

04

## Исследование процессов ввода энергии в область столкновения плазменных потоков с противоположно направленными полями поляризации

© Г.Н. Дудкин, Б.А. Нечаев, В.Н. Падалко, В.М. Быстрицкий,  
J. Wozniak, В.И. Веретельник, Э.Г. Фурман

Федеральное государственное научное учреждение „НИИ ЯФ“, Томск, Россия

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия  
Faculty of Physics and Applied Computer Science, University of Science and Technology, Cracow, Poland

Факультет естественных наук и математики Томского политехнического университета, Томск, Россия

НИИ ВН при Томском политехническом университете, Томск, Россия  
E-mail: dudkin@npi.tpu.ru

Поступило в Редакцию 8 сентября 2006 г.

Представлены экспериментальные результаты исследования взаимодействия двух дейтериевых плазменных потоков с противоположно направленными полями поляризации, распространяющихся встречно поперек магнитного поля. Потоки плазмы с концентрацией до  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  и скоростью до  $2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$  формируются в разрядах в скрещенных  $E \times H$  полях при развиваемой электрической мощности в каждом разряде до 300 mW и токах разряда до 100 kA. На основе экспериментальных результатов по измерению эквивалентной емкости поляризованного потока сделаны оценки величины поперечной диэлектрической проницаемости плазмы потоков. Измерены скорости деполяризации потоков в результате их столкновения. Получены оценки частотных и энергетических характеристик плазменного LC-контура, реализуемого при столкновении поляризованных потоков. Измерены временные модуляции концентрации плазмы в потоке.

PACS: 52.30.-q

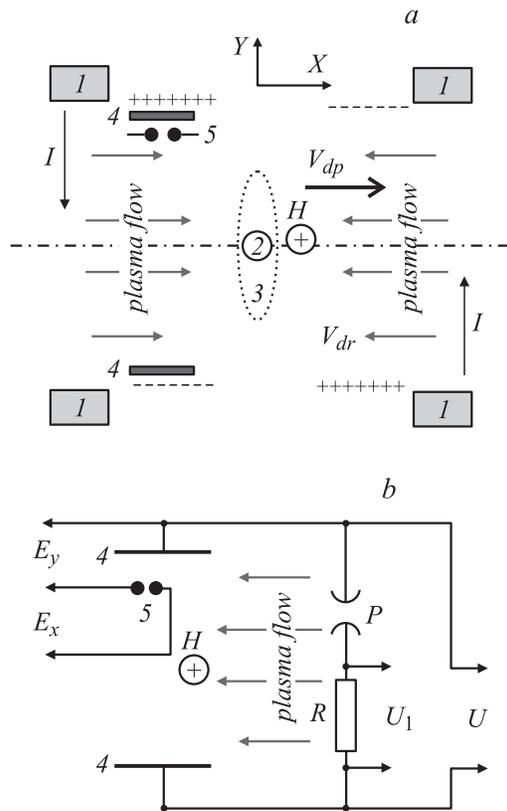
Ввод электрической энергии с высоким темпом в формируемую плазменную структуру подразумевает создание компактного источника энергии с высокими удельными энергетическими характеристиками

и системы ввода с минимально возможными индуктивными характеристиками. С точки зрения удельных энергетических параметров представляет интерес движущийся поперек магнитного поля поток плазмы, в котором в результате процесса поляризации потока запасаемая удельная энергия электрического поля может быть сравнима с удельной кинетической энергией частиц потока [1–3]. При поляризации потока, распространяющегося поперек магнитного поля, формируется дрейфовый канал, в котором электрическое (поляризационное поле) и магнитное поле ортогональны. В этом канале поток, имеющий диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon \sim NM/B^2$  ( $N, M$  — концентрация и масса ионов соответственно,  $B$  — индукция магнитного поля), продолжает движение в первоначальном направлении с дрейфовой скоростью  $V_{dr} \sim E_y/B$  [2,3]. При этом фронт потока имеет размер порядка величины ларморовского радиуса иона [4,5]. При столкновении (перекрывании фронтов) потоков с противоположными поляризациями происходит их деполяризация [5]. В этом случае в области столкновения дрейфовая скорость  $V_{dr} \rightarrow 0$  и, как следствие, увеличивается плотность плазмы. Экспериментально показано, что эффективное взаимодействие (столкновение) потоков носит периодический характер как результат конкурирующих процессов разрушения (деполяризации) и восстановления дрейфовых каналов квазинепрерывными потоками [5,6]. Периодический характер взаимодействия реализуется в случае, когда скорость волны деполяризации, распространяющейся навстречу потоку, в системе, связанной с потоком, по абсолютной величине превышает скорость  $V_{dr}$  [6]. В этом случае в лабораторной системе координат скорость волны деполяризации  $V_{dp} > 0$ . Процессу взаимодействия потоков можно поставить в соответствие эквивалентную схему, состоящую из двух противоположно заряженных динамических плазменных емкостей, объемная цепь разряда которых друг на друга включает в себя плазменную индуктивность.

Целью данной работы является экспериментальная демонстрация возможности введения с высоким темпом электрической энергии, запасенной в потоках, в плазменное образование, формируемое в области столкновения квазинепрерывных потоков дейтериевой плазмы.

Схема установки и расположения в ней детекторов представлена на рис. 1, а.

Один из двух потоков дейтериевой плазмы, формируемых в керамической камере в скрещенных  $E \times H$  полях [4,5], пропускаться через



**Рис. 1.** *a* — схема расположения детекторов в установке, *b* — схема измерительной ячейки: 1 — электроды, 2 — электростатический сеточный энергоанализатор, 3 — область столкновения, 4 — пластинчатые электроды, 5 — плавающие зоны.  $V_{dr}$ ,  $V_{dp}$  — направления скорости движения потока и волны деполяризации.

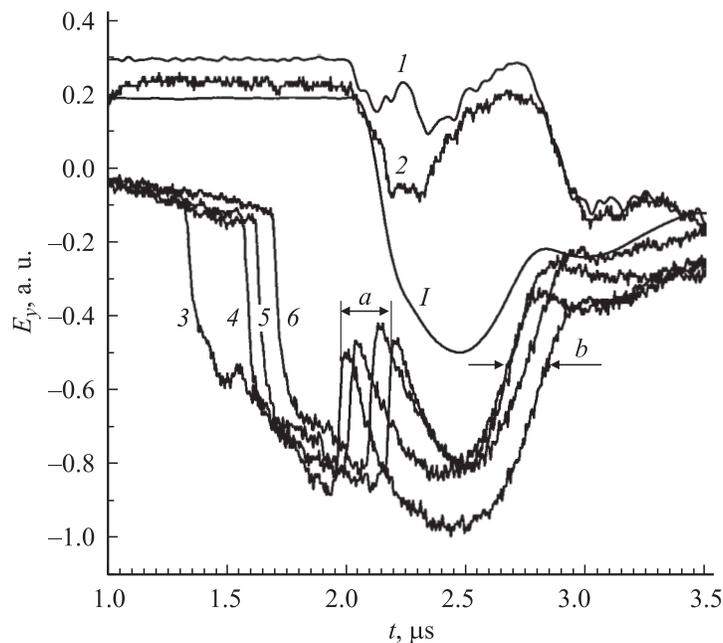
измерительную ячейку (рис. 1, *b*). Ячейка состояла из двух медных электродов (пластин) площадью  $S = 1 \times 1 \text{ cm}^2$ . Расстояние между пластинами  $d \approx 2 \text{ cm}$  примерно соответствовало толщине потока. Внутри ячейки располагались зонды для измерения напряженности электрического поля в направлениях вдоль и поперек движения потока ( $E_x$  и  $E_y$

соответственно). Для измерения емкостных характеристик потока и концентрации плазмы в потоке пластины шунтировались резистором  $R$  при срабатывании микроразрядника  $P$  типа NENGSI 350 02 (рис. 1,  $b$ ), напряжение самопробоя которого достаточно точно поддерживается на уровне 400 В. С помощью энергоанализатора с задерживающим потенциалом проводились измерения распределения частиц по энергии в струе плазмы, движущейся вдоль магнитного поля из области столкновения. Экспериментальные измерения проводились при величине внешнего магнитного поля  $\approx 1$  Т и на временном интервале, на котором мощность каждого из разрядов, формирующих потоки, возрастала от 70 до 100 мВт.

В процессе экспериментов измерительная ячейка перемещалась на базе 2.5 см вдоль траектории плазменного потока от положения вблизи разрядной области, где формируется поток, к области столкновения потоков. На рис. 2 представлена последовательность осциллограмм (3 ÷ 7), отображающих изменение поля  $E_y$  между пластинами при пробое микроразрядника (процесс  $a$ ) и при столкновении потоков (процесс  $b$ ) для разных положений ячейки. Отметим, что деполяризационные потери, связанные с протекающим в цепи микроразрядника током, компенсируются за счет нарастания мощности разрядов, формирующих потоки. По пролетной методике на известном интервале перемещения определялась скорость формирования дрейфового канала с величиной напряжения поляризационного поля на уровне 400 В. Временной интервал при перемещении ячейки отсчитывался по фронтам пробоя микроразрядника. С увеличением расстояния от разрядной области на базе  $\approx 2.5$  см скорость формирования дрейфового канала и сопутствующего потока плазмы изменялась по величине от  $1.7 \cdot 10^7$  до  $1.2 \cdot 10^7$  см/с. По этой же методике определялась скорость (в лабораторной системе координат) волны деполяризации потоков, величина которой увеличивается на той же базе от  $0.8 \cdot 10^7$  до  $1.6 \cdot 10^7$  см/с.

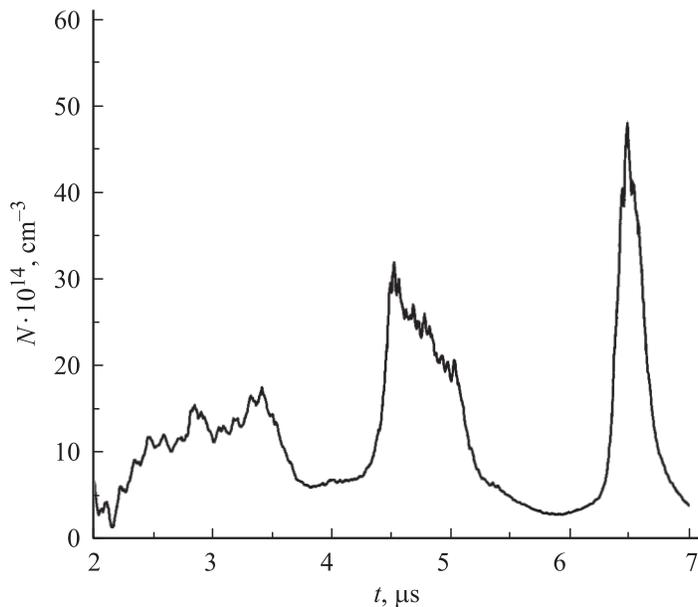
Текущие значения величины концентрации плазмы в квазинепрерывном потоке (рис. 3) определялись из выражения [7]:  $N \approx J_y B / e E_x$ , где  $J_y = I/S$  — плотность тока,  $e$  — заряд электрона. Осциллограмма разрядного тока  $I$  приведена на рис. 2.

Из соотношения  $I = CdU/dt$  (для процесса  $a$ ) определялась эквивалентная емкость плазменного столбика с площадью основания  $S = 1$  см<sup>2</sup> и толщиной  $d = 2$  см. Получена средняя оценка величины  $C \approx 3 \cdot 10^{-8}$  Ф и соответствующая ей диэлектрическая проницаемость



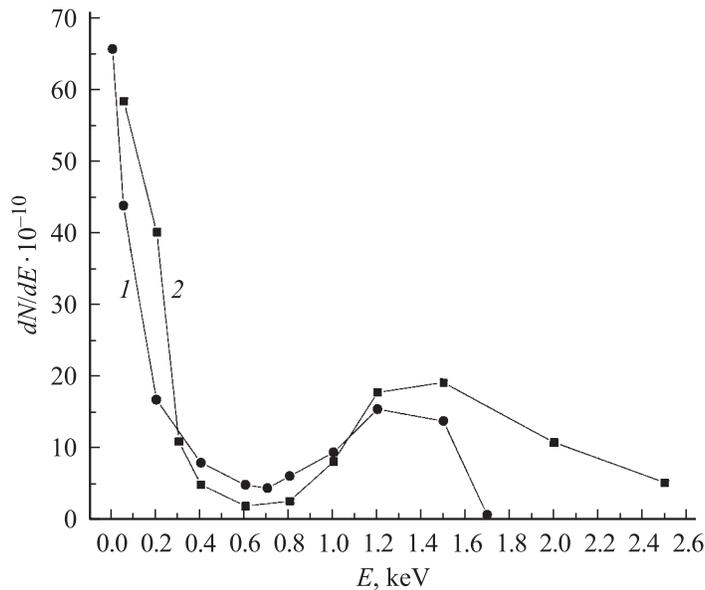
**Рис. 2.** Осциллограммы разности потенциалов: между зондом и пластиной с микроразрядником (1) и без него (2); между пластинами при перемещении измерительной ячейки по потоку от области формирования потока к области столкновения потоков (3–6);  $a$  — интервал смещения во времени момента срабатывания микроразрядника;  $b$  — область процесса деполяризации потоков при их столкновении;  $I$  — ток в цепи микроразрядника.

потока в направлении, перпендикулярном его скорости  $\varepsilon \approx 6.8 \cdot 10^5$ . За время взаимодействия двух потоков  $\Delta t$  в область столкновения вводятся электрическая и кинетическая энергии соответственно:  $W_e \approx 2C_p U^2 / 2 \approx C(V_{dr} + V_{dp}) \Delta t l_B U^2 / S$  и  $W_k \approx 2MN V_p^2 d l_B V_p \Delta t / 2$ , где  $C_p$  — полная емкость одного потока. Принимая средние значения скорости на базе измерения  $V_{dr} \approx V_{dp} = 1.3 \cdot 10^7$  cm/s,  $U = 400$  V,  $\Delta t = 300$  ns,  $N = 2 \cdot 10^{15}$  cm $^{-3}$ ,  $d = 2$  cm,  $l_B = 10$  cm — размер потока вдоль магнитного поля,  $S \approx 1$  cm $^2$ , получим  $W_e \approx 2.4$  J,  $W_k \approx 8.8$  J. Следовательно, вклад электрической энергии следует учитывать, например,



**Рис. 3.** Модуляция концентрации плазмы в квазинепрерывных взаимодействующих потоках.

при интерпретации экспериментов по выходу нейтронов при столкновении плазменных потоков [5]. На основе измеренного в условиях эксперимента энергетического распределения частиц в струе (рис. 4), вылетающей из области столкновения потоков вдоль магнитного поля, и измеренной площади ее сечения ( $\leq 1 \text{ cm}^2$ ) сделана оценка энергии одной струи ( $\approx 6 \text{ J}$ ), формируемой при первом акте столкновения потоков. Баланс энергии, вкачиваемой потоками в область столкновения и уносимой вдоль магнитного поля в противоположные стороны двумя струями плазмы, с удовлетворительной точностью выполняется при учете электрической энергии потоков. Эксперименты показали, что поле  $E_y$  (между плавающим зондом и пластиной) при столкновении потоков осциллирует с периодом  $T \approx 100 \text{ ns}$ . Согласно соотношению  $T^2 \sim LC_p$ , была определена величина индуктивности цепи разряда плазменных емкостей друг на друга —  $L \leq 10^{-8} \text{ H}$ . Таким образом,



**Рис. 4.** Энергетическое распределение ионов (1) и электронов (2) в струе плазмы вдоль магнитного поля.

процесс введения электрической энергии в область столкновения потоков носит колебательный характер, определяемый параметрами плазменного LC-контура. При увеличении энергосодержания потоков в экспериментах была реализована частота колебаний плазменного LC-контура  $\approx 50$  MHz. Эта частота примерно соответствует циклотронной частоте ионов дейтерия при величине магнитного поля  $\approx 1$  Т. В условиях резонанса происходит более эффективная перекачка электрической энергии поляризованных потоков в энергию ионов [8]. При мощности разрядов, формирующих потоки,  $\sim 300$  MW максимальная плотность электрической энергии в потоках, по оценкам, составляла до  $1 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-3}$ . В области столкновения потоков плотность мощности электрической энергии достигала  $\sim 1 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-3}$  при плотности плазмы  $\geq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

Таким образом, в плазменных потоках, распространяющихся поперек магнитного поля, может запасаться удельная электрическая

энергия, сравнимая по величине с удельными энергетическими характеристиками, например, индуктивных накопителей. В то же время темп ввода запасенной электрической энергии в область столкновения поляризованных потоков соответствует темпу ввода, характерному при передаче энергии в нагрузку от низкоиндуктивных формирующих линий.

Работа поддержана грантом РФФИ № 06-02-17182 и грантом Полномочного представителя Польши в ОИЯИ.

## Список литературы

- [1] *Lehnert B.* // Nucl. Fusion. 1971. V. 11. P. 485–531.
- [2] *Peter W., Ron A., Rostoker N.* // Phys. Fluids. 1967. V. 25. P. 730–736.
- [3] *Беликов А.Г., Хижняк Н.А.* // ФП. 1995. Т. 21. С. 723–730.
- [4] *Дудкин Г.Н., Нечаев Б.А., Падалко В.Н.* и др. // ФП. 2003. Т. 29. № 8. С. 714–721.
- [5] *Дудкин Г.Н., Нечаев Б.А., Падалко В.Н.* и др. // ФП. 2005. Т. 31. № 12. С. 1114–1122.
- [6] *Dudkin G., Nechaev B., Padalko V.* et al. // IEEE Conference Record-Abstracts. 2005. IEEE International Conference on Plasma Science. June 20–23, 2005. Monterey, California, USA. P. 325.
- [7] *Дудкин Г.Н., Нечаев Б.А., Падалко В.Н.* // ФП. 1997. Т. 23. № 3. С. 258–263.
- [8] *Дудкин Г.Н., Нечаев Б.А., Падалко В.Н., Фурман Э.Г.* // ФП. 2001. Т. 27. № 7. С. 599–606.