ТВт, $\tau_L \sim 100$ фс, $\lambda_L \sim 1$ мкм) оказывается существенно меньше 1 ГэВ.

Оптическое каналирование лазерного импульса для преодоления дифракционного расплывания возможно в результате его самофокусировки или при создании плазменного канала с минимумом плотности на оси, обеспечивающим волноводное распространение излучения. Для самофокусировки мощность импульса (ТВт) должна превышать критическую: $P \geq P_c \cong 1,7 \times 10^{-2} \gamma_{ph}^2 P$, что ограничивает плотность плазмы условием $\gamma_{ph}^2 < 60P$, которое согласно (6) не дает возможности достижения гигаэлектронного диапазона энергий ускоренных электронов при $P < 100$ ТВт. Поэтому в настоящее время большое внимание уделяется изучению различных способов создания плазменных каналов и распространению

в них коротких мощных лазерных импульсов [27–29], а также исследованию генерации и структуры кильватерных волн в каналах [10, 30–33].

В случае каналированного распространения лазерного импульса ускорение электронов возможно на полной длине дефазировки (5), и, выражая амплитуду кильватерной волны с помощью (3), (4) через мощность лазерного импульса (и его фокальное пятно), из (6) находим следующую оценку максимального прироста энергии (ГэВ) электронов:

$$\Delta\epsilon_{ch} \cong \frac{P}{(k_p r_L)^2}. \quad (8)$$

Эта оценка в настоящее время представляется весьма обнадеживающей, поскольку показывает, что с помощью лазерного импульса мощностью в несколько тераватт можно увеличить энергию ускоряемых электронов на несколько гигаэлектронвольт, если радиус пятна фокусировки лазерного импульса (и соответственно радиус плазменного канала) не будет значительно превышать скинговую длину $c/\omega_p = k_p^{-1}$. Следует, однако, отметить, что при возбуждении кильватерной волны в относительно узком плазменном канале (с радиусом порядка скинговой длины) ее структура меняется по мере удаления от заднего фронта импульса так, что ускоряющее плазменное поле значительно убывает, а радиальные поля нарастают [31–33]. Это обстоятельство уменьшает количество электронных сгустков, которые могут быть одновременно ускорены одним лазерным импульсом.

Наконец, подчеркнем, что все приведенные оценки не учитывают изменения лазерного импульса по мере его распространения. В рассмотренном выше случае не сильно релятивистских интенсивностей ($a_0 \leq 1$) заметное уменьшение амплитуды импульса за счет передачи энергии лазерного излучения возбуждаемой кильватерной волне происходит на длине, превышающей длину дефазировки (5), и поэтому в первом приближении может не учитываться. Однако вопросы нелинейной динамики распространения мощных коротких лазерных импульсов в плазменных каналах, как и динамики регулярного малоэмиттансного ускорения сгустка релятивистских электронов в реально нестационарной кильватерной волне, требуют изучения [33].

4. Заключение

Помимо Т³-лазеров, длина волны излучения которых близка к 1 мкм, в последнее время появились сообщения [34] о создании короткоимпульсных мощных СО₂-лазеров, длина волны которых составляет 10 мкм. Для целей ускорения электронов такие лазеры имеют определенные достоинства. Пропорциональное увеличение длины плазменной кильватерной волны (при сохранении величины γ_{ph}) упрощает выполнение требований на размеры сгустков электронов, которые должны быть малы по сравнению с плазменной длиной волны для монохроматического ускорения с малым разбросом электронов по энергиям. Кроме того, максимальное число электронов, которое может быть ускорено в кильватерной волне, пропорционально длине плазменной волны, что позволяет увеличить яркость источника ускоренных электронов при использовании СО₂-лазера. Поэтому, несмотря

на уменьшение темпа ускорения (по сравнению с использованием коротковолновых лазеров) из-за уменьшения плотности плазмы, CO₂-лазеры рассматриваются как весьма перспективные драйверы для создания многокаскадных лазерно-плазменных ускорителей для физики высоких энергий [35].

В настоящее время разработано и находится в стадии реализации несколько проектов создания лазерных ускорителей на кильватерной волне до энергии, превышающей 1 ГэВ (см., например, [36]). Каждый из таких проектов содержит параметры лазерной системы, инжектора электронов и ускоряющего плазменного промежутка. Как правило, для подавления дифракционного распыливания лазерного импульса предполагается использовать плазменный канал.

Можно думать, что успешная реализация этих проектов откроет новые перспективы для многокаскадных компактных ускорительных систем и для достижения более высоких энергий ускоренных частиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. Гранты РФФИ 97-02-16537, 98-02-16263.

Список литературы

1. Strickland D, Mourou G *Opt. Commun.* **56** 219 (1985)
2. Maine P et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-24** 398 (1988)
3. Файнберг Я Б *Физика плазмы* **13** 607 (1987)
4. Tajima T, Dawson J M *Phys. Rev. Lett.* **43** 267 (1979)
5. Горбунов Л М, Кирсанов В И *ЖЭТФ* **93** 509 (1987)
6. Sprangle P et al. *Appl. Phys. Lett.* **53** 2146 (1988)
7. Буланов С В, Кирсанов В И, Сахаров А С *Письма в ЖЭТФ* **50** 176 (1989)
8. Berezhiani V I, Murusidze I G *Phys. Lett. A* **148** 338 (1990)
9. Горбунов Л М, Кирсанов В И *Труды ФИАН* **219** 3 (1992)
10. Esarey E et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 252 (1996)
11. Marques J R et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3566 (1996); **78** 3463 (1997); Siders C W et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3570 (1996)
12. Nakajima K et al., in *AIP Conf. Proc.*, Vol. 335 (New York: AIP, 1995)
13. Dewa H et al. *Joint ICFA/JAERI-Kansai Int. Workshop* (Kyoto, Japan, July 14–18 1997)
14. Андреев Н Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **55** 551 (1992)
15. Antonsen T M Jr., Mora P *Phys. Rev. Lett.* **69** 2204 (1992); *Phys. Fluids B* **5** 1440 (1993)
16. Sprangle P et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 2200 (1992); Krall J et al. *Phys. Rev. E* **48** 2157 (1993)
17. Andreev N E et al. *Phys. Scripta* **49** 101 (1994); *Phys. Plasmas* **2** 2573 (1995)
18. Mori W B et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 1482 (1994); Decker C D *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 379 (1996)
19. Andreev N E et al. *Phys. Plasmas* **3** 3121 (1996); in *New Modes of Particle Acceleration: Techniques and Sources* (AIP Conf. Proc. Vol. 396) (New York: AIP, 1997) p. 61
20. Umstadter D et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 1224 (1994); *Phys. Rev. E* **51** 3484 (1995)
21. Nakajima K et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 4428 (1995)
22. Coverdale C et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 4659 (1995)
23. Modena A et al. *Nature* **337** 606 (1995); Clayton C et al., in *7th Workshop on Advanced Accelerator Concepts* (Lake Tahoe, US, 12–18 October 1996)
24. Umstadter D et al. *Science* **273** 472 (1996)
25. Ting A et al. *Phys. Plasmas* **4** 1889 (1997)
26. Leemans W P et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 331 (1996)
27. Milchberg H M et al. *Phys. Plasmas* **3** 2149 (1996); Clark T R, Milchberg H M *Phys. Rev. Lett.* **78** 2373 (1997)
28. Jackel S et al. *Optics Lett.* **20** 1086 (1995)
29. Ehrlich Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 4186 (1996)
30. Shvets G et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 351 (1996)
31. Andreev N E et al. *Phys. Plasmas* **4** 1145 (1997)
32. Andreev N E et al. *J. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **410** 469 (1998); *Plasma Phys. Rep.* **24** (10) 1 (1998)
33. Andreev N E et al., in *Proc. of LASERS'97* (New-Orleans, LA, December 15–19 1997) (McLean, WA: STS Press, 1998) p. 875
34. Kimura W D et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 546 (1995)
35. Pogorelsky I V, in *Proc. of LASERS'97* (New-Orleans, LA, December 15–19 1997) (McLean, WA: STS Press, 1998) p. 861
36. Ogata A, Nakajima K, Andreev N *J. Nucl. Mater.* **248** 392 (1997)

PACS number: 42.65.Tg

От фемтосекундных к аттосекундным импульсам

А.В. Ким, М.Ю. Рябикин, А.М. Сергеев

1. Введение

Достигнутый в настоящее время уровень оптических технологий позволяет генерировать лазерные импульсы длительностью менее 5 фс [1], что составляет всего несколько периодов оптических колебаний. Возможность создания столь коротких импульсов связана, с одной стороны, с открытием нового класса лазерных кристаллов с исключительно широкой полосой усиления, позволяющей потенциально генерировать импульсы длительностью в 2–3 периода оптического поля (одним из важных представителей этого класса является кристалл Ti:Sa), с другой — с использованием быстрой керровской нелинейности для самосинхронизации мод в лазере за счет индуцированной линзы в показателе преломления и/или уширения спектра за счет фазовой самомодуляции. Характерное время отклика керровской нелинейности в прозрачных конденсированных средах составляет обычно менее 1 фс [2]. После столь впечатляющих достижений естественно встает вопрос о возможности получения электромагнитных импульсов еще меньшей длительности. Очевидно, что задача перехода от фемтосекундных к аттосекундным импульсам требует продвижения из видимого диапазона в область более коротких длин волн и исследования физических механизмов, способных обеспечить сверхбыстрый нелинейный отклик среды, необходимый для преодоления аттосекундного барьера. Надежды на успешное решение этой задачи во многом связаны с достижениями физики взаимодействия сильных оптических полей с веществом на сверхкоротких временных интервалах.

Одно из наиболее важных и широко исследуемых нелинейных явлений, имеющих место при взаимодействии сильных лазерных полей с веществом, — генерация высоких гармоник оптического излучения в газовых средах. При полях с интенсивностями выше 10^{14} Вт см⁻² характерной особенностью спектра излучения, прошедшего через газовую среду, является наличие в нем широкого плато, простирающегося до частот, в сотни раз превышающих частоту падающего излучения. С точки зрения нелинейной оптики спектральное преобразование оптического излучения в область столь высоких частот с очевидностью свидетельствует о существовании сверхбыстрой оптической нелинейности с характерным временем отклика, существенно меньшим времени движения электрона в атоме \hbar/I , где I — потенциал ионизации, \hbar — постоянная Планка. Действительно, в