

Прохождение плазменных сгустков через поперечный магнитный барьер

© А.М. Бишаев,¹ М.Б. Гавриков,² М.В. Козинцева,¹ В.В. Савельев^{2,3}

¹ Московский технологический университет МИРЭА,
119454 Москва, Россия

² Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН,
125047 Москва, Россия

³ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
115409 Москва, Россия
e-mail: ssvvvv@rambler.ru; bishaev@mirea.ru

(Поступило в Редакцию 26 апреля 2017 г.)

Инжекция плазменного сгустка в мультипольную ловушку может применяться для создания плазмы в объеме ловушки. Инжекция сгустка в ловушку типа токамак может рассматриваться как дополнительный инструмент управления процессом нагрева плазмы и для доставки топлива в центральную зону термоядерного реактора. В обоих случаях инжекция производится перпендикулярно магнитному полю ловушки. Теория, эксперимент и математическое моделирование показали, что глубина проникновения плазменного сгустка в поперечное магнитное поле пропорциональна энергии сгустка и обратно пропорциональна магнитному давлению и площади поперечного сечения сгустка. Полученные результаты дают возможность оценить параметры плазменного сгустка, при которых он будет захвачен в ловушку. Это позволило оптимизировать процесс захвата сгустка в ловушку.

DOI: 10.21883/JTF.2018.01.45476.2309

Введение

Создание высокотемпературной плазмы в мультипольной магнитной ловушке [1] является ключевой проблемой при разработке таких ловушек. В МИРЭА этот процесс осуществлялся с помощью инжекции плазменного сгустка в ловушку [2]. Эксперименты [3] показали, что температура ионов плазмы после захвата сгустка в ловушку примерно в 3 раза меньше, чем энергия иона в сгустке. Поэтому температуру ионов в ловушке на уровне 1000 eV можно получить, захватив в ловушку плазменный сгусток с энергией ионов 3000 eV. Процесс остановки такого сгустка в магнитном поле ловушки требует специального рассмотрения. Магнитное поле мультипольной магнитной ловушки можно рассматривать как магнитный барьер. Поэтому для осуществления захвата сгустка в ловушку необходимо исследовать процесс прохождения сгустка через поперечный магнитный барьер. Задачей настоящей работы является определение соотношения между параметрами магнитного барьера (величиной поперечного магнитного поля в барьере, протяженностью барьера) и параметрами плазменного сгустка (энергией, размерами), при которых сгусток остановится в барьере.

1. Остановка плазменного сгустка в поперечном магнитном барьере

При прохождении плазменного сгустка через поперечное магнитное поле считается, что сгусток не должен проходить через поле, если магнитное давление больше,

чем скоростной напор плазменного сгустка [4,5]:

$$B^2/2\mu_0 \geq \rho V^2, \quad (1)$$

где B — величина магнитной индукции в барьере, μ_0 — магнитная постоянная, ρ — плотность плазмы в сгустке, V — скорость плазменного сгустка поперек направления магнитного поля. Однако эксперименты по изучению прохождения плазменных сгустков через магнитный барьер [4,5] показали, что остановка (отсечка) сгустка магнитным полем наступала, если магнитное давление превышало скоростной напор сгустка по крайней мере на порядок. Оценка величины магнитного поля, которое необходимо для остановки сгустка в барьере по соотношению (1), значительно расходится с экспериментальными данными. Это можно объяснить тем, что (1) является соотношением между силами, а именно силы давления магнитного поля, действующей на сгусток, и силы, обусловленной скоростным напором сгустка. Равенство этих сил не означает, что скорость сгустка при прохождении барьера становится равной нулю. В настоящей работе процесс прохождения плазменного сгустка через магнитный барьер рассматривается на основании закона сохранения импульса (количества движения), который справедлив даже и при наличии в системе диссипативных процессов. Если сгусток останавливается в магнитном барьере, то импульс, который получает магнитное поле от сгустка (импульс, который воспринимают магнитные катушки), равен начальному количеству движения сгустка

$$(B^2/2\mu_0)S\Delta t = \rho V_0 S L_p, \quad (2)$$

где S — площадь поперечного сечения сгустка, Δt — время от начала движения сгустка через магнитное поле до его остановки в барьере, L_p — длина плазменного сгустка, V_0 — скорость сгустка перед барьером. При составлении соотношения (2) предполагалось, что магнитное поле в барьере постоянное. Если сгусток останавливается в барьере, пройдя расстояние L_b , то Δt можно оценить как отношение L_b к средней скорости движения сгустка в барьере — $\langle V \rangle$. L_b будем называть длиной пробега сгустка в барьере. Максимальное значение L_b равно длине магнитного барьера. Если длина L_b превышает длину магнитного барьера, то сгусток не останавливается в барьере. Величина средней скорости $\langle V \rangle$ зависит от того, как сила со стороны барьера изменяется по мере движения сгустка в нем. Если сила остается постоянной, то $\langle V \rangle = kV_0 = 0.5V_0$. Если сила линейно растет, то $k = 0.64$. В результате получается, что сгусток отсекается магнитным полем, если выполняется критерий: магнитное давление, деленное на начальный скоростной напор сгустка, больше отношения длины сгустка к длине пробега сгустка в магнитном барьере, умноженному на коэффициент k :

$$\left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) / (\rho V_0^2) \geq kL_p/L_{pb}. \quad (3)$$

В установках по наполнению плазмой магнитных ловушек [4,5] и исследованию взаимодействия плазменного потока с мишенями [6] плазменные сгустки генерируются плазменной пушкой и проходят по плазмоводу. Скорость плазменных сгустков определяется по времени пролета сгустка между магнитными зондами, установленными в плазмоводе. Длина сгустка может быть определена по длительности сигнала на магнитном зонде, умноженной на величину скорости сгустка. Определенная по данным работ [4,5] длина сгустка составила величину 2–3 м, а в [6] она достигает 16 м. Длина магнитного барьера (максимальная длина пробега сгустка в барьере) в работах [4,5] не превышала 20 см. В соответствии с критерием (3) остановка сгустка в барьере должна происходить при превышении магнитного давления в барьере над скоростным напором сгустка в 5–10 раз. Этот результат согласуется с данными, полученными в [4,5]. Здесь следует заметить, что в экспериментальных установках длина сгустка значительно превышает длину магнитного барьера, а также, что понятие длина сгустка точно не определено, так как сгусток состоит из быстрой головной части и медленного длинного хвоста. Поэтому при оценке длины сгустка всегда присутствует некоторая неопределенность.

2. Описание экспериментов

На стенде для исследования мультипольных магнитных ловушек в МГУ МИРЭА [2,3] были проведены эксперименты по прохождению плазменных сгустков через поперечное магнитное поле. Схема эксперимента

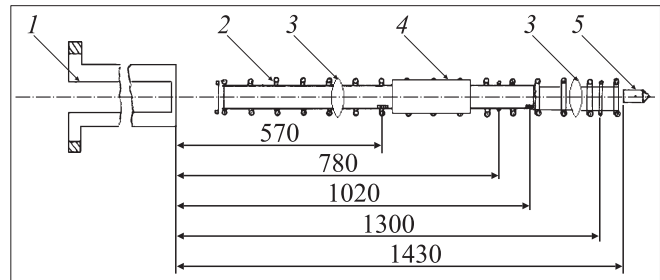


Рис. 1. Схема эксперимента.

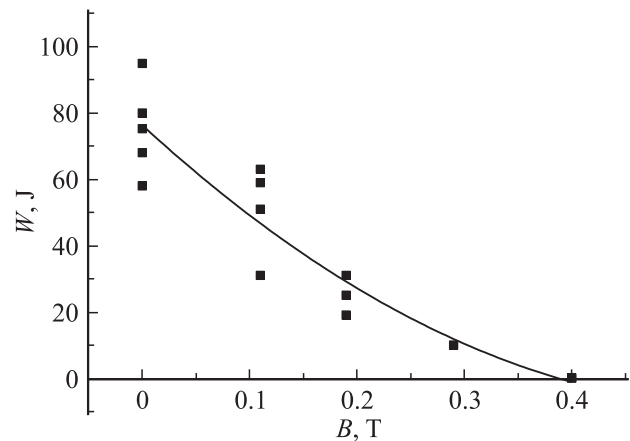


Рис. 2. Зависимость энергии сгустка W , прошедшего магнитный барьер, от величины поля в барьере B .

приведена на рис. 1. Плазменные сгустки генерировались плазменной пушкой 1 и поступали в плазмовод 2. В средней части плазмовода установлены две прямоугольные катушки 4 системы магнитного барьера (отсечки), которые создавали поперечное к направлению распространения сгустка магнитное поле на длине 0.2 м. Скорость и длина плазменного сгустка определялись по сигналам с двух магнитных зондов 3, установленных в плазмоводе. В конечном сечении плазмовода сгусток попадал в калориметр 5. В эксперименте снималась зависимость величины сигнала с калориметра от величины магнитного поля в магнитном барьере. Из этих экспериментов была определена величина магнитного поля, при которой сгусток полностью отсекался. Результаты приведены на рис. 2. Они показывают, что сигнал с калориметра становится равным нулю при величине магнитного поля в барьере ~ 0.4 Т. Таким образом, сгустки полностью отсекаются этим полем. Определенная по сигналам с магнитных зондов длина сгустков составила величину ~ 2 м и отношение $L_p/L_b = 10$. Полученные результаты показывают: для остановки сгустков давление магнитного поля должно превышать динамический напор при $k = 0.5-0.64$ в 5–7 раз. Однако определение длины сгустков по длительности сигналов с магнитных зондов весьма неточно. В эксперименте более надежно измеряется величина энергии сгустка калориметром.

Поэтому выражение (3) было преобразовано с целью исключения из него L_p . Величина энергии сгустка W равна $W = \frac{mV^2}{2} = L_p S \rho V^2 / 2$, или $\rho V^2 = 2W / L_p S$. Подставляя величину динамического напора в (3), получим

$$L_b = (2kW/S) / (B^2/2\mu_0). \quad (4)$$

То есть длина пробега сгустка в барьере пропорциональна энергии сгустка и обратно пропорциональна площади поперечного сечения сгустка и квадрату величины магнитного поля в барьере. Для проверки соотношения (4) была определена площадь поперечного сечения сгустка. Для этого в плазмодов помещалась гребенка магнитных зондов. Результаты измерений показали, что сгусток полностью заполнял сечение плазмодода. Из рис. 2 видно, что величина энергии сгустка W лежит в пределах 59–95 Дж. Средняя энергия сгустка составляет величину 72 Дж. Диаметр сгустка, равный диаметру плазмодода, составляет величину 0.1 м. Если считать, что $k = 0.64$, то по (4) $L_b = 0.19$ м. Этот результат удовлетворительно совпадает с длиной магнитного барьера 0.2 м, полученной по расчетам и измерениям конфигурации магнитного поля, которое использовалось в экспериментах. Дополнительные подтверждения правомерности предложенного подхода к определению длины пробега сгустка в барьере были получены при математическом моделировании процесса прохождения сгустка через поперечный магнитный барьер. Результаты такого моделирования приводятся в разд. 3.

3. Численное моделирование прохождения сгустка через магнитный барьер

Точная постановка задачи о движении плазменного сгустка поперек внешнего магнитного поля очень громоздкая и сложная (например, в рамках уравнений Власова–Максвелла). В настоящей работе численное моделирование проводилось в предположении, что сгусток представляет собой недеформируемое тело с бесконечной проводимостью (твердый сверхпроводник). В [6] экспериментально показано, что при движении мощных плазменных сгустков по плазмодову магнитное поле внутри сгустка равно нулю и деформация сгустка незначительна. Эти наблюдения подтверждают правомерность такой постановки задачи. Поэтому полученные при численном моделировании зависимости длины пробега сгустка в барьере L_b от энергии сгустка W , величины магнитного поля в барьере B , площади поперечного сечения сгустка S могут рассматриваться как подтверждение соотношения (4).

Численное моделирование производилось в двумерном плоском приближении в прямоугольной области $X_{\min} < x < X_{\max}$, $Y_{\min} < y < Y_{\max}$ (рис. 3). Сгусток представляет собой бесконечное по оси z тело. В этой плоскости сечение сгустка имеет форму прямоугольника

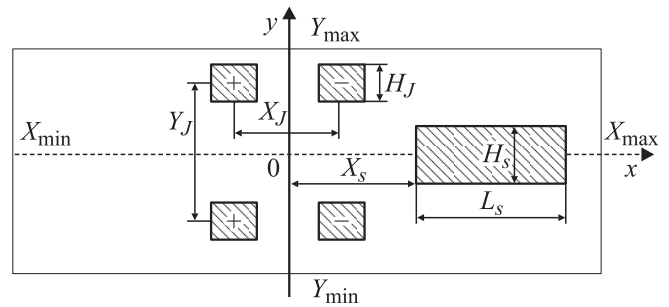


Рис. 3. Геометрия области решения задачи.

с размерами $L_s \times H_s$. Положение сгустка по оси X определяется расстоянием X_s от начала координат. Задача ставится в вакуумной области, т.е. в области внешней к сгустку. Магнитное поле создается токами J , текущими вдоль оси z по четырем проводникам квадратного сечения $H_J \times H_J$. Во всех проводниках токи J по модулю одинаковы, отличаясь знаком в левой и правой парах.

Задача об определении внешнего барьерного магнитного поля в двумерной модели сводится к решению уравнения Пуассона для z -компоненты потенциала магнитного поля $A(x, y)$

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = -\frac{4\pi}{c} j(x, y), \quad B_x = \frac{\partial A}{\partial y}, \quad B_y = \frac{\partial A}{\partial x} \quad (5)$$

с соответствующими граничными условиями на границе области. А именно на внешних границах области задаются значения потенциала или нулевой нормальной производной. Таким образом, верхняя и нижняя границы предполагаются хорошо проводящими, а на боковых границах — „свободные“ условия.

$$A(x, y) = A_0 = \text{const}, \quad y = Y_{\min}, Y_{\max},$$

$$\frac{\partial A}{\partial x} = 0, \quad x = X_{\min}, X_{\max}, \quad (6)$$

где $j(x, y)$ — кусочно-постоянная функция отличная от нуля в области сечений четырех проводников, где $j(x, y) = \pm J/H_J^2$. Чтобы учесть наличие сверхпроводящего тела, нужно еще поставить граничные условия на его поверхности. Сделаем это так, чтобы при большом расстоянии тела от начала координат $|X_s|$ поле было бы малым ($\mathbf{B} \approx 0$), как и в его отсутствии. Поэтому полагаем на поверхности тела

$$A(x, y) = A_0. \quad (7)$$

На рис. 4 представлены примеры результатов расчета потенциала магнитного поля при различных расстояниях сгустка от барьера X_s . Параметры этого расчета

$$X_{\min} = -100 \text{ см}, \quad X_{\max} = 110 \text{ см}, \quad Y_{\min} = -25 \text{ см},$$

$$Y_{\max} = 25 \text{ см}, \quad H_s = 10 \text{ см}, \quad L_s = 40 \text{ см},$$

$$H_J = 5 \text{ см}, \quad J = 700 \text{ кА}.$$

Сгусток „перемещается“ вдоль оси X слева направо. Для каждого положения сгустка (например, с шагом по X_s ,

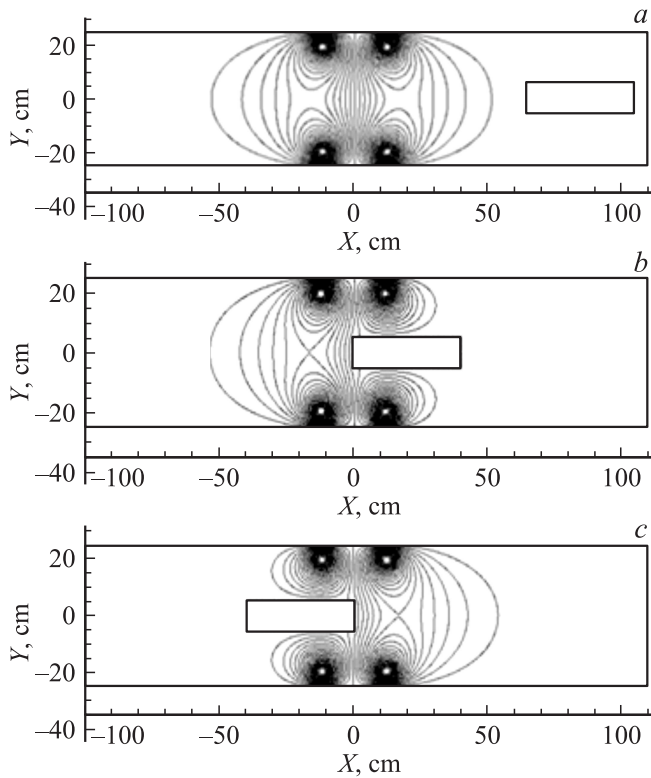


Рис. 4. Распределения магнитного поля (линии $A(x, y) = \text{const}$) при $X_s = 65$ (a), 0 (b) -40 cm (c).

равным 5 см) рассчитывается конфигурация магнитного поля $A(x, y)$. А затем вычисляются величины X — компоненты силы $F(X_s)$, действующей на единицу длины сгустка в направлении оси Z , полный ток $J_{pl}(X_s)$ и потенциальная энергия единицы длины сгустка $U(x)$

$$F_x = - \oint \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} n_x dl, \quad J_p = \frac{c}{4\pi} \oint B_t dl,$$

$$U(x) = - \int^x F(X_s) dX_s. \quad (8)$$

Здесь контурные интегралы берутся по „поверхности“ сгустка. В положении, когда середина сгустка проходит через точку $x = 0$, конфигурация магнитного поле становится опять симметричной относительно этой точки. Поэтому при вычислении интегралов достаточно ограничиться „половиной“ задачи. Расчеты велись по двум методикам: разностной (со стандартной аппроксимацией двумерного оператора Лапласа) и методом конечных элементов на треугольной сетке. В дальнейших расчетах будут меняться только следующие параметры: J — ток в проводниках и H_s — ширина сгустка (размер сгустка по оси y). Расчеты (параметры расчета такие же, как и на рис. 4) показывают (рис. 5), что при прохождении барьера в сгустке возбуждается электрический ток J_l , который исчезает после прохождения сгустком магнитного барьера. На рис. 5 приведены также результаты расчета силы F , действующей на сгусток и

потенциальная энергия сгустка U . Эти расчеты показали, что сила, действующая на сгусток, возрастает до тех пор, пока задняя часть сгустка не окажется в барьере. Потенциальная энергия сгустка U в барьере возрастает, достигает максимума, а затем убывает. Если энергия сгустка W меньше максимального значения потенциальной энергии, то сгусток останавливается в барьере. Зависимость потенциальной энергии сгустка от X (профиль $U(x)$) позволяет определить координату $x = X_b$, при которой сгусток останавливается. Координата X_b соответствует значению потенциальной энергии, равной величине энергии сгустка: $U(x) = W$. Поэтому предложенная математическая модель позволяет определить зависимости X_b от величины W , H_s и J . С этой целью были рассчитаны (рис. 6, a) профили потенциальной энергии $U(x)$ в зависимости от размера сгустка по оси y — H_s при фиксированном токе J в проводниках и профили потенциальной энергии $U(x)$ в зависимости от величины тока J при фиксированной ширине сгустка H_s (рис. 6, b). Используя результаты расчетов на рис. 6, a, получены значения X_b по координатам точек пересечения линии $U = \text{const} = 70$ J с профилями потенциальной энергии для трех значений H_s . По профилям, приведенным на рис. 6, b, были определены значения X_b точек линии пересечения $U = \text{const} = 70$ J с профилями потенциальной энергии для трех значений J . По профилю U для $J = 800$ kA были определены значения X_b для четырех значений $U = 70, 80, 90, 100$ J. Полученные результаты представлены на рис. 7. На этом рисунке для линий, соединяющих полученные из расчетов точки, был выбран линейный закон аппроксимации. Отклонение X_b от их значений, аппроксимированных по линейному закону, не превышает 10%. Из рис. 7 следует, что X_b пропорциональна величине энергии сгустка W (рис. 7, a), обратно пропорциональна ширине сгустка H_s (рис. 7, b) и квадрату тока в проводниках J^2 (рис. 7, c). Координата остановки сгустка в барьере X_b (по определению) должна быть пропорциональна длине пробега сгустка в барьере L_b . Следовательно, для подтверждения

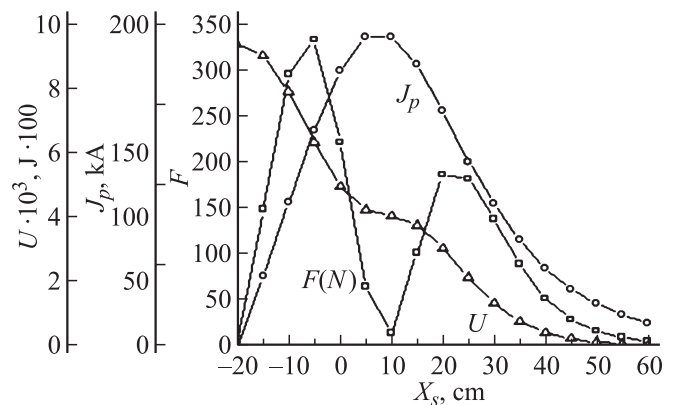


Рис. 5. Зависимость величины потенциальной энергии сгустка U , тока по поверхности сгустка J_p и силы, действующей на сгусток F , от положения сгустка в барьере X_s .

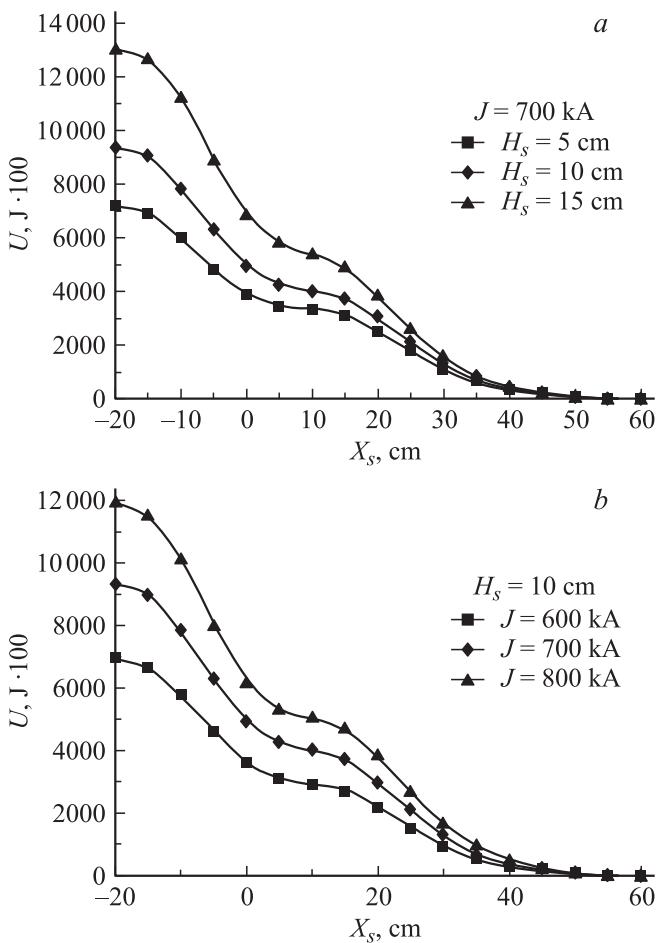


Рис. 6. Профили потенциальной энергии: *a* — в зависимости от размера сгустка по оси y H_s при фиксированной величине тока в проводниках $J = 700$ кА; *b* — в зависимости от величины тока в проводниках при фиксированной ширине сгустка $H_s = 10$ см.

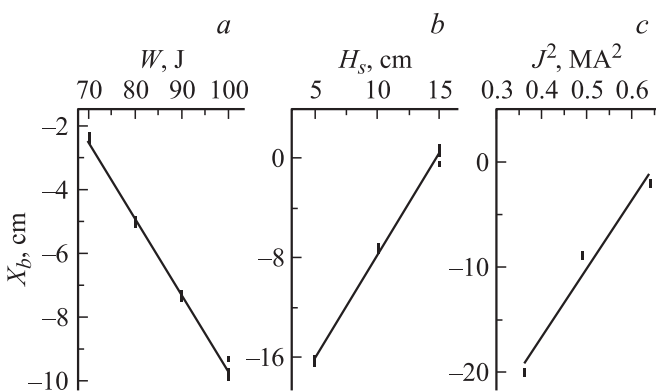


Рис. 7. Зависимость координаты остановки сгустка в барьере X_b от: *a* — энергии сгустка W , *b* — ширины сгустка H_s , *c* — квадрата тока в проводниках J^2 .

соотношения (4) нужно найти зависимость X_b от величины W , S и B (4). Двумерная постановка задачи математического моделирования прохождения сгустка через

барьер рассматривает часть сгустка, имеющего единицу длины в направлении оси z . При такой постановке площадь сгустка S пропорциональна его ширине H_s . Величина тока в проводниках J пропорциональна величине магнитного поля в барьере B . Поэтому, учитывая, что X_b пропорциональна L_b , полученные результаты подтверждают то, что L_b пропорциональна величине энергии сгустка W , обратно пропорциональна площади поперечного сечения сгустка S и квадрату величины магнитного поля в барьере B^2 . Таким образом, результаты математического моделирования не противоречат соотношению (4).

Заключение

Полученное на основании закона сохранения импульса соотношение для оценки длины проникновения плазменного сгустка в магнитный барьер хорошо согласуется с результатами работ [3,4], а также с экспериментальными и теоретическими результатами, представленными в разд. 3 и 4 настоящей работы. Полученное выражение (4) позволяет оценить параметры сгустка для прохождения магнитного барьера. Эта зависимость свидетельствует о возможности применять инжекцию плазменных сгустков не только в мультипольные ловушки, но и в ловушки типа токамак, что экспериментально было подтверждено в [7]. В настоящее время плазменные сгустки, получаемые с помощью плазменных пушек, имеют весьма высокие параметры. Так, плазменный инжектор, описанный в работе [5], генерирует плазменные сгустки с энергией $W = 42$ кДж и площадью поперечного сечения $3 \cdot 10^{-2}$ м². Оценка длины проникновения сгустка с такими параметрами в магнитное поле термоядерного реактора ИТЭР [8], равное 5.3 Т, составляет величину 22 м, что более чем в 3 раза превосходит большой радиус реактора.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-11-10278).

Список литературы

- [1] Морозов А.И., Савельев В.В. // УФН. 1998. Т. 168. № 11. С. 1153–1194.
- [2] Бишаев А.М., Бугрова А.И., Гавриков М.Б., Козинцева М.В., Липатов А.С., Савельев В.В., Сигов А.С., Смирнов П.Г., Тарелкин И.А., Храмов П.П. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 4. С. 34–40.
- [3] Бишаев А.М., Бугров Г.Э., Десятков А.В., Козинцева М.В., Огарков П.В., Сазонов П.Г., Гавриков М.Б., Савельев В.В. // Российский технологический журнал. 2015. № 2 (7). С. 101–112. Электронное сетевое издание ISSN 2500-316X. Электронный ресурс. Режим доступа: <https://rtj.mirea.ru/upload/medialibrary/7ff/09-bishaev.pdf>
- [4] Андриухина Э.Д., Шпигель И.С. // ЖТФ. 1965. Т. 35. № 7. С. 1242–1251.

- [5] *Васильев В.И., Житлухин А.М., Струнников В.М., Хамидуллин Ф.Р.* Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. 1Х-3. Радиационная плазмотермика. Гл. 3. Физика, техника и применение мощных импульсных плазменных ускорителей. М.: Янус-К, 2008. С. 244–278.
- [6] *Позняк И.М., Архипов Н.И., Карелов С.В., Сафронов В.М., Топорков Д.А.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2014. Т. 37. Вып. 1. С. 70–79.
- [7] *Абрамова К.Б., Воронин А.В., Гусев В.К.* и др. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 9. С. 1–9.
- [8] *Миямото К.* Основы физики плазмы и управляемого синтеза / Под общ. ред. В.Д. Шафранова. М.: Физматгиз, 2007. С. 333–335.