

БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ УДАРНАЯ ВОЛНА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПЛАЗМЕННОМ ПОТОКЕ С $\beta \approx 1$

*Н.И.Архипов, А.М.Житлухин, В.М.Сафронов,
В.В.Сиднев, Ю.В.Скворцов*

Экспериментально исследована динамика образования бесстолкновительной ударной волны при торможении сверхзвукового плазменного потока с $\beta \approx 1$ в неоднородном магнитном поле.

Вопросы динамики высокоэнергичных сверхзвуковых плазменных потоков в неоднородном магнитном поле представляют большой интерес для целого ряда прикладных задач.

До сих пор основные теоретические и экспериментальные исследования были проведены для столкновительной плазмы ($L \gg \lambda_{ii}$; L – длина сгустка, λ_{ii} – длина свободного пробега ионов) с $\beta \ll 1$ ($\beta = 8\pi P/H_e^2$, где P – давление плазмы, H_e – внешнее магнитное поле) ¹.

В последние годы в результате развития мощных плазменных ускорителей ² появилась возможность получать высокоэнергичные плазменные потоки с $\beta \approx 1$, которые, как правило, являются бесстолкновительными.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию динамики сверхзвукового бесстолкновительного плазменного потока с $\beta \approx 1$ в нарастающем по длине магнитном поле.

Эксперименты проводились на установке МК-200 (рис. 1), представляющей собой электродинамический ускоритель плазмы с импульсным напуском газа ³. Ускоритель запитывался от конденсаторной батареи емкостью $C_0 = 1150$ мкФ при рабочем напряжении $U_0 = 20$ кВ. Вакуумная камера ускорителя соединялась с тонкостенным металлическим лайнером диаметром 30 см, в котором с помощью системы многовитковых соленоидов создавалось квазистационарное профилированное магнитное поле (рис. 2, а).

Комплекс диагностик включал в себя диамагнитные зонды для измерения давления плазмы, систему магнитных зондов для измерения внутреннего магнитного поля в потоке, рентгеновскую диагностику (метод фильтров) с временным и пространственным разрешением для измерения электронной температуры, нейтронные детекторы с временным и пространственным разрешением, интерферометр Маха – Цандера с лазерным осветителем ($\lambda = 6945 \text{ \AA}$) для измерения плотности плазмы.

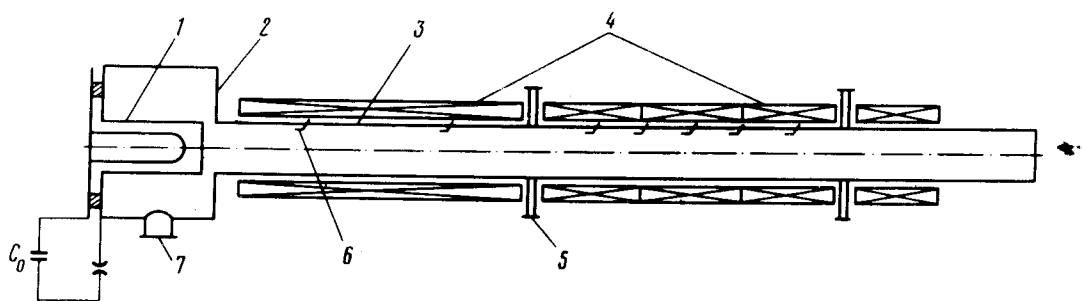


Рис. 1. Схема установки: 1 – ускоритель МК-200, 2 – вакуумная камера, 3 – лайнер, 4 – соленоиды, 5 – диагностические окна, 6 – диамагнитные зонды, 7 – вакуумная откачка

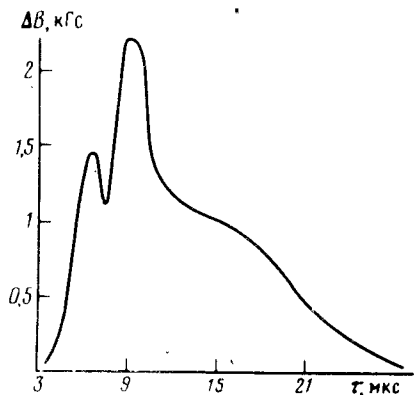
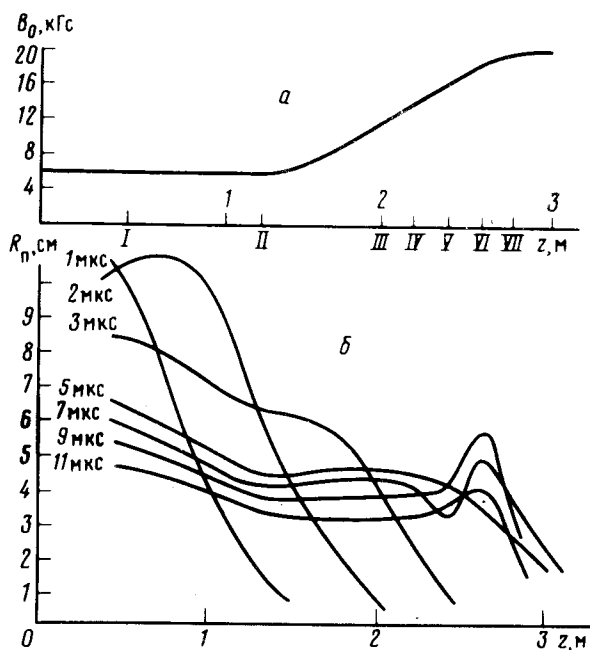


Рис. 3. Осциллограмма сигнала VI зонда

Рис. 2. а – Распределение вакуумного магнитного поля $B_0(z)$ в лайнере; I – VII – сечения, в которых расположены диамагнитные зонды. б – Форма плазменной струи $B_0(z)$ для различных моментов времени; $t = 0$ – момент входа струи в плазмопровод

Параметры потока дейтериевой плазмы, генерируемого ускорителем, измерялись на участке однородного поля в сечении II зонда и имели следующие значения: плотность плазмы $n \approx 1,8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, ионная температура $T_i \approx 0,85 \text{ кэВ}$, электронная температура $T_e \approx 100 \text{ эВ} \ll T_i$, $\beta \approx 1$. Радиус плазмы, скорость и число Маха в фронтальной части потока составляли соответственно $R_{\text{п}} \approx 6 \text{ см}$, $v_0 \approx 5 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ и $M_0 \approx 1,8$ и монотонно уменьшались по его длине. Время ион-ионных столкновений в этих условиях $\tau_{ii} \approx 60 \text{ мкс}$, что значительно больше пролетного времени $L/v_0 \approx 10 \text{ мкс}$ (L – длина плазмопровода) т. е. поток являлся бесстолкновительным.

На рис. 2, б представлена форма плазменной струи в плазмопроводе, восстановленная по сигналам семи последовательно расположенных диамагнитных зондов для различных моментов времени. Видно, что фронтальная часть потока движется со скоростью $v_0 \approx 5 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ и монотонно сжимается по радиусу по мере движения в нарастающем магнитном поле. Сжатие потока приводит к нагреву как ионной, так и электронной компонент, однако в течение всего процесса $T_e \ll T_i$. В максимуме поля (сечение VII зонда) параметры плазмы достигают следующих значений: $T_i \approx 1,5 \text{ кэВ}$, $T_e \approx 350 \text{ эВ}$, $R_{\text{п}} \approx 3,5 \text{ см}$, $n \approx 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Динамика остальной части струи носит иной характер. Ее радиус резко возрастает при прохождении через область нарастающего поля ($t = 7$ мкс на рис. 2, б), что наиболее явно регистрируется зондом VI (рис. 3). Первый максимум на осциллограмме соответствует фронтальной части потока и регистрируется всеми зондами. Второй максимум появляется только при движении хвостовой части в области нарастающего поля и полностью отсутствует на сигналах первого и второго зондов. Хотя увеличение радиуса потока не приводит к заметному росту давления плазмы ($\Delta P/P \ll 1$, так как $R_{II} \ll R_L$, R_L — радиус лайнера), погонная плотность тепловой энергии потока $\epsilon = \frac{3}{2} \pi R_{II}^2 P$ в этой области возрастает более чем в 2 раза. Этот факт свидетельствует об эффективной диссипации кинетической энергии потока, т. е. об образовании бесстолкновительной ударной волны. По данным измерений разрыв образуется в сечении, где число Маха $M \approx 1$, как и в случае обычного гидродинамического потока⁴, но при $\beta \approx 1$ течение за фронтом волны носит более сложный характер. Нагрев плазмы приводит к нарушению баланса между магнитным и газокинетическим давлением и значительному расширению потока, поэтому течение за фронтом является двумерным. Ширина зоны релаксации, наблюдаемая в эксперименте (рис. 2, б, $t = 7$ мкс), составляет $\delta \approx 10$ см. Однако эта величина не может быть однозначно сопоставлена с шириной фронта ударной волны, который в этой ситуации должен быть неплоским⁵.

Образование бесстолкновительной ударной волны в условиях эксперимента, когда $T_e \ll \ll T_i$, может быть объяснено развитием шланговой неустойчивости. Причиной развития неустойчивости является анизотропия давления плазмы, возникающая при сжатии бесстолкновительного плазменного потока, на что впервые было указано в⁶. При выполнении условия $l/r_{\omega_i} M_0 \gg 1$ (r_{ω_i} — ларморовский радиус иона, l — характерный размер градиента поля) поток становится гидродинамическим, что приводит к образованию ударной волны при $M \approx 1$ ⁸. В условиях эксперимента $r_{\omega_i} \approx 1,0$ см и неравенство выполнено. Согласно⁷, ширина фронта ударной волны при этом должна быть $\delta \sim 10 r_{\omega_i} \approx 10$ см; что не противоречит экспериментальным данным.

Свидетельством развитой турбулентности является аномальная величина коэффициента диффузии магнитного поля за фронтом ударной волны: $D = 1,6 \cdot 10^7$ см²/с $> D_B$ (D_B — бомовский коэффициент).

Соответствующая эффективная длина свободного пробега ионов в этой области составляет $\lambda_{ii} \sim D/v_T \approx 0,5$ см $\approx r_{\omega_i}$.

Образование бесстолкновительной ударной волны в сверхзвуковом плазменном потоке при сжатии его в коническом диффузоре, с одной стороны, ограничивает предельно достижимые таким методом степени сжатия, а с другой стороны позволяет использовать этот механизм для эффективного нагрева плазмы.

Литература

1. Freeman I.R. Nuclear Fusion, 1971, 11, 425.
2. Сиднев В.В., Скворцов Ю.В., Хамидуллин Ф.Р., Умрихин Н.М. Вопросы атомной науки и техники, Серия: Термоядерный синтез, вып. 2 (12), с. 12.
3. Горячева Н.В., Житлухин А.М., Илюшин И.В., Сафронов В.М., Сиднев В.В., Скворцов Ю.В., Соловьева В.Г., Умрихин Н.М. V Всесоюзная конференция по плазменным ускорителям и ионным инжекторам, М.: Наука, 1982, с. 14.
4. Courant R., Friedrichs K.O. "Supersonic Flow and Shock Waves", N.Y., Interscience Pub., 1964.
5. Harold Weitzner. Phys. of Fluids, 1977, 20, №8.
6. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. ЖЭТФ, 1969, 57, 1047.
7. Алипченков В.М., Конкашбаев И.К., Лопатко В.Б. Препринт ИАЭ-3793 1983.
8. Leloup C., Taussig R.T. Nuclear Fusion, 1968, 8, 362.

Поступила в редакцию
29 декабря 1983г.