МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ

РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение

высшего образования

**«Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»**

**А.В. Коржиманов**

**А.М. Сергеев**

**ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОЕ УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ**

Учебно-методическое пособие

Рекомендовано научно-методическим советом исследовательской школы «Лазерная физика» для аспирантов ННГУ, обучающихся по направлению подготовки 03.06.01 –«Физика и астрономия», и для магистрантов ННГУ, обучающихся по направлению подготовки 03.04.03 – «Радиофизика»

Нижний Новгород

2015

УДК 537.5

ББК 22.338

К-66

К-66 Коржиманов А.В., Сергеев А.М. ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОЕ УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ: Учебное пособие. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2015. – 32 с.

Рецензент: д.ф.-м.н., профессор **А.В. Кудрин**

В пособии дано понятие о методах лазерного-плазменного ускорения электронов с помощью мультитераваттных и петаваттных фемтосекундных лазерных комплексов. Детально рассмотрены принципы генерации кильватерной плазменной волны и ускорение в ней электронов. Рассмотрены применяющиеся технологии лазерно-плазменного ускорения электронов и пути их дальнейшего развития.

Учебное пособие предназначено для студентов, магистрантов и аспирантов радиофизического факультета ННГУ, специализирующихся в области нелинейной оптики и лазерной физики, и также для слушателей спецкурса «Вещество в сверхсильных полях».

Подготовлено в соответствии с Планом мероприятий по реализации программы повышения конкурентоспособности ННГУ среди ведущих мировых научно-образовательных центров на 2013-2020 годы.

Ответственный за выпуск:

ученый секретарь научно-методического совета

исследовательской школы «Лазерная физика»,

к.ф.-м.н. **М.В. Царев**

УДК 537.5

ББК 22.338

**Содержание**

|  |  |
| --- | --- |
| Введение | 4 |
| 1.Движение заряженной частицы в оптических полях релятивистской интенсивности | 5 |
| 2.Генерация кильватерной плазменной волны лазерным импульсом | 8 |
| 3.Ускорение электронов в кильватерной плазменной волне | 15 |
| 4.Трехмерные эффекты в лазерно-плазменном ускорении заряженных частиц | 20 |
| 5.Экспериментальные достижения в лазерно-плазменном ускорения электронов | 24 |
| Литература | 29 |

**Введение**

Представленные в данном пособии материалы посвящены одному из наиболее интересных направлений в современной физике сверхсильных полей – лазерно-плазменному ускорению электронов с использованием мультитераваттных и петаваттных фемтосекундных лазерных комплексов. В настоящее время в ведущих лазерных лабораториях мира работает несколько десятков лазерных установок с пиковой мощностью более 100 тераватт, энергией лазерных импульсов ≥ 10 Дж и длительностью < 100 фс [1]. Ускорение заряженных частиц представляется наиболее естественным приложением таких систем, поскольку доступные в экспериментах напряженности электрических полей лазерных импульсов уже давно значительно превышают предельно возможные поля в линейных ускорителях ( < 100 МВ/м), которые ограничены возникновением пробоя на стенках вакуумированных СВЧ резонаторов ускорительных секций. Используя связь между амплитудным значением напряженности поля и интенсивностью в линейно поляризованной электромагнитной волне , получим, что даже в лазерном импульсе с весьма скромной на сегодняшний день интенсивностью 3·1018 Вт/см2 (так называемый «релятивистский уровень»), электрическое поле достигает значения 5·1012 В/м, что почти на 5 (!) порядков больше, чем в наиболее совершенных из современных линейных ускорителей. Казалось бы, что лазерная альтернатива очевидна, и замена километровых трасс ускорения на сантиметровые в суперкомпактных лазерных ускорителях дело ближайшего будущего. Однако, нахождение конфигураций лазерного поля, обеспечивающих необходимую длину трассы ускоряющегося электрона, оказывается непростой задачей.

Вспомним, как устроено движение электронов в традиционном линейном ускорителе, используемом, например, для накачки лазера на свободных электронах (Рис.1). Частицы последовательно пролетают множество ускорительных секций из СВЧ резонаторов, в которых стоячее электрическое поле, периодически меняясь во времени, оказывается направленным вдоль оси системы против скорости частицы при пролете ее через очередной резонатор. В результате вдоль всей трассы ускорения электрон видит продольное ускоряющее электрическое поле. Движение электрона в вакууме под действием мощного лазерного импульса выглядит совсем по-другому. Поскольку поля лазерного импульса осциллируют во времени и их векторы ориентированы поперёк направления распространения, непосредственное ускорение электронов этими полями оказывается малоэффективным. Интересно рассмотреть несколько конкретных примеров движения заряженных частиц в полях релятивистски сильных оптических импульсов, которые затем окажутся полезными при описании лазерного-плазменного ускорения.

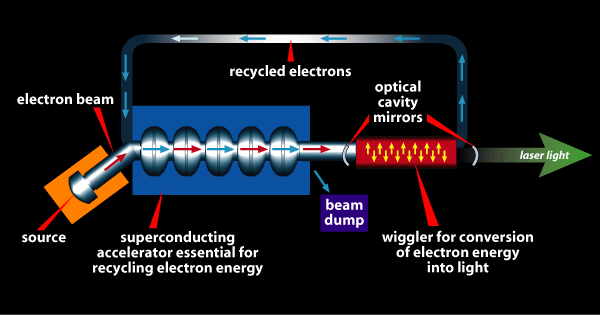


Рис. 1. Схема линейного ускорителя электронов для накачки лазера на свободных электронах. Электроны ускоряются последовательно в цепочке СВЧ резонаторов со сверхпроводящими стенками, а затем попадают в секцию с неоднородным магнитным полем для генерации рентгеновского

излучения.

**1. Движение заряженной частицы в оптических полях релятивистской интенсивности**

Движение заряженной частицы с массой покоя m и зарядом q под действием электромагнитной волны произвольной интенсивности с векторным потенциалом  и скалярным потенциалом ϕ описывается функцией Гамильтона

. (1)

В общем случае она зависит от времени, всех пространственных координат и проекций обобщенного импульса, который связан с механическим импульсом частицы посредством соотношения . Напомним, что в конкретных конфигурациях поля независимость функции Гамильтона в явном виде от каких-либо переменных означает наличие некоторых интегралов движения частицы.

Начнем с простого случая, когда частица до прихода лазерного импульса покоится, а импульс представляет собой одномерный пакет, бегущий вдоль направления *z* со скоростью света без изменения формы, т.е. ; волна имеет поперечную поляризацию: . Отсутствие явной зависимости *H* от координат *x* и *у* соответствует закону сохранения поперечного обобщенного импульса, который до прихода лазерного излучения был равен нулю (поскольку ). Это обстоятельство позволяет нам узнать проекции механического импульса в любой точке траектории – они просто следят за текущими значениями векторного потенциала в лазерном импульсе: . Еще один интеграл движения возникает благодаря тому, что профиль оптического поля стационарен и зависит вместо двух от одной бегущей координаты . Он имеет вид , где *ε* – кинетическая энергия частицы, – релятивистский гамма фактор. Для исходно покоящейся частицы этот интеграл просто равен ее энергии покоя. Наличие такого интеграла позволяет найти продольный импульс частицы в любой точке траектории: . Наконец, сама траектория частицы определяется в параметрической форме следующими выражениями:

; . (2)

Таким образом, задача решается строго для любого профиля оптического импульса со сколь угодно большой интенсивностью.

Проанализируем движение частицы при воздействии на нее оптического импульса конечной длительности. При нарастании интенсивности на переднем фронте частица начинает осциллировать в поперечном направлении с частотой лазерного поля и сдвигается в направлении z под действием силы светового давления. Поперечное движение отслеживает поляризацию оптического излучения. Для линейно поляризованной волны, например по x, когда векторный потенциал и электрическое поле в волне имеют одну x-компоненту, а магнитное – y-компоненту, частица колеблется по х, а также дрейфует и колеблется с удвоенной частотой по z. В результате траектория частицы при наблюдении из системы отсчета, связанной с дрейфовой скоростью, представляет собой «восьмерку» в плоскости x-z. Для циркулярно поляризованной волны не содержит слагаемого на удвоенной частоте. Частица совершает круговые движения в поперечном направлении и монотонное смещение в сторону распространения импульса, в результате чего траектория в лабораторной системе представляет собой спираль, которая раскручивается на переднем фронте импульса и скручивается на заднем.

Максимальная энергия, которую может приобрести частица, находясь внутри лазерного импульса, зависит от соотношения продольной и поперечной компонент ее механического импульса. Нас особенно интересует случай сильного релятивизма, когда безразмерный векторный потенциал  по амплитуде превышает 1. Тогда продольный импульс превышает поперечный и максимальная энергия может быть оценена как . Для наибольшей достижимой на сегодняшний день интенсивности излучения петаваттных лазеров около 1022 Вт/см2 (*a* ≈ 60) имеем < 1 ГэВ. Это весьма скромное значение, несмотря на гигантский уровень действующих полей. Но извлечь ускоренную хотя бы до таких энергий частицу из лазерного импульса непросто. Из зависимости механического импульса от поля мы видим, что после прохождения лазерного импульса частица *останавливается* и окончательный эффект ускорения оказывается чисто *нулевым*. Можно было бы посетовать на то, что мы исходно взяли покоящуюся частицу. Однако, ясно, что для движущей до взаимодействия частицы всегда можно перейти в систему отсчета, где она неподвижна, а налетающий на нее импульс по-прежнему представляет собой одномерный волновой пакет с измененной в соответствии с преобразованиями Лоренца частотой. Поскольку факт остановки частицы после взаимодействия не зависит от частоты поля, то и в этом случае мы получим нулевой окончательный эффект ускорения.

Для того чтобы частица продолжала двигаться после взаимодействия с лазерным излучением, необходимо добавить какое-нибудь дополнительное воздействие на нее, сбивающее фазу колебаний в оптическом поле, например рассеяние на тяжелом ядре. Однако очевидно, что такой способ извлечения частиц из «лазерного ускорителя» трудно сделать управляемым, и он явно напоминает механизм стохастического нагрева заряженной частицы при движении в электромагнитном поле.

Для ускорения заряженной частицы можно использовать, вместо импульса с плоским фронтом, остро фокусируемое излучение. В этом случае появляется достаточно большая *продольная* компонента электрического поля, которая для сопутствующей релятивистской частицы, захваченной лазерным импульсом, может оказывать сравнительно длительное (больше периода поля) укоряющее воздействие. Однако, как показывают исследования, фазовая скорость вдоль оси распространения в этом случае больше скорости света, что приводит к тому, что частица довольно быстро покидает ускоряющую фазу поля. При оптимальном выборе угла фокусировки максимальная добавка к энергии электрона определяется выражением , где предполагается структура сфокусированного поля в виде лагерр-гауссовой моды первого порядка. Для излучения с пиковой мощностью 1 ПВт в этой конфигурации теоретически можно ожидать ускорение электрона до 1 ГэВ, но в экспериментах пока достигнуты более скромные результаты ( ).

Итак, мы рассмотрели выше две типичные конфигурации лазерного поля и увидели, что основная проблема создания лазерного ускорителя на сверхсильных полях в вакууме – недостаточно длинная трасса однонаправленного действия электрического поля на заряженную частицу. Принципиальная невозможность создания конфигурации с областью ускорения много больше длины волны никем не доказана, и поиски экзотических волновых структур в погоне за эффективным ускорением продолжаются. Одной из любопытных в этой связи выглядит идея использования импульсов со скошенными, по отношению к групповым, фазовыми фронтами (похожие конфигурации получаются, например, при отражении плоского импульса от дифракционной решетки в направлении ненулевого максимума) [2]. При определенных геометрических параметрах в зоне интерференции нескольких подобных импульсов появляется область, перемещающаяся со скоростью света, в которой суммарный вектор электрического поля ориентирован по направлению движения области. Такая конфигурация только приближенно удовлетворяет уравнениям Максвелла для полей в вакууме и, по-видимому, весьма сложна для экспериментальной реализации, однако, есть надежда, что трасса ускорения будет измеряться многими длинами волн.

**2. Генерация кильватерной плазменной волны лазерным импульсом**

Несмотря на невозможность построения вакуумного ускорителя в одномерной геометрии, обратим внимание на важный для последующего изложения результат: частица сдвигается после взаимодействия с лазерным импульсом в направлении его распространения на расстояние , пропорциональное энергии лазерного импульса (см.(2)) . В наиболее наглядной форме , где – длительность импульса,  – амплитудное значение нормированного вектор-потенциала. Для ультрарелятивистской интенсивности , получим, что смещение существенно больше продольного размера импульса. Таким образом, можно ожидать, что при взаимодействии сверхмощного оптического импульса с плазмой, состоящей из электронов и ионов, будет происходить заметное разделение электрических зарядов и возникнут сильные внутренние плазменные поля.

Идея использования таких полей для ускорения электронов была впервые сформулирована в знаменитой работе Т.Таджимы и Дж.Доусона в 1979 г. [3]. Лазерный импульс, распространяясь в разреженной плазме с групповой скоростью, близкой к скорости света, оказывает пондеромоторное воздействие на электроны вдоль направления своего распространения и вызывает тем самым колебания плазмы, которые проявляются в виде так называемой кильватерной плазменной волны. Фазовая скорость этой волны совпадает с групповой скоростью лазерного импульса. В возбуждаемой волне имеется продольное электрическое поле, в котором есть как фазы ускорения, в которых электроны ускоряются в направлении распространения лазерного импульса, так и фазы торможения, в которых электроны тормозятся. Поскольку зоны ускорения перемещаются со скоростью, близкой к скорости света, то отдельные электроны, оказавшиеся в фазе ускорения и движущиеся с релятивистской скоростью в направлении распространения лазерного импульса, могут оставаться в ускорительной фазе относительно длительное время, приобретая тем самым значительную энергию. Такие электроны принято называть захваченными. Предел набора их энергии определяется длиной дефазировки, т.е. тем расстоянием, которое преодолевают захваченные электроны, прежде чем покинуть ускоряющую фазу кильватерной волны и войти в тормозящую. Главными преимуществами лазерно-плазменного ускорения являются то, что трасса ускорения становится макроскопической (т.е. составляет много лазерных длин волн), а присутствующие в плазме поля, как лазерное, так и плазменное, не имеют ограничений, связанных с ионизацией и разрушением материалов ускорителя, поскольку сама плазма исходно является ионизованной средой.

Врамках общей идеи лазерного ускорения электронов кильватерной плазменной волной существует несколько различных концепций возбуждения этой волны. Концепция лазерного кильватерного ускорения (Laser Wakefield Accelerator, LWFA), которая была предложена в работе [3], заключается в использовании единичного интенсивного (> 1017 Вт см-2) лазерного импульса с длительностью, не превышающей время, за которое свет проходит расстояние, равное длине плазменной волны . Однако до создания техники усиления чирпованных импульсов [4] требуемые лазерные источники были недоступны и для возбуждения кильватерной волны использовалась методика ускорения плазменной волной биений (Plasma Beat Wave Accelerator, PBWA) [5]. Идея PBWA заключается в параметрическом возбуждении плазменной волны с помощью двух лазерных импульсов, разность частот которых равна плазменной частоте. Недостатком концепции PBWA является то, что при возрастании амплитуды плазменной волны увеличивается её период (проявление релятивистской нелинейности, см. ниже) и эффективность возбуждения резко понижается вследствие выхода из условия параметрического резонанса. Эту проблему можно преодолеть в рамках концепции многоимпульсного возбуждения, суть которой заключается в возбуждении плазменной волны последовательностью коротких импульсов, следующих друг за другом с определённым интервалом так, чтобы каждый последующий импульс резонансно усиливал плазменную волну, возбуждаемую предыдущими импульсами [6]. Последовательность импульсов, необходимых для возбуждения плазменной волны, при некоторых условиях может возникать при самомодуляции единичного лазерного импульса с длительностью, существенно большей периода плазменных колебаний. Соответственно концепция ускорения электронов на основе такого метода возбуждения плазменной волны получила название ускорения самомодулированной плазменной волной биений (Self-Modulated Plasma Beat Wave Accelerator, SM-PBWA) [7]. Интересующихся концептуальными особенностями различных схем ускорения отошлем к классическому обзору [8].

Главный вопрос, на который теперь предстоит ответить, это величина поля в ускоряющей кильватерной волне. Для его рассмотрения проанализируем структуру возбуждаемого лазерным импульсом кильватерного следа в одномерном случае, т.е. предполагая, как и в рассмотренной выше задаче о движении отдельной заряженной частицы, что импульс представляет собой плоский локализованный волновой пакет, распространяющийся с постоянной групповой скоростью .Поскольку плазма является разреженной, эта скорость близка к скорости света, так что соответствующий релятивистский -фактор волны . В интервале плотностей плазмы от 1019 до 1016 см-3 составляет от 10 до 300. Для упрощения анализа профиль импульса будем считать стационарным, пренебрегая дисперсией групповой скорости и обратным влиянием плазменной волны на лазерный импульс. Плазму будем считать квазинейтральной, состоящей из электронов и ионов. Последние из-за большой массы предполагаются неподвижными, так что весь отклик плазмы связан с движением и перераспределением концентрации электронов. Если до прихода оптического импульса электроны покоились, мы можем для описания их движения применить использованный выше для отдельной частицы гамильтоновский формализм. Однако теперь надо учесть, что кроме векторного потенциала на электроны будет действовать скалярный потенциал поля разделения зарядов в кильватерном следе, «привязанном» к лазерному импульсу, т.е. присутствуют  и Прежние интегралы движения, обусловленные трансляционной симметрией, оказываются справедливыми теперь для всех электронов (*q=-e*) плазмы, или, как говорят, для электронной жидкости в целом. Ее поперечный импульс будет «следить» за текущим значением вектор-потенциала, а продольный импульс в расчете на одну частицу находится из интеграла

 (3)

Для электронной жидкости с концентрацией  справедливы также уравнение непрерывности и уравнение Пуассона, которые в предположении зависимости всех функций только от бегущей координаты упрощаются до соотношений

;

. (4)

В результате из (3) и (4) для нормированного на релятивистское значение потенциала искомого электрического поля в кильватерной волне получим важное и интересное соотношение

. (5)

С формальной точки зрения, оно описывает нелинейный осциллятор с возбуждающей силой. Уровень нелинейности определяется соотношением максимальной потенциальной энергии электрона в следе к его энергии покоя. Если , плазменные колебания имеют малую амплитуду и (5) сводится к уравнению линейного осциллятора с частотой колебаний, равной ленгмюровской плазменной частоте  В противоположной случае возбуждаются релятивистски сильные плазменные колебания. Из (5) видно, что для теоретического анализа удобнее работать с циркулярно поляризованным импульсом – в этом случае в плазменных колебаниях не возникает отклика на гармониках оптической частоты, который «загрязняет» картину взаимодействия.

Характерное значение нелинейного («релятивистского») электрического поля  можно, очевидно, получить делением характерного значения потенциала на масштаб плазменной волны : . Для плазмы с типичной для экспериментов концентрацией *N0* = 1018 см-3 получим  ≈ 109 В/см, что на три порядка превышает предельно допустимый в традиционных линейных ускорителях. Хотя  меньше, чем достигаемая на сегодняшний день максимальная амплитуда поля в лазерном импульсе, важно то, что это поле может *однонаправленно* воздействовать на захваченную заряженную частицу вдоль трассы, гораздо больше длины лазерной волны.

Уравнение (5) годится для любого способа возбуждения плазменной волны, но в дальнейшем мы будем интересоваться схемой LWFA, в которой в качестве драйвера используется лазерный импульс с длительностью, меньшей периода плазменных колебаний: . Это означает, что структуру кильватерного следа можно приближенно разбить на две области – короткую область возбуждения следа и область свободных плазменных колебаний (в общем случае, нелинейных). В области возбуждения лазерный импульс сдвигает электроны относительно ионов, формируя поле разделения зарядов, которое после прохождения импульса продолжает осциллировать в каждой точке с плазменной частотой. Его максимальное значение можно легко оценить, воспользовавшись соотношением (2) для смещения электронов в циркулярно поляризованном лазерном импульсе. Применяя теорему Гаусса, найдем поле на границе фракции смещенных электронов и оголившихся ионов:

, (6)

где *W/S* – энергия лазерного импульса на единицу площади поперечного сечения. Интересно сравнить теперь полученное поле  с характерным нелинейным релятивистским полем . Для приведенного выше примера плазмы с концентрацией 1018 см-3 получим, что для возбуждения релятивистски сильных плазменных колебаний энергия лазерного импульса должна превышать 10 5 Дж/см2, (например, 10 Дж в пятне 100 мкм), что выглядит реализуемым для многих лазерных комплексов. Таким образом, получение электрических полей с величинами на уровне 109 В/см в плазменном следе можно считать решенной задачей. Основной вопрос теперь для нас, как обеспечить достаточно длинную трассу ускорения, а для этого надо проанализировать структуру поля свободных плазменных колебаний.

По существу мы должны изучить свойства свободного нелинейного осциллятора (5) при , считая, что он возбуждается из состояния покоя коротким внешним воздействием (если длительность импульса много меньше периода колебаний), задающим производную  (это и есть полученное выше максимальное поле разделения зарядов). Воспользуемся традиционным в теории нелинейных колебаний приемом, представив уравнение (5) в виде закона сохранения «энергии» в нелинейном осцилляторе

 (7)

Профиль «эффективной потенциальной энергии»

. (8)

представлен на рис.2. Константа имеет простой физический смысл: максимальное значение электрического поля в плазменной волне достигается в точках нуля потенциала и составляет , т.е. показывает, во сколько раз возбуждаемое на хвосте короткого лазерного импульса поле разделения зарядов (6) больше характерного релятивистского поля.



Рис.2. Профиль «эффективной потенциальной энергии», определяющий пространственную и временную структуру плазменных колебаний в кильватерном следе для *γp*=20 ,.*Vp/c*=0.9975. Горизонтальные уровни «энергии» *С* определяются отношением максимального электрического поля в волне к релятивистскому значении поля. Для *ψ= ψ\**= – 0.95 (*W=38*) реализуется условие опрокидывания кильватерной волны, когда скорость

электронной жидкости становится равной скорости профиля.

Для малых значений *С<<1* колебания осциллятора осуществляются вблизи дна профиля  и соответствуют синусоидальным плазменным колебаниям малой амплитуды между значениями потенциала  и  c фиксированным пространственным периодом .

При *С>>1* имеем сильно нелинейные плазменные колебания, профиль электрического поля представляет собой пилообразную структуру с треугольными зубцами (рис. 3). Период таких колебаний зависит от амплитуды и растет по закону . Максимальное значение потенциала , минимальное  .Важное свойство релятивистски сильных плазменных колебаний – наличие предельно возможной амплитуды электрического поля. Для  кривая «эффективной потенциальной энергии» осциллятора испытывает особенность – ее производная обращается в бесконечность при значении потенциала . Нетрудно подсчитать, что именно при таком потенциале скорость движения электронной жидкости сравнивается со скоростью профиля волны, т.е. происходит гидродинамическое опрокидывание волны. Для плазмы с концентрацией электронов 7 1017 см-3 и частоты титан-сапфирового лазера получим и . Таким образом, если короткий лазерный импульс возбуждает на своем хвосте поле разделения зарядов большее, чем , регулярный профиль кильватерного следа не может быть сформирован и электроны характеризуются сложной многоскоростной функцией распределения.



Рис.3. Профиль потенциала *ψ* и электрического поля *E/Erel* в кильватерном следе для сильнорелятивистского режима взаимодействия *E/Erel=*2 и *γp*=20. Лазерный импульс распространяется вправо вдоль оси z. Красным цветом

помечены ускоряющие фазы кильватерного поля.

Описанное выше явление хорошо известно нам на примере опрокидывания поверхностной волны на воде при сильном ветровом волнении. Один из авторов идеи ускорения электронов на кильватерном следе Т.Таджима при описании этого эффекта в плазме любит ссылаться на знаменитую гравюру японского художника К. Хокусая «Большая волна в Канагаве», изобразившего похожее явление на фоне священной горы Фудзияма (рис.4)

|  |
| --- |
| The_Great_Wave_off_Kanagawa.jpg |
| Рис. 4. Художественное изображение обрушения ветровых волн в океане представляет собой хороший аналог для описания опрокидывания профиля релятивистски сильной кильватерной волны в плазме, когда скорость  электронной жидкости начинает превышать фазовую скорость волны |

**3.Ускорение электронов в кильватерной плазменной волне**

Найдя структуру кильватерной волны, мы можем легко понять, где расположены искомые нами ускоряющие фазы электрического поля. На рис.3 в случае сильно нелинейной плазменной волны они помечены красным цветом для ускорения электронов, а соседние полупериоды могут использованы для ускорения позитронов. Для того чтобы определить, куда удобнее вбрасывать ускоряемые частицы для максимально большого набора энергии, надо проследить за движением пробного электрона в полученном профиле кильватерной волны. Заметим, что наш пробный электрон будет принципиально отличаться от всех тех электронов материнской плазмы, движение которых создает бегущий профиль электрического поля. Эти электроны осциллируют в плазменной волне и в среднем никуда не перемещаются.

Для анализа траектории пробной частицы опять обратимся к функции Гамильтона (1). Теперь в ней отсутствует векторный потенциал (лазерный импульс движется впереди от зоны ускорения), а скалярный потенциал представляет собой найденную выше периодическую структуру со стационарным профилем, бегущим с постоянной скоростью , равной групповой скорости лазерного импульса и близкой к скорости света *с*. Поэтому имеем

**. (**9)

Пробный электрон обладает единственной компонентой импульса *p* вдоль направления ускорения *z* . Как и раньше, явная зависимость функции Гамильтона только от бегущей координаты отражается в законе сохранения для движения электрона в форме . Этот закон удобно представить через соотношение для -фактора электрона:

**.**  (10)

Траектории пробных электронов можно качественно проанализировать на фазовой плоскости , которая представлена на рис.5. На ней на уровне имеется одно устойчивое состояние равновесия – центр, а также два неустойчивых седловых состояния  . Сепаратрисы, идущие из седла в седло, окружают часть фазовой плоскости, которой соответствуют захваченные плазменной волной электроны. Траектории этих электронов и представляют наибольший интерес, с точки зрения задачи ускорения. Очевидно, наибольший эффект ускорения, т.е. увеличения  -фактора, может быть достигнут, если вбросить в плазменную волну электрон, имеющий начальное значение  вблизи  , реализовать его движение в области захвата вблизи сепарарисы и извлечь его из ускорителя вблизи . На физическом языке это означает, что мы должны использовать электрон с начальной скоростью, меньше скорости профиля плазменной волны, и поместить его в точку вблизи нуля электрического поля. Отстающий от профиля электрон сначала сместится в ускоряющую фазу поля, начнет увеличивать скорость, постепенно догонит профиль и будет затем его обгонять до достижения максимально возможной энергии. Для этого потребуется определенная трасса взаимодействия, называемая длиной дефазировки , поскольку при превышении ее электрон попадает в тормозящую фазу электрического поля плазменной волны.

В предположении  и из (10) можно получить простую формулу для максимально возможной энергии, набираемой в процессе ускорения:

. (11)

В случае слаборелятивистской кильватерной волны отсюда имеем

. (12)

Таким образом, для увеличения набора энергии электроном в данном режиме необходимо увеличивать плотность потока энергии лазерного импульсе и использовать более разреженную плазму.

В случае сильно релятивистской кильватерной волны для набора энергии получим:

**.** (13)

Если вспомнить, что максимально возможное поле в данном режиме ограничено эффектом опрокидывания профиля плазменной волны, то можно найти экстремальное значение достижимого -фактора:

(14)

|  |
| --- |
|  |
| Рис. 5. Фрагмент профиля кильватерной волны *E/Erel* для *E*max*/Erel*=0.2 и γ*p*=20 и фазовая плоскость пробных частиц {γ,*z*}. Фазовые траектории (сверху вниз) соответствуют постоянным интегрирования в (10) 0.3, 0,23075 (сепаратриса), 0.02, -0.1. Максимальный возможный набор энергии захваченных частиц  γmax=360о |

Это весьма оптимистическое соотношение показывает возможность ускорения пробных частиц до мульти-ГэВных и даже ТэВных энергий в достаточно разреженной плазме. При этом, однако, необходимо рассчитать, на какой трассе электроны могут быть ускорены до таких гигантских энергий. Данный вопрос принципиально важен для всей концепции лазерно-плазменного ускорения, поскольку именно компактность таких ускорителей представляется их основным преимуществом.

Формально движение по сепаратрисе, обеспечивающее максимальный набор энергии частицы, соответствует бесконечно длинной трассе ускорения, что, очевидно, лишено реального смысла. Численное интегрирование соотношения (10) по траекториям, близким к сепаратрисе, также бессмысленно из-за логарифмической расходимости результата. Поэтому можно провести только оценку трассы, основываясь на тех или иных упрощениях. Наиболее легкий способ – оценить трассу как отношение набранной электроном энергии к максимальному полю в кильватерной волне. Тогда трасса наибольшего набора энергии, т.е. длина дефазировки, определится следующим образом: . В слаборелятивистском случае отсюда имеем , в сильнорелятивистском . Эти соотношения из-за замены поля на максимальное несколько занижают искомую величину трассы, но благодаря наглядности они часто используются при оценках лазерно-плазменного ускорения.

Другой способ найти трассу основан на предположении, что профиль потенциала на всей траектории ускорения приблизительно имеет параболическую форму с кривизной, совпадающей с ее значением в точке , т.е. плазменное поле линейно зависит от координаты в ускоряющей фазе. Это приближение выглядит адекватным для случая сильно релятивистской плазменной волны с пилообразным профилем электрического поля (см. рис.3). В данном случае для необходимой трассы набора максимальной энергии получаем , что вдвое больше предыдущей оценки. Для случая слабо релятивистской плазменной волны оценка более грубая и она дает . Легко заметить, что во всех случаях необходимая трасса растет с уменьшением концентрации плазмы.

Соотношения для максимальной энергии ускоренных электронов и длины дефазировки получены в предположении неизменных параметров лазерного импульса. Даже в одномерной геометрии это нарушается, если учесть, что импульс тратит часть своей энергии на возбуждение кильватерной волны. Соответствующая этому эффекту трасса называется длиной истощения накачки . Ее можно найти из следующих соображений. Представим, что лазерный импульс, распространяясь через тонкий слой достаточно разреженной квазинейтральной плазмы с неподвижными ионами, сдвигает все электроны слоя на расстояние  , которое, как мы показали выше, пропорционально энергии импульса:. Если мы возьмем толщину слоя также равной , то увидим, что произошло полное разделение зарядов слоя и сформировался своеобразный конденсатор, содержащий электростатическое поле с энергий . Эта энергия должна, естественно, соответствовать потерям энергии лазерного импульса на трассе  в плазме. Если теперь вместо тонкого слоя взять протяженную трассу, то можно легко оценить длину истощения накачки, заменяя одну степень  в формуле на  и приравнивая полные потери к энергии импульса. Получим . Интересно, что в отличие от скейлинговых соотношений для длины дефазировки, длина истощения падает с ростом энергии лазерного импульса, поэтому оба эффекта могут иметь ограничивающее влияние на ускорение в разных областях параметров эксперимента.

Сопутствующим эффектом при истощении накачки является сдвиг частоты лазерного излучения в красную сторону при генерации кильватерной волны. Природа его заключается в том, что оптический импульс, вместе с возбуждением высокочастотного осцилляторного движения электронов, модулирует и усредненные на оптическом периоде параметры плазмы – концентрацию электронов и их релятивистскую массу. Поэтому при распространении импульс «чувствует» под собой возрастающий во времени показатель преломления среды, что и проявляется в непрерывном красном сдвиге его спектра. Этот эффект может использоваться в диагностических целях, поскольку несет информацию об эффективности перекачки энергии в плазменную волну.

Интересно, что сдвиг спектра лазерного импульса был использован в самых первых экспериментах по измерению структуры кильватерной волны [9]. Для этого от основного лазерного импульса, или драйвера плазменной волны, отщеплялась его реплика – слабый диагностический сигнал, который задерживался относительно драйвера на регулируемый временной интервал. В зависимости от времени задержки диагностический импульс попадал в различные области профиля плазменной волны и двигался вместе с ним, приобретая сдвиг частоты, пропорциональный трассе распространения и темпу изменения показателя преломления. При этом, очевидно, спектр мог сдвигаться не только в красную, но и синюю сторону, демонстрируя эффект ускорения фотонов с возвратом части энергии кильватерной волны в оптическое излучение.

Приведем теперь оценки для различных экспериментальных ситуаций, используя полученные соотношения для набора энергии и трассы ускорения. Для лазерного импульса с энергией 10 Дж, сфокусированного в пятно с площадью 2.5 10-5 см2 в плазме с концентрацией 1018 см-3 , имеем  ≈ 109 В/см,  ≈ 4 109 В/см, , , , . Таким образом, электрон в кильватерном следе можно было бы ускорить до 20 ГэВ, но лазерный импульс истощится уже на начальном участке трассы и эффект будет намного скромнее. Если уменьшать концентрацию плазмы при сохранении плотности потока энергии лазерного пучка, то сохраняется, трасса ускорения возрастает как *N0-1* , а длина истощения накачки возрастает как *N0-2* . Так, для *N0* = 2.5 1017 см-3 трассы ускорения и истощения практически выравниваются и составляют около 20 см. Это один из рецептов оптимизации параметров ускорителя.

|  |
| --- |
|  |
| Рис.6. Сравнение размеров линейного ускорителя в Станфорде (порядка 1 км) и газовой ячейки лазерно-плазменного ускорителя (порядка 10 см). |

Полученные оценки демонстрируют исключительную компактность лазерно-плазменного ускорителя электронов по сравнению с существующими или строящимися линейными ускорителями электронов до энергий 10-20 ГэВ, которые требуют километровых трасс ускорения. Для сравнения на рис. 6 представлен крупнейший в мире линейный ускоритель LCLS в Станфорде с длиной более 1 км и газовая ячейка лазерно-плазменного ускорителя длиной около 10 см, с помощью которой можно получить сравнимые по порядку величины энергии электронов [10].

**4.Трехмерные эффекты в лазерно-плазменном ускорении заряженных частиц**

Изложенные выше сведения о лазерно-плазменном ускорении электронов в одномерной модели являются необходимой базой для понимания реальной трехмерной картины взаимодействия. При этом, разумеется, трехмерие приносит новые эффекты как в отношении как структуры плазменной волны, так и особенностей распространения короткого лазерного импульса в плазме.

Прежде всего, становится возможным образование трехмерных областей кавитации, или пузырей (так называемых «бабблов»), в распределении электронов, в которых их концентрация обращается в ноль. Этот эффект был первоначально обнаружен и исследован А.Пуховым [11] в численных экспериментах по моделированию ультрарелятивистских лазерных импульсов с амплитудой *a0>>1*, а затем получил экспериментальное лабораторное подтвеждение. Как обсуждалось нами выше, на переднем фронте лазерного импульса происходит вытеснение электронов в сторону распространения излучения. В случае конечного поперечного размера импульса вытесненные электроны имеют возможность вернуться в зону разрежения, «обогнув» область, занятую лазерным импульсом (рис.7). При этом формируются своеобразные токи замещения заряда со сложными линиями, напоминающими гидродинамические токи при обтекании движущихся в жидкости тел. Эти токи, помимо формирования электрических и магнитных полей в кильватерном следе, образуют также фракцию частиц, начинающих ускоряться в «баббле», т.е. реализуется самоинжекция и таким образом отсутствует необходимость загрузки укорителя сторонними сгустками зарядов. Поскольку возбуждаемые электромагнитные поля в «баббле» имеют неодномерную структуру, движение ускоряемых электронов происходит по сложным спиралеобразным траекториям. Это приводит к генерации так называемого бетатронного рентгеновского излучения из «баббла», которое, с одной стороны, замедляет темп ускорения, а с другой, - представляет самостоятельный интерес благодаря высокой яркости и малому размеру источника излучения, например, для высокоразрешающей фазоконтрастной диагностики в биомедицине.

|  |
| --- |
| *bubbles.jpg* |
| Рис.7. Формирование «баббла» при распространении лазерного импульса с энергией 12 Дж, длительностью 33 фс (a0=10) в плазме с концентрацией 1019 см-3[11]. Представлены два фрагмента (a) и (b) на разных расстояниях по трассе распространения Z, измеряемой в оптических длинах волн. По вертикальной оси отложен поперечный масштаб, цветом изображается гамма фактор электронов, пунктиром отмечена область, занимаемая импульсом. |

Из-за сложности описания трехмерного лазерно-плазменного взаимодействия аналитическая теория «баббла» отсутствует. Существует, однако, подход, позволяющий найти скейлинговые соотношения на основе теории подобия и размерностей. Основной идей этой теории является нахождение автомодельных переменных и безразмерных параметров, являющихся комбинацией нескольких физических коэффициентов исследуемой системы уравнений, относительно которых существует инвариантность записи (и свойств) уравнений. Наиболее известным примером такого подхода является инвариантность свойств гидродинамических течений при заданном числе Рейнольдса. При описании ультрарелятивистских лазерно-плазменных взаимодействий, когда амплитуда *a0>>1*, такие параметры находятся [12]. Это так называемый *S*-фактор, представляющий собой отношение концентрации электронов в критических единицах к безразмерному вектор-потенциалу , а также аспектное соотношение геометрических размеров лазерного импульса в фокальной области. Для интересующих нас процессов, как правило, *S<1, П<1*. Основное утверждение ультрарелятивистской теории подобия заключается в том, что при постоянных S и П лазерно-плазменное взаимодействие, в том числе процесс возбуждения «баббла», подобны независимо от концентрации плазмы и амплитуды лазерного импульса. Скейлинги для энергии ускоряемых электронов и трассы ускорения оказываются при этом следующими: и . Основываясь на данной теории подобия и результатах численного эксперимента, можно, например, получить соотношение для максимальной энергии ускоряемых электронов в форме

**,** (15)

где, *P* и *λ* – пиковая мощность и длина волны лазерного импульса.

Режим «баббла» обычно противопоставляется режиму возбуждения кильватерной волны с регулярным периодическим профилем ускоряющего поля. Крупные экспериментальные проекты, как правило, планируются на уровень релятивизма , когда возбуждаемая плазменная волна содержит несколько последовательных областей кавитации, что идеологически ближе к модели регулярного профиля. Считается, что такая ситуация предпочтительна, например, для инжекции стороннего сгустка заряда в заранее выбранную ускоряющую фазу поля или для реализации ускорения как электронов, так и позитронов (в «баббле» ускоряются только электроны). Однако, как показывают многочисленные компьютерные эксперименты, в этом случае трехмерная структура кильватерной волны также несет в себе черты «баббла», например, присутствует самоинжекция в каждой из областей кавитации вдоль кильватерного следа. Таким образом, возможно, что в ряде экспериментов, в зависимости от тонких деталей взаимодействия, реализуется некоторая гибридная структура кильватерного следа, допускающая различные интерпретации.

Для численного исследования лазерно-плазменного ускорения электронов разработаны мощные компьютерные коды (OSIRIS, ELMIS,HIPACE и др.), основанные на решении уравнений Максвелла для полей и релятивистских уравнений движения для крупных частиц, моделирующих электроны плазмы, так называемые PIC (particle-in-cell)коды. Такие исследования требуют современных супекомпьютеров петафлопсной производительноти, поскольку для расчета разумных трасс взаимодействия (1 см) и количества крупных частиц (1010) необходимо число операций порядка 1018. Некоторые из этих кодов находятся в открытом доступе [см., например, https://plasmasim.physics.ucla.edu/codes/osiris], что позволяет осваивать искусство численного эксперимента на домашнем компьютере. На рис.8 представлены типичные результаты расчетов комбинированным кодом HIPACE-OSIRIS [13], позволяющие детально планировать лабораторные эксперименты по ускорению.

|  |
| --- |
| SimulationandtheoryPIC.png |
| Рис.8. Типичные результаты расчетов генерации кильватерной волны коротким лазерным импульсом (справа), полученные методом моделирования  плазмы PIC [13]. |

Новые эффекты, возникающие в трехмерной геометрии лазерно-плазменного взаимодействия, связаны с дифракцией (рефракцией) оптического излучения в лазерном импульсе. Наиболее очевидный среди этих эффектов – дифракционное расплывание импульса в поперечном сечении при распространении в разреженной плазме – ограничивает, очевидно, трассу ускорения электронов в кильватерном следе рэлеевской длиной перетяжки сфокусированного пучка:  . Это весьма сильное ограничение, требующее для сантиметровой трассы ускорения фокальный радиус около 100 мкм, что даже для петаваттного импульса с трудом обеспечивает сильно релятивистский режим . Однако, вспомним, что импульс «чувствует» под собой изменение показателя преломления среды из-за возбуждения кильватерного следа, и это изменение, помимо обсуждавшихся выше диссипативных и спектральных эффектов, приводит к его самофокусировке.

Последнее утверждение проще всего проиллюстрировать на примере лазерного импульса с конечным, но большим поперечным размером, для которого справедливо широко известное параболическое (или квазиоптическое) приближение для комплексной амплитуды нормированного вектор-потенциала :

. (16)

Два первых слагаемых уравнения отвечают за дифракцию в свободном пространстве (плазма разреженная), третье слагаемое описывает рефракцию из-за изменения оптического показателя преломления в плазме (электронов). В этом слагаемом и гамма фактор электронов, и их концентрация зависят от интенсивности лазерного импульса. Если *cτ<<R*, то на масштабе импульса нелинейный отклик плазмы можно описывать в одномерном приближении. При этом, как можно показать из (3) и (4), нелинейное слагаемое в (16) записывается как , а для справедливо уравнение (5) для нелинейного осциллятора с возбуждающей силой. Очевидно, связь с интенсивностью импульса сильно нелокальная и обычные рассуждения о самофокусировке, возникающей из-за нелинейных поправок к показателю преломления, пропорциональных интенсивности оптического излучения, неприменимы. Однако, мы знаем, что перед приходом импульса  , а затем начинает увеличиваться, и тем быстрее, тем больше плотность потока энергии в поперечном сечении. Значит, короткий лазерный импульс с длительностью меньшей периода плазменной волны *с/ωpe* , будет «чувствовать» потенциал, неоднородно нарастающий в поперечном сечении со знаком эффекта, соответствующим самофокусировке. Таким образом, релятивистская нелинейность, даже с сильно нелокальным проявлением, может способствовать удлинению перетяжки и увеличению трассы ускорения электронов.

Более радикальным приемом для борьбы с дифракцией излучения является создание плазменного канала с пониженной концентрацией электронов на оси для волноводного распространения лазерного импульса. В терминах уравнения (16) это означает, что концентрация электронов имеет зависимость *N(r)* еще до прихода импульса, т.е. для . Плазма с волноводным каналом может создаваться, например, в условиях капиллярного разряда или в разряде, получаемом при конической фокусировке вспомогательного наносекундного лазерного импульса в газе перед приходом основного. Эта техника хорошо освоена в современных лазерно-плазменных экспериментах и позволяет обеспечивать трассы каналирования релятивистского импульса с размерами до 10 сантиметров.

В представленной ниже таблице 1 объединены результаты численных экспериментов лазерно-плазменного ускорения электронов, проведенных для широкого диапазона параметров плазмы и лазерного излучении, в том числе для случаев предварительного сформированного волноводного канала в плазме [14].

Табл.1. Результаты численных экспериментов лазерно-плазменного ускорения электронов

**5.Экспериментальные достижения в лазерно-плазменном ускорения электронов**

К концу 2014 г. рекордный результат по энергии электронного сгустка в процессе лазерно-плазменного ускорения частиц составлял 4.2 ГэВ и принадлежал группе под руководством В. Лиманса (W. Leemans) из лаборатории LBL (Lawrence Berkeley Laborarory, USA) [15]. Используемое излучение (40 фс, 16 Дж, 0.3 ПВт) не обладало максимально достигнутой к этому времени в мире энергией или пиковой мощностью. Ключ к их успеху состоял в реализации длинной трассы взаимодействия излучения с плазмой внутри волноведущей структуры, формирующейся в импульсном капиллярном разряде перед приходом лазерного импульса (Рис.9). В капилляре длиной 9 см и диаметром 500 мкм, заполненном водородом, через несколько десятков наносекунд после инициации образовывался разряд с квазипараболическим профилем распределения электронов с концентрацией 1017 – 1018 см-3 и минимумом на оси капилляра. Такая структура обладала свойством захвата лазерного излучения и в сочетании с эффектом релятивистской самофокусировки предотвращала дифракционное расплывание оптического импульса, поддерживая высокое значение интенсивности вдоль всей длины плазмы.

|  |
| --- |
| 4 GeV Leemans.png |
| Рис.9. Схема эксперимента BELLA в лаборатории LBL по ускорению электронов в кильватерной волне [15] Лазерный импульс с энергией 16 Дж и длительностью 40 фс (пиковая мощность около 0.3 ПВт) фокусируется в наполненный водородом капилляр с диаметром 500 мкм и длиной 9 см. В капилляре перед приходом лазерного излучения создается импульсный разряд и формируется плазма с минимумом электронной концентрации на оси, благодаря чему излучение распространяется в волноводной структуре и возбуждает кильватерный след вдоль всего капилляра. Захваченный из плазмы сгусток электронов ускоряется до максимальных энергий ≈ 4 ГэВ, которая измеряется посредством отклонения заряженных частиц в магнитном  спектрометре. |

Максимальное ускорение сгустка с зарядом около 6 пКл до энергии 4.2 ГэВ (Рис.10) было достигнуто за счет тщательной оптимизации параметров эксперимента и детального численного моделирования лазерно-плазменного взаимодействия (Рис.11), которые, в частности, позволили подобрать нужную концентрацию электронов в канале (≈ 7 1017 см-3) и обеспечить соответствие диаметра канала и пятна фокусировки лазерного излучения (≈ 80 мкм) с квазиоднородным поперечным распределением интенсивности в ближней зоне. Помимо достигнутого рекордного уровня ускорения из результатов эксперимента необходимо отметить сравнительно небольшой разброс по энергиям частиц (около 6%) вблизи максимального значения.

Полученные в лаборатории LBL результаты являются важным шагом на пути к основной цели проекта BELLA – демонстрации 10 ГэВ-ного ускорения электронов. Для этого планируется объединить на следующей стадии экспериментов три основных тренда в современном развитии лазерно-плазменного ускорения электронов: увеличение трассы с понижением концентрации плазмы (напомним, что это уменьшает темп дефазировки и истощения накачки), увеличение энергии оптического импульса с сохранением его пиковой мощности (40 Дж, 100 фс) и использование инжекции частиц в нужную фазу ускоряющей плазменной волны. При этом главное достижение проекта – длинная волноведущая структура для предотвращения дифракции лазерного излучения – продолжит играть ключевую роль.

|  |
| --- |
|  |
| Рис.10. Энергетический спектр сгустка электронов c рекордным ускорением в эксперименте BELLA [15], измеренный с помощью магнитного спектрометра. Сочетание эффектов самоканалирования излучения и захвата в предварительно сформированном плазменном канале снижает дифракционное расширение импульса по всей длине плазмы и обеспечивает ускорение до 4.2 ГэВ на трассе 9 см. Белые линии показывают угловую восприимчивость спектрометра. Две черные вертикальные полосы соответствуют областям, в которых отсутствовал приемник с люминофором. |

Каких же событий в научном мире можно будет ожидать после успешной демонстрации 10 ГэВ-ного лазерно-плазменного ускорителя? Этот уровень энергии считается рубежным для возникновения серьезной конкуренции существующим в ускорительной технике подходам [16]. Прежде всего, это касается ускорительных систем для накачки рентгеновских лазеров на свободных электронах (XFEL), в которых жесткое когерентное излучение возбуждается при пролете плотного моноэнергетического сгустка электронов через ондулятор – систему магнитов с периодически меняющимся в пространстве магнитным полем. На сегодняшний день в мире существуют лишь два XFEL – уникальных источника сверхкороткоимпульсного когерентного рентгеновского излучения LCLS в США и Sacla в Японии с километровой трассой разгона электронов до уровня порядка 10 ГэВ. Создание и эксплуатация такого класса установок, безусловно, являющихся «фабриками» нового научного знания, требует огромных материальных вложений и не под силу не только крупному исследовательскому центру или университету, но и порой отдельной стране. XFEL на лазерно-плазменном ускорителе электронов является привлекательной альтернативой, которая благодаря свой компактности (размер ̴ 30 м) и относительной дешевизне (фактор ̴ 50) может стать доступной многим университетским или академическим научным центрам. Широкое распространение такого научного инструмента приведет к значительному росту потока новых знаний в таких областях как биология, химия, материаловедение. Данная перспектива представляется вполне реализуемой в масштабе одного десятилетия.

|  |
| --- |
|  |
| Рис11. Численное моделирование ускорения электронов в эксперименте BELLA [15]На графике слева красная кривая показывает пиковое значения лазерного поля вдоль трассы в капилляре, пунктиром представлена плотность плазмы на оси канала с диаметром 81 мкм, которая имеет плато ne = 7 × 1017 cm−3. Справа показаны распределения концентрации электронов в кильватерной волне в разных точках по длине канала, демонстрирующие самоинжекцию электронных сгустков (захват из фоновой плазмы) в нескольких областях кавитации (i), их ускорение (ii-iii) и выживание  единственного сгустка с максимальной набранной энергией (iv). |

Другая перспектива выглядит более отдаленной и требует определенного переворота в образе мышления влиятельного научного сообщества физики высоких энергий. Речь идет о предложении построить линейный электрон-позитронный коллайдер следующего поколения с энергией частиц около 1 ТэВ на основе сотни модулей 10 ГэВ-ных лазерно-плазменных ускорителей [10]. Вместо 30-50 км тоннелей, заполненных секциями традиционных СВЧ-резонаторов с электрическим полем в несколько десятков МВ/м, ускорительная часть коллайдера на основе лазеров будет иметь полный размер около 1 км и представлять собой последовательность разнесенных в пространстве (для управления оптическим излучением) плазменных ячеек с размером в несколько десятков сантиметров и ускоряющим полем в несколько сот МВ/см (Рис.12).

|  |
| --- |
|  |
| Рис.12. Концептуальная схема электрон-позитронного коллайдера с энергией частиц 1 ТэВ на основе лазерно-плазменного ускорения частиц [10]. Каждое ускорительное плечо коллайдера представляет собой последовательность из сотни разнесенных в пространстве плазменных ячеек с размером в несколько десятков см и ускоряющим полем в несколько сот МВ/см. Каждая из ячеек обеспечивает увеличение энергии электронов и позитронов на 10 ГэВ. Результирующий размер такого устройства в десятки раз меньше традиционных схем на основе ускорения в СВЧ резонаторах со  сверхпроводящими стенками |

Основным недостающим технологическим звеном данного подхода является отсутствие на сегодня лазерных драйверов с частотой повторения импульсов 10-100 кГц, что считается принципиально необходимым в ускорительной технике для конкурентноспособности новых концепций ТэВ-ных ускорителей. При решении этой задачи в обозримом будущем (5-10 лет) на первый план выйдет проблема энергетической эффективности ускорителя, по существу кпд трансформации энергии «от розетки» до сталкивающихся в коллайдере частиц. В любом случае будущий коллайдер – это машина с гигаваттным уровнем потребления мощности, и его эксплуатация не может терпеть пустых потерь энергии из-за неправильных технических решений. Пока продемонстрированный в эксперименте кпд преобразования энергии только от лазерного импульса в квазимоноэнергетический электронный сгусток весьма мал (доли процента в эксперименте BELLA), что является важным предметом критики для оппонентов.

Действительно, а так ли хорошо лазерно-плазменное ускорение, с точки зрения эффективности преобразования энергии от исходного драйвера в электронный сгусток? Парадигма лазерно-плазменного ускорения состоит в том, что в каждом лазерном выстреле необходимо заново создавать ускоряющую электроны структуру, которая в традиционных устройствах создается раз и навсегда (пусть и за немалые деньги) и запитывается высокоэффективными СВЧ источниками. Ускоряющая плазменная структура в форме кильватерного следа, оставляемого в каждой точке плазмы, не переносит энергию плазменных колебаний вслед за лазерным импульсом, а диссипирует локально в месте возбуждения, превращая подавляющую часть энергии драйвера в тепло. Особенно очевидными выглядят пустые затраты энергии лазерного драйвера при возбуждении следа с несколькими областями разрежения (см., например, Рис.11). На ускорение электронного сгустка работает только первая область кавитации, тогда как остальные, имея по сравнению с первой близкий запас энергии, просто греют фоновую плазму. В этой связи более эффективным выглядит сильно нелинейный режим возбуждения единственной области кавитации – «баббла». Детальное исследование показывает, что при определенном профилировании во времени лазерного импульса и использовании режима «баббла» можно, в принципе, поднять кпд трансформации до нескольких процентов, однако моноэнергетичность ускоряемого сгустка будет невысокой. Другой особенностью «баббла» с самоинжекцией частиц является то, такая структура способна ускорять только электроны и для концепции электрон-позитронного коллайдера впрямую не применима. Таким образом, перед разработчиками лазерно-плазменного ускорения электронов стоит еще много нетривиальных проблем, и нет сомнения в том, что эта область науки, продемонстрировав миру свою красоту и перспективность, нуждается в дальнейшем серьезном развитии и новых молодых исследователях, способных привести это область к новым приложениям.

**Литература**

1. Коржиманов А.В. и др., Горизонты петаваттных лазерных комплексов. УФН, т. 181, с. 9-32 (2011).
2. Коробкин В.В. и др., Сжатие и ускорение электронных сгустков до больших энергий в интерференционном поле интенсивных лазерных импульсов с наклонными амплитудными фронтами: концепция и моделирование , Квант. электроника, т. 43, с. 232-236 (2013)
3. Tajima Т. and Dawson J.M., Laser electron accelerator, Phys. Rev. Lett., v. 43, p. 267-270 (1979)
4. Strickland D and Mourou G, Compression of amplified chirped optical pulses, Opt. Commun., v. 56, , p. 219-221 (1985)
5. Rosenbluth M.N. and Liu C.S.,Excitation of plasma waves by two laser beams, Phys. Rev. Lett., v. 29, p. 701-705 (1972)
6. Berezhiani V.I. and Murusidze I.G., Interaction of highly relativistic short laser pulses with plasmas and nonlinear wake-field generation, Phys. Scr., v. 45, p. 87-90 (1992)
7. Андреев H.E. и др., Резонансное возбуждение кильватерных волн лазерным импульсом в плазме, Письма в ЖЭТФ, т.55**,** с.551-555 (1992)
8. Esarey E. et al., Overview of plasma-based accelerator concepts, IEEE Trans. Plasma Science, v. 24, p. 252-288 (1996)
9. Siders C.W. et al., Laser wakefield excitation and measurement by femtosecond longitudinal interferometry, Phys. Rev. Lett., v. 76, p. 3570-3573 (1996)
10. Leemans W.P. and Esarey E., Laser-driven plasma-wave electron accelerators, Phys. Today, v. 62, p. 44-49 (2009)
11. Pukhov A. and Meyer-ter-Vehn J., Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime, J.Appl.Phys.B, v. 74, p. 355-361 (2002)
12. Gordienko S. and Pukhov A., Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons, Phys.Plasmas, v. 12, (2005)
13. Mehrling T. et al., HiPACE: A quasi-static particle-in-cell code, Plasma Phys. Control. Fusion, v. 56 (2014)
14. Lu W. et al., Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime, Phys. Rev. ST Accel. Beams, v. 10 (2007)
15. Leemans W. P. et al*.*, Multi-GeV Electron Beams from Capillary-Discharge-Guided Subpetawatt Laser Pulses in the Self-Trapping Regime, Phys. Rev. Lett., v. 113, (2014)
16. Hooker S.M., Developments in laser-driven plasma accelerator, Nature Photon., v. 7, p. 775-782 (2013)

Артем Владимирович **Коржиманов**

Александр Михайлович **Сергеев**

**ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОЕ УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ**

***Учебно-методическое пособие***

Федеральное государственное автономное

образовательное учреждение высшего образования

«Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.