

Вестник ОИВТ РАН
Том 5 №2 (2020)



Вестник Объединенного института высоких температур

Vestnik Obedinennogo Instituta Vysokih Temperatur

Том 5

Декабрь 2020

ВЕСТНИК ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

Рецензируемый научный журнал “Вестник ОИВТ РАН” — электронное научное издание, созданное в 2018 г. Журнал публикует оригинальные исследования и обзоры по следующим тематикам:

- низкотемпературная плазма,
- теплофизические свойства веществ,
- теплообмен и физическая газодинамика,
- горение и детонация,
- экстремальные состояния вещества,
- проблемы энергетики,
- методы экспериментальных исследований и измерений.

Главный редактор: академик РАН Петров О.Ф.

Редакционная коллегия:

д.ф.-м.н. Амиров Р.Х.,
д.ф.-м.н. Андреев Н.Е.,
член-корр. РАН Вараксин А.Ю.,
д.ф.-м.н. Васильев М.М.,
д.ф.-м.н. Гавриков А.В.,
д.ф.-м.н. Ерёмин А.В.,
д.ф.-м.н. Жук А.З.,
д.т.н. Зейгарник Ю.А.,
д.ф.-м.н. Кобзев Г.А. (зам. главного редактора),
к.ф.-м.н. Левашов П.Р.,
к.ф.-м.н. Морозов И.В.,
д.ф.-м.н. Стегайлов В.В.,
к.ф.-м.н. Хищенко К.В.,
д.ф.-м.н. Храпак А.Г.

Адрес редакции:

125412, Москва, ул. Ижорская 13, стр.2

Тел.: (495) 485-94-09

e-mail: vestnik@jiht.ru

<http://vestnik.jiht.ru>

Содержание

Теплофизические свойства веществ

Васин А. А., Петухов С. В., Шейндлин М. А., Бгашева Т. В., Термическое расширение нестехиометрического карбида циркония при температурах до 3200 К 4

Экстремальные состояния вещества

Попов В. С., Сгустки ускоренных электронов с квазимоноэнергетическим распределением в лазерно-плазменном инжекторе с использованием сильно неоднородной плазмы 8

Пугачёва Д. В., Андреев Н. Е., Динамика характеристик электронных и позитронных пучков в лазерно-плазменном ускорителе 13

Методы экспериментальных исследований и измерений

Сардов П. А., Сорокин А. Н., Беляев И. А., Пространственно-временные характеристики температурных пульсаций турбулентного потока и измерения скорости на их основе 18

Термическое расширение нестехиометрического карбида циркония при температурах до 3200 К

А. А. Васин, С. В. Петухов, М. А. Шейндлин и Т. В. Бгашева
Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва
125412, Россия

E-mail: sheindlin@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 10 декабря 2020 г.

Аннотация. В работе изложен метод исследования теплового расширения карбида циркония при температурах вплоть до 3200 К, приведены соответствующие экспериментальные результаты. Измерения проведены со специально изготовленными образцами, отличающимися соотношением C/Zr. Обнаружено, что коэффициент теплового расширения образца с дефицитом углерода имеет более высокий коэффициент теплового расширения. <https://doi.org/10.33849/2020201>

1. ВВЕДЕНИЕ

Теплофизические свойства сверхтугоплавких карбидов, к которым относится и карбид циркония, представляют несомненный интерес для понимания поведения этих материалов при высоких температурах. Сверхтугоплавкие карбиды металлов IV и V групп — MeC_x обладают широкой областью гомогенности при $x \leq 1$ с вакансиями в углеродной подрешетке. Таким образом, термические свойства этих карбидов определяются не только температурой, но и параметром стехиометрии x [1].

Почти исчерпывающее собрание данных по тепловому расширению карбида циркония представлено в [2]. Здесь обращает на себя внимание то, что данные, особенно при высоких температурах, представлены для значений x в диапазоне около 0.85–1.0 и приводятся различными авторами только для одного состава.

Весьма немногочисленные данные, полученные при температуре около 1000 К, по зависимости термического коэффициента линейного расширения (ТКЛР) от степени субстехиометричности (отклонения x от единицы) не позволяют сделать однозначного вывода об изменении ТКЛР ZrC_x в области гомогенности. Работа [3], специально посвященная данному вопросу, не дает однозначного ответа на вопрос о поведении термического расширения в зависимости от соотношения C/Zr.

Карбид циркония относится к классу сверхтугоплавких карбидов, по последним данным [4] температура его конгруэнтного плавления составляет 3845 К. Таким образом, очевидно, что применение карбида циркония особенно актуально в аппаратах, работающих при экстремально высоких температурах. А что касается температурного диапазона измерений ТКЛР, то здесь основной набор данных относится к температурному диапазону до 2500 К. Наибольший уровень температуры (около 3000 К) был достигнут только в работе Ричардсона [5], где использовался метод рентгеновской дифракции — таким образом измерялась зависимость расширения от температуры для самой кристаллической решетки карбида циркония. Однако результаты этой работы являются противоречивыми в связи с тем, что измеренный параметр решетки указывал на соотношение C/Zr равное 0.75, что противоречило структуре синтезированного карбида, содержащего крупные чешуйки углерода. Таким образом, отнести эти данные к какому-то определенному составу вещества не представляется возможным.

В недавней работе [6] измерения теплового расширения карбида циркония были проведены до температуры 2850 К. Однако, никаких данных о соотношении металла и углерода в изучаемых образцах в [6] не приводится. Разброс значений ТКЛР в [6] при максимальных температурах довольно значительный и составляет $7 - 10 \times 10^{-6} [\text{K}^{-1}]$, тогда как основная группа точек лежит вблизи $8 \times 10^{-6} [\text{K}^{-1}]$.

Задачей настоящей работы явилось изучение теплового расширения карбида циркония в области предельно высоких температур и определение зависимости этой величины от соотношения металла и углерода в области гомогенности.

2. МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ И АППАРАТУРА

Принципиальная схема эксперимента представлена на рисунке 1. Нагрев образца, представляющего собой диск диаметром около 8 мм и толщиной 0.5–0.7 мм, обеспечивался мощным дисковым лазером непрерывного действия. Для достижения дополнительной однородности распределения лазерного излучения в фокальном пятне излучение лазера проходило через специальный световод диаметром около 1 мм и фокусировалось в пятно, немного превышающее диаметр образца. Распределение плотности мощности в пятне нагрева было осесимметричным, а его неоднородность оценивалась с помощью набора диафрагм разного диаметра, устанавливаемых на место образца. Было установлено, что неоднородность плотности мощности в пятне не превышала 5%. Образец устанавливался в герметичную камеру и крепился в трехточечном графитовом держателе. Перед экспериментом камера вакуумировалась, а затем наполнялась гелием высокой чистоты. Эта процедура повторялась несколько раз для надежного удаления следов кислорода. Температура образца измерялась пирометром, при этом определение истинной температуры T осуществлялось с помощью нелинейной подгонки измеренного спектра к функции Планка, а излучательная способность аппроксимировалась линейной функцией: $\epsilon(\lambda) = a\lambda + b$. В результате трехпараметрической подгонки определялись T , a и b .

Следует отметить, что использование лазерного нагрева позволило проводить эксперименты при температурах, заметно превышающих максимально достижимые ранее в стационарных измерениях теплового расширения. Эти температуры существенно превышают

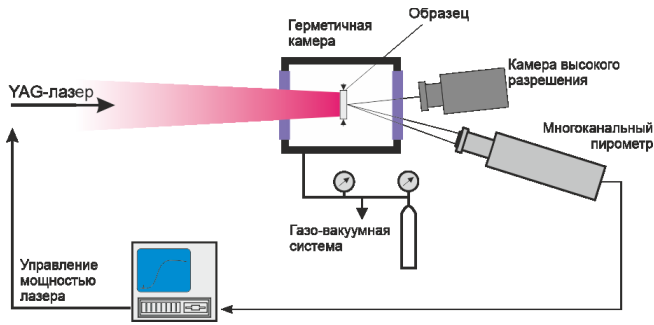


Рисунок 1. Общая схема эксперимента.

и те, которые заявлены производителями даже наиболее совершенной коммерческой аппаратуры для высокотемпературной дилатометрии. Здесь максимальная температура определяется только термической устойчивостью самого образца и материала трехточечного держателя.

Очевидно, что для измерения собственно теплового расширения единственной возможностью является применение оптических методов. Наиболее удобной оказалась соответствующая фиксация расширения диска с помощью фотоматрицы высокого разрешения с применением оптики, проецирующей изображение диска так, чтобы увеличение имело оптимальный размер.

В качестве такой регистрирующей системы использовалась стандартная фотокамера со CMOS матрицей APS-C (23.5 x 15.6 мм) с разрешением 6000x4000 пикселей. При увеличении оптической системы 1:1,5 изображение диска почти полностью совпадает с высотой кадра. При этом, даже используя стандартные программы обработки изображения, можно определять расширение материала в любом направлении, что особенно важно для анизотропных материалов. Предварительные эксперименты показали, что, по ряду практических причин, использование изображения образца в собственном свечении оказалось предпочтительнее.

Для того, чтобы обеспечить максимальную точность измерений, используя всю «многопиксельную» информацию, получаемую с помощью фотокамеры, был разработан специальный алгоритм обработки изображений, который позволяет найти отношение линейных размеров изображений двух объектов. Алгоритм обработки основан на том, что изображения представлены в монохромном растровом формате. Также предполагается геометрическое подобие изображенных объектов. На первом изображении вручную выбирается область обработки произвольной формы, содержащая искомый объект, в данном случае это видимые границы образца.

Количество пикселей первого изображения, вошедших в область обработки, обозначим как N , а координаты их центров — (x_i, y_i) , где i меняется 1 до N . Здесь фон считается однотонным, а изображения геометрически подобными, второе изображение получится из первого аффинным преобразованием:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_x \\ d_y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} a & b \\ -b & a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Величины d_x и d_y в (1) определяют возможное общее смещение второго изображения относительно пер-

вого. Каждой точке (x_i, y_i) области обработки будет соответствовать точка (x'_i, y'_i) второго изображения. Значения интенсивности изображения в этих точках $g(x, y)$ устанавливаются достаточно близкими. В таком случае корреляционная функция

$$c = \frac{\sum_i (g_1(x_i, y_i) - \bar{g}_1)(g_2(x'_i, y'_i) - \bar{g}_2)}{\sqrt{\sum_i (g_1(x_i, y_i) - \bar{g}_1)^2 \sum_i (g_2(x'_i, y'_i) - \bar{g}_2)^2}}. \quad (2)$$

будет равна единице. Здесь $g_1(x, y)$ и $g_2(x, y)$ — значения интенсивности в точке с координатами (x, y) первого и второго изображения соответственно, а \bar{g}_1 и \bar{g}_2 — средние значения $g_1(x_i, y_i)$ и $g_2(x'_i, y'_i)$ по всем i . Задача сводится к поиску такого аффинного преобразования вида (1), при котором значение корреляционной функции максимально. Такой поиск может быть осуществлен методом наискорейшего спуска. После нахождения значений a, b, d_x и d_y , легко найти отношение линейных размеров изображений

$$k = \frac{L_2}{L_1} = \sqrt{\left| \frac{a \ b}{-b \ a} \right|}. \quad (3)$$

В качестве первого изображения использовалась фотография образца при комнатной температуре, в качестве второго — фотография образца, нагретого до температуры T . Относительное удлинение вычислялось по формуле:

$$\frac{L_2 - L_1}{L_1} = k - 1, \quad (4)$$

а температурный коэффициент линейного расширения рассчитывался как:

$$\alpha = \frac{L_2 - L_1}{L_1(T - 300K)} = \frac{k - 1}{T - 300K}. \quad (5)$$

Каждая фотография представляет собой три набора значений интенсивности по пикселям: для красного $r(x, y)$, зеленого $g(x, y)$ и синего $b(x, y)$ каналов соответственно. Для измерений использовался только канал зеленого цвета. Это связано с тем, что количество зеленых субпикселей на матрице фотокамеры вдвое больше, чем синих или красных. Поэтому уровень шумов в зеленом канале меньше, чем в остальных.

3. ОБРАЗЦЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ

Образцы из карбида циркония были изготовлены путем высокотемпературного спекания таблеток, предварительно спрессованных из порошка, полученного, в свою очередь, с помощью СВС-синтеза из порошков циркония и сажи. Для получения как можно более плотных образцов синтезированный порошок дополнительно измельчался, и перед прессованием в него добавлялась временная технологическая связка, которая полностью удалялась в процессе обжига. Изготовленные образцы представляли собой таблетки диаметром 8 мм. Далее образец для исследования толщиной около 1 мм вырезался из таблетки алмазным диском. В связи с тем, что практически все измерения теплового расширения кар-

Таблица 1. Состав образцов карбида циркония.

	C (масс%)	O (масс%)	N (масс%)	C/Zr
ZrC _{0.91}	10.63	0.36	0.30	0.91±0.03
ZrC _{0.71}	8.41	1.70	0.30	0.71±0.03

бида циркония, сделанные ранее, были проведены на образцах состава близкого к стехиометрическому, изготовленные образцы имели составы ZrC_{0.91} и ZrC_{0.71}. Такие соотношения C/Zr отвечали почти граничным составам области гомогенности ZrC_x. Что касается выбранного состава ZrC_{0.91} вместо стехиометрического, то дальнейшее приближение к стехиометрическому составу приводило бы к неизбежному появлению следов свободного углерода, что, кроме влияния на свойства материала, приводило бы к эвтектическому плавлению при температуре уже около 3150 К [4].

Предложенная технология получения образцов из карбида циркония позволяла получить материал с плотностью около 85% от теоретической при возможности управления составом материала в рамках единого технологического подхода. Разработанный метод получения образцов обеспечивал также минимально возможное присутствие кислорода и азота в полученных таблетках карбида циркония. Исходный состав образцов по результатам проведенного анализа приведен в таблице 1.

Углерод в полученных образцах определялся с помощью метода «динамической вспышки» на элементном анализаторе EA 1112 («Thermo Finigan», Италия). Кислород и азот определялись методом восстановительного плавления на элементном анализаторе ONH-2000 («Eltra GmbH», Германия).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Первоначально метод и аппаратура были протестированы на образце, изготовленном из изотропного графита марки РОСО АХМ-5Q, который обычно используется как референсный при измерении ряда теплофизических свойств при высоких температурах. Результаты этих измерений приведены на рисунке 2.

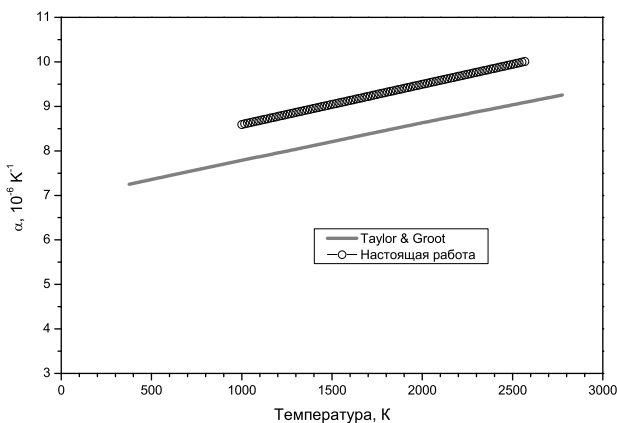


Рисунок 2. Температурный коэффициент линейного расширения графита РОСО.

Результаты измерений на рисунке 2 показаны в сравнении с измерениями, выполненными в [7] также применительно к графиту марки РОСО АХМ-5. Некоторое расхождение данных (около 10%) по коэффициенту теплового расширения, является вполне удовлетворительным, в частности, с учетом диапазона температур.

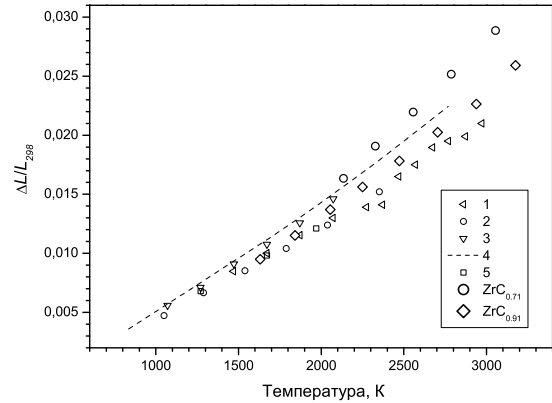


Рисунок 3. Относительное удлинение: ZrC_{0.71} и ZrC_{0.91} — настоящая работа, 1 — [5], 2 — [8], 3 — [9], 4 — [10], 5 — [11].

На рисунке 3 приведены полученные данные по относительному удлинению карбида циркония двух составов. Это первичные экспериментальные данные, поэтому здесь сравнение с результатами других авторов наиболее показательно. Если данные для образца ZrC_{0.91}, с составом близким к стехиометрическому, достаточно хорошо согласуются с работами [5], [10] то данные по составу ZrC_{0.71} лежат несколько выше. Значения коэффициента расширения, вычисленные по данным относительного удлинения, показывают слабую температурную зависимость для ZrC_{0.91}: $\alpha(\text{ZrC}_{0.91}) = (8.56 + 5.2 \times 10^{-4}T) \times 10^{-6}[\text{K}^{-1}]$ и постоянное значение для второго состава: $\alpha(\text{ZrC}_{0.71}) = 13.3 \times 10^{-6}[\text{K}^{-1}]$ в указанном диапазоне температур (рисунок 3).

Результаты по коэффициенту теплового расширения для ZrC_{0.91} можно сравнить с имеющимися данными [2] для составов, близких к стехиометрическому. Здесь, в области около 3000 К значения ТКЛР составляют порядка $10 \times 10^{-6}[\text{K}^{-1}]$, что находится в разумном соответствии с имеющимися немногочисленными данными в этой области температур. Данные работы [6], где приводится только величина ТКЛР, дают значение меньше на 20–30%. Значительно более высокое значение ТКЛР, полученное нами для образца ZrC_{0.71}, выглядит вполне разумно, так как общий тренд изменения ТКЛР с увеличением доли металла указывает на его рост с уменьшением параметра x .

5. ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ

Погрешность определения относительного удлинения оценивалась исходя из предположения, что границы изображения определяются с точностью до 1 пикселя. В таком случае относительная погрешность определения диаметра составляет $\epsilon_d = 2/d$, где d — диаметр изображения в пикселях. В данном случае $d \approx 2500$, значит $\epsilon_d \approx 0.08\%$. Абсолютная погрешность определения

отношения размеров в таком случае будет $\Delta k = \sqrt{2}k\epsilon_d$. Поскольку во всех экспериментах значение k близко к единице, можем считать, что отношение диаметров известно с точностью до $\Delta k = \sqrt{2}\epsilon_d \approx 0.0011$. Поскольку относительное удлинение $\frac{\Delta L}{L} = k - 1$, погрешность его определения составляет также 0.0011. Здесь следует отметить, что в действительности, согласно методике обработки изображения, изложенной выше, сегмент, в котором анализировалось изображение, включал около 500 пикселей. Таким образом, учитывая статистический характер определения величины k , погрешность определения удлинения образца должна быть уменьшена в $\sqrt{500}$ раз, то есть составит 0.005%.

Погрешность измерения температуры определяется электронным шумом спектропиromетра, а также неопределенностью температуры модели черного тела, с помощью которой производилась калибровка спектропиromетра. В диапазоне температур от 1500 до 3200 К она не превышает 10 К.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Госкорпорации «Росатом» в рамках научно-

го проекта № 20-21-00115.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андриевский РА, Ланин АГ и Рымашевский ГА 1974 *Прочность тугоплавких соединений*. (Металлургия) с. 232
2. Jackson H F and Lee W E 2012 Properties and characteristics of ZrC *Comprehensive Nuclear Materials* (Elsevier) pp 339–372
3. Букатов В Г, Рымашевский Г А и Федоров В Б 1971 *Неорганические материалы* **7** 519
4. Sheindlin M, Falyakhov T, Petukhov S, Valyano G and Vasin A 2018 *Adv. Appl. Ceram.* **117** 48–55
5. Richardson J H 1965 *J. Am. Ceram. Soc.* **48** 487–499
6. Костановский А В, Зеодинов А В, Костановская М Е и Пронкин А А 2018 *TBT* **56** 956–958
7. Taylor R and Groot H 1980 *High Temp. — High Pressures* **12** 147–160
8. Houska C R 1964 *J. Phys. Chem. Solids* **25** 359–366
9. Фридлиндер Б А и Нешпор В С 1976 *TBT* **14** 953–956
10. Samsonov G V, Paderno I B and Panasiuk A D 1966 *Revue Int. Hautes Temp. Refract.* **3** 179–184
11. Aronson S, Cisney E and Auskern A B 1966 *J. Am. Ceram. Soc.* **49** 456

Сгустки ускоренных электронов с квазимоноэнергетическим распределением в лазерно-плазменном инжекторе с использованием сильно неоднородной плазмы

В. С. Попов

Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

E-mail: SlavaPopov1991@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 7 декабря 2020 г.

Аннотация. В работе было проведено исследование зависимости характеристик вылетевших электронов от амплитуды лазерного импульса и пиковой плотности электронов плазмы при взаимодействии лазерного импульса субтераваттной мощности с сильно неоднородной плазмой. Был предложен и апробирован метод получения квазимоноэнергетических сгустков электронов, а также увеличения энергии вылетевших электронов путем варьирования профиля плотности плазмы. <https://doi.org/10.33849/2020202>

1. ВВЕДЕНИЕ

В области лазерно-плазменного ускорения заряженных частиц достигнуто несколько рекордных результатов, в частности, в [1] на лазере петаваттного класса мощности был получен квазимоноэнергетический сгусток электронов с энергией 7.8 ГэВ. При этом дальнейшее увеличение энергий электронов становится всё более затруднительным из-за истощения энергии лазерного импульса и дефазировки сгустка электронов с ускоряющим полем плазменной волны. Эта проблема решается использованием многостадийного ускорения электронов, где в каждой стадии пучок электронов будет ускоряться отдельным лазерным импульсом, а затем выводиться из плазмы и входить в следующую секцию ускорителя. Такой ускоритель разрабатывается в международном проекте EuPRAXIA [2]. При этом для создания многостадийного лазерно-плазменного ускорителя со стабильными характеристиками ускоренных пучков электронов важным условием является метод получения начального сгустка электронов, который затем будет ускоряться в плазменной волне лазерного драйвера высокой мощности. При этом оптимальным методом с точки зрения постоянства характеристик выходного сгустка электронов является использование лазерно-плазменного инжектора электронов, который состоит из относительно слабого лазерного импульса (по сравнению с петаваттным драйвером), а также газовой или плазменной мишени со специально подобранным профилем. Основная задача инжектора состоит в обеспечении стабильных характеристик захваченного из плазмы сгустка электронов, таких как заряд, средняя энергия и разброс по энергии, а также угловой разброс электронов в сгустке. Процесс захвата фоновых электронов плазмы, а также зависимость заряда сгустка ускоренных электронов от интенсивности лазерного импульса и плотности плазмы при пересечении ультрарелятивистским лазерным импульсом границы неоднородной плазмы изучался в работе [3]. В работе [4] авторы предлагают метод получения сгустков электронов с энергией около 10 МэВ с температурным распределением по энергии при взаимодействии лазерного импульса субтераваттной мощности с газовой струей. В работе [5] описывается влияние нелинейных эффектов самофокусировки лазерного импульса на процессы захвата и ускорения сгустка элект-

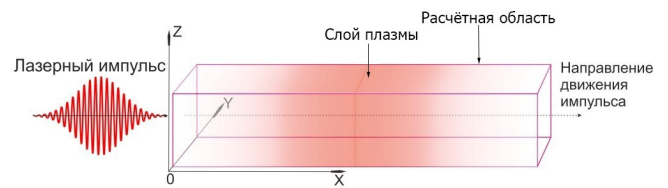


Рисунок 1. Схема численного расчета.

тронов при взаимодействии субтераваттного лазерного импульса с плазменной струей. Данная работа является продолжением работы [5]. В работе проведено исследование влияния таких параметров лазерного импульса, как его интенсивность в максимуме и плотность в центре плазменной мишени, на параметры сгустка электронов, вылетающего из области лазерно-плазменного взаимодействия. Также предложен оригинальный метод оптимизации профиля плазменной мишени при заданных параметрах лазерного импульса, для получения квазимоноэнергетического спектра вылетающих электронов по энергии и для увеличения энергии электронов в сгустке.

2. ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Схема численного моделирования приведена на рисунке 1. Длительность гауссового лазерного импульса, который распространяется вдоль оси OX, на уровне половины амплитуды интенсивности была равна $\tau_L = 30$ фс. Импульс имел поперечную линейную поляризацию вдоль оси OY и гауссову форму в поперечном направлении с диаметром пятна на уровне половины амплитуды интенсивности $d_{FWHM} = 9.7$ мкм. Длина волны лазерного импульса составляла $\lambda = 1$ мкм. Безразмерная амплитуда лазерного импульса $a_0 = eE_0/(m_e c \omega_0)$ (e — абсолютная величина заряда электрона, m — масса электрона, c — скорость света, ω_0 — лазерная частота) в расчетах менялась от значения 1.0 до значения 1.7.

Поперечный размер расчетной области в обоих направлениях (OY и OZ) равен 54 мкм.

В расчетах был использован неоднородный профиль плотности в направлении оси OX и ее однородное распределение в поперечном направлении. Продольный

профиль плотности менялся от изначального гауссового к гауссовому с добавлением плато плотности после продольной координаты, которая определяется точкой захвата электронов в плазменную волну. При этом производная в области перехода от гауссового профиля к плато остается непрерывной. Ширина гауссового распределения ($n = n_0 \exp(-(x-x_0)/l^2)$) была фиксирована и составляла $l = 120$ мкм (x_0 — точка максимума гауссового распределения, которая во всех расчетах была равна 300 мкм). Максимальная плотность n_0 варьировалась от $0.02n_{cr}$ до $0.045n_{cr}$, где $n_{cr} = m_e \omega_0^2 / (4\pi e^2)$ — критическая плотность плазмы, равная 1.1×10^{21} см⁻³ для длины волны $\lambda = 1$ мкм.

Расчеты проведены с помощью трехмерного релятивистского кода VPLP методом частиц в ячейке (3D PIC) [6].

Размер вычислительной ячейки составлял $0.05 \times 0.5 \times 0.5$ мкм по осям OX, OY и OZ соответственно. Шаг по времени составлял $c\Delta t = 0.048$ мкм. Число частиц в вычислительной ячейке составляло 4 для всех расчетов. В начальный момент времени плазма считается холодной, т.е. $T_e = T_i = 0$.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ

При подборе характеристик лазерно-плазменного инжектора были использованы оценки, что энергия импульса не более 100–130 мДж, а минимальная длительность импульса составляет около 30 фс. Для вычисления параметра a_0 при известной энергии импульса W (в Дж) используется формула:

$$a_0^2 = 6.1 \times 10^{-19} W \frac{(\lambda[\mu m])^2}{d_{FWHM}^2 \tau_L}. \quad (1)$$

С помощью формулы 1 было получено максимальное значение a_0 , которое составляет 1.7. Минимальное значение a_0 равно 1.

С целью определения нижней границы по параметрам a_0 и n_0 , при которых происходит захват фоновых электронов (при гауссовой форме продольного профиля плазмы), по серии трехмерных PIC-расчетов была построена зависимость заряда вылетевших электронов с энергией больше 2 МэВ от параметров a_0 и n_0 (рисунок 2). График был построен с помощью кубической интерполяции по расчетным точкам.

Для каждого значения заряда Q от 10 пКл до 2000 пКл была найдена линия уровня, которая аппроксимируется формулой $n(a_0) = A(Q)a_0^{\kappa(Q)}$. Зависимости $A(Q)$ и $\kappa(Q)$ приведены на рисунке 3.

Параметры A_0 и κ_0 для формулы границы захвата $n(a_0) = A_0 a_0^{\kappa_0}$ определяются следующим образом: $A_0 = \lim_{Q \rightarrow 0} A(Q) = 0.03$, $\kappa_0 = \lim_{Q \rightarrow 0} \kappa(Q) = -1.7$. Таким образом, условие захвата электронов в плазменной струе определяется следующим выражением:

$$n(a_0) > 0.03 a_0^{-1.7}. \quad (2)$$

Таким образом, для заданных размеров плазменной струи интенсивность лазерного импульса и электронная плотность должны удовлетворять формуле 2 для обес-

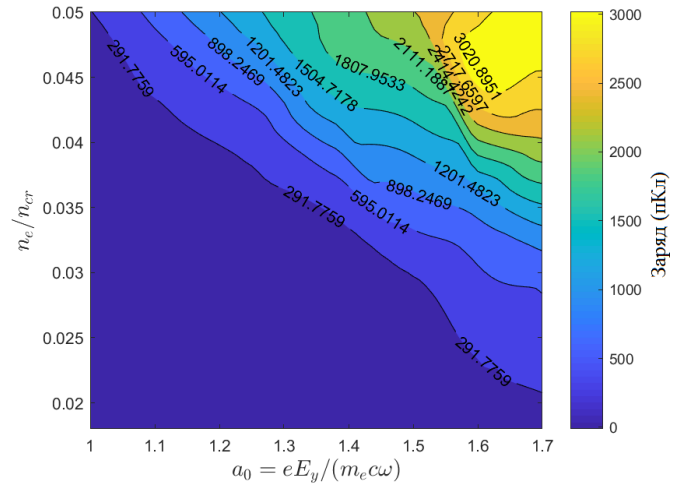


Рисунок 2. Зависимость заряда вылетевших электронов с энергией больше 2 МэВ от a_0 и n_0 . Заряд выражен в пикокулонах.

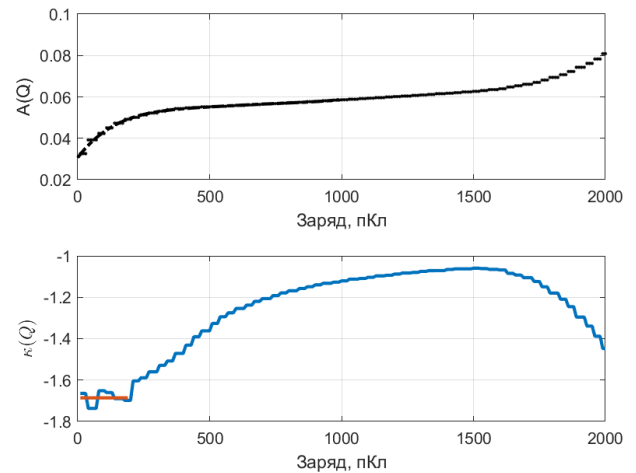


Рисунок 3. Зависимости $A(Q)$ и $\kappa(Q)$

печения захвата фоновых электронов плазмы. Следует отметить, что зависимость заряда электронов от параметров a_0 и n_0 хорошо описывается с помощью приближений, описанных выше, только для относительно малых значений заряда (менее 1000 пКл), так как при увеличении интенсивности лазерного импульса и плотности плазмы линии уровня заряда сильно искажаются, что связано с возрастающим влиянием нелинейных эффектов и перехода к режиму плазменного пузыря. При этом режиме в плотной плазме ускоренные электроны быстро выходят из ускоряющего поля, так как, во-первых, длина ускоряющей плазменной волны уменьшается с увеличением концентрации электронов плазмы, а во-вторых, в плотной плазме падает фазовая скорость плазменной волны по сравнению со скоростью света. Это приводит к перемешиванию электронов в фазовом пространстве, что сильно затрудняет анализ зависимостей параметров электронного сгустка от интенсивности лазерного импульса и плотности плазмы.

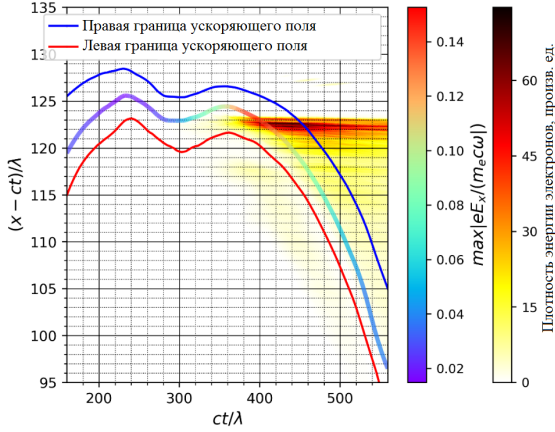


Рисунок 4. Объединенный график зависимости сопутствующих координат левой (красная кривая) и правой границы (синяя кривая) ускоряющего поля первого (основного) периода плазменной волны от времени, а также плотности энергии ускоренных электронов. Также на графике цветной линией обозначен максимум ускоряющего поля (цвет показывает значение максимума).

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦ УСКОРЯЮЩЕГО ПОЛЯ И ДЛИНЫ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА

Для определения границ ускоряющего поля, а также определения точки, где начинается захват фоновых электронов, для всех РИС-расчетов был построен объединенный график, где нанесены левая и правая граница первого (основного) периода ускоряющего поля плазменной волны в зависимости от времени, а также показана плотность энергии электронов, ускоренных в основном периоде плазменной волны. Пример объединенного графика для расчета с гауссовым продольным распределением плазмы приведен на рисунке 4.

Область ускорения электронов на этом графике находится между красной и синей линией. На данном графике захват электронов начинается в момент времени $ct = 360$ мкм, а выход сгустка из зоны ускорения происходит в момент времени $ct = 460$ мкм. После этого момента времени пучок электронов переходит в замедляющую фазу поля плазменной волны и начинает терять энергию.

5. МОДИФИКАЦИЯ ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ДЛЯ УВЕЛИЧЕНИЯ ДЛИНЫ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

На рисунке 4 видно, что при гауссовой форме плазменной струи захваченный пучок электронов быстро выходит из ускоряющего поля, так как фазовая скорость плазменной волны на отрицательном градиенте плотности существенно уменьшается по сравнению со скоростью света. После выхода электронного сгустка из ускоряющего поля электроны перемешиваются в фазовом пространстве и образуется температурное распределение электронов по энергии. Во избежание этого был предложен метод увеличения длины ускорения сгустка ускоряемых электронов путем модификации профи-

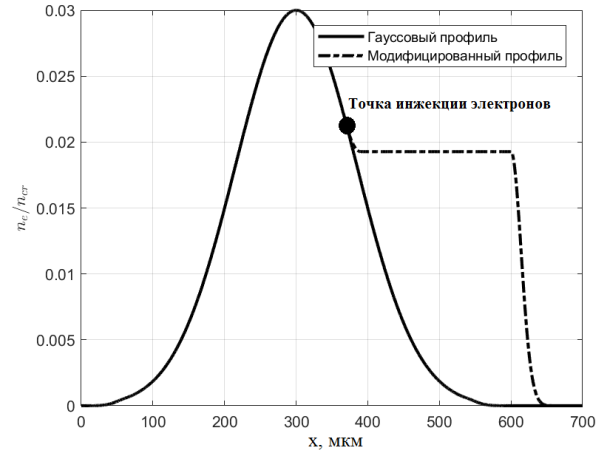


Рисунок 5. Пример модификации профиля плазмы для увеличения длины ускорения и энергии электронов.

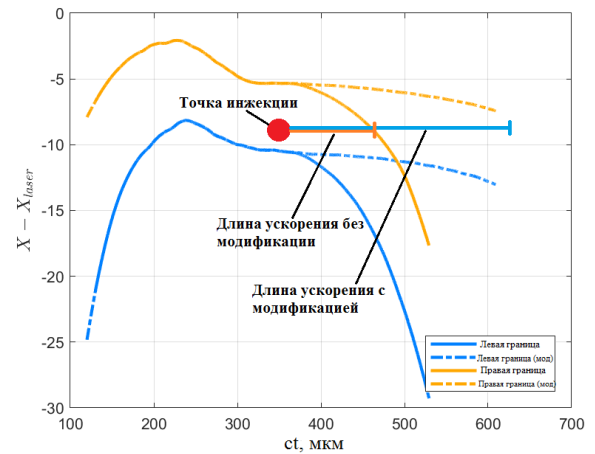


Рисунок 6. Эффект увеличения длины ускорения захваченных электронов путем модификации профиля плазмы за точкой инжекции ($a_0 = 1.6$, $n_0 = 0.02n_{cr}$).

ля плазмы, которая заключается в замене спадающего участка плотности после точки захвата электронов на плато плотности со сглаживающим переходом порядка 2-х длин лазерного импульса. Пример модификации плотности показан на рисунке 5. На рисунке 6 продемонстрирован эффект увеличения длины ускорения электронов при модификации плотности плазмы.

Для сравнения эффективности метода модификации профиля плазмы при разных параметрах лазерного импульса и плазмы была проведена серия расчетов с параметрами: $a_0 = 1.125, 1.375, 1.6$; $n_0 = 0.02n_{cr}, 0.035n_{cr}, 0.045n_{cr}$. Для каждого a_0 и n_0 был проведен расчет с гауссовым профилем плазмы, а также расчет с модифицированным профилем плазмы (см. рисунок 5). Во всех расчетах начало области перехода от гауссового профиля к плато располагается в $x_M = 350$ мкм относительно начала расчетной области по продольной координате. Длина области перехода во всех расчетах равна 20 мкм. На рисунке 7 проиллюстрировано сравнение длины ускорения электронов для гауссового профиля и модифицированного гауссового профиля при различ-

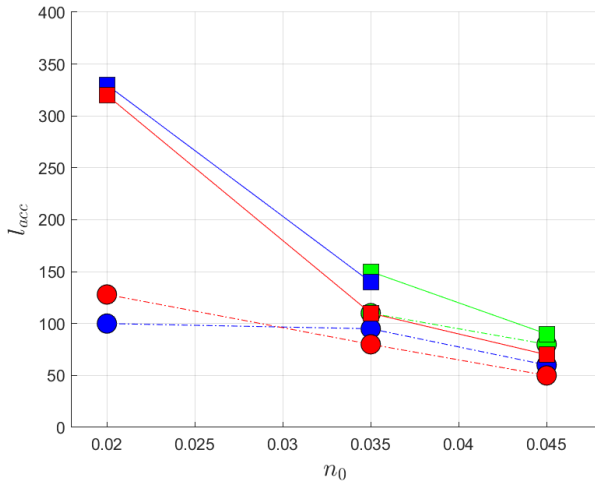


Рисунок 7. Эффект увеличения длины ускорения электронного сгустка при модификации плотности плазмы при различных n_0 и a_0 . Зеленый цвет — $a_0 = 1.125$, синий цвет — $a_0 = 1.375$, красный цвет — $a_0 = 1.6$. Штришпунктирные линии — использован гауссов профиль, сплошные линии — использован гауссов профиль с модификацией плотности.

ных a_0 и n_0 . Заметно, что при небольшой плотности модификация профиля плазмы оказывает существенное влияние на длину ускорения электронов, а при увеличении плотности плазмы влияние модифицированного профиля значительно уменьшается. Это объясняется тем, что при большей плотности плазмы групповая скорость лазерного импульса (которая оценивается согласно дисперсионному уравнению $v_g/c = \sqrt{1 - n_e(x)/n_{cr}}$) уменьшается, и вместе с ней уменьшается и фазовая скорость плазменной волны, что ведет к быстрой дефазировке ускоренного сгустка с ускоряющим полем. Помимо этого, при большей плотности на уменьшение фазовой скорости плазменной волны влияют нелинейные эффекты самофокусировки и самомодуляции лазерного импульса (см. [5]). Также на рисунке 7 видно, что амплитуда лазерного импульса a_0 при фиксированной плотности слабо влияет на длину ускорения электронов. Из этого можно сделать вывод о том, что длину ускорения электронов, а значит, и энергию сгустка электронов можно увеличивать варьированием только профиля плазмы, что проще осуществить в экспериментальных условиях, чем перестраивать параметры лазерного импульса.

Для достижения высоких энергий электронов в сгустке, а также уменьшения разброса электронов по энергии имеет большое значение величина ускоряющего поля $-eE_x/(m_e c \omega_0)$, которая пропорциональна плотности плазмы. Однако при увеличении плотности плазмы фазовая скорость плазменной волны падает, что приводит к быстрому выходу сгустка из ускоряющего поля. Поэтому можно подобрать оптимальное значение плотности, при которой параметры сгустка ускоренных электронов являются наилучшими. Была проведена оптимизация характеристик сгустка ускоренных электронов для параметров $a_0 = 1$, $n_0 = 0.04n_{cr}$ (эти параметры соответствуют умеренно-нелинейному режиму генерации плазменной волны и заряду ускоренных электронов несколько десятков пикокулон), которая осуществляет-

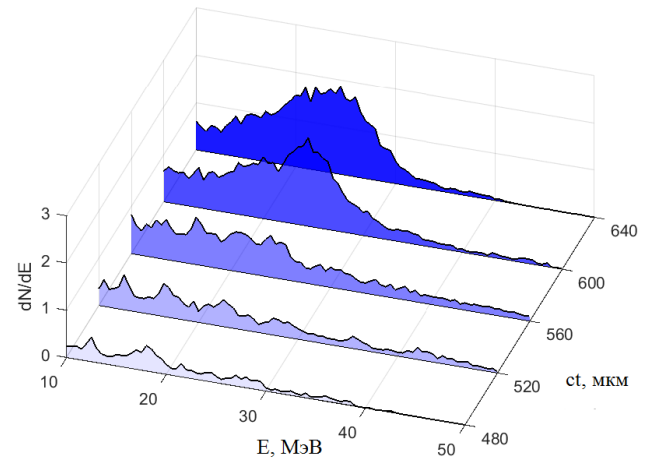


Рисунок 8. Зависимость распределения энергии электронов от времени для $a_0 = 1$, $n_0 = 0.04n_{cr}$, $x_M = 350$ мкм.

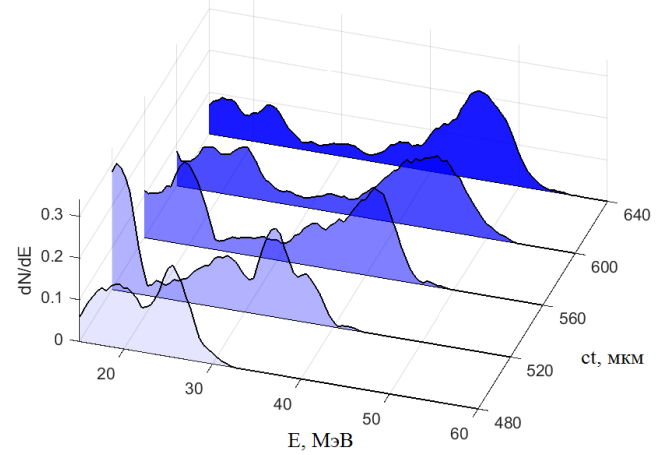


Рисунок 9. Зависимость распределения энергии электронов от времени для $a_0 = 1$, $n_0 = 0.04n_{cr}$, $x_M = 390$ мкм.

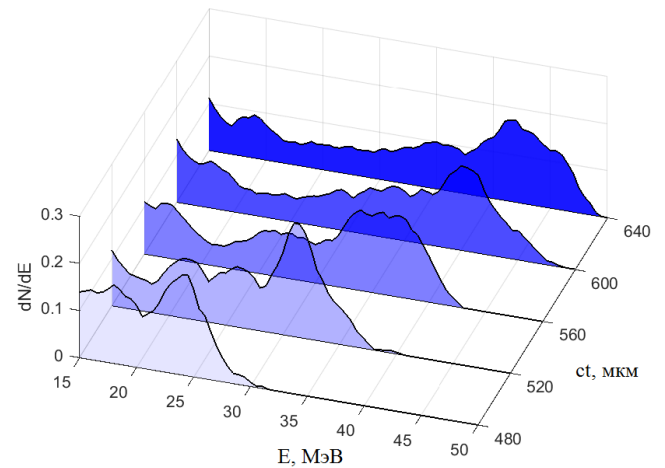


Рисунок 10. Зависимость распределения энергии электронов от времени для $a_0 = 1$, $n_0 = 0.04n_{cr}$, $x_M = 400$ мкм.

ся варьированием точки x_M (координата точки x_M варьируется от 350 до 410 мкм). Энергетические распределения электронов для различных x_M для разных моментов времени от $ct = 480$ мкм до $ct = 640$ мкм показаны на рисунках 8, 9, 10. На этих рисунках видно, что при фиксированных параметрах a_0 и n_0 существует оптимальное значение x_M , при котором пучок ускоренных электронов имеет минимальный разброс по энергии. Для данных параметров это число составляет $x_M = 390$ мкм. Если увеличивать x_M , то максимальная энергия частиц в сгустке незначительно растет (так как растет длина ускорения), но при этом сильно увеличивается разброс ускоренных электронов по энергии. Увеличение разброса частиц по энергии объясняется тем, что при большом значении параметра x_M плотность плазмы убывает, и значение ускоряющего поля также уменьшается. Малая величина ускоряющего поля становится недостаточной для сжатия электронного сгустка по энергии (этот эффект показан, например, в PIC-расчетах в [7]).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Было проведено исследование зависимости характеристик вылетевших электронов от амплитуды лазерного импульса и пиковой плотности электронов плазмы при взаимодействии лазерного импульса субтераваттной мощности с неоднородной плазмой. Найдена граница по амплитуде лазерного импульса и плотности плазмы в центре плазменной мишени, начиная с которых

осуществляется захват электронов в плазменную волну. Также предложен и апробирован метод оптимизации характеристик ускоренного сгустка электронов путем варьирования профиля плотности плазмы после точки захвата электронов. Показано, что можно увеличить энергию электронного сгустка и минимизировать энергетический разброс электронов в сгустке путем варьирования координаты точки перехода от спадающего участка гауссового профиля к плато плотности плазмы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Проекта РФФИ № 19-02-00908, а также при поддержке Проекта РФФИ № 20-21-00150 и Госкорпорации «Росатом».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gonsales A *et al* 2019 *Physical Review Letters* **122**
2. Walker P A, Alesini P D, Alexandrova A S *et al* 2017 *Journal of Physics: Conference Series* **874** 012029
3. Кузнецов С В 2020 *Квантовая электроника* **50** 929–933
4. Goers A, Hine G, Feder L, Miao B, Salehi F and Milchberg H 2015 *Physical Review Letters* **115**
5. Popov V S and Andreev N E 2019 *Quantum Electronics* **49** 307–313
6. Pukhov A 1999 *Journal of Plasma Physics* **61** 425–433
7. Hansson M, Aurand B, Davoine X, Ekerfelt H, Svensson K, Persson A, Wahlström C G and Lundh O 2015 *Physical Review Special Topics — Accelerators and Beams* **18**

Динамика характеристик электронных и позитронных пучков в лазерно-плазменном ускорителе

Д. В. Пугачёва^{1,2} и Н. Е. Андреев^{1,2}

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва
125412, Россия

² Московский физико-технический институт (государственный университет),
Институтский пер., 9, Долгопрудный 141701, Россия

E-mail: sedyakina.d@gmail.com

Статья поступила в редакцию 9 декабря 2020 г.

Аннотация. В данной работе исследовалась динамика характеристик заряженных частиц при различных режимах лазерно-плазменного ускорения, подходящих для использования на отдельном ускорительном этапе многостадийного лазерно-плазменного коллайдера. Показаны основные отличия в наборе энергии, эволюции эмиттанса и деполяризации электронных и позитронных сгустков в случаях линейного и умеренно нелинейного режимов.
<https://doi.org/10.33849/2020203>

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработка новых лазерно-плазменных (LPA) методов ускорения электронов и позитронов представляет большой интерес, поскольку они могут послужить основой для новых компактных многостадийных ускорителей до сверхвысоких энергий, недостижимых другими методами с использованием классических радиочастотных ускорителей [1, 2]. В частности, для проведения прецизионных тестов Стандартной модели необходимы высококачественные пучки поляризованных электронов и позитронов с энергией порядка ТэВ [3, 4]. Традиционные коллайдеры, позволяющие получать заряженные частицы с энергией такого диапазона, имеют длину несколько десятков километров. Альтернативный электрон-позитронный коллайдер на основе LPA, состоящий из множества отдельных ускорительных стадий, имел бы длину несколько сотен метров, при условии набора частицей 10 ГэВ на отдельной стадии. Каждая ускорительная ступень может состоять из предварительно сформированного плазменного канала длиной не более метра, в котором под действием лазерного импульса будет происходить генерация кильватерной волны, подходящей для ускорения частиц из внешнего инжектора [5].

В ходе проведения данной работы разработанный и протестированный гибридный вычислительный код [6], сочетающий в себе как PIC-методы, так и сеточные методы, был адаптирован для моделирования процесса ускорения в отдельных стадиях лазерно-плазменного коллайдера не только релятивистских электронов, но и позитронов. Динамика ускорения изучалась как в линейном режиме, так и в случае умеренно нелинейного процесса взаимодействия лазерного импульса с плазменным каналом.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ МОДЕЛИ

В этой работе ускорение электронных и позитронных пучков рассматривалось в поле кильватерной волны, генерируемой интенсивным лазерным импульсом в плазменном канале с параболическим радиальным профилем плотности плазмы [7]:

$$n_e = n_{e,0} \left[1 + \left(\frac{r}{R_{ch}} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где $n_{e,0}$ — начальная плотность плазмы на оси канала, а R_{ch} — радиус канала.

В случае линейного режима ускорения лазерный импульс считался согласованным с плазменным каналом, что определялось равенством $R_{ch} = k_p r_0^2 / 2$, где r_0 — радиус лазерного пятна, а $k_p = \omega_p / c$ определяется плотностью $n_{e,0}$. В таком канале лазерный импульс распространяется с постоянной амплитудой и при условии, что его мощность не превышает критическую, генерирует квазистационарное кильватерное поле, потенциал ϕ которого в линеаризованном приближении может быть записан [8, 9] как

$$\phi = \phi_0 e^{(-\rho^2 / \rho_0^2)} \sin \left[\xi + \left(1 - \frac{1}{2\gamma_{ph}^2} \right) \tau \right] \quad (2)$$

в безразмерный переменных

$$\rho = k_p r, \quad \tau = \omega_p t, \quad \xi = k_p (z - ct), \quad (3)$$

где ϕ нормирован на mc^2/e , e — заряд электрона, $\rho_0 = k_p r_0 / \sqrt{2}$ — характерная ширина плазменной кильватерной волны, а γ_{ph} — гамма-фактор фазовой скорости волны, определяющей групповую скорость лазерного импульса. Тогда ускоряющие и фокусирующие силы, действующие на электрон в ускорительной стадии, могут быть соответственно записаны в следующем виде:

$$F_z = \frac{\partial \phi}{\partial \xi} = \phi_0 e^{(-\rho^2 / \rho_0^2)} \cos \left[\xi + \left(1 - \frac{1}{2\gamma_{ph}^2} \right) \tau \right], \quad (4a)$$

$$F_r = \frac{\partial \phi}{\partial \rho} = -2\phi_0 \frac{\rho}{\rho_0^2} e^{(-\rho^2 / \rho_0^2)} \sin \left[\xi + \left(1 - \frac{1}{2\gamma_{ph}^2} \right) \tau \right]. \quad (4b)$$

Для позитронов соответствующие силы имеют обратный знак.

В случае умеренно нелинейного режима ускорения эволюция безразмерной амплитуды лазерного импульса $a = eE_l/(m\omega_0)$ и генерируемого кильватерного поля определяется нелинейным откликом плазмы [10]:

$$\left\{ (\Delta_{\perp\rho} - \nu_0) \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \frac{\partial \ln \nu_0}{\partial \rho} \frac{\partial^3}{\partial \rho \partial \xi^2} + \nu_0 \Delta_{\perp\rho} \right\} \phi - \frac{\nu_0^2}{2} \left\{ 1 - \frac{1 + |a|^2/2}{(1 + \phi)^2} \right\} = \nu_0 \Delta_{\perp\rho} \frac{|a|^2}{4}, \quad (5)$$

где $\nu_0 = n_0(\rho, \xi)/n_{e,0}$, n_0 — начальное распределение электронов в плазменном канале, а ω_0 — частота лазерного импульса.

Движение отдельных частиц и динамика поляризации их сгустков описывались с помощью релятивистского уравнения Лоренца и уравнения Томаса-Мишеля-Телегди [11] соответственно, что совместно с уравнениями (4) при линейном режиме или с использованием уравнения (5) при умеренно нелинейном режиме составляет замкнутую самосогласованную систему уравнений, описывающую процесс ускорения поляризованной заряженной частицы в поле кильватерной волны, генерируемой лазерным импульсом в плазменном канале [12]. Под вектором поляризации сгустка частиц \mathbf{P} в данной работе понимается усредненный по всем спидам отдельных частиц вектор, а величина деполаризации сгустка равняется модулю разницы между начальным \mathbf{P}_0 и текущим \mathbf{P} вектором поляризации, взятым с обратным знаком ($-|\Delta\mathbf{P}| = -|\mathbf{P} - \mathbf{P}_0|$).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

3.1. Линейный режим ускорения

Для исследования эволюции характеристик электронных и позитронных пучков при линейном режиме ускорения параметры лазерного импульса были выбраны следующим образом:

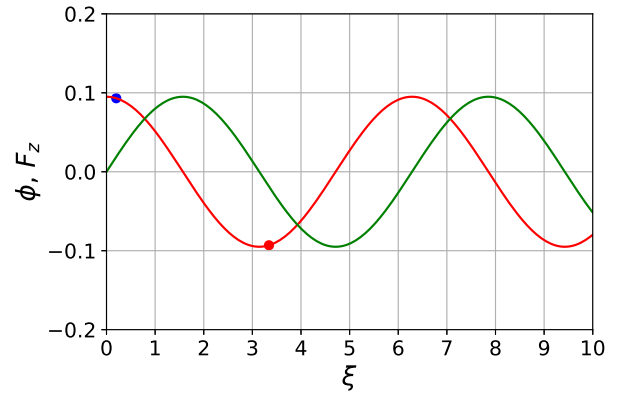
$$a = 0.5, \quad \tau_0 = 80 \text{ фс}, \quad r_0 = 50 \text{ мкм}, \quad \lambda_0 = 0.8 \text{ мкм}, \quad (6)$$

где τ_0 — длительность (FWHM) лазерного импульса, которая для заданной плотности отвечает резонансному возбуждению кильватерного поля, λ_0 — длине его волны. Согласованный радиус плазменного канала [7] составил $R_{ch} = 123$ мкм, а плотность электронов плазмы на оси канала была выбрана таким образом, чтобы соответствующий ей гамма-фактор кильватерной волны $\gamma_{ph} = \omega_0/\omega_p$ был равен 80 и $k_p = 0.0982$ мкм⁻¹. Амплитуда кильватерного потенциала при этом составила $\phi_0 = 0.095$, его характерный радиус $\rho_0 = 3.47$, а длина дефазировки $L_{ph} = \lambda_0 \gamma_{ph}^3 \simeq 41$ см [9, 13].

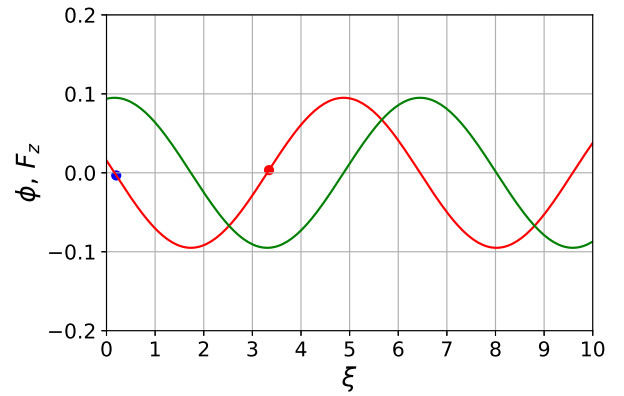
Общие параметры электронного и позитронного сгустков были выбраны следующим образом:

$$E_{inj} = 3.5 \text{ ГэВ}, \quad \sigma_r k_p = 0.212, \quad \sigma_z k_p = 0.1, \quad \varepsilon_{x,n}^{(0)} = 1 \text{ мм мрад}, \quad (7)$$

где σ_r и σ_z характерные радиус и длина сгустка, а $\varepsilon_{x,n}^{(0)}$ — начальный нормализованный поперечный эмиттанс вдоль оси X . Заданные значения радиуса и эмиттанса отвечают согласованному случаю, при котором



(a)



(b)

Рисунок 1. Распределение безразмерных кильватерного потенциала ϕ (зеленая линия) и ускоряющей силы F_z (красная линия), действующей на электроны, на оси плазменного канала в начале (a) и конце (b) линейного режима ускорения частиц. Синими и красными точками обозначено положение электронных и позитронных сгустков соответственно.

начальное значение эмиттанса сохраняется в процессе ускорения под действием заданной постоянной фокусирующей силы [9, 14].

Для эффективного захвата и набора энергии частицами их необходимо инжектировать в правильную фазу кильватерного поля. Для электронов значение ускоряющего поля в точке инжекции должно быть отрицательным, а в случае ускорения позитронов фазу инжекции необходимо выбрать таким образом, чтобы величина ускоряющего поля имела противоположный знак. Поскольку фазовая скорость кильватерной волны меньше скорости ускоряющихся ультрарелятивистских частиц, электроны и позитроны в процессе ускорения смещаются относительно кильватерного поля, а действующие на них фокусирующие и ускоряющие силы оказываются нестационарными (рисунок 1).

Длина ускорения, обеспечивающая максимальный прирост энергии электронного сгустка конечной ширины в ускорительной стадии, равна половине длины дефазировки [13], что для заданных выше параметров составляет около 20 см. Для того, чтобы заряженные частицы набрали максимальную энергию на данном ускорительном этапе, их необходимо инжектировать в окрестность максимума ускоряющей силы. Для центра электронного пучка в заданных параметрах была вы-

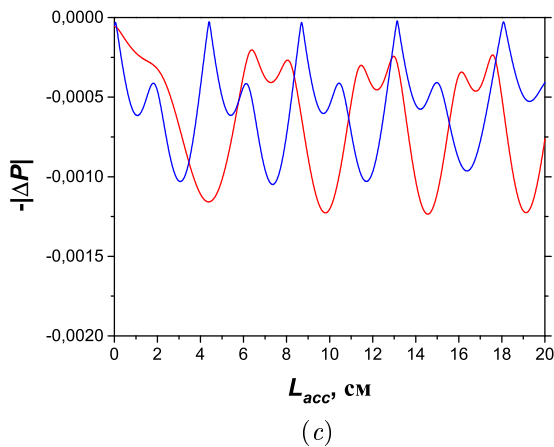
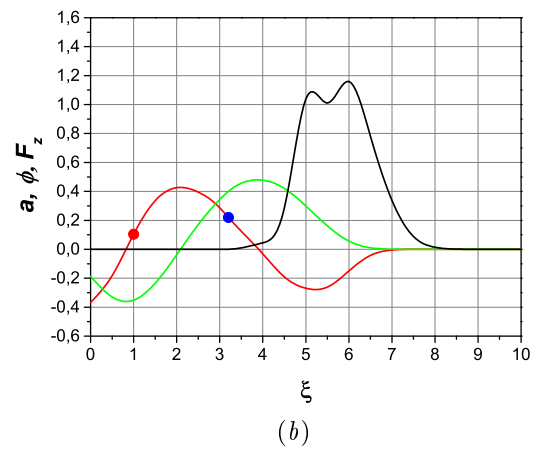
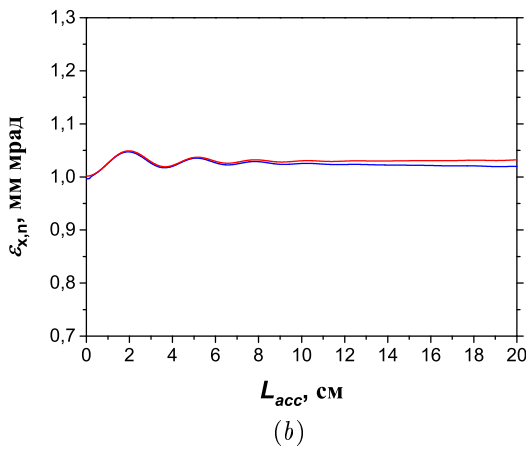
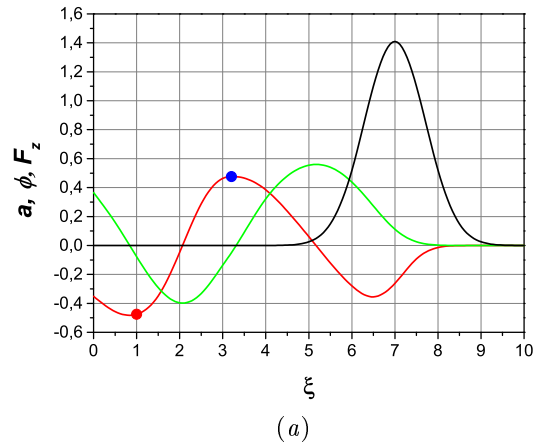
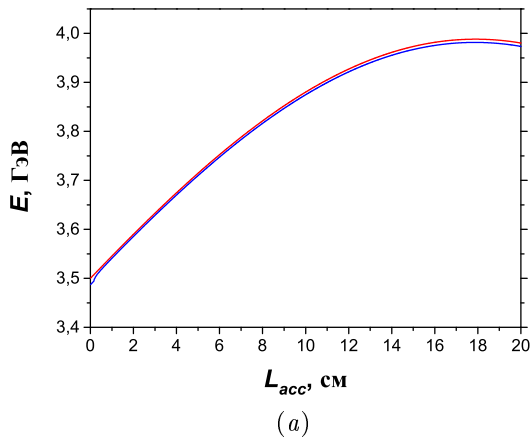


Рисунок 2. Динамика характеристик электронного (синие линии) и позитронного (красные линии) пучков в зависимости от длины ускорения при линейном режиме. На (a) изображен набор энергии частицами, (b) соответствует динамике эмиттанса, а (c) — росту абсолютного значения деполяризации.

брана фаза $\xi_c^- = 0.2$, для позитронов фаза $\xi_c^+ = 3.34$ (рисунок 1).

Поскольку в линейном режиме ускоряющие фазы кильватерного потенциала оказываются симметричными и квазистационарными, динамика характеристик электронных и позитронных пучков совпадает. Разли-

Рисунок 3. Распределение безразмерных амплитуды лазерного импульса a (черная линия), кильватерного потенциала ϕ (зеленая линия) и ускоряющей силы F_z (красная линия), действующей на электроны, на оси плазменного канала в начале (a) и конце (b) умеренно нелинейного режима ускорения частиц. Синими и красными точками обозначено положение электронных и позитронных сгустков соответственно.

чия на рисунке 2 объясняются небольшим смещением позитронного пучка в момент инжекции относительно симметричной фазы, в которой был ускорен электронный пучок. Максимальный прирост энергии (рисунок 2(a)) на 20 см составил 500 МэВ и для электронов, и для позитронов.

3.2. Умеренно нелинейный режим ускорения

Для умеренно нелинейного режима ускорения заряженных частиц требуется большая (по сравнению с линейным режимом) безразмерная амплитуда лазерного импульса a . При моделировании были взяты следующие параметры:

$$a = 1.4, \quad \tau_0 = 56 \text{ фс}, \quad r_0 = 89 \text{ мкм}, \quad \lambda_0 = 0.8 \text{ мкм}. \quad (8)$$

Для компенсации нелинейности длина лазерного импульса была выбрана меньше резонансной [15]. Радиус канала был выбран немногим больше согласованного и составил 305.1 мкм при согласованном радиусе $R_{ch} = 236.34$ мкм для компенсации процессов самофокусировки [16]. Плотность электронов на оси плазменно-

го канала составила $N_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что соответствует $k_{p0} = 0.0595 \text{ мкм}^{-1}$, $\gamma_{ph} = 132$ и длине дефазировки в линейном пределе $L_{ph} = \lambda_0 \gamma_{ph}^3 \simeq 180 \text{ см}$. Все начальные параметры, за исключением фазы инжекции ($\xi_c^- = 3.2$, $\xi_c^+ = 1$), электронного и позитронного пучков совпадают:

$$E_{inj} = 67.5 \text{ МэВ}, \quad \sigma_r k_p = 0.212, \quad \sigma_z k_p = 0.03, \\ \varepsilon_{x,n}^{(0)} = 1 \text{ мм мрад.} \quad (9)$$

Данные параметры близки к согласованным [9, 14] для величины фокусирующей силы в точке инжекции электронного пучка. В отличие от линейного режима ускорения, в случае умеренно нелинейного режима ускоряющие фазы для электронных и позитронных сгустков отличаются [17]. Генерируемый лазерным импульсом кильватерный потенциал не является симметричным (рисунок 3). Это приводит к укорочению ускорительной фазы для позитронов и меньшей по сравнению с электронами величине действующих на них ускоряющих сил. В конце ускорения (рисунок 3(b)) позитроны оказываются в замедляющем поле, в то время как электроны продолжают набирать энергию.

Максимальный набор энергии для позитронов в этом случае составляет около 5 ГэВ на длине 60 см, в то время как электроны на той же длине получают прирост энергии практически в 8 ГэВ (рисунок 4(a)), а максимальный набор энергии для них составит около 10 ГэВ на длине в 90 см. Отличия в значениях кильватерного поля в точках инжекции электронов и позитронов означают, что на частицы в начальный момент времени действуют разные по величине ускоряющие и фокусирующие силы. Эти различия отражаются на динамике эмиттансов пучков в процессе ускорения и приводят к значительно большему росту эмиттанса позитронного пучка при одних и тех же начальных параметрах обоих сгустков, поскольку для позитронов эти параметры не являются согласованными (рисунок 4(b)). Отличия в динамике деполяризации, которая зависит от эмиттанса и среднего гамма-фактора частиц в пучке [3], не столь значительны, поскольку больший рост эмиттанса позитронного пучка компенсируется меньшей по сравнению с электронами набранной энергией (рисунок 4(c)).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведен сравнительный анализ линейного и умеренно нелинейного режимов ускорения электронных и позитронных пучков в одной секции лазерно-плазменного коллайдера. Для заданных параметров сгустков и выбранных фаз инжекции динамика эмиттанса и набор энергии позитронного пучка в случае умеренно нелинейного режима существенным образом отличается от динамики характеристик электронов. Конечный эмиттанс в случае ускорения позитронов превышает значение эмиттанса электронного сгустка, что обуславливается отличающимися значениями действующих в плазменном канале на частицы сил в разных фазах инжекции. Максимальный набор энергии позитронов равен 5 ГэВ, в то время как электроны на той же длине способны получить прирост в 8 ГэВ, поскольку ускоряющая фаза для электронного пучка оказывается длиннее, а величина ускоряющих сил — больше. Та-

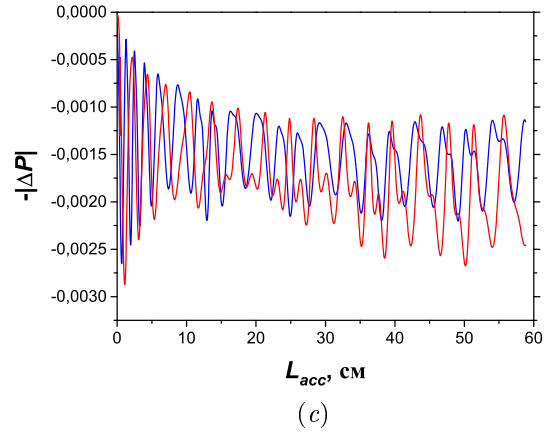
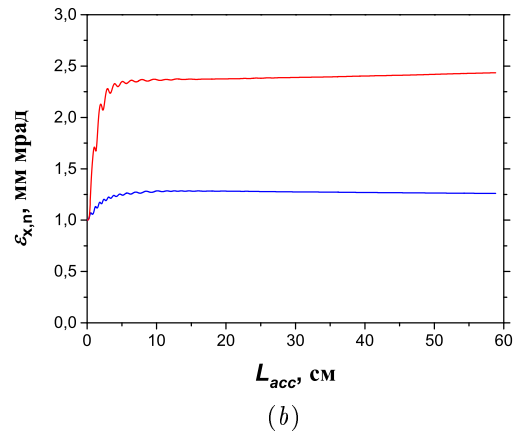
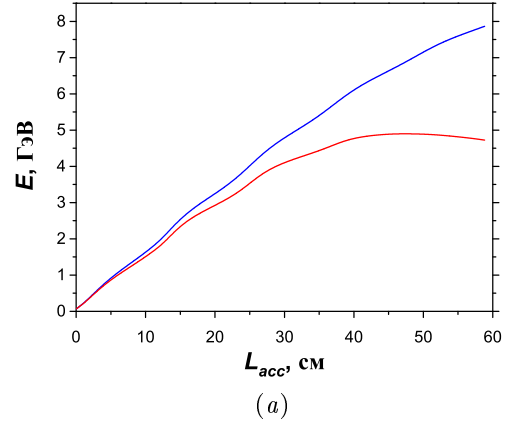


Рисунок 4. Динамика характеристик электронного (синие линии) и позитронного (красные линии) пучков в зависимости от длины ускорения при умеренно нелинейном режиме. На (a) изображен набор энергии частицами, (b) соответствует динамике эмиттанса, а (c) — росту абсолютного значения деполяризации.

кой эффект не наблюдается при линейном режиме ускорения, поскольку кильватерный потенциал в этом случае симметричен и позволяет ускорять частицы с одинаковой эффективностью, однако темп ускорения оказывается значительно меньше по сравнению с умеренно нелинейным режимом. Динамика деполяризации позитронных и электронных пучков отличается слабо для обоих режимов, несмотря на больший рост эмиттанса

позитронного сгустка при умеренно-нелинейном режиме ускорения, поскольку этот рост компенсируется меньшей по сравнению с электронами величиной набранной позитронами энергии.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках проекта «Лазерно-плазменные ускорители ультрарелятивистских электронов и позитронов» № 19-02-00908-А Российского Фонда Фундаментальных Исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Weikum M K *et al* 2019 *AIP Conference Proceedings* **2160** 040012
2. Cros B 2016 *Nature* **530** 165
3. Vieira J *et al* 2011 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **14** 071303
4. Schroeder C B *et al* 2010 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 101301
5. Alejo A, Walczak R and Sarri G 2019 *Sci. Rep.* **9** 5279
6. Pugacheva D V and Andreev N E 2018 *Quantum Electron.* **48** 291
7. Andreev N E, Kirsanov V I and Gorbunov L M 1995 *Phys. Plasmas* **2** 2573
8. Andreev N E and Kuznetsov S V 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 1211
9. Veisman M E and Andreev N E 2020 *Quantum Electron* **50** 392
10. Andreev N E, Nishida Y and Yugami N 2002 *Phys. Rev. E* **65** 056407
11. Bargmann V, Michel L and Telegdi V L 1959 *Phys. Rev. Lett.* **2** 435
12. Pugacheva D V and Andreev N E 2016 *Quantum Electron.* **46** 88
13. Андреев Н Е и Горбунов Л М 1999 *УФН* **169** 53
14. Esarey E, Shadwick B A, Catravas P and Leemans W P 2002 *Phys. Rev. E* **65** 056505
15. Andreev N E and Kuznetsov S V 2003 *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** A39
16. Andreev N E, Gorbunov L M, Kirsanov V I, Nakajima K and Ogata A 1997 *AIP Publishing* **4** 1145
17. Andreev N E, Gorbunov L M and Ramazashvili R R 1997 *Plasma Phys. Rep.* **23** 277

Пространственно-временные характеристики температурных пульсаций турбулентного потока и измерения скорости на их основе

П. А. Сардов^{1,2}, А. Н. Сорокин¹ и И. А. Беляев¹

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

² Московский энергетический институт (технический университет), Красноказарменная ул., 14, Москва 111250, Россия

E-mail: sardovpa@mpei.ru

Статья поступила в редакцию 22 декабря 2020 г.

Аннотация. В работе описана методика температурно-корреляционных измерений скорости, применяемая к течению воды или жидкого металла. Метод позволяет одновременно измерять температурные сигналы и локальные значения продольной компоненты скорости в потоке. Такой подход является простым и надежным методом измерения скорости в потоках оптически непрозрачных сред. В одних и тех же условиях течения различные теплоносители имеют разные пространственно-временные характеристики, которые обрабатываются, используя температурно-корреляционную методику. Данная работа посвящена разработке алгоритма, позволяющего сформулировать комплекс практических рекомендаций по применению данной техники для измерения скорости и определить метрологические характеристики в различных условиях. Для калибровки в качестве модельной жидкости использовались вода и ртуть. Описана экспериментальная установка и разработанный температурно-корреляционный датчик, входящий в измерительный комплекс. Проведение измерений непосредственно внутри потока стало возможным благодаря уникальной технологии микротермопарных погружных зондов. Полученные данные представлены в виде полей температуры и интенсивности температурных пульсаций. Были сопоставлены автокорреляционные и взаимно-корреляционные функции для двух исследуемых жидкостей в одинаковых условиях. <https://doi.org/10.33849/2020204>

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования гидродинамики и теплообмена в условиях, близких к режимным параметрам современных энергетических установок, являются неотъемлемой частью обоснования эффективности и безопасности таких установок. Жидкие металлы и другие перспективные теплоносители (например, расплавленные соли) используются или рассматриваются для применения в ряде экспериментальных и уже введенных в эксплуатацию реакторов, таких как БН (быстрый реактор, охлаждаемый натрием), БРЕСТ (быстрый реактор, охлаждаемый свинцом) и тестовых модулей blankets термоядерных реакторов типа ТОКАМАК.

Измерение скорости в потоке жидкого металла осложняется рядом факторов: высокой температурой, высокой электропроводностью, химической активностью, высокой плотностью и оптической непрозрачностью теплоносителя. Информации об осреднённых характеристиках потока вполне достаточно для расчета эффективности систем с меньшим количеством осложняющих факторов. Однако, для расчета коэффициентов теплоотдачи при значительном влиянии термогравитационной конвекции (ТГК) на турбулентный поток жидкого металла [1, 2], классические методы неприменимы. В этом случае необходимо, с высокой точностью, знать локальные значения скорости и температуры. Неоднородность и асимметрия профилей скорости, а соответственно и температуры, представляет наибольший интерес в вопросе обоснования устойчивости при длительной стационарной эксплуатации энергетических установок.

Большинство разработанных и хорошо изученных методов неприменимы из-за этих факторов. Выходом из данной ситуации является перспективный температурно-корреляционный метод [3], использующий температурные сигналы для дальнейшей оценки

продольной скорости с помощью статистического подхода. Корреляционные методы широко применяются с различными базовыми сигналами, в том числе, для оптического детектирования воздушно-водной фазы [4], анализа скалярных изображений [5] и сигналов электромагнитных расходомеров [6] и т.д.

Экспериментальные исследования гидродинамики и теплообмена в условиях высоких тепловых нагрузок в конфигурациях, аналогичных современным энергетическим установкам, требуют специальной диагностики. Особый интерес представляет получение детальных профилей локальных скоростей и температур на стенке и статистических характеристик пульсаций потока. Получение данных с высокой точностью стало возможным благодаря уникальной методике погружных зондов. Зонд оснащен специальным микротермопарным корреляционным датчиком, разработанным и изготовленным нашей командой.

2. ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Температурно-корреляционный метод (ТКМ) является одним из самых простых и надежных, используемых [7–9] для измерения скорости в таких условиях. Единственным требованием к использованию погружных зондов является высокая герметичность и долговечность термопарных датчиков. ТКМ основан на измерениях температуры в нескольких точках потока [10, 11] с последующей обработкой сигнала с использованием корреляционного анализа.

Автокорреляционная функция (АКФ) (1) характеризует степень корреляции между отдельными значениями измеряемых параметров единственного централизованного сигнала и несет такую же информацию, как и спектральная плотность энергии.

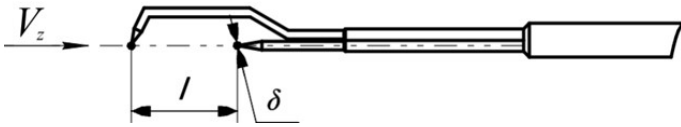


Рисунок 1. Схема ТКМ.

Для дискретного сигнала, характерного для измерений, АКФ может быть определена по формуле:

$$R_{11}(\tau) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n T_1(i \cdot \Delta\tau) T_1(i \cdot \Delta\tau + s). \quad (1)$$

где s — временной сдвиг, $s = j \cdot \Delta\tau$, $j = 0, 1, \dots$, сек; $\Delta\tau$ — шаг по времени, сек; n — размер выборки.

Анализ формы АКФ позволяет сделать вывод о структуре сигнала в точке и дать рекомендации о длине выборки и необходимом зазоре между точками измерения взаимно-корреляционной функции (ВКФ).

Взаимно-корреляционная функция (2) сигналов термопар корреляционного датчика скорости может быть определена по формуле:

$$R_{12}(s) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n T_1(i \cdot \Delta\tau) T_2(i \cdot \Delta\tau + s). \quad (2)$$

где s — временной сдвиг, $s = j \cdot \Delta\tau$, $j = 0, 1, \dots$, сек; $\Delta\tau$ — шаг по времени, сек; n — размер выборки.

Поскольку метод ТКМ основан на использовании естественного фона турбулентных пульсаций, зная время задержки второго сигнала, можно определить осредненное по времени значение локальной скорости потока.

Для повышения точности измерений необходимо добиться полной гидродинамической стабилизации потока в измеряемой точке, а также, по возможности, минимизировать расстояние между термопарами (рисунок 1) с целью локализации измерений ($l = 5$ мм). Такой подход применен в работах [12–14]. Если же точки измерения расположены на значительном расстоянии [10, 11, 15], то необходимо учитывать изменения самого потока (эффект пространственного осреднения), что вызывает дополнительные трудности.

Далее под ТКМ понимается метод локального измерения значений продольной составляющей скорости в поперечном сечении канала без создания существенных возмущений в потоке и без необходимости учитывать изменение потока между точками измерений.

3. УСЛОВИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Наладочные эксперименты с использованием датчика ТКМ проводились на стенде РК-3 (рисунок 2); для калибровки в качестве модельной жидкости использовалась вода (РК-3 — установка, включающая разделённые водный и ртутный контуры [15], первоначально созданная для исследования жидкометаллических теплоносителей).

Циркуляция в контуре обеспечивается химическим центробежным насосом, пульсации давления после насоса эффективно снижаются за счет совместной работы редуктора и системы мембранного и воздушного гаси-

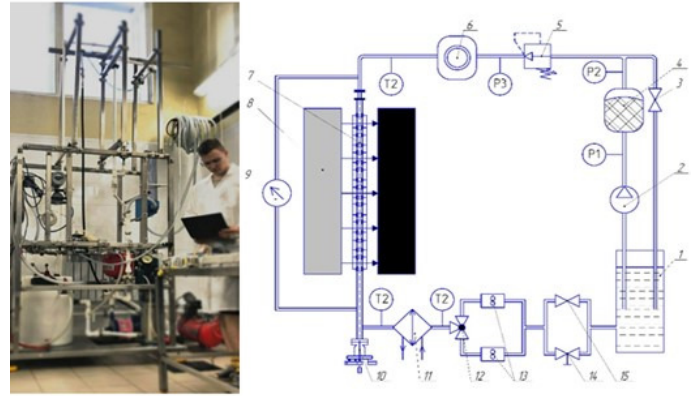


Рисунок 2. Принципиальная схема водного контура РК-3: 1 — накопительный резервуар, 2 — центробежный насос, 3 — клапан, 4 — гаситель пульсаций мембранного типа, 5 — редуктор давления, 6 — гаситель пульсаций воздушного типа, 7 — рабочий участок, 8 — электромагнит, 9 — датчик давления, 10 — измерительный зонд, 11 — теплообменник, 12 — трехходовой шаровый кран, 13 — турбинные расходомеры ТПР-4 и ТПР-8, 14 — клапан, предназначенный для «грубой» регулировки, 15 — клапаны, предназначенные для «плавной» регулировки.

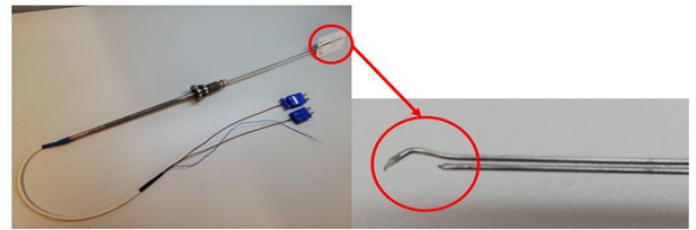


Рисунок 3. Поворотный зонд и датчик ТКМ.

теля. В результате, на вход в рабочий участок (тонкостенная труба с внутренним диаметром 19 мм и толщиной стенки 0.5 мм) поступает поток, гидродинамическая стабилизация которого происходит на первых 60 калибрах экспериментальной секции, а на следующих 40 калибрах производятся измерения. На выходе из рабочего участка, в зоне нагрева, установлен поворотный сканирующий зонд (рисунок 3), на конце которого установлен датчик ТКМ.

Градуировка датчиков [16] проходила следующим образом: устанавливался и фиксировался расход. Далее по формуле Рейхардта [17] рассчитывался профиль скорости и сопоставлялся с данными измерений. Задавался минимальный тепловой поток, при котором регистрировались турбулентные пульсации, и который не приводил к появлению вторичных течений, искажающих значение поля скорости. При установленных параметрах снималось значение скорости на оси трубы. Это значение скорости ставилось в соответствие с теоретически рассчитанным по формуле Рейхардта. Из графика (рисунок 4) видно, что измеренные значения скорости оказываются ниже истинных (расчетных) значений.

Данный результат объясняется тем, что за первой микротермопарой в потоке возникает слой заторможенной жидкости, который попадает на вторую микротермопару. Соответственно, измеренная скорость оказыва-

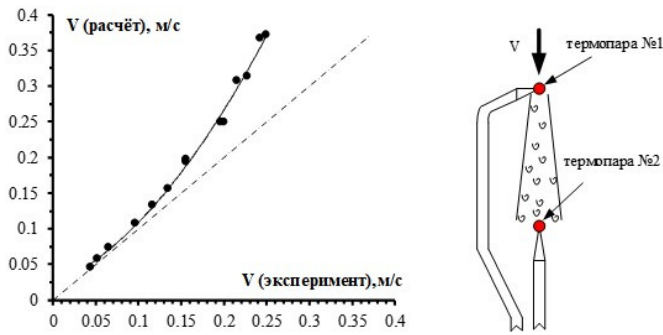


Рисунок 4. Результаты градуировки датчика и схема течения потока передней термопарой.

ется ниже, чем в невозмущенном датчиком потоке. И это возмущение тем больше, чем больше скорость потока. Вводя поправку, можно компенсировать эту методическую погрешность.

Разработанная методика успешно применяется на ртутных стендах комплекса МЭИ-ОИВТ РАН в условиях сильных магнитных полей. Успешная апробация методики проведена на крупномасштабном водном стенде [18].

Была изучена базовая конфигурация — вертикальная однородно обогреваемая труба внутреннего диаметра 19 мм. В таких условиях режимом течения управляют два параметра: число Рейнольдса $Re = ud/\nu$ (где u — средняя скорость, d — диаметр трубы, ν — кинематическая вязкость) и число Грасгофа $Gr = g\beta q_c d^4/\lambda\nu^2$ (где g — ускорение свободного падения, m/c^2 ; β — коэффициент теплового расширения, $1/K$; q — плотность теплового потока, $Вт/м^2$; λ — теплопроводность, $Вт/(м\cdot K)$). Описанная выше методика позволяет получить детальную картину состояния потока в заданном поперечном сечении. Пример приведен на рисунке 5 для воды и ртути в идентичных условиях и параметрах потока. Поля безразмерной интенсивности пульсаций температуры определяются как: $\sigma^* = \sigma\lambda/(qd)$, где σ — интенсивность пульсаций температуры, $^{\circ}C$. Так как молекулярная теплопроводность сред значительно отличается, поля так же существенно различаются.

Жидкий металл обладает высокой молекулярной теплопроводностью, что при прочих равных обеспечивает больший прогрев жидкости в сечении канала. При этом расширяется область существенных температурных пульсаций, что позволяет достичь более высокого отношения сигнал/шум при реализации метода ТКМ и облегчает его применение.

С другой стороны, детальные температурные осциллограммы и их автокорреляционные функции (рисунок 6) показывают, что для воды температурные сигналы имеют большую частоту, что дает больше статистической информации при той же длине измерения. Эти данные соответствуют ранним исследованиям структуры течения жидкого металла и воды [19, 20].

Форма взаимно-корреляционной функции (ВКФ) сильно связана с автокорреляционной функцией (АКФ) базовых сигналов, так как в большинстве случаев смещение ВКФ производит перевод в АКФ (пример — рисунок 7). Для минимизации неопределенности измерений скорости ТКМ необходимо точно идентифициро-

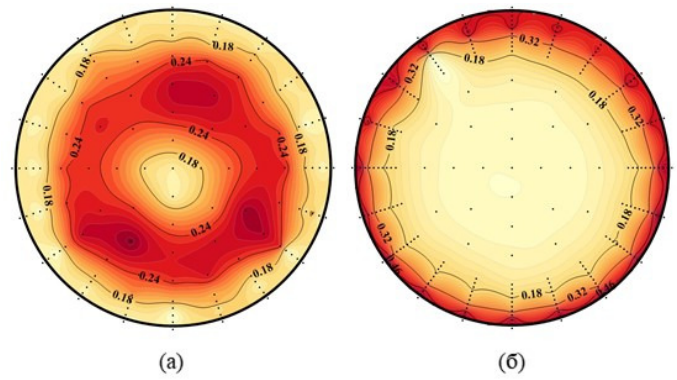


Рисунок 5. Поля безразмерной интенсивности пульсаций температуры: (а) — жидкий металл, (б) — вода. $Gr = 1.1 \cdot 10^7$, $Re = 10000$, полностью развитое течение в трубе. Точки — локальные измерения.

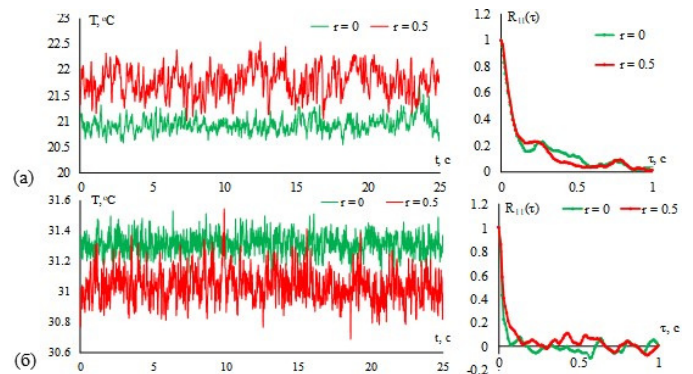


Рисунок 6. Осциллограммы и автокорреляционные функции в центре трубы и при $r = 0.5$ в условиях, соответствующих рисунку 4: (а) — жидкий металл, (б) — вода.

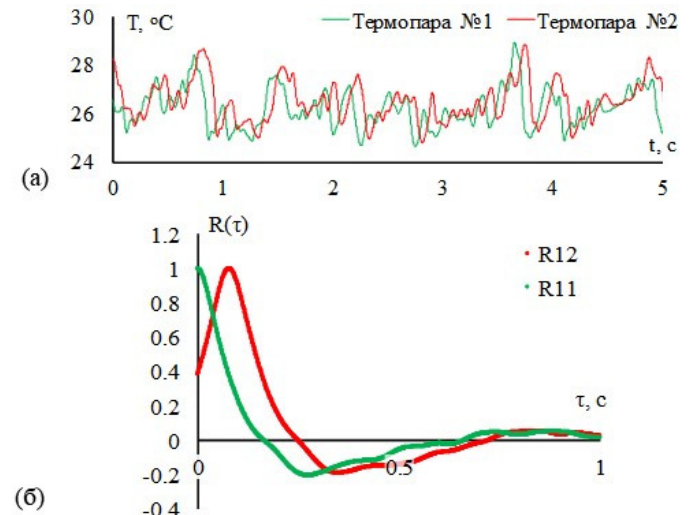


Рисунок 7. Сигналы температурных пульсаций: (а) — из центра трубы в потоке ртути. Условия соответствуют рисунку 4. Измерения проводятся с помощью датчика ТКМ, определяющих размер $l = 5$ мм; (б) — взаимно-корреляционная (R_{12}) и автокорреляционная (R_{11}) функции полученных сигналов.

вать пик ВКФ. Анализ АКФ является первым шагом в оптимизации метода ТКМ. Проведенные эксперименты, расширяют опыт применения корреляционного анали-

за температурных сигналов, что позволяет сформулировать рекомендации для использования метода в жидких металлах и неметаллических жидкостях.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Определение характеристик автокорреляционной функции температурного сигнала является важным шагом для определения применимости температурно-корреляционного метода. Различные по своей природе жидкости в одинаковых условиях (при одинаковых числах Рейнольдса) разительно отличаются при измерении статистических характеристик их температурных пульсаций, что вызвано как различной динамикой турбулентности в металлах и неметаллах, так и инерционностью датчиков измерителей. Серия измерений на воде и ртути выявила различия в требованиях к параметрам исходной пары температурных сигналов для взаимно-корреляционного измерения скорости в жидких металлах и неметаллических капельных жидкостях. Текущая экспериментальная работа посвящена разработке практических способов, позволяющих сформировать комплекс простых рекомендаций по применению температурно-корреляционного метода измерения скорости и определению метрологических характеристик в различных условиях.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ МК-479.2020.8.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Свиридов В Г 1989 *Исследование гидродинамики и теплообмена в каналах применительно к проблеме создания термоядерного энергетического реактора* (М.: Издательство МЭИ)
- Ибрагимов М Х, Субботин В И, Бобков В П, Сабелев Г И и Таранов Г С 1978 *Структура турбулентного потока и механизм теплообмена в каналах* (М.: Атомиздат)
- Belyaev I A, Razuvanov N G, Sviridov V G and Zagorsky V S 2017 *Flow Measurement and Instrumentation* **55** 37
- Chanson H *et al* 2007 *Environmental Fluid Mechanics* **6** 495
- Tokumaru P *et al* 1995 *Experiments in Fluids* **1** 1
- Dubovikova N *et al* 2016 *Measurement Science and Technology* **5** 055102
- Zhilin V G *et al* 1988 *Magnetohydrodynamics* **3** 382
- Ricou R and Vives C 1982 *Int. J. Heat. Mass Transf.* **25** 1579
- Malcolm D G 1970 *Magnetohydrodynamics* **2** 55
- Horanyi S *et al* 1999 *Int. J. Heat. Mass Transf.* **21** 3983
- Frick P *et al* 2015 *EPL* **1** 14002
- Rockwell S 2012 (United Kingdom: Worcester Polytechnic Institute)
- Motevalli V *et al* 1992 *J. Heat. Transf.* **2** 331
- Delarochelambert P 2000 *Proceedings of the 3rd ETS Conference* 675
- Belyaev I A and *et al* 2017 *Therm. Eng.* **11** 841
- Беляев И А, Поддубный И И, Разуванов Н Г, Свиридов В Г и Загорский В С 2013 *Сборник докладов научнотехнической конференции "Теплофизика реакторов на быстрых нейтронах" (Теплофизика-2013)* 66-68
- Генин Л Г и Свиридов В Г 2001 *Гидродинамика и теплообмен МГД-течений в каналах* (М.: МЭИ)
- Опанасенко А Н, Сорокин А П, Труфанов А А, Денисова Н А, Свиридов Е В, Разуванов Н Г, Загорский В Г и Беляев И А 2017 *Атомная энергия* **123** 21-27
- Ibragimov M K and *et al* 1968 *TVT* **6** 1066
- Eyler L L and Sesonske A 1980 *Int. J. Heat. Mass Transf.* **11** 1561