

Ю. П. Захаров¹, К. В. Вшивков^{1,2}, Х. Накашима (H. Nakashima)³,
Э. Л. Бояринцев¹, А. В. Мелехов¹, В. Г. Посух¹

¹ Институт лазерной физики СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 13/3, Новосибирск, 630090, Россия

² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

³ Kyushu University
6-1 Kasuga-Koen, 816-8580, Japan

E-mail: zakharov@plasma.nsk.ru

ЛАБОРАТОРНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ И ИМПУЛЬСА ПЛАЗМЫ В СХЕМАХ КОСМИЧЕСКИХ ДВИГАТЕЛЕЙ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ*

Рассматриваются электродинамика и эффективность процессов передачи энергии и импульса от расширяющегося диамагнитного облака лазерной или термоядерной плазмы системе катушек, создающей сильное, осесимметричное квазидипольное магнитное поле. Приводятся результаты экспериментов с лазерной плазмой и трехмерных расчетов методом частиц по гибридной модели, в которых впервые была доказана реальная возможность реализации эффективности преобразования энергии и импульса на уровне до 3÷5 и свыше 50 % соответственно в условиях разрабатываемой схемы межпланетного корабля VISTA на основе микровзрывов термоядерной плазмы.

Ключевые слова: плазма, магнитное поле, импульсное преобразование энергии и импульса.

Введение

В связи с началом реализации программ создания и запуска лазерных установок мегаджоульного уровня типа NIF (США), LMJ (Франция), KONGOH (Япония) и «Искра-6» (Россия) для осуществления реакции лазерного термоядерного синтеза (ЛТС), в последние годы вновь возник интерес к методам прямого преобразования как энергии термоядерной плазмы, так и ее импульса – в различных системах, в том числе с неоднородным магнитным полем [1]. В основе последнего метода лежит идея ракетных двигателей типа VISTA [2] на основе ЛТС, сформулированная в общем виде еще в самом начале 1960-х гг. (независимо А. Д. Сахаровым и Дж. Накколсом при рассмотре-

нии ими возможности зажигания и применения ЛТС), а также теоретически хорошо известный эффект выталкивания стружка диамагнитной плазмы из области неоднородного магнитного поля.

По сравнению с первоначальными вариантами почти непосредственного воздействия продуктов ЛТС-микровзрывов на ускоряемый ими аппарат, применение сильного магнитного поля (в случае ЛТС-реакций типа D-³He, с большим выходом энергии именно в заряженных частицах – плазме) позволяет не только обеспечить защиту от плазмы, но и существенно увеличить тягу за счет формирования «магнитного сопла» [1–3]. В частности, согласно расчетам [4], может быть достигнута эффективность $\eta_p = P_p / P_0 > 50\%$ прямого преобразования

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-08-50068).

величины начальной суммы импульсов $P_0 = \Sigma |mV_i|$ ионов облака плазмы в их направленный – $P_p = \Sigma mV_{ix}$, передаваемый витку с током (и аппарату) через возмущения b_c начального магнитного поля B_d (рис. 1).

Однако проблема заключается в том, что, по мнению авторов проекта VISTA [2], реальная эффективность взаимодействия плазмы с полем представляет собой наиболее неизвестный фактор всей этой достаточно хорошо просчитанной схемы преобразования энергии и импульса сгустков плазмы. В условиях конечного ларморовского радиуса ионов и развития различных неустойчивостей плазма может хуже, чем в МГД-расчетах, вытеснить поле внутри себя и генерировать его возмущения b_c снаружи, у витка-катушки, вследствие чего КПД взаимодействия на нее возмущений b_c упадет.

Электродинамика процессов преобразования энергии и импульса плазмы в поле

Главной задачей модельных экспериментов и расчетов данной работы являлось исследование роли таких паразитных эффектов уменьшения КПД и нахождение вариантов оптимизации схемы типа VISTA для минимизации их влияния. На рис. 1 представлена принципиальная схема космического ЛТС-двигателя типа VISTA, формирование тяги в котором происходит за счет взрывной инжекции сферического облака плазмы с энергией E_0 (и скоростью фронта V_0) на расстоянии X_0 от плоскости сверхпроводящего витка радиусом R_t с током J_t , магнитным моментом μ и индуктивностью L_t . Высокий реальный КПД $\eta_p \geq 50\%$ такой схемы был впервые установлен в ходе модельных опытов [3] с облаками лазерной плазмы (ЛП) на стенде КИ-1 (Космические исследования-1) ИЛФ СО РАН как по изменению импульса плазмы (P_p), так и по прямому определению импульса $P_d \sim P_p$, переданного диполью и измеренного новым электродинамическим методом [3].

Суть данного и других аналогичных методов исследования процессов преобразования P_0 и E_0 плазмы изложены в [3; 5–8] и, во многом основаны на известных моделях [9; 10] представления возмущений b_c магнитного

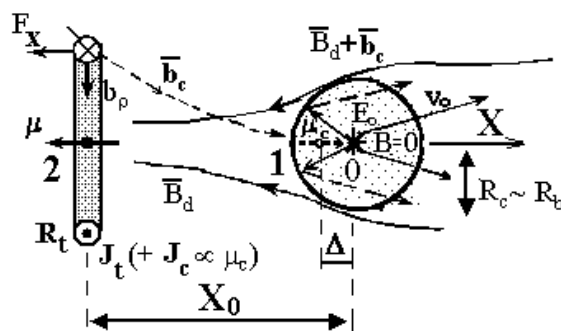


Рис. 1. Принципиальная схема формирования импульса плазмы (1) вдоль оси X и его передачи витку-катушке (2) магнитного поля B_d через диамагнитные возмущения b_c поля плазмой

поля диполя μ вблизи сверхпроводящего шара (радиусом R_c) полем его диполь-изображения $\mu_c = \gamma^2 \mu$ внутри шара, при $\gamma = R_c / X_0$. В простейшем случае этой модели (плазменный шар на оси X гипотетического точечного основного диполя μ , см. рис. 1) такой диполь-изображение μ_c смещен на $\Delta = \gamma^2 R_c = \gamma^2 X_0$ от центра шара в точке $X = 0$.

Такая модель *диполь – диполь* позволяет использовать применяемое «дипольное приближение» даже в рассматриваемых случаях конечного размера шара $R_c \sim X_0$, что проверялось путем сравнения распределений ее b_c с дипольными (от μ_c). В результате с ее помощью удалось оценить [3] эффект ускорения плазмы обратной силой – F_d отталкивания диполей μ и μ_c , как $F_d = 6\mu \mu_c / X_0^4$ (или воздействия диполя-изображения μ_c не на диполь μ , а на его сферическую проводящую оболочку [3]). Тогда, в данных условиях, достаточно близких по критерию задачи $\gamma \ll 1$ к первым модельным опытам [3] «Impulse» (с $\gamma \approx 0,3$), можно получить простейшую оценку $P_d \approx F_d \tau_b / 2$, где $\tau_b \approx 1,5 R_b / V_0$, а R_b – радиус диамагнитной каверны облака. В нашем случае, данная простейшая модель применялась нами ранее в «нулевом» приближении, с использованием выражения для максимального радиуса R_c диамагнитной каверны облака в виде $R_c = R_b \approx (3E_0 / B_{d0}^2)^{1/3}$, где R_b – хорошо известный теоретически [11] и проверенный экспериментально [12; 13] радиус его торможения однородным магнитным полем, а величина поля диполя μ составляет $B_{d0} = 2\mu / X_0^3$ в точке $X = 0$

центра облака. В случае диполь-дипольного взаимодействия КПД электродинамического преобразования импульса при $\gamma < 0,5$ (и даже без учета Δ) может достигнуть величины:

$$\eta_{pd} = P_d / P_0 \approx 0,85K^{1/3} = 1,3\gamma, \quad (1)$$

определяемой основным, энергетическим критерием [14] подобия задачи

$$K = 3E_0X_0^3/\mu^2,$$

при учете выражения для энергии

$$E_0 = 0,3M_0V_0^2$$

и импульса

$$P_0 = 0,75M_0V_0$$

сферических облаков массой M_0 (если скорость частиц внутри них имеет автомодельное радиальное распределение $V \propto r$). Данные значения E_0 и P_0 используются для оценки величин эффективности преобразования импульса и энергии таких облаков, как $\eta_p = P_d / P_0$ и $\eta_e = E_e / E_0$ соответственно. Указанное значение КПД η_{pd} (1) оказалось близким к измеренному $\eta_{pd} \sim 50\%$ [3] в опытах «Impulse» (при $\gamma \approx 0,3$ и $K \sim 0,1$), в которых поле было близким к дипольному, так как $R_t = 5$ см при $X_0 = 15$ см (см. рис. 1). Причем важно отметить, что согласно общему соотношению для $\gamma = 0,63K^{1/3}$ приближение квазиоднородного поля диполя B_{d0} строго применимо только для действительно малых $K \leq 0,01$, когда реальное поле на границе каверны несущественно отличается от поля B_{d0} в ее центре. Однако в случае нашей задачи о взаимодействии диполей с силой F_d можно показать, что противоположно действующие эффекты увеличения как момента $\mu_c = R_b^3 B_{d0}/2 = 1,5E_0/B$ каверны (в поле B меньшем, чем B_{d0} на $X \geq 0$), так и X_0 (за счет смещения ее центра на $d \approx 0,3 \div 0,4 R_b$, см. ниже, рис. 7, а), примерно сохраняют величину силы F_d , что позволяет использовать выражение

$$\eta_{pd} \approx 0,85K^{1/3}$$

и при конечных $K \sim 0,1$.

Реальная геометрия схемы VISTA с витком тока J_t (а не диполем μ) характеризуется величиной квазидипольного поля витка

$$B_{dt} = 2\mu / (X_0^2 + R_t^2)^{3/2}$$

в точке $X = 0$ центра облака. Передаваемый витку импульс P_d , в данном случае, можно вычислить, например, зная b_p -компонент поля диполя μ_c плазмы (см. рис. 1) по силе Ампера действия этого поля на виток, как $F_X^* = 2\pi R_t J_t b_p / c$ или по обратной силе, рав-

ной $\mu_c \partial B_{dt} / \partial x$. Эти оценки типа (1) и (2) (см. ниже) для схемы «виток – диполь» делаются в предположении о несущественном смещении центра облака на временах τ_b передачи его импульса и энергии, что не противоречит данным PIC-расчетов (см. [4; 5] и рис. 7, а). В действительности такой эффект должен несколько уменьшить оба КПД преобразования (1), (2) в этом случае ориентировочно на величину $\sim 30\%$, согласно анализу данных PIC-расчетов и дополнительным оценкам. Поэтому полученные выражения (1), (2) следует рассматривать, в первую очередь, как функциональные зависимости или скэйлинги задачи, характеризующие максимально возможные значения КПД.

Тогда для случая виток J_t – диполь μ_c легко показать, что и в этой геометрии КПД преобразования импульса определяется простой оценочной формулой (1) случая «диполь – диполь», не содержащей зависимости от геометрического критерия $\alpha = X_0/R_t$ (если использовать обычное определение магнитного момента витка, как $\mu = \pi R_t^2 J_t / c$). Однако поскольку реальные условия схемы VISTA [2] с $\alpha \approx 0,85$ и конечным $K \sim 0,3 \div 0,4$ заведомо отличаются от условий дипольного приближения (при $\alpha \gg 1$ и $K \ll 1$ или, точнее, $\gamma \ll 1$), то для анализа данного случая необходимо применить полную модель [9] взаимодействия виток J_t – виток J_c (внутри шара). Как известно, сила между ними определяется эллиптическими интегралами [15] в виде функций переменной k . Проведенная на основе их интерполяции большая серия расчетов показала, что в широком диапазоне $K \leq 0,3$ и $\alpha \leq 3$ эта сила может обеспечить, тем не менее, импульс, также соответствующий оценке (1) по модели «диполь – диполь», но величиной до $1,5K^{1/3}$ (в рамках такого же приближения сферической формы облака). Изложение этих результатов представляет собой отдельную, скорее, математическую задачу и выходит за рамки данной работы. А для их пояснения отметим только, что исходное строгое требование $R_c^2 \ll R_t^2 + X_0^2$ применимости [9] диполь-дипольной модели соответствует величине $k^2 \ll 1$. Однако, согласно Левину [9] и анализу данных наших расчетов, такая модель (виток – диполь), но с модифицированным критерием $\gamma^* = R_c / (X_0^2 + R_t^2)^{1/2}$ (и соответствующим $\mu_c^* = \gamma^{*3} \mu$) может обеспечить с $20 \div 30\%$ точно-

стью расчет полей (и силы, как F_X^*), даже при значениях k до $0,6 \div 0,7$, возможных в VISTA. При таких k отношение

$$R_c^2 / (R_t^2 + X_0^2) \sim 0,2.$$

Таким образом, на основе всех этих простейших электродинамических моделей формирования и передачи импульса плазмы системе магнитного поля (типа VISTA) легко показать, что величин критерия $K \sim 0,3 \div 0,4$ заведомо достаточно для обеспечения требуемого КПД $\sim 60\%$. Однако в их рамках не удается выявить наличие максимума КПД по α или оптимального угла $\theta = \text{Arctg}(1/\alpha) = 45^\circ$, обычно предполагаемого при анализе VISTA [2], но теоретически не обоснованного и полученного только в результате численных PIC-расчетов по 3D-гибридной модели [4]. Рассмотрим на основе данных этой работы применимость нашей оценки (1) и возможные причины наличия, оптимального угла $\theta \sim 45^\circ$ ($\alpha \sim 1$).

На рис. 2 представлены данные PIC-расчетов (A) по модели [4] (используемой также в данной работе) в сравнении с оценкой (B) нашего КПД (1). Видно, что до значений $\alpha \sim 1$ они близки, а далее принципиально расходятся, в первую очередь из-за идеализированной модели облака плазмы (и его каверны), как сферы с центром в $X = 0$. В то время как в реальности уже при $K > 0,4$ (критического), даже в МГД-модели [14], половина плазмы не может быть остановлена полем и распространяется свободно в области $X > 0$ (см. рис. 7, а). В результате в данном, типичном для задачи VISTA, случае постоянной энергии E_0 взрыва (и момента μ) в расчетной по PIC-модели зависимости КПД $\eta_p(\alpha)$ появляется максимум из-за соответствующего одновременного увеличения K (см. рис. 2). При этом, несмотря на то что наша модель (1) не может описать его наличие, она дает примерно правильное значение η_p в области максимума по α даже при $K \sim 1$.

Для рассматриваемой простейшей схемы (см. рис. 1) аналогичным образом можно оценить и эффективность $\eta_e = E_e/E_0$ преобразования энергии плазмы в энергию $E_e = L_s J_s^2 / 2c^2$ дополнительного тока J_s , генерируемого [2; 6–8] дипольным моментом μ_c плазмы в отдельном замкнутом витке-экране с $R_s \approx R_t$, расположенном впереди основного витка с током J_t (рис. 4). Без учета последнего, ток $J_s = c\Delta\Phi/L_s$ определялся

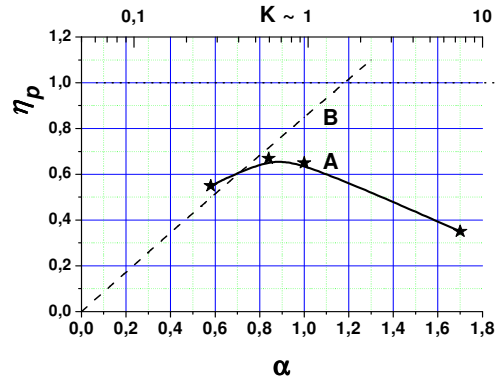


Рис. 2. Сравнение данных PIC-расчетов (A) по КПД преобразования [4] импульса η_p с оценкой (B) по электродинамической модели (1) для данного случая фиксированной энергии E_0 (и μ), когда при вариации $\alpha = X_0/R_t$ меняется также и критерий K (шкала его примерных значений – наверху)

бы только изменением потока магнитного поля $\Delta\Phi = 2\pi \int_0^{R_s} b_x r dr$ внутри переднего витка от диполя μ_c , а обычное выражение индуктивности [15] кругового витка (конечной толщины 2δ), вида

$$L_s = 4\pi R_s [\ln(R_s/\delta) + 0,33]$$

мы используем в упрощенной форме, как $L_s \approx 10\xi\pi R_s$. Тогда, исходя из

$$\Delta\Phi = 2\pi\mu_c/R_s(1 + \alpha^2)^{3/2}$$

данного случая, получаем эффективность $\eta_e = E_e/E_0$:

$$\eta_e^* (\%) \approx 12K/\xi\alpha^3, \quad (2)$$

откуда сразу становится очевидной главная, энергетическая проблема [6–8] проекта VISTA. Действительно, даже при «оптимальном» для η_p значении $\alpha \sim 1$, эффективность η_e в случае VISTA с $K \sim 0,3 \div 0,4$ может достигнуть идеальной (2) величины η_e^* на уровне требуемых $\geq 5\%$ [2] только в случае весьма толстого витка с $\delta \sim 0,1R_s$, когда $\xi \sim 1$. Однако поскольку в разработанной схеме VISTA [2] может быть δ до $0,03R_s$ (и ξ до 1,5), то даже по идеальной оценке (2) КПД преобразования энергии будет только на уровне $\eta_e \approx 4\%$ при минимальном $K = 0,3$ и более точном значении $\alpha = 0,85$. А различного рода паразитные эффекты (типа желобковой неустойчивости границы плазмы) могут еще вдвое понизить этот КПД [6–8; 13]. Неизвестный масштаб влияния таких плазменных эффектов на расчетный КПД (2) схемы VISTA является основной

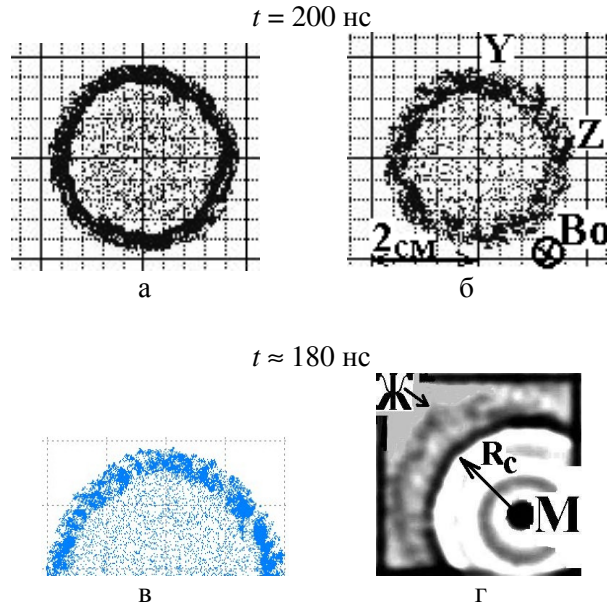


Рис. 3. Сравнение расчетных (а–в) и экспериментальных (г) данных по развитию не-МГД желобковой неустойчивости сферического облака плазмы ($E_0 \approx 14$ Дж) в однородном поле 8 кГс: варианты а; б и в с шагом 1,2; 0,75 и 0,375 мм. Черный и белый круги (г) – это маска М перед ЭОПом (чтобы закрыть мишень), R_c – радиус диамагнитной каверны, а символ Ж со стрелкой указывает на желобки (на границе плазмы). Масштаб одинаковый, критерий $\epsilon_b \approx 0,3$

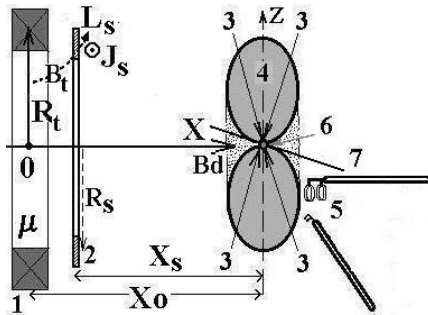


Рис. 4. Схема модельного эксперимента VISTA-KI: 1 – катушка квазидипольного поля; 2 – нагрузочный виток; 3 – лазерные лучи; 4 – сгусток плазмы; 5 – ленгмюровский и магнитный зонды; 6 – мишень-сфера; 7 – ее подвес. $X_0 = 5,7$ см

нерешенной и критической проблемой данного проекта [2].

Моделирование процессов преобразования энергии в опытах с лазерной плазмой и в 3-мерных расчетах методом частиц

Основной задачей лабораторного и численного моделирования данных процессов

является исследование характера и роли различных неустойчивостей, влияющих на диамагнетизм плазмы, в первую очередь желобковых, на ее границе, разлетающейся поперек магнитного поля в условиях проекта VISTA. Реализация данных условий по энергетическому ($K \sim 0,3$) и геометрическим ($\alpha \sim 1$ и $\xi \sim 1,5$) критериям подобия задачи позволяет непосредственно применить результаты моделирования [7; 8] для анализа реальной и предельно возможной (2) эффективности преобразования энергии η_e в схеме VISTA. А на основе общих физических данных о характеристиках и влиянии неустойчивости – прогнозировать возможную эффективность и других разрабатываемых ЛТС-источников электрической энергии с магнитным полем, в том числе с однородным [17; 18].

Данные опытов на стенде КИ-1 [6; 12; 13] и анализ результатов других экспериментов в широком диапазоне полей (до ~ 10 кГс) и энергии ЛП (до 300 Дж) позволили разработать новую модель [13] проникновения поля в расширяющиеся облака плазмы различного типа (ЛП, ЛТС или Бариевые в магнитосфере, при числах Альфвена – Маха

$\ll 1$). Модель основана на механизме недиффузионного проникновения поля «между желобками», создающими неоднородности концентрации ионов n_i (масштабом λ) вдоль поверхности плазмы и поперек поля. На основе найденного эмпирического скейлинга задачи вида $\Lambda \approx 0,2\epsilon_b^{-4/3}$ для $\Lambda = \lambda/R_L$ и критерия замагниченности ионов $\epsilon_b = R_L/R_b$ (где $R_L = mcV_0/ezB$ – их «направленный» радиус Лармора) было получено [6; 13] общее и соответствующее экспериментам выражение для предельного радиуса R_c диамагнитной каверны облака плазмы в не-МГД режиме (при $\epsilon_b \geq 1$):

$$R_c/R_b \approx 0,9\epsilon_b^{-4/9}. \quad (3)$$

Согласно (3) и общему анализу критериев (на основе π -теоремы теории размерностей), параметр $\epsilon_b = R_L/R_b$ является основным физическим критерием подобия задачи, и в случае VISTA с добавкой большой массы водорода к ЛТС-мишени его типичная [2–6] величина $\epsilon_b \ll 1$ хорошо соответствует МГД-режиму. Обеспечить такие ϵ_b при лабораторном моделировании представляет собой значительную проблему, однако в ряде случаев реализации программы VISTA возможны режимы с конечными $\epsilon_b \leq 1$, в первую очередь [3] при прямом облучении лазером термоядерной мишени (и V_0 до 30 000 км/с). Например, в ходе давно планируемых в лаборатории Ливермора ЛТС-экспериментов [2; 3] на NIF для крупномасштабного моделирования VISTA. Экспериментальные возможности лазерного стенда КИ-1 ИЛФ СО РАН [3; 6; 7; 13] с источниками квазидипольного B_d и квазиродного B_0 полей ~ 10 кГс обеспечивают режим, близкий к МГД, с ϵ_b до 0,3 (при использовании углеводородных капролоновых мишеней), что позволило впервые успешно протестировать (рис. 3) в этом режиме 3-мерную численную гибридную модель [4], разработанную в КУ на основе метода частиц (PIC) для задач VISTA.

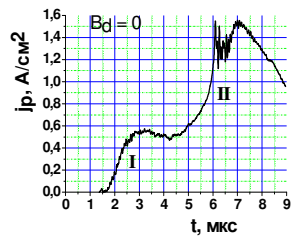
Ранее, этот код КУ был протестирован в режиме $\epsilon_b \sim 1$ как в дипольном [5], так и в однородном [6] магнитных полях. Таким образом, за счет сочетания экспериментальных и численных методов моделирования становится возможным исследовать влияние на КПД не только аномальной не-МГД желобковой неустойчивости при $\epsilon_b \geq 1$ (с инкрементом $\Gamma_A \gg \Gamma_{RT}$), но и обычной гидродинамической при $\epsilon_b \ll 1$ (в PIC-расче-

тах). Такая неустойчивость, типа Рэлея – Тейлора, способна достаточно быстро развиться в VISTA с $\Gamma_{RT} \sim (g/L_n)^{1/2}$ на временах ~ 50 мкс при торможении на $R_b \approx 10$ м в поле $B_{d0} \approx 4$ кГс плазмы с $E_0 \sim 500$ МДж, $V_0 \approx 300$ км/с и масштабом $L_n \sim 1$ м радиальной неоднородности концентрации ионов n_i на фронте.

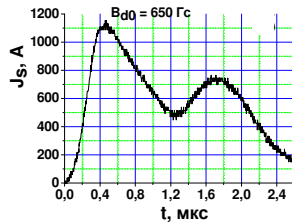
Методика, результаты и перспективы моделирования процессов прямого преобразования энергии в схеме VISTA

В экспериментах с облаками ЛП и PIC-расчетах эффективность прямого преобразования энергии ЛТС-плазмы в электрическую E_e определялась сходным образом – через изменение $\Delta\Phi$ потока поля в площади дополнительного нагрузочного витка (с его параметрами R_s , L_s и X_s , согласно рис. 4).

Причем если в опытах эффект $\Delta\Phi$ в короткозамкнутом витке (пропущенном через пояс Роговского) сразу давал искомое значение $E_e = L_s J_s^2 / 2c^2$ по измеряемому поясом току J_s , то в расчетах $\Delta\Phi$ насчитывался по распределению $b_x(y, z)$ в плоскости витка, откуда бралось $E_e = (\Delta\Phi)^2 / 2L_s$ (в момент максимального радиуса каверны). В этом случае, как показано на рис. 3, б, в, брались данные расчета с достаточно малым шагом, при котором структура желобков уже более не менялась, а насчитанный $\Delta\Phi$ прекращал уменьшаться (в связи с паразитным влиянием желобков на каверну). Отметим, что как критерии подобия задачи K и α , так и оценочные выражения (1) и (2) для η_p^* и η_e^* определяются по исходному масштабу X_0 , без учета его уменьшения за счет более близкого расположения к ЛП нагрузочной катушки (на X_s) и смещения диполя-изображения μ_c на $\Delta = \gamma^2 X_0$ к виткам (см. рис. 1). Оба эти фактора могут привести к увеличению, в первую очередь, E_e , т. е. к частичной компенсации паразитного влияния желобков, и должны быть учтены, как при постановке [7; 8], так и при анализе данных моделирования. Однако более подробный анализ условий прямой индукционной передачи энергии ИТС-плазмы нагрузочному витку показывает, что такой компенсации может быть недостаточно из-за вторичных электродинамических эффектов, связанных с видом нагрузки [17; 18].



а



б

Рис. 5. Данные модельного эксперимента VISTA-KI: а – динамика исходного потока ионов $j_p = en_i V$ (в первом (I) сгустке – ионы H^+ и C^{+4} с $\langle m/z \rangle \approx 2,5$ а.е.м.) на $Z = 38$ см, по данным ленгмюровского зонда; б – генерация тока в нагрузочном витке, по данным пояса Роговского (на $X_s = 4,2$ см, рис. 4)

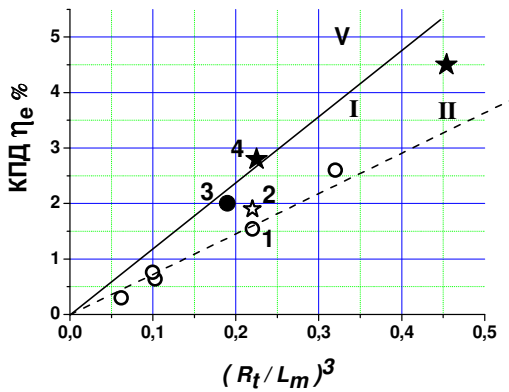


Рис. 6. Сводные данные модельных экспериментов (1, 3) и РИС-расчетов (2, 4) по эффективности преобразования энергии в схеме VISTA: линия I – КПД по оценке η_e^* (6); линия II – это $\sim \eta_e^* / 2$ (при параметре $\xi = 1,5$, как в случае VISTA). Здесь 1 и 2 получены при замагниченности ионов $0,5 < \epsilon_b < 1$, а 3 и 4 при $\epsilon_b < 0,5$. V – область параметров VISTA

В первую очередь из-за существенной взаимной индуктивности $M_{st} \sim L_t$ между экраном-витком нагрузки и основным, сверхпроводящим, витком поля, так как в исходной схеме VISTA они расположены слишком близко, с $\beta = X_s/X_0 \sim R_s/R_t \sim 0,9$. Это

приводит к более существенному эффекту уменьшения ЭДС ($\propto \Delta\Phi_s$) в экране-витке (4), чем положительный эффект уменьшения (5) его индуктивности (так как $E_e \propto (\Delta\Phi_s)^2/L_s$), согласно общим соотношениям (4) и (5). В них под $\Delta\Phi_s$ и $\Delta\Phi_t (< \Delta\Phi_s)$ подразумеваются величины $\Delta\Phi$ для ЭДС, наводимых моментом μ_c плазмы в нагрузочном и основном витках поля соответственно. При этом полное изменение потока поля в каждом из обоих хорошо проводящих витков, как правило, равно нулю, что является обычной основой для расчета КПД и в других системах преобразования ИТС-энергии [17; 18].

$$\Delta\Phi_s^* = \Delta\Phi_s - \Delta\Phi_t M_{st}/L_t, \quad (4)$$

$$L_s^* = L_s - M_{st}^2/L_t, \quad (5)$$

откуда

$$J_s^* = \Delta\Phi_s^*/L_s^*.$$

Этот ток J_s^* обеспечивает финальную стадию преобразования энергии плазмы, будучи, например, источником зарядки конденсаторов в цепи нагрузочного витка [17; 18]. В отличие от эксперимента VISTA-KI [7], где критерии α и β были весьма точно воспроизведены, в новом KI-VISTA, параметр β был уменьшен до $0,7 \div 0,8$ (см. рис. 7, б), чтобы на основе его данных выдать рекомендации по модернизации схемы VISTA.

Отметим, что как в РИС-расчетах [5] для наших модельных экспериментов (типа рис. 7, а), так и в РИС-расчетах [4] для МДж-схем типа VISTA, квазисферическая граница торможения облака полем при «оптимальном» $\alpha \sim 1$ и $K < 1$, находится достаточно далеко от витка ($\sqrt{X_0^2 + R_t^2} \geq 2R_c$). Поэтому влияние плазмы незначительно как на индуктивность экрана-витка, так и на ток J_t в основном витке. Отметим также, что в представленных ниже данных РИС-расчетов по эффективности η_e , такое влияние (4) и (5) взаимной индуктивности M не учитывалось, а в зависимости от геометрии витков оно может уменьшить η_e на $30 \div 50$ %.

На рис. 4 представлена схема эксперимента VISTA-KI в варианте мишени-сферы ($\varnothing = 3 \div 4$ мм из капролона) для создания квазисферических облаков ЛП за счет ее двухстороннего облучения в фокусных пятнах $\varnothing \sim 7$ мм. В этом случае эффективная энергия квазисферической плазмы составляла $E_0 \approx 6 \div 7$ Дж при облучении типичными 100 нс импульсами CO_2 -лазера с энергией

до 300 Дж. Эффективная энергия E_0 сгустков ЛП в такого рода задачах определяется, как $E_0 = 4\pi \cdot (dE_k/d\Omega)_{\max}$, где максимальная плотность кинетической энергии E_k берется в плоскости облучения мишени, например, в направлении оси Z (см. рис. 4).

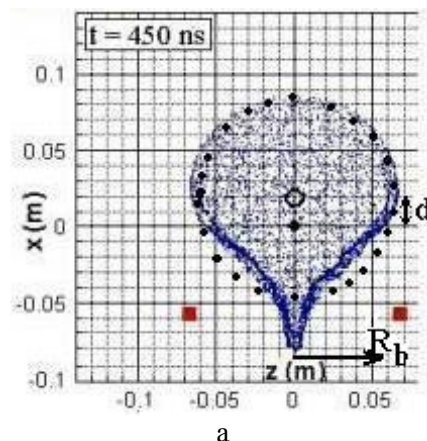
Такое определение эффективной кинетической энергии E_0 удобно для оценки характерного масштаба $R_c \sim R_b$ области вытеснения поля в данной плоскости, который определяет величину ЭДС. Для сферически-симметричных облаков их реальная кинетическая энергия E_k совпадает с эффективной E_0 . Однако для основной рассматриваемой задачи – преобразования энергии, в случаях, когда реальная кинетическая энергия плазмы E_k существенно отличается от ее эффективной E_0 (например, на рис. 7, б), мы будем использовать реальную E_k при определении η_e .

Тогда для минимальной величины поля $B_{d0} \approx 650$ Гс в опытах VISTA-KI (см. рис. 4), при $X_0 \approx 5,7$ см и $R_t \approx 6,75$ см ($X_s \approx 4,2$ см и $R_s \approx 5,5$ см), а энергии – $E_k \approx 4$ Дж при $V_0 \sim 170$ км/с (см. рис. 5, а), получаем значения физических критериев $K \approx 0,5$ и $\epsilon_b \approx 0,85$, качественно соответствующие случаю VISTA. А основные геометрические критерии близки количественно по $\alpha \approx 0,83$ и $\beta \approx 0,75-0,82$ к схеме VISTA (с ее $\alpha \approx 0,85$ и $\beta \approx 0,9$, соответствующим $X_0 \approx 11$ м и $R_t \approx 13$ м при $X_s \approx 10$ м и $R_s \approx 12$ м). В этой схеме [2] рассматривается разлет ЛТС-плазмы с E_0 до 1 000 МДж в поле витка с $\mu \approx 10^{13}$ Гс*см³, при которых будет K до 0,4 (и $\epsilon_b \ll 1$) и в VISTA можно ожидать величину идеального КПД (2) не более $\eta_e^* \approx 5\%$.

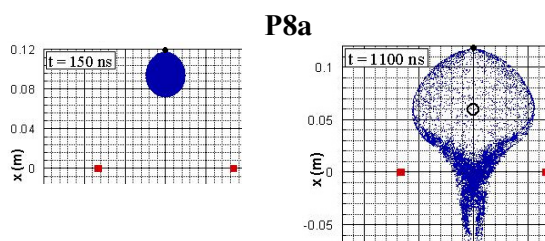
Согласно измерениям тока $J_s \approx 1\,140$ А в нагрузочном витке (см. рис. 5, б), со скорректированной $L_s^* \approx 200$ см, в этом режиме опытов VISTA-KI был достигнут КПД до $\eta_e \approx 3\%$.

Отметим также, что в данном случае из данных $J_s(t)$ опытов (см. рис. 5, б) легко оценить и эффективность передачи импульса [7], так как ее можно получить иначе, чем в (1), а именно по силе Ампера F_{X_s} на нагрузочный виток в поле $B_{ds} \approx 2\,500$ Гс основной катушки (при зазоре $\sim 1,5$ см между ними). Тогда из $F_{X_s} = 2\pi R_s J_s B_{ds} / c$ получаем импульс нагрузочного витка $P_s \sim 6$ дин*с для $\tau_b \approx 0,6$ мкс (см. рис. 5, б), сравнимый с величиной $P_0 \sim 5 \div 7$ дин*с у ЛП.

Вариант Exp2-04a (P4a)

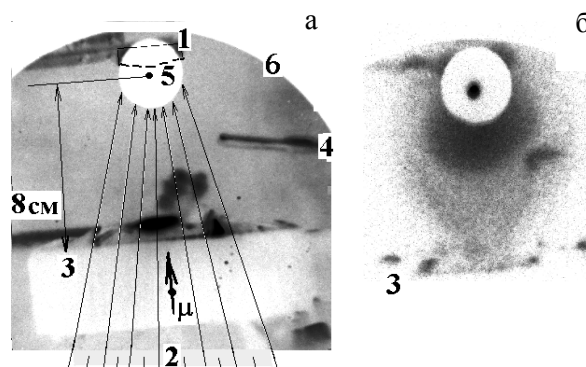


а



б

Рис. 7. Сравнение двух возможных постановок модельных экспериментов с высоким КПД $\eta_e \sim$ до 5%, по данным PIC-расчетов при $\epsilon_b \sim 0,3$: а – случай обычного сферического облака, инжектируемого в 0 (место отмечено точкой) с $V_0 \approx 190$ км/с; б – сгусток ЛП, инжектируемый с плоской мишени в точку (наверху графиков). Кружки – в центрах сферических каверн



$t \approx 0,8$ мкс
KI-VISTA

Рис. 8. Схема расположения элементов (а) и данные ЭОПа (б) по формированию «магнитного сопла» в предварительных опытах с плоской мишенью (1): 2 – пучок лазера; 3 – катушка поля с $\mu \approx 1,2 \cdot 10^6$ Гс*см³; 4 – магнитный зонд; 5 – маска; 6 – край экрана ЭОПа

Совокупность такого рода данных по η_e , полученных по схеме VISTA-KI (см. рис. 4) в различных полях и с другими мишенями [6–8], представлена на рис. 6 вместе с данными PIC-моделирования [7; 8]. Здесь эти данные $\eta_e(K, \alpha)$, для устранения эффекта сильного влияния несколько отличающихся α , на КПД преобразования энергии, даваемого формулой (2), приведены в виде зависимости от новой переменной задачи (R_t/L_m).

Это основано на определении оценочно-го η_e^* (2), критериев K , α и масштаба задачи:

$$L_m = (\mu^2/3E_0)^{1/3} \quad (6)$$

(\propto размеру магнитопаузы [19] при $K \gg 1$), с помощью которого оба КПД преобразования (1), (2) могут быть выражены как

$$\eta_p^* \equiv 0,85 (X_0/L_m) \quad (7)$$

$$\eta_e^* (\%) \equiv 12 (R_t/L_m)^3 \quad (8)$$

Записанные в данной форме КПД-соотношения позволяют упростить анализ не только условий VISTA, но и данных по регистрации токов $J_s \approx 1\,700 \div 2\,000$ А в последнем эксперименте KI-VISTA (рис. 8). А именно, только они (3 на рис. 6), полученные в условиях сильнозамагниченных ионов, близки к оценочной зависимости (6), а все другие (1 на рис. 6) – вдвое меньше, что может быть связано с влиянием желобковой неустойчивости [6–8; 13; 18] при конечных $0,5 < \epsilon_b < 1$.

На рис. 7, а показана конфигурация плазмы (с $E_0 = 30$ Дж) в одном из PIC-расчетов (P4a) с сильнозамагниченными ионами, в момент формирования ее каверны с максимальным моментом $\mu_c \approx 1,4 \cdot 10^5$ Гс*см³ (в поле витка с моментом $\mu \approx 8 \cdot 10^5$ Гс*см³). Вследствие того что в экспериментах создание сферического облака такой энергии представляет собой специальную задачу, было предложено использовать сгусток плазмы от плоской мишени (P8a, см. рис. 7, б; рис. 8), как это было реализовано в опытах по моделированию сжатия магнитосферы (см. [22]). Такие сгустки характеризуются угловым распределением скорости разлета фронта ЛП как $V_0 \propto \cos\phi$, где ϕ – угол относительно нормали к мишени (т. е. относительно оси X на рис. 7, б). В соответствующем PIC-расчете P8a было показано (см. рис. 7, б), что за счет формирования при $E_k \sim 50$ Дж сходной каверны (с вариантом P4a на рис. 7, а при близких μ и μ_c) может

быть также достигнут КПД $\eta_e \sim 4 \div 5$ %. Поэтому такой вариант моделирования особенностей преобразования энергии в схеме VISTA при проведении опытов с ЛП в режиме $\epsilon_b \sim 0,3$, близком к МГД, представляется наиболее перспективным. Это подтверждается данными таких предварительных опытов KI-VISTA, в которых при $E_k \sim 20$ Дж, $\langle \mu \rangle \approx 10^6$ Гс*см³ и $K \sim 0,1$ при $\epsilon_b < 0,5$ были впервые зарегистрированы не только МГД-типа конфигурация ЛП в виде «магнитного сопла» (см. рис. 8, б), но и КПД η_e лишь на 20 % меньше идеального расчетного (2) и (8) (см. 3 на рис. 6).

Отметим, что данная фотография ЭОПа (на основе МКП с экспозицией 10 нс) была получена в широком спектре видимого диапазона методом усиления свечения ЛП, как и в большинстве других опытов (см. рис. 3, з) на высоковакуумном стенде КИ-1 с давлением остаточного газа $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ тор. Суть данного метода [20] заключается в регулируемой добавке в камеру молекулярного водорода при давлении $\sim 10^{-4}$ тор, который на масштабах ≤ 30 см данного типа экспериментов несущественно влияет на состав и динамику ЛП, но в несколько раз увеличивает ее свечение. Это происходит за счет большого сечения перезарядки ионов C^{+3} и C^{+4} на водороде, а при наличии магнитного поля также и за счет нагрева электронов в скин-слое на границе диамагнитной каверны. При этом за счет возбуждения электронами молекул, атомов и ионов фонового газа эта граница усиленного свечения фона может обеспечить визуализацию каверны. Пример применения этого метода приведен на рис. 8, б в момент схлопывания каверны. Для измерения параметров ЛП и процессов ее взаимодействия с полем применялись [21] двойные (плавающие) зонды Ленгмюра, а также трехкомпонентные экранированные, катушечные магнитные зонды с высокими временными разрешениями (до $7 \div 15$ нс).

Заключение

Описанные постановка и результаты модельных экспериментов с лазерной плазмой доказывают не только перспективность данного метода исследований, но и реальную эффективность самой ИТС-схемы двигателя VISTA. Проведенные опыты и PIC-

расчеты впервые подтвердили, что заложенные в нее методы прямого электродинамического преобразования энергии и импульса ИТС-плазмы действительно могут обеспечить требуемую тягу и энергообеспечение лазеров VISTA, в соответствии с оценочными выражениями (1), (2) или (7), (8).

В последнем найденном варианте (7), (8) этих оценок они как независимые выражения отдельно для КПД импульса $\eta_p^* \propto X_0$ (7) и энергии $\eta_e^* \propto R_t^3$ (8) позволяют сделать общие выводы для обоснования и оптимизации схемы VISTA. Другими словами, из вида КПД импульса (7) следует (формально независимо от радиуса витка R_t), что для его требуемой величины $\eta_p^* \sim 50 \div 60\%$ необходимо обеспечить расстояние X_0 (см. рис. 1) несколько большее половины масштаба (4) взаимодействия «плазма – диполь», $L_m = (\mu^2/3E_0)^{1/3}$. А для достижения требуемого КПД $\sim 5\%$ преобразования энергии (6) надо, чтобы радиус витка R_t был не менее $0,75L_m$.

В текущем варианте схемы VISTA (с минимальной энергией $E_0 \sim 500$ МДж и $\mu = 10^{13}$ Гс*см³) масштаб $L_m \approx 19$ м при размерах системы $X_0 = 11$ м и $R_t = 13$ м, так что требование для КПД по импульсу $X_0 > L_m/2 = 9,5$ м действительно выполняется, как и в PIC-расчетах подобной схемы [4]. Но, как уже указывалось, данных параметров VISTA недостаточно для КПД $\sim 5\%$ энергопреобразования (даже в МГД-пределе при $\epsilon_b < 0,5$), так как отношение $R_t/L_m = 0,68 < 0,75$. Поэтому, исходя из данного подхода, необходимо увеличить радиус витка (или, точнее, экрана, см. рис. 4) до $R_t = 14,3$ м, что вполне укладывается в общие габариты схемы VISTA.

Список литературы

1. Czysz P. A., Bruno C. Future Spacecraft Propulsion Systems: Enabling Technologies for Space Exploration. 2nd ed. Berlin: Springer, 2009. 560 p.
2. Orth C. D. VISTA – A Vehicle for Interplanetary Space Transport Application powered by Inertial Confinement Fusion // Report UCRL-TR-110500 Lawrence Livermore National Laboratory. 2003. 153 p.
3. Zakharov Yu. P., Melekhov A. V., Posukh V. G. et al. Exploding Plasma in Dipole Magnetic Field to Simulate ICF-Rocket // Ab-

stracts of 4th Symp. on Current Trends in Intl. Fusion Res. (12–16 March 2001, Washington, D.C.) P. 31–34.

4. Nagamine Y., Nakashima H. Analysis of Plasma Behavior in a Magnetic Thrust Chamber of Laser Fusion Rocket // Fusion Technology. 1999. Vol. 35. No. 1. P. 62–70.

5. Vchivkov K., Nakashima H., Zakharov Yu. P. et al. Laser-Produced Plasma Experiments and Particle in Cell simulation to Study Thrust Conversion Processes in a Laser Fusion Rocket // Jap. J. Appl. Phys. 2003. Vol. 42. No. 10. Pt. 1. P. 6590–6597.

6. Zakharov Yu. P., Antonov V. M., Boyarintsev E. L. et al. Influence of non-MHD Flutes on the Efficiency of Energy Transfer from the Laser-Produced, ICF and Space Exploding Plasmas to Magnetic Field // Trans. Fusion Sci. and Techn. 2005. Vol. 47. No. 1T. P. 187–190.

7. Zakharov Yu. P., Vchivkov K. V., Nakashima H. et al. Advanced Study of ICF-Energy Direct Conversion for Laser Fusion Rocket with Quasi-Dipole Field in the Laser-Plasma Experiments and PIC-Simulations // J. Phys.: Conf. Ser. 2008. Vol. 112. P. 042078.

8. Zakharov Yu. P., Vchivkov K. V., Melekhov A. V. et al. Study of the Direct Energy Conversion Processes for VISTA Laser Fusion Rocket in the Laser-Plasma Experiments with Dipole-Like Magnetic Field // Proceedings of the 7th Symposium on Current Trends in International Fusion Research (Washington D.C., USA, 5–9 March 2007). AIP Conf. Proc. 2009. Vol. 1154, is. 1. P. 274–275.

9. Левин М. Л. О решении одной задачи квазистационарной электродинамики методом изображений // Журн. техн. физики. 1964. Т. 34, № 3. С. 395–398.

10. Coffey M. W. Levitation Force between a Point Magnetic Dipole and Superconducting Sphere // J. Superconductivity: Incorporat. Nov. Magn. Vol. 13. No. 3. P. 381–388.

11. Райзер Ю. П. Торможение и преобразования энергии плазмы, расширяющейся в вакуум при наличии магнитного поля // ПМТФ. 1963. № 6. С. 19–28.

12. Захаров Ю. П., Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Посух В. Г. Экспериментальное исследование эффективности торможения магнитным полем расширяющихся облаков диамагнитной плазмы // Физика плазмы. 1986. Т. 12, № 10. С. 1170–1177.

13. Захаров Ю. П., Антонов В. М., Бояринцев Э. Л. и др. Роль желобковой неус-

тойчивости Холловского типа при взаимодействии лазерной и космической плазмы с магнитным полем. Физика Плазмы. 2006. Т. 32. № 3. С. 207–229.

14. Никитин С. А., Пономаренко А. Г. Динамика и пространственные границы торможения плазменного облака взрыва в дипольном магнитном поле // ПМТФ. 1993. Т. 34, вып. 6. С. 3–11.

15. Garret M. W. Calculation of Fields, Forces and Mutual Inductances of Current Systems by Elliptic Integrals // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. No. 9. P. 2567–2573.

16. Калантаров П. Л., Цейтлин Л. А. Расчет индуктивностей. Л.: Энергоатомиздат, 1986. 488 с.

17. Mima K., Yoshikawa K., Morimiya O. et al. Preliminary Studies of Direct Energy Conversion in a D-³He Inertial Confinement Fusion Reactor // Fusion Technology. 1992. Vol. 22. P. 56–65.

18. Захаров Ю. П., Мелехов А. В., Посух В. Г. и др. Прямое преобразование энергии облаков лазерной и термоядерной плазмы в электрическую при их разлете в маг-

нитном поле // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 3. С. 3–15.

19. Захаров Ю. П., Никитин С. А., Пономаренко А. Г. Анализ и лабораторное моделирование условий глобального воздействия противоастероидных взрывов // Вычислительные технологии. 1996. Т. 1. С. 36–43.

20. Захаров Ю. П., Оришич А. М., Снытников В. Н., Шайхисламов И. Ф. Исследование процесса перезарядки в спектральной диагностике плазменных потоков // ПМТФ. 1994. № 3. С. 174–180.

21. Захаров Ю. П. Основы метода зондовых измерений в плазме // Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. В. Е. Фортова. М.: МАИК, 2000.

22. Zakharov Yu. P., Ponomarenko A. G., Vshivkov K. V., Horton W., Brady P. Laser-Plasma Simulations of Artificial Magnetosphere Formed by Giant Coronal Mass Ejections // Astrophysics and Space Science. 2009. Vol. 322. Pt. 1. P. 151–154.

Материал поступил в редколлегию 10.12.2010

Yu. P. Zakharov, K. V. Vshivkov, H. Nakashima, E. L. Boyarintsev,
A. V. Melekhov, V. G. Posukh

**LABORATORY AND COMPUTER SIMULATION OF THE PROCESSES
OF ELECTRODYNAMICAL TRANSFER OF PLASMA ENERGY AND MOMENTUM
IN THE SCHEMES OF SPACE PROPULSIONS WITH MAGNETIC FIELD**

Considered electrodynamics and the efficiency of the transfer of energy and momentum from the expanding clouds of diamagnetic or laser fusion plasma to the system of coils, creating a strong, axisymmetric quasi-dipolar magnetic field. The results of experiments with a laser-produced plasma and 3D/PIC-calculations are described, in which was proved for the first time a real opportunity to implement the conversion efficiency of energy and momentum at the level of up to 3÷5 % and ≥ 50 %, respectively, in a scheme developed for the interplanetary spacecraft VISTA on the basis of thermonuclear plasma microexplosions.

Keywords: plasma, magnetic field, pulse conversion of energy and momentum.