

# Безнейтронная ядерная реакция при инерциальном удержании замагниченной плазмы лазерно-ускоренных протонов и ядер бора

С. Ю. Гуськов<sup>+\*1)</sup>, Ф. А. Корнеев<sup>+\*</sup>

<sup>+</sup>Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

<sup>\*</sup>Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 апреля 2016 г.

После переработки 24 мая 2016 г.

Предлагается использовать явление образования замагниченной плазмы лазерно-ускоренных ионов и электронов при облучении искривленной поверхности внутренней полости мишени петаваттным лазерным импульсом для инициирования безнейтронной ядерной реакции протонов с ядрами бора. Обсуждается возможность дополнительного увеличения интенсивности реакции за счет сжатия плазмы при облучении внешней поверхности мишени вторым, тераваттным лазерным импульсом, синхронизованным по времени действия с плазмообразующим импульсом. Определены параметры лазерных импульсов и мишени, обеспечивающих зажигание рВ-плазмы – выделение в реакциях энергии, равной энергии плазмы.

DOI: 10.7868/S0370274X16130014

1. В настоящее время большое внимание уделяется обсуждению перспектив безнейтронной ядерной энергетики на основе реакции протона с бором, которая приводит к образованию трех  $\alpha$ -частиц с суммарной энергией около  $\varepsilon_r \approx 8.6$  МэВ. По сравнению с другими безнейтронными реакциями эта реакция имеет наиболее высокое сечение в области главного резонанса,  $\sigma_{\max} \approx 1$  бн (при энергии относительного движения ядер  $E_{\text{тел}} \approx 675$  кэВ), которое, тем не менее, значительно ниже максимального сечения реакции дейтерия с тритием (6 бн при  $E_{\text{тел}} \approx 60$  кэВ). Экспериментальные исследования инициирования рВ-реакции в плазме проводятся с использованием лазерных методов образования высокотемпературной плазмы и протонного пучка [1–3]. Максимальный зарегистрированный выход  $\alpha$ -частиц рВ-реакции составил около  $10^9$  [3]. По причине относительно низкого сечения инициирование энергетически выгодной рВ-реакции сопряжено со значительными начальными затратами энергии, существенно более высокими по сравнению с реакцией синтеза между изотопами водорода. Тем не менее, в качестве путей решения этой задачи предложены несколько подходов. Среди них: использование внешнего магнитного поля для квазистационарного взаимодействия ионов сталкивающихся пучков протонов и ядер бора [4]; инициирование реакции в вырожденной плазме со сверхвысокой плотностью около  $10^5$  г/см<sup>3</sup> [5]; воздействие

пучка лазерно-ускоренных протонов на предварительно сжатую боросодержащую мишень [6]; столкновение пондеромоторно-ускоренных тонких слоев вещества [7]. Все эти предложения направлены на то, чтобы снизить эффект кулоновского торможения протонов или ядер бора, ускоренных тем или иным способом до мегавольтовых энергий.

В данной работе предлагается еще один подход, в основе которого лежит инерциальное удержание замагниченной плазмы лазерно-ускоренных заряженных частиц. Отличительными особенностями подхода являются: (1) создание замагниченной рВ-плазмы во внутренней полости мишени в виде сферической или цилиндрической оболочки за счет воздействия на ее внутреннюю поверхность пикосекундного петаваттного лазерного импульса и (2) сжатие и удержание такой плазмы в результате воздействия на внешнюю поверхность мишени наносекундного тераваттного лазерного импульса. Для согласования процессов образования и сжатия плазмы воздействие плазмообразующего импульса должно происходить на финальной стадии ускорения мишени под действием сжимающего импульса. В качестве мишеней предлагается использовать мишени, конструкции которых аналогичны конструкциям сферической [8, 9] или цилиндрической [10] мишеней, предназначенных для быстрого зажигания [11, 12] предварительно сжатой плазмы при инерциальном способе удержания (см. рис. 1). Сферическая мишень сжимается вдоль конического направляющего канала, а цилиндрическая,

<sup>1)</sup>e-mail: guskov@sci.lebedev.ru

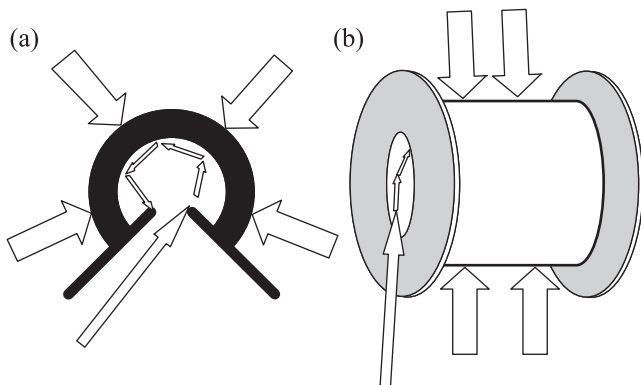


Рис. 1. Сферическая (а) и цилиндрическая (б) оболочечные мишени для сжатия и инерциального удержания замагниченной плазмы, образующейся при скольжении падения релятивистского лазерного импульса на поверхность внутренней полости мишени

имеющая форму катушки, – вдоль торцевых стенок. Отверстия в вершине конического канала и торцевых стенках служат для ввода излучения плазмообразующего лазерного импульса.

Явление образования замагниченной плазмы лазерно-ускоренных ионов и электронов было теоретически обосновано в работе [13] на основании PIC-моделирования взаимодействия релятивистского лазерного импульса с интенсивностью  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> с внутренней поверхностью квазицилиндрической мишени. При касательном падении излучения на искривленную поверхность мишени генерируются приповерхностные токи быстрых электронов. Они приводят к генерации потока быстрых ионов и разрядных токов тепловых электронов. В области между двумя токами генерируется сильное магнитное поле, которое выносится вместе с плазмой лазерно-ускоренных и тепловых частиц в полость мишени, т.е. происходит абляция замагниченной плазмы внутрь мишени. В численных расчетах [13] было показано образование плазмы с мегавольтными энергиями частиц, плотность электронов которой превышала критическую плотность плазмы ( $10^{21}$  см<sup>-3</sup>). Время существования магнитного поля с напряженностью несколько сот мегагаусс значительно превышало длительность импульса. Кинетическая энергия оболочки к моменту завершения образования плазмы должна быть достаточной, чтобы сжать плазму до плотности, необходимой для зажигания – выделения в рВ-реакциях энергии, равной энергии плазмы. Это требование определяет соотношения между параметрами плазмообразующего и сжимающего импульсов.

В рВ-плазме могут протекать ядерные реакции, связанные с образованием  $\alpha$ -частиц в исходной  $p + {}^{11}\text{B}$ -реакции, такие как  $\alpha + {}^{11}\text{B} \rightarrow n + {}^{14}\text{N}$  и  $\alpha + {}^{11}\text{B} \rightarrow p + {}^{14}\text{C}$ . Наличие первой, вообще говоря, не дает возможности считать полный цикл ядерных превращений в рВ-плазме безнейтронным, хотя за счет малого сечения “нейтронной” реакции по сравнению с  $p + {}^{11}\text{B}$ -реакцией ее вклад не превышает нескольких процентов. Вторая реакция интересна тем, что она является источником протонов и может привести к цепному характеру развития горения. Однако из-за малого сечения это возможно, согласно [14], только при удержании 500-киловольтной рВ-плазмы в течение длительного времени, превышающего несколько микросекунд, – значительно больше, чем время инерциального удержания, рассматриваемого в данной работе.

Во втором разделе работы представлены результаты PIC моделирования образования замагниченной рВ-плазмы при воздействии релятивистского лазерного импульса. В третьем разделе обсуждаются требования к параметрам сферической мишени, во внутренней полости которой происходит образование замагниченной рВ-плазмы, и параметрам плазмообразующего и сжимающего мишень лазерных импульсов, необходимых для зажигания рВ-реакции.

**2.** Для численного моделирования образования рВ-плазмы применялась расчетная схема работы [13]. В качестве материала была взята смесь трех частей водорода и одной части бора. Форма мишени задавалась уравнением  $r(\theta) = r_0(1 + \theta\delta r/2\pi r_0)$ ,  $\theta \in (0, 2\pi)$ . Значение угла  $\theta = 0$  соответствует направлению вверх оси  $y$  на рис. 2, а параметры  $\delta r$  и  $r_0$  выбирались равными, соответственно, 50 и 98 мкм. Выбор двумерной геометрии, а также ограничения размера счетной области и длительности расчета (9.5 пс) связаны с имевшимися возможностями объема численных вычислений. Спиральная форма мишени использована для моделирования средствами двумерного расчета прохождения лазерного импульса в полость мишени за счет касательного падения пучка и его многократного отражения на стенках мишени, что является наиболее важной особенностью задачи. В трехмерной геометрии следует иметь в виду симметричную форму мишени ( $\delta r = 0$ ). Траектория лазерного пучка в трехмерной геометрии показана на рис. 1. Интенсивность и длительность лазерного импульса составляли соответственно  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> и 1.7 пс, длина волны излучения – 1.06 мкм, радиус пучка – 20 мкм. Электронная плотность  $n_e = 4.5 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup> соответствовала 45-ти критическим плотностям. Шаг по

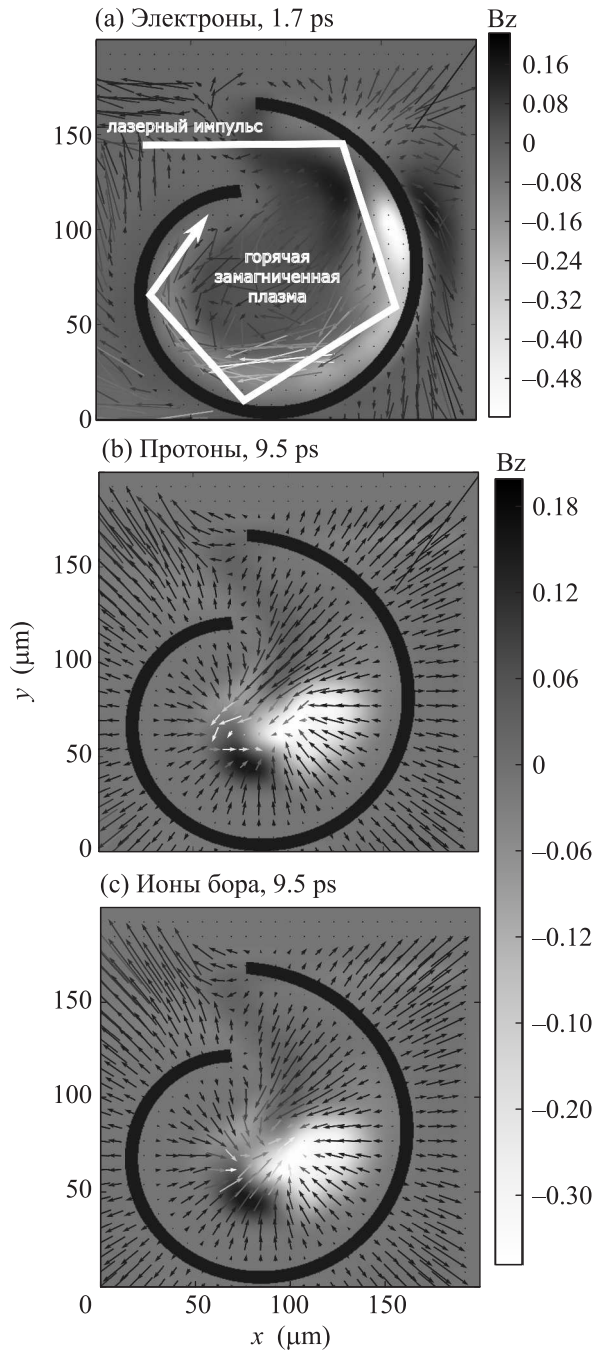


Рис. 2. Пространственное распределение магнитного поля и потоков электронов в момент времени 1.7 пс (а), протонов в момент времени 9.5 пс (б) и ядер бора в момент времени 9.5 пс (с). Импульсы частиц показаны стрелками в масштабах, соответственно,  $m_e c$ ,  $0.1 m_p c$  и  $0.1 m_B c$ ; напряженности магнитного поля  $B_z$  в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка, показаны как фон рисунка в соответствии с цветовой шкалой в те же моменты времени

пространству составлял примерно 20 нм, шаг по времени – 0.07 фс.

На рис. 2 показаны пространственные распределения потоков электронов в момент окончания лазерного импульса  $t = 1.7$  пс (рис. 2а), а также протонов (рис. 2б) и ядер бора (рис. 2с) при  $t = 9.5$  пс и напряженности магнитного поля. Для наглядности обозначены начальная форма мишени, качественно показана траектория лазерного импульса и область, занятая плазмой. Характерная плотность плазмы в области взаимодействия лазерного пучка с плазмой вблизи границы полости составляет  $4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Более подробное описание пространственных распределений параметров плазмы и магнитного поля, а также их временной эволюции можно найти в работе [13]. На рис. 3 представлены энергетические распре-

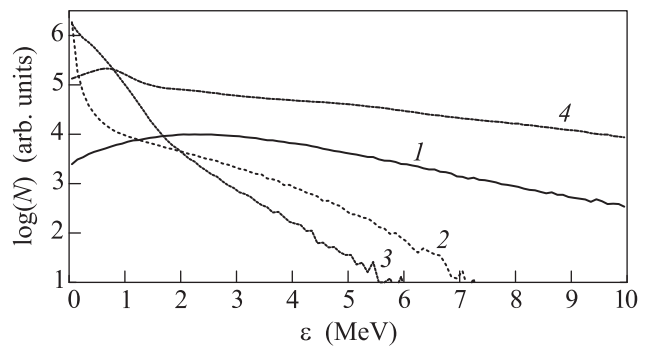


Рис. 3. Энергетический спектр электронов в моменты времени 1.7 пс (кривая 1) и 9.5 пс (кривая 2), протонов в момент времени 9.5 пс (кривая 3) и ядер бора в момент времени 9.5 пс (кривая 4) во внутренней области мишени, ограниченной расстоянием до центра мишени 50 мкм

деления электронов при  $t = 1.7$  пс и  $t = 9.5$  пс, а также протонов и ядер бора при  $t = 9.5$  пс во внутренней области мишени. Энергия протонов и ядер бора в центральной части мишени составляет несколько МэВ, напряженность поля, которое при столь высокой энергии частиц оказывается “вмороженным” в плазму, – около 100 МГс. В таком поле ларморовский радиус ядер бора составляет около 10 мкм, протонов – 3 мкм, а  $\alpha$ -частиц рВ-реакции с характерной энергией 3 МэВ – около 50 мкм.

**3.** Имея в виду возможность образования во внутренней полости мишени замагниченной плазмы с мегавольтными энергиями легких ядер, проведем оценки условий зажигания рВ-реакции в следующей постановке задачи. Плазмообразующий лазерный импульс с интенсивностью, энергией и длительностью, равными, соответственно,  $I_1$ ,  $E_1$  и  $\tau_1$ , воздействует через транспортирующий канал на внутреннюю поверхность сферической рВ-оболочки на финальной стадии ее ускорения под действием лазерно-

го импульса со значениями аналогичных параметров  $I_2$ ,  $E_2$ ,  $\tau_2$  ( $\tau_2 \gg \tau_1$ ). В момент начала воздействия плазмообразующего импульса скорость полета оболочки к центру  $u$  и радиус ее внутренней поверхности  $R_0$  отвечают условию значительно превышения времени схождения оболочки к центру  $t_h = R_0/u$  над длительностью плазмообразующего импульса –  $t_h \gg \tau_1$ . Частоты столкновений с участием быстрых лазерно-ускоренных частиц весьма низкие, тем не менее, как будет показано ниже, электрон-ионная и, тем более, ион-ионная релаксации по энергии успевают произойти за время сжатия плазмы. Тогда считая, что средняя энергия частиц плазмы, образованной при взаимодействии потоков лазерно-ускоренных и тепловых частиц, составляет  $\varepsilon \approx 500$  кэВ (соответствует кинетической энергии ядер в системе центра инерции 675 кэВ), при равенстве числа протонов и ядер бора и выполнении условия квазинейтральности плазмы отношение энергии, выделяющейся в ядерных реакциях, к энергии плазмы составляет  $G \approx \varepsilon_r n_c \sigma_{\max} v t_r / 8\varepsilon \approx 2.1 \cdot 10^{-15} n_c t_r$ , где  $v = (2\varepsilon/m_p)^{1/2}$  – относительная скорость ядер, равная приблизительно скорости протонов;  $m_p$  – масса протона,  $n_c$  и  $t_r$  – плотность ядер плазмы и время ее удержания, которые здесь и далее измеряются в  $\text{см}^{-3}$  и с). Отсюда условие зажигания рВ-реакции есть

$$n_c t_r > 4.5 \cdot 10^{14} \text{ с/см}^3. \quad (1)$$

Степень сжатия плазмы можно оценить в адиабатическом приближении из условия перехода кинетической энергии оболочки во внутреннюю энергию тормозящей ее плазмы

$$\frac{n_c}{n_0} \equiv \left(\frac{R_0}{R_c}\right)^3 \approx \left(\frac{\eta_2 E_2}{\eta_1 E_1}\right)^{1/(\gamma-1)}, \quad (2)$$

здесь:  $n_0$  – плотность ядер плазмы, образованной под действием плазмообразующего импульса:

$$n_0 = \frac{3\eta_1 E_1}{32\pi R_0^3 \varepsilon} \approx 3.7 \cdot 10^{11} \frac{\eta_1 E_1}{R_0^3}, \quad (3)$$

$n_c$  и  $R_c$  – плотность сжатой плазмы и соответствующий ей радиус оболочки,  $\eta_1$  – доля энергии плазмообразующего лазерного импульса, затраченная на образование плазмы;  $\eta_2$  – гидродинамическая эффективность передачи энергии [14], которая есть отношение кинетической энергии оболочки к энергии сжимающего лазерного импульса;  $E_1$  и  $R_0$  здесь и далее измеряются в Дж и см. С использованием (2) время удержания плазмы оболочкой с массой  $M_c$  есть

$$t_r \approx \frac{R_c}{\left[\frac{(\gamma-1)\eta_1 E_1}{M_c}\right]^{1/2}} \approx 1.73 \frac{R_0}{u} \quad \text{при } \gamma = 5/3. \quad (4)$$

Подставляя (2)–(4) в (1), получаем

$$\frac{\eta_1 E_1}{R_0^2 u} \left(\frac{\eta_2 E_2}{\eta_1 E_1}\right)^{3/2} > 7 \cdot 10^2, \quad (5)$$

где  $u$  здесь и далее измеряется в см/с.

Для дальнейшего анализа введем ряд дополнительных ограничений. Для упрощения фокусировки плазмообразующего пучка с радиусом  $R_1$  на внутреннюю поверхность оболочки положим отношение  $R_0/R_1$  достаточно большим и равным 5. Далее из соображений устойчивости сжатия выберем умеренное значение отношения  $R_0/R_c$ , равное 5, которое отвечает степени сжатия  $n_c/n_0 = 125$ . В таком случае, согласно (2),  $\eta_2 E_2/\eta_1 E_1 = 25$ . С учетом принятых соотношений для начального радиуса полости, согласно (5) получаем  $R_0 \approx 1.8 \cdot 10^3 u^2/\eta_1 I_1$ . Полагая для оценки  $\eta_1 = 1$  и выбирая характерное для мишени инерциального термоядерного синтеза (ИТС) значение скорости  $u = 300$  км/с, при интенсивности  $I_1 = 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, получаем для радиуса полости и времени сжатия значения  $R_0 \approx 180$  мкм и  $t_h \approx 600$  пс, а для остальных параметров плазмообразующего импульса –  $R_1 = 36$  мкм,  $\tau_1 \approx 15$  пс,  $E_1 = 50$  кДж. Согласно (3) и (2), начальная плотность ядер рВ-плазмы при этом составляет  $n_0 \approx 3.4 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, конечная –  $n_c \approx 4.2 \cdot 10^{23}$  см<sup>-3</sup> (в 3 раза больше плотности твердого бора), а масса плазмы –  $m \approx 1.6$  мкг. Расчет показывает, что время ион-ионной релаксации по энергии (около 2 пс) значительно меньше, а электрон-ионной (около 1 нс) близко к времени сжатия плазмы. Потери на циклотронное излучение за время порядка 1 нс в поле 100 МГц не превышают несколько процентов. Изложенный выше анализ выполнен в приближении полной замагниченности электронной теплопроводности в оболочку, сжимающую плазму. Поэтому величина поля не вошла в выражение для критерия зажигания. Более точный расчет, конечно, должен включать зависимость от поля, обусловленную зависимостью от величины поля потерь энергии за счет электронной теплопроводности.

Параметры лазерного импульса, которые требуются для сжатия сферической мишени ИТС, выбираются таким образом, чтобы в процессе ускорения испарялось примерно 80 % массы оболочки. В этом случае гидродинамическая эффективность близка к своему максимально возможному значению около 30 %. Тогда, используя для оценки  $\eta_2 = 0.3$ , с учетом выбранного выше значения  $\eta_2 E_2/E_1 = 25$  и при энергии  $E_1 = 50$  кДж, энергия сжимающего импульса должна быть  $E_2 = 4.1$  МДж. При лазерной абляции ко-

нечная масса и скорость сферической оболочки составляют, соответственно (см., например, [15]):

$$u_c \approx 2u_{av} = 2 \left( \frac{2}{3} \right)^{1/3} \alpha^{1/2} V_s, \quad (6)$$

$$M_c = M_0 \left( 1 - \frac{2}{3} \alpha^{1/2} \right), \quad (7)$$

где  $u_{av}$  – средняя скорость полета оболочки,  $V_s = [I_2/3\rho_{cr}]^{1/3}$  – скорость звука в полностью ионизованной плазме испаряемой части мишени,  $\alpha = \rho_{cr} R_s / \rho_s \Delta_s$  – безразмерный параметр ускорения, а  $R_s$ ,  $\Delta_s$  и  $\rho_s$  – соответственно начальный радиус, толщина и плотность вещества оболочки;  $\rho_{cr} \approx 3.6 \cdot 10^{-3} \lambda_{\mu m}^{-2}$  – критическая плотность плазмы,  $\lambda_{\mu m}$  – длина волны излучения, измеряемая в мкм.

Оценки для импульса излучения третьей гармоники Nd-лазера, для которого критическая плотность составляет  $0.032 \text{ г/см}^3$ , и мишени с  $\rho_0 \approx 2.34 \text{ г/см}^3$  при  $M_c/M_0 = 0.2$  и  $u_c = 3 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ , согласно (6) и (7), дают:  $\alpha \approx 1$ ,  $R_s/\Delta_s \approx 70$  и  $I_2 \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ . Последняя величина для согласованного лазерного импульса, длительность которого равна времени схождения оболочки к центру  $\tau_2 = 2R_s/u_c$ , отвечает радиусу мишени  $R_s = 0.46 \text{ см}$ . При аспектном отношении  $R_s/\Delta_s \approx 70$  это отвечает толщине оболочки  $65 \text{ мкм}$ , конечной массе оболочки  $M_c \approx 8 \text{ мг}$  и длительности импульса  $\tau_2 = 30 \text{ нс}$ . Суммируя приведенные выше оценки, параметры сжимающего импульса излучения третьей гармоники Nd-лазера составляют  $I_2 \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ ,  $E_2 = 4.1 \text{ МДж}$ ,  $\tau_2 = 30 \text{ нс}$ . Тот факт, что суммарная энергия  $E_2 + E_1 = 4.15 \text{ МДж}$  более чем в 5 раз превышает энергию лазерного импульса, необходимую для сжатия и зажигания традиционной мишени ИТС с ДТ-горючим (см., например, [16]) связан, главным образом, со значительно большей энергией оболочки, которая требуется для сжатия рВ-плазмы, предварительно нагретой релятивистским импульсом.

Отношение конечной массы оболочки и массы сжимаемой ею плазмы  $M_c/m$  составляет около  $5 \cdot 10^3$ . В принципе, полный коэффициент усиления  $G_t$ , равный отношению энергии, выделяющейся в рВ-реакциях, к полной затраченной энергии  $E_1 + E_2 \approx E_2$  при условии распространения горения на сжатое вещество оболочки, может превысить значение  $G_t \approx M_c E_1 / m E_2 \approx 60$ , что достаточно для замкнутого положительного цикла с учетом КПД лазера. Однако, инициирование волны горения с учетом особенностей рассматриваемой задачи представляет предмет отдельного исследования. Изложенное обоснование принципиальной возможности зажигания замагниченной рВ-плазмы, образованной во внутренней

полости сжимаемой мишени ИТС, предполагает свое развитие в направлении исследования зависимостей параметров рВ-плазмы, напряженности спонтанного магнитного поля и времени сохранения состояния замагниченности плазмы от параметров плазмообразующего импульса.

Авторы признательны В.Т.Тихончуку и С.Фуджиоке за обсуждение ряда вопросов, относящихся к взаимодействию релятивистского лазерного импульса с плазмой. Численные расчеты были выполнены с использованием вычислительных ресурсов НИЯУ МИФИ и CINES по проекту 2015-056129 и 2016-056129 GENCI. Работа поддержана грантом РФФИ 16-52-50019 ЯФ.

1. V. S. Belyaev, A. P. Matafonov, V. I. Vinogradov, V. Krainov, P. Lisitsa, V. S. Roussetski, A. S. Ignatyev, G. N. Andrianov, *Phys. Rev. E* **72**, 026406 (2005).
2. C. Labaune, S. Depierreux, C. Goyon, G. Loisel, V. Yahia, and J. Rafelski, *Nat. Commun.* **4**, 2506 (2013).
3. A. Picciotto, D. Margarone, A. Velyhan et al. (Collaboration), *Phys. Rev.* **4**, 031030 (2014).
4. N. Rostoker, M. Binderbauer, and H. Monkhorst, *Science* **278**, 1419 (1997).
5. S. Son and N. J. Fisch, *Phys. Lett. A* **329**, 76 (2004).
6. S. Eliezer and J. M. Martinez-Val, *Laser Particle Beams* **16**, 581 (1998).
7. H. Hora, G. H. Miley, M. Ghoranneviss, B. Malekynia, and N. Azizi, *Opt. Commun.* **283**, 4124 (2009).
8. Л. П. Феоктистов, *Горизонты ЛТС*, в сб. *Будущее науки* **18**, 168 (1985).
9. P. A. Norreys, R. Allott., R. J. Clarke, J. Collier, D. Neely, and S. J. Rose, *Phys. Plasmas*. **7**, 3721 (2000).
10. S. Yu. Gus'kov, *Laser and Particle Beams*. **23**, 255 (2005).
11. N. G. Basov, S. Yu. Gus'kov, and L. P. Feoktistov, *J. Soviet Laser Res.* **13**, 396 (1992).
12. M. Tabak, J. M. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Krueer, S. C. Wilks, J. Woodworth, M. E. Campbell, M. D. Perry, and R. J. Mason, *Phys. Plasmas*. **1**, 1626 (1994).
13. Ph. Korneev, E. d'Humières, and V. Tikhonchuk, *Phys. Rev. E* **91**, 043107 (2015).
14. В. С. Беляев, В. П. Крайнов, Б. В. Загреев, А. П. Матафонов, *Ядерная физика* **78**, 580 (2015).
15. Yu. V. Afanasiev and S. Yu. Gus'kov, *Energy Transfer to the Plasma in Laser Targets*, in *Nuclear Fusion by Inertial Confinement*, ed. by G. Velarde, Y. Ronen, and J. M. Martinez-Val, CRC Press, Boca Ration, Florida, USA (1993), p. 99.
16. V. B. Rozanov, C. P. Verdon, M. Decroisette, S. Yu. Gus'kov, J. D. Lindl, K. Nishihara, and H. Takabe, *Energy from Inertial Fusion*. IAEA: Vienna (1995), p. 21.