

# Взаимодействие лазерного импульса с плазмой в условиях нарушенной аксиальной симметрии

Е.О.Дмитриев, Ф.А.Корнеев

*Нелинейное взаимодействие интенсивных лазерных импульсов с веществом может приводить к возбуждению самосогласованного движения зарядов и генерации магнитного поля, остающегося в плазме после прекращения лазерного воздействия. Одним из способов индуцировать азимутальные токи в заданном направлении является внесённое в систему нарушение аксиальной симметрии. Рассмотрено два способа создания выделенного направления движения зарядов при взаимодействии, один из которых связан со структурой мишени, а второй – со структурой самого импульса. Для случая сверхмощных мультитераваттных фемтосекундных лазерных импульсов, соответствующих установке XCELS, приведены оценки характерных параметров, согласно которым индукция аксиальных магнитных полей может достигать десятков кТл в микрокатодных структурированных мишенях, а в случае взаимодействия структурированных импульсов с однородной плазмой аксиальное магнитное поле порядка десятков Тл может занимать область диаметром в сотни микрометров. Предложены схемы соответствующих экспериментов, обсуждаются возможные приложения.*

**Ключевые слова:** взаимодействие излучения с веществом, аксиальная симметрия, магнитное поле, структурированный импульс, структурированная мишень.

## 1. Введение

Взаимодействие интенсивного лазерного излучения с плотными мишенями, разреженной подкритической плазмой, газами и другими объектами приводит к разогреву электронов и формированию мощных электрических токов. Направление токов обусловлено в первую очередь геометрией взаимодействия; в частности, в случае релятивистских интенсивностей существенная часть электронов может быть ускорена вперёд под действием пондеромоторного воздействия импульса. При коллективном движении электронов в выделенном направлении возбуждаются магнитные поля, которые, в свою очередь, могут влиять на процесс взаимодействия. Эти же поля могут использоваться в дальнейшем для проведения фундаментальных исследований и в различных приложениях. Лазерное воздействие высокой мощности, такое как ожидаемое на установке XCELS, позволяет генерировать электронные токи чрезвычайно большой величины, способные возбуждать магнитные поля до десятков и сотен кТл. Существует возможность, помимо создания прямых токов и, соответственно, азимутальных магнитных полей, создавать азимутальные токи, приводящие к возбуждению аксиальных магнитных полей. Один из вариантов реализации такой схемы – разрушение аксиальной симметрии лазерного воздействия на вещество, которое может быть реализовано с помощью специально подготовленной мишени [1] либо с помощью соответствующего структурирования самого лазерного импульса [2, 3].

Е.О.Дмитриев, Ф.А.Корнеев. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; Физический институт им. П.Н.Лебедева, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46;  
e-mail: egor.o.dmitriev@gmail.com, korneev@theor.mephi.ru

Поступила в редакцию 30 ноября 2022 г.

В настоящее время активно разрабатываются схемы, направленные на использование сверхсильных магнитных полей для фокусировки и коллимации частиц [4–6]. В некоторых работах предлагается использовать магнитные поля в процессе самой генерации частиц для достижения большей угловой направленности и большей максимальной энергии [7]. Формирование магнитных полей при возбуждении поверхностных токов в облучаемой интенсивным импульсом мишени специальной геометрии было исследовано в различных постановках как теоретически [1, 8, 9], так и экспериментально [10, 11]. Схемы типа «улитка», рассмотренные в работах [8, 10], обладают относительно высокой эффективностью, связанной с высокой поглощающей способностью мишени, однако формируют магнитные поля в направлении, нормальном исходному направлению распространения лазерного импульса, так что длина области с аксиальным магнитным полем для потока частиц или лазерного импульса в некоторых случаях может оказаться недостаточной. В качестве альтернативы могут быть рассмотрены мишени с микроканалом, в котором пригнута структура, нарушающая аксиальную симметрию и приводящая к выделенному направлению азимутальных разрядных токов. Отметим также, что в литературе исследуются различные аспекты схем ускорения частиц в самих микроканалах при облучении их мощными лазерными импульсами [12–17]. В частности, было показано, что для влияния на эффективность ускорения электронов необходимы аксиальные магнитные поля не менее десятков кТл [18].

Ранее, в работе [1] с помощью 2D3V моделирования было продемонстрировано как эффективное ускорение малой части электронов мишени вдоль канала, так и эффективный нагрев основной части электронов, создающих разрядный ток и магнитное поле. Тем самым была подтверждена высокая эффективность генерации аксиального магнитного поля, однако особенности рассмотрения не позволили получить распределение магнитного поля вдоль канала. В данной работе, в частности, показано с помощью 3D3V моделирования, что при использова-

нии лазерных пучков с параметрами установки XCELS и мишеней с внутренним диаметром несколько микрометров возможно получение аксиального магнитного поля в несколько десятков кТл и получено его распределение в канале. Таким образом, параметры установки XCELS позволяют создать сильно замагниченный плазменный микроканал с регулярным аксиальным магнитным полем, способным качественно влиять на физику лазерно-плазменного взаимодействия в канале, например на ускорение частиц. Плотность плазмы в канале может контролироваться размером либо величиной временной задержки между импульсом накачки, нагревающим полость и создающим магнитное поле, и последующим воздействием, например, импульсом, ускоряющим частицы.

При использовании однородной плазмы аксиальные магнитные поля могут также формироваться под действием структурированных лазерных импульсов большой интенсивности [2, 3]. Один из способов передачи момента импульса от волны к электронам предложен в работе [19] и состоит в совместном действии пондеромоторной силы и силы электромагнитных полей, вызывающих радиальные колебания электрона. В то же время в режиме высокой интенсивности задача о передаче момента как отдельным частицам, так и плазме в целом оказывается весьма нетривиальной. В работе [20] с использованием численных расчётов показано, что при воздействии пучка лазерного излучения с орбитальным моментом на разреженную плазму в последней могут возбуждаться плазменные волны с нулевым орбитальным моментом, а волн с угловым орбитальным моментом не наблюдается. Аналитическое рассмотрение, предложенное там же, не даёт удовлетворительного объяснения данному явлению. В работе [2] приведены результаты численных расчётов сильно нелинейного режима с релятивистскими эффектами самофокусировки, филаментации, пондеромоторного каналирования излучения, которые показывают, что в этом случае угловой орбитальный момент эффективно передаётся от волны к плазме. Таким образом, имеются результаты моделирования, подтверждающие, что пучки лазерного излучения с угловым орбитальным моментом могут так же, как и микрокапиллярные структурированные мишени, использоваться для создания сильных пологидальных магнитных полей в плазме, однако исследование этого процесса далеки от завершения.

## 2. Схема предлагаемого эксперимента

Предлагаемый эксперимент заключается в воздействии интенсивного лазерного импульса на плотную или разреженную мишень в режиме нарушенной аксиальной симметрии взаимодействия. Данное условие может быть реализовано как с помощью структурирования канала мишени, так и с помощью структурирования самого лазерного импульса. Эффективность взаимодействия может быть определена путём измерения возбуждённых пологидальных (аксиальных) магнитных полей.

Использование в качестве мишени структурированного капилляра подразумевает, при необходимости получения в полости магнитных полей с индукцией до нескольких десятков кТл, направление в полость с характерной шириной в несколько микрометров одного или нескольких жёстко сфокусированных лазерных импульсов установки. Для получения более широкой области,

заполненной замагниченной плазмой, необходимо использовать более широкие капилляры и соответственно смягчать фокусировку. Лазерный импульс (импульсы) может быть направлен в полость по оси капилляра либо под углом к ней в широком диапазоне, вплоть до 30–45°. Оптимальный угол для наибольшего поглощения определяется полной длиной капилляра.

При использовании в качестве мишени однородной разреженной плазмы для генерации магнитных полей возможно применение структурированных лазерных импульсов. Для обеспечения возможности эффективного влияния внутренней структуры импульса на плазму может потребоваться использование слабой фокусировки для ослабления эффектов пондеромоторного «расталкивания» и «сгребания» электронов на фронте импульса. В качестве предварительных шагов для успеха эксперимента в такой постановке могут потребоваться дополнительные исследования, связанные с формированием и диагностикой пучков, несущих угловой орбитальный момент. В случае хорошо контролируемого структурированного импульса при проведении эксперимента представляет интерес последовательное изменение интенсивности и остроты фокусировки такого импульса при воздействии на плазму, поскольку при недостаточно острой фокусировке и большой интенсивности лазерного излучения численное моделирование этого процесса с необходимой точностью может оказаться невозможным. Результаты таких исследований позволили бы получить фундаментальные знания о взаимодействии электромагнитной волны с заряженными частицами, в частности о сохранении аддитивных интегралов движения в данной релятивистской системе. Как показывают предварительные оценки, в таком взаимодействии можно ожидать передачу углового орбитального момента от волны к частицам, что может выражаться в генерации аксиального магнитного поля высокой интенсивности.

В целях диагностики либо в качестве следующего шага исследований созданное магнитное поле может быть использовано для коллимации быстрых заряженных частиц, созданных другим импульсом. Возможность генерации быстрых частиц обеспечивается предполагаемым наличием на выходе установки нескольких мощных импульсов. Кроме того, создание магнитного поля, направленного с потоком плазмы, который ожидается в микрокапиллярных мишенях в процессе их гидродинамического разлёта, открывает широкие возможности для генерации и исследования релятивистских астрофизически подобных джетов. Действительно, эволюция плазмы, истекающей вдоль магнитного поля из нагретого капилляра, происходит с ускорением и расширением, что подразумевает трансзвуковое поведение, свойственное релятивистским астрофизическим джетам. Диагностика такого истечения возможна различными методами, в том числе оптическими, в то время как область взаимодействия остаётся скрытой от диагностики стенками капилляра.

## 3. Моделирование

Взаимодействие лазерного импульса с плотной мишенью, имеющей полость в виде канала со структурой, нарушающей аксиальную симметрию, моделировалось с помощью открытого численного кода SMILEI [22] типа

«частица в ячейке» в трёхмерной геометрии. Импульс лазерного излучения длительностью 25 фс, с энергией 250 Дж и длиной волны 0.91 мкм был сфокусирован в центр мишени вдоль её оси в пятно диаметром 10 мкм по уровню  $1/e$  от амплитуды. В расчёте мишень представляла собой нейтральную холодную плазму, состоящую из электронов, тяжёлых ионов и протонов. Протоны соответствуют наличию естественного поверхностного микрослоя и составляли 10% от всех ионов. Тяжёлые ионы соответствовали ионам меди. Концентрация электронов была уменьшена по сравнению с реальной для уменьшения используемых вычислительных ресурсов и составляла 10 критических концентраций. В ячейке было по четыре частицы каждого сорта, разрешение составило 0.02 мкм. В отличие от оригинальной геометрии [1], внутренняя структура мишени была упрощена до двух «кlyков» (рис.1,а). Как выяснилось в ходе расчётов, такая структура существенно упрощает проникновение лазерного импульса в полость мишени, увеличивает эффективность взаимодействия, а кроме того, позволяет в реальном эксперименте использовать в качестве мишени две параллельные пластины, расположенные на расстоянии нескольких микрометров со сдвигом, т. е. так же, как расположены «кlyки» на рис.1,а. Результаты расчётов представлены на рис.1.

Моделирование взаимодействия структурированного импульса с однородной разреженной плазмой проводилось на уровне оценок. В случае высоких интенсивностей излучения взаимодействие лазерного импульса с однородной плазмой существенно нелинейно, причём основным действием импульса на его фронте является пондеромоторное расталкивание электронов. Для эффективного объёмного взаимодействия лазерного импульса с заряженными частицами плазмы с учётом его структуры можно использовать слабосфокусированный пучок, в котором параметр  $a_0 \lesssim 1$ . Случай высокоинтенсивных сфокусированных импульсов с внутренней структурой, для которых  $a_0 \gg 1$ , соответствует существенно нелинейному режиму взаимодействия [3] и нами не рассматривался.

Оценим по теории возмущений величину поглощённого момента импульса после прохождения лазерного импульса для случая взаимодействия структурированных импульсов с однородной разреженной плазмой при условии  $a_0 \lesssim 1$ . Разреженность плазмы позволяет пренебречь её собственными полями и рассматривать лишь взаимодействие электронов с волной. Для электрона с массой  $m$  и зарядом  $e$  в поле  $\mathbf{E}$  с частотой  $\omega$  уравнения движения имеют вид  $d\mathbf{p}/dt = a_0(\mathbf{E} + [\mathbf{v}\mathbf{H}])$ , где  $a_0 = eE/(mc\omega)$ . В начальный момент времени электрон покоится в точке  $\mathbf{r}_0$ . Его смещение и скорость представим в виде разложения по параметру  $a_0$  как  $\mathbf{r} = \mathbf{r}^{(0)} + \mathbf{r}^{(1)} + \mathbf{r}^{(2)} + \dots$ ,  $\mathbf{v} = \mathbf{v}^{(0)} + \mathbf{v}^{(1)} + \mathbf{v}^{(2)} + \dots$ . В первом порядке  $\mathbf{r}^{(1)} = a_0 \tilde{\mathbf{E}}$ ,  $\mathbf{p}^{(1)} = \tilde{\mathbf{E}}$ , где обозначено

$$\tilde{f}(t) \equiv \int_{-\infty}^t f(t') dt'.$$

Во втором порядке

$$\mathbf{p}^{(2)} = (\mathbf{r}^{(1)} \nabla_0) \mathbf{v}^{(1)} - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^t dt' \nabla_0 (\mathbf{v}^{(1)})^2,$$

$$\mathbf{r}^{(2)} = \int_{-\infty}^t dt' (\mathbf{r}^{(1)} \nabla_0) \mathbf{v}^{(1)} - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^t dt' \int_{-\infty}^{t'} dt'' \nabla_0 (\mathbf{v}^{(1)})^2,$$

где  $\nabla_0$  означает взятие частной производной по начальным координатам. После взаимодействия с волной частица приобретает импульс

$$\mathbf{p}^{(2)}(t \rightarrow \infty) = -\frac{1}{2} \nabla_0 \int_{-\infty}^{\infty} (\mathbf{v}^{(1)})^2 dt$$

и момент импульса в цилиндрической системе координат

$$L^{(2)}(t \rightarrow \infty) = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \varphi_0} \int_{-\infty}^{\infty} (\mathbf{v}^{(1)})^2 dt.$$

Поэтому для изотропной плазмы средняя проекция момента импульса электрона на направление распространения волны (ось  $z$ ) обращается в нуль. В третьем и всех нечётных порядках момент импульса частицы после взаимодействия с лазерным излучением обращается в нуль из-за усреднения по времени нечётной степени амплитуды электрического поля. Уравнения движения четвёртого порядка принимают вид

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left( \mathbf{p}^{(4)} - (\mathbf{r}^{(3)} \nabla_0) \mathbf{v}^{(1)} - r_\alpha^{(1)} r_\beta^{(2)} \frac{\partial^2 \mathbf{v}^{(1)}}{\partial r_{0\alpha} \partial r_{0\beta}} \right. \\ & - \frac{1}{6} r_\alpha^{(1)} r_\beta^{(1)} r_\gamma^{(1)} \frac{\partial^3 \mathbf{v}^{(1)}}{\partial r_{0\alpha} \partial r_{0\beta} \partial r_{0\gamma}} + v_\alpha^{(3)} \nabla_0 r_\alpha^{(1)} \\ & - (\mathbf{r}^{(2)} \nabla_0) v_\alpha^{(1)} \nabla_0 r_\alpha^{(1)} - \frac{1}{2} r_\alpha^{(1)} r_\beta^{(1)} \frac{\partial^2 v_\gamma^{(1)}}{\partial r_{0\alpha} \partial r_{0\beta}} \nabla_0 r_\gamma^{(1)} \\ & \left. + \frac{1}{2} (\mathbf{v}^{(1)})^2 v_\alpha^{(1)} \nabla_0 r_\alpha^{(1)} + (\mathbf{r}^{(2)} \nabla_0) ((\mathbf{r}^{(1)} \nabla_0) \mathbf{v}^{(1)}) \right) \\ & = \frac{1}{8} \nabla_0 (\mathbf{v}^{(1)})^4 - \frac{1}{2} \nabla_0 \left( r_\alpha^{(1)} r_\beta^{(1)} v_\gamma^{(1)} \frac{\partial^2 v_\gamma^{(1)}}{\partial r_{0\alpha} \partial r_{0\beta}} \right) \\ & - \frac{1}{2} \nabla_0 (\mathbf{v}^{(2)})^2 + \frac{\partial}{\partial t} ((\mathbf{r}^{(2)} \nabla_0) \mathbf{v}^{(2)}). \end{aligned}$$

Для среднего момента импульса частицы после взаимодействия с лазерным импульсом получим

$$\langle L_z^4(t \rightarrow \infty) \rangle_{\varphi_0} = \langle (\mathbf{r}^{(2)}(t \rightarrow \infty) \nabla_0) L_z^2(t \rightarrow \infty) \rangle_{\varphi_0}.$$

Полагая характерный поперечный размер волны равным  $w_0$ , в рамках парааксиального приближения для верхней оценки переданного электрону среднего момента импульса имеем

$$\langle L_z^4(t \rightarrow \infty) \rangle_{\varphi_0} \sim \frac{a_0^4}{w_0^2} \tau^2.$$

Для проверки полученного выражения было проведено упрощённое численное моделирование без учёта взаимодействия между частицами, для чего использовался открытый код SMILEI [22] типа «частица в ячейке». Лазерный импульс задавался с помощью граничного условия

$$H_x(z=0) = g(t) \operatorname{Re} \left\{ \frac{(u_{00}(r, \varphi, z=0) + u_{pl}(r, \varphi, z=0))}{\sqrt{2}} e^{ir} \right\},$$

$$H_y(z=0) = 0,$$

где  $u_{pl}$  – мода Лагерра–Гаусса с радиальными и азимутальными числами  $p$  и  $l$  соответственно [23]. Решение уравнений Максвелла с данным граничным условием представляет из себя суперпозицию линейно поляризованной моды Лагерра–Гаусса и гауссова пучка, а также малых поправок к этим решениям, выходящих за рамки параксиального приближения. В качестве параметров моделирования использовались  $a_0 = 1$ ,  $w_0 = 5\pi$ ,  $p = 0$ ,  $l = 1$ ,  $\tau = 24\pi$ , гигабаунс

$$g(t) = \cos^2\left(\frac{t - \tau/2}{\tau}\pi\right)$$

при  $0 \leq t \leq \tau$  и  $g(t) = 0$  в остальные моменты времени. Результаты численного моделирования и аналитическая зависимость, полученная по теории возмущений, несмотря на существенный разброс численных значений, качественно совпадают по порядку величины (см. рис.2), что позволяет использовать указанную выше оценку до значений  $a_0 \sim 1$ .

#### 4. Результаты моделирования

Рассмотрим сначала случай взаимодействия гауссова импульса с капилляром. На рис.1 представлены результаты 3D-моделирования взаимодействия мощного короткого лазерного импульса с параметрами, соответствующими установке XCELS, со структурированным микрокапилляром, сечение которого показано на рис.1,а. Импульс распространялся вдоль оси капилляра с левой

стороны вычислительной области. Аксиальная компонента магнитного поля показана в сечении по оси  $y$  (рис.1,б–г) в три последовательных момента времени – 0.1, 0.2 и 0.3 пс соответственно. Видно, что распространение импульса в капилляре подобно распространению в волноводе, с соответствующими условиями на стенках капилляра. В процессе распространения происходит существенный нагрев электронов на внутренней поверхности капилляра, что приводит к генерации мощных разрядных токов и возбуждению квазистационарного аксиального магнитного поля. При этом на начальном этапе формирования волны, распространяющейся в волноводе, происходит перестройка импульса вблизи  $x = 10$  мкм (см. рис.1,б и в). В дальнейшем слева от этой точки формируется область с противоположным направлением магнитного поля, однако её размер мал по сравнению с длиной всего капилляра.

После взаимодействия, в момент времени 0.3 пс, в капилляре создаётся устойчивая структура с вмороженным аксиальным магнитным полем 20–40 кТл (см. рис.1,г и д для сечений по осям  $y$  и  $z$  соответственно). В соответствии с балансом между давлением горячей плазмы, распространяющейся с поверхности к центру, и давлением магнитного поля в центре капилляра магнитное поле несколько сжимается. Концентрация электронов в момент времени 0.3 пс показана на рис.1,е,ж. Представленные распределения позволяют сделать общие выводы об эволюции плазмы в процессе взаимодействия. Как видно, происходит сильный нагрев, причём до точки форми-

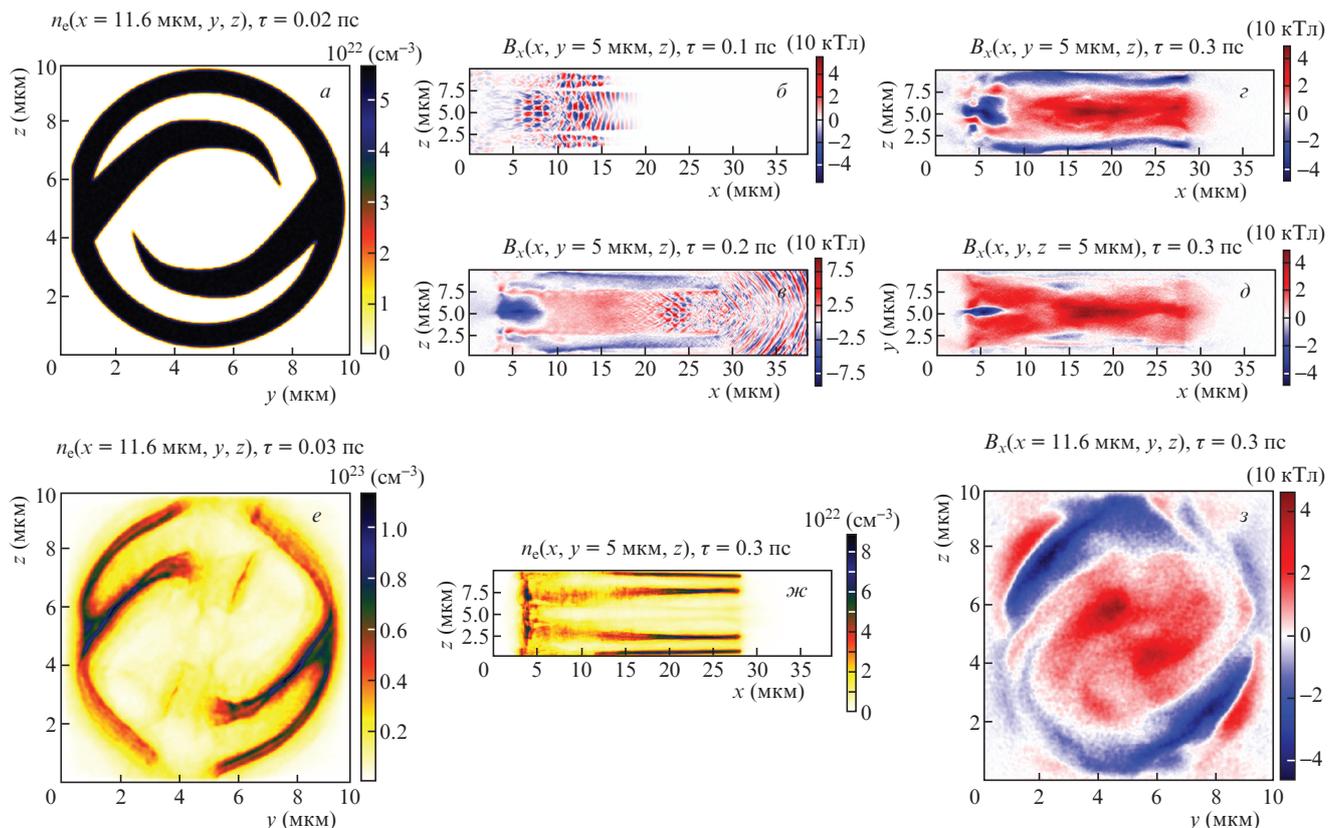


Рис.1. Результаты моделирования кодом частицы в ячейке воздействия лазерного импульса с параметрами, соответствующими установке XCELS, на полостную мишень со структурой, возбуждающей сильные аксиальные магнитные поля. Начальная концентрация электронов в поперечном сечении мишени (а); распространение лазерного импульса вдоль мишени: компонента поля  $B_x$  в сечении по оси  $y$  в последовательные моменты времени – 0.1 (б), 0.2 (в) и 0.3 пс (г) и в сечении по оси  $z$  в момент времени 0.3 пс (д); концентрация электронов в поперечном сечении мишени в момент времени 0.3 пс (е) и в сечении по оси  $y$  в тот же момент времени (ж); полоидальное магнитное поле в момент времени 0.3 пс в поперечном сечении мишени (з).

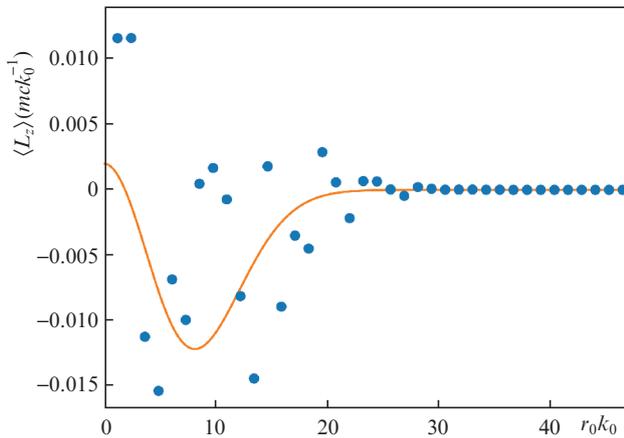


Рис.2. Аналитическая зависимость средней проекции момента импульса электронов на направление распространения лазерного импульса (ось  $z$ ) от начального расстояния частиц до оси  $z$  (оранжевая кривая). Синие точки – средние значения по углу для заданных начальных расстояний до оси  $z$  в соответствии с результатами численного моделирования.

рования волны волноводного типа нагрев особенно сильный (рис.1,ж). В результате нагрева, в первую очередь электронов, создаются мощные разрядные токи, а затем ионизованное вещество заполняет всю полость. Поскольку в расчёте использовалась плазма с плотностью, меньшей, чем твердотельная плотность, разрушение материала мишени, по-видимому, в реальности происходит медленнее, чем в расчёте, однако заполнение полости плазмой может происходить быстрее. На рис.1,з показано аксиальное магнитное поле в сечении капилляра. Хорошо видно, что поле в центральной области имеет положительное значение, а на периферии – отрицательное и частично замыкается таким образом. Это связано с геометрией разрядных токов, которые создают поля разной полярности с разных сторон от плоскости тока. Дальнейшая эволюция мишени определяется гидродинамикой разлёта, для характерных значений плотности и температуры разрушение мишени занимает порядка десятков пс. В процессе разрушения магнитное поле должно уменьшаться, однако большая температура позволяет ожидать, что это уменьшение обуславливается геометрическими факторами, а не диссипативными процессами. В течение своей эволюции на масштабе десятков-сотен пс данная система может представлять интерес и как источник магнитного поля, и как объект исследования фундаментальных процессов в релятивистской замагниченной плазме.

При взаимодействии структурированного лазерного импульса, несущего угловой орбитальный момент, с разреженной плазмой с учётом эффекта релятивистской прозрачности одним из интереснейших фундаментальных явлений является передача углового момента заряженным частицам. В литературе имеются примеры эффективной генерации магнитных полей с помощью структурированных лазерных импульсов с угловым орбитальным моментом [2, 3] с использованием низкоплотной плазмы и при интенсивностях  $a_0 \sim 1$ . Оценка, полученная выше, позволяет качественно определить, чего можно ожидать при использовании мягкой фокусировки пучка XCELS.

Увеличение объёма плазмы, поглощающей угловой орбитальный момент, т.е. несущей азимутальный ток, при заданном значении плотности тока должно приводить к увеличению магнитного поля внутри получающе-

гося «соленоида» [2]. Для параметров одного мультипетаваттного импульса установки XCELS параметр  $a_0 \sim 1$  соответствует фокусировке в пятно диаметром в несколько сотен мкм. Выполнить полное аккуратное 3D3V моделирование для таких размеров проблематично, поэтому ограничимся здесь оценкой, полученной ранее в случае малых  $a_0$  и качественно подтверждённой численными расчётами для  $a_0 \sim 1$ . При диаметре пятна фокусировки порядка нескольких сотен мкм масштаб среднего перемещения электрона углового момента

$$L_z \sim \frac{a_0^4}{w_0^2} \tau^2 \sim 10^{-2} - 10^{-3}.$$

В этой области при наличии азимутальных токов  $j$  формируется плазменный соленоид с магнитным полем

$$B \sim j w_0 \sim \frac{L_z w_0}{w_0} \sim \frac{a_0^4}{w_0^2} \tau^2,$$

т.е. 10–100 Тл. Энергия такого магнитного поля в области  $\sim w_0^3$  составит 0.01–1.0 Дж, что соответствует ожидаемой энергетической эффективности генерации магнитного поля порядка нескольких процентов [3]. Таким образом, оказывается возможным говорить о формировании плазменных областей размером в сотни микрометров с магнитным полем с индукцией в десятки и сотни Тл. Такие формирования, помимо фундаментального интереса, связанного с явлением перераспределения углового орбитального момента в системе волна – частица, могут быть использованы в самых разнообразных исследованиях и приложениях, например в схемах ускорения и коллимации частиц, исследованиях фундаментальных процессов в замагниченной плазме и астрофизически релевантных исследованиях.

## 5. Требования к эксперименту

В схемах взаимодействия лазерного излучения с микрокапиллярами одной из сложностей может стать приготовление мишеней. Для получения полей высокой интенсивности требуются мишени, выполненные с микронной точностью. Упрощающим обстоятельством является то, что материал мишени, по-видимому, не существенен для основных протекающих процессов, поэтому можно использовать, например, мишени из кремния. При использовании капилляров микронных размеров важным является точность фокусировки лазерного излучения. Диагностика процессов непосредственно в капилляре затруднена, кроме, возможно, случая капилляров с тонкой оболочкой. Вместе с тем процесс эволюции плазмы и магнитных полей вне капилляра доступен как для оптической (интерферометрия, полярометрия), так и для протонной диагностики.

В схемах ускорения частиц [12] может оказаться интересным предельный переход от трёхмерной геометрии с нарушенной аксиальной симметрией, подобной изображённой на рис.1,а, к квазидвумерной геометрии, соответствующей растяжению рис.1,а вдоль горизонтальной оси так, что область формирования замагниченной плазмы с аксиальным магнитным полем оказывается заключена в щели между двумя квазипараллельными близко расположенными пластинами. При этом для равномерного прогрева можно использовать либо фокусировку в вытяну-

тое пятно, либо несколько лазерных пучков, сфокусированных в соседние точки вдоль щели.

Для экспериментов со структурированными импульсами требуется разработка техники их уверенной генерации (например, с помощью преобразования обычных лазерных пучков [24]) – это наиболее сложная часть данного исследования. Диагностика может проводиться стандартными методами, однако переизлучение основного импульса, вероятно, не позволит использовать оптические методы в области взаимодействия.

При планировании исследований, использующих полученную плазму с аксиальным магнитным полем для изучения фундаментальных процессов и разработки приложений, следует обратить особое внимание на геометрию эксперимента, поскольку направление магнитного поля жёстко определяется положением капилляра или направлением распространения структурированного импульса. Например, при использовании магнитного поля в капилляре для коллимации TNSA-протонов необходимо расположить сам капилляр и мишень-источник частиц на одной оси, причём так, чтобы они могли эффективно облучаться достаточно жёстко сфокусированным излучением.

## 6. Заключение

Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой в условиях нарушенной аксиальной симметрии может приводить к генерации интенсивных аксиальных магнитных полей. Данный процесс интересен сам по себе, однако возможность использования подобной структуры также открывает широкие перспективы для многочисленных фундаментальных исследований и разработки приложений с замагниченной плазмой. В частности, такие исследования могут включать в себя генерацию и изучение эволюции релятивистских астрофизически подобных джетов, разработку перспективных схем ускорения и коллимации быстрых частиц и многое другое.

Работа поддержана Комплексной программой развития атомной науки, техники и технологий до 2024 г. (про-

ект ИПФ РАН № 075-03-2022-047) и грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС». Авторы выражают благодарность Межведомственному суперкомпьютерному центру РАН и высокопроизводительному вычислительному центру НИЯУ МИФИ за предоставленные ресурсы.

1. Korneev Ph., Tikhonchuk V., D'Humières E. *New J. Phys.*, **19**, 033023 (2017).
2. Nuter R., Korneev Ph., Thiele I., Tikhonchuk V. *Phys. Rev. E*, **98**, 033211 (2018).
3. Longman A., Fedosejevs R. *Phys. Rev. Research*, **3**, 043180 (2021).
4. Johzaki T. et al. *J. Phys. Conf. Ser.*, **688**, 12041 (2016).
5. Chen H. et al. *Phys. Plasmas*, **21**, 040703 (2014).
6. Ahmed H. et al. *Sci. Rep.*, **7**, 10891 (2017).
7. Weichman K., Santos J.J., Fujioka S., Toncian T., Arefiev A.V. *Sci. Rep.*, **10**, 1 (2020).
8. Korneev Ph., d'Humieres E., Tikhonchuk V. *Phys. Rev. E*, **91**, 043107 (2015).
9. Zosa M.-A.H., Gu Y.J., Murakami M. *Appl. Phys. Lett.*, **120**, 132403 (2022).
10. Ehret M. et al. *Phys. Rev. E*, **106**, 045211 (2022).
11. Law K. F.F., Abe Y., Morace A., et al. *Phys. Rev. E*, **102**, 033202 (2020).
12. Wang T., Blackman D., Chin K., Arefiev A. *Phys. Rev. E*, **104**, 045206 (2021).
13. Wen M., Salamin Y.I., Keitel C.H. *Opt. Express*, **27** (2), 557 (2019).
14. Jeet R., Ghotra H.S., Kumar A., Kant N. *Eur. Phys. J. D*, **75**, 1 (2021).
15. Arefiev A.V., Khudik V.N., Schollmeier M. *Phys. Plasmas*, **21**, 033104 (2014).
16. Khudik V., Arefiev A., Zhang X., Shvets G. *Phys. Plasmas*, **23** (10), 103108 (2016).
17. Zhou C.T. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 201502 (2010).
18. Arefiev A.V., Robinson A.P.L.L., Khudik V.N. *J. Plasma Phys.*, **81**, 475810404 (2015).
19. Nuter R., Korneev Ph., Dmitriev E., Thiele I., Tikhonchuk V.T. *Phys. Rev. E*, **101**, 1 (2020).
20. Nuter R., Korneev Ph., Tikhonchuk V.T. *Phys. Plasmas*, **29**, 062101 (2022).
21. Дмитриев Е., Корнеев Ф. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, **49** (2), 48 (2022).
22. Derouillat J., Beck A., Pérez F., et al. *Comput. Phys. Commun.*, **222**, 351 (2018).
23. Allen L. et al. *Phys. Rev. A*, **45**, 8185 (1992).
24. Longman A., Fedosejevs R. *Opt. Express*, **25**, 17382 (2017).