

поля по мере приближения к оси цилиндра, происходит кумуляция, при которой магнитное поле вблизи оси существенно увеличивается по сравнению с полем на границе плазменного шнура, а затем происходит отражение волны от оси. Движение отраженной волны, сопровождающееся уходящими вперед осцилляциями, прослеживалось почти до момента ее «столкновения» с движущейся границей плазмы.

В настоящее время проводятся расчеты при условиях, по возможности максимально приближенных к тем, которые имеют место в экспериментах.

В заключение автор благодарит Р. З. Сагдеева, В. И. Карпмана, Н. Н. Яненко, Ю. Е. Нестерихина за консультации и обсуждения, а также Г. А. Гроздову — за помощь в численных расчетах.

Поступила 1 II 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Веденов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З. Нелинейные колебания разреженной плазмы. Ядерный синтез, 1961, т. I, вып. 1.
2. Сагдеев Р. З. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме. Сб. «Вопросы теории плазмы». вып. 4, Атомиздат, 1964.
3. Adlam J., Allen J. The structure of strong collision — free hydromagnetic waves. Phil. Mag., 1958, vol. 3, No. 29.
4. Карпман В. И. О структуре фронта ударной волны, распространяющейся под углом к магнитному полю в разреженной плазме. Ж. техн. физ., 1963, т. 33, вып. 8.
5. Казанцев А. П. Об установившемся течении плазмы в магнитном поле. Ж. эксперим. и теор. физ., 1963, т. 44, вып. 4.
6. Gardner C. S., Goertzel H., Grad H., Morawatz C. S., Rose M. H., Rubin H. Hydromagnetic shock waves in high — temperature plasmas. Proc. of the 2nd U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 1958, vol. 31.
7. Березин Ю. А., Карпман В. И. К теории нестационарных волн конечной амплитуды в разреженной плазме. Ж. эксперим. и теор. физ., 1964, т. 46, вып. 5.
8. Auer P. L., Hurwitz H., Kilb R. W. Low Mach number magnetic compression waves in a collision — free plasma. Phys. Fluids. 1961, vol. 4, n. 9.
9. Morton R. W. Finite amplitude compression waves in collisionfree plasma. Preprint NYO 10434, 1964, New York University.
10. Искольдский А. М., Куртмуллаев Р. Х., Нестерихин Ю. Е., Пономаренко А. Г. Эксперименты по бесстолкновительной ударной волне в плазме. Ж. эксперим. и теор. физ., 1964, т. 46, вып. 8.
11. Рихтмайер Р. Д. Разностные методы решения краевых задач. Изд. иностр. лит., 1960.

ЗАХВАТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

*А. М. Искольдский, Р. Х. Куртмуллаев, Ю. Е. Нестерихин,
В. И. Нильский, А. Г. Пономаренко*

(Новосибирск)

В работах [1,2] было показано, что в разреженной плазме могут быть возбуждены бесстолкновительные ударные волны. При помощи магнитных зондов и скоростной съемки наблюдалось движение волны по радиусу цилиндрического плазменного столба, ее кумуляция на оси системы и последующее сжатие плазмы цилиндрическим токовым слоем. При работе с дейтерием эта стадия процесса сопровождалась нейтронным излучением. Проведенные измерения скорости волны ($3 \cdot 10^7 - 10^8$ см / сек), энергии ионов ($1 - 10$ кэв), интенсивности потока нейтронов ($10^6 - 10^7$ в импульсе) не противоречат предположению о термоядерном механизме нейтронного излучения.

В настоящем сообщении приводятся некоторые результаты исследования последующего развития процесса.

Эксперименты проводились по следующей схеме (подробно см. [2]).

Вакуумная камера (стеклянная труба диаметром 16 см) располагалась на оси ловушки квазистационарного поля ($H_0 \sim 0.5$ кэ, $T = 5$ мсек); в центре системы камеру охватывал ударный вихор шириной 30 см, создающий переменное поле ($H \sim 3-6$ кэ, $T \sim 1.4-2$ мсек).

После заполнения камеры предварительно ионизированной плазмой (начальная концентрация $N_0 \sim 5 \cdot 10^{12} - 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³) включалось поле H , полное время затухания которого составляло 3—6 периодов.

Проведенные исследования обнаружили ряд особенностей, являющихся, по-видимому, главными для понимания основных черт развития процесса после кумуляции волны и токового слоя. К этим особенностям относятся закономерности нейтронного излучения, потока заряженных частиц, регистрируемых у стенок камеры, и структура магнитного поля в плазменном объеме. Так, например, время регистрации ионов с энергиями ~ 10 кэВ и нейтронного излучения имело длительность от 10—15 мксек (фиг. 1, г) до 100 мксек в оптимальных случаях, тогда как время затухания поля H не превышало 10—15 мксек.

Измерения пространственного распределения интенсивности нейтронного излучения показывают, что излучающий плазменный объем локализован вблизи ударного витка и занимает малую часть объема ловушки.

Поток быстрых электронов на боковую стенку камеры (регистрируемый по тормозному γ -излучению на фольге, закрывающей сцинтиллятор) обнаруживает максимум, появляющийся значительно позже полного затухания H , вскоре после окончания нейтронного импульса (фиг. 1, б).

Возможное объяснение этих фактов может быть связано с возникновением под ударным витком плазменного образования, оторванного от стенок камеры в течение нескольких десятков мксек. Исследования, проведенные при помощи миниатюрных магнитных зондов, вводимых в плазменный объем [2], указывают на формирование под витком структуры магнитного поля, которая, в принципе, может обеспечить удержание горячей плазмы.

В эксперименте систематически наблюдалось, что вскоре после включения ударного контура (обычно после кумуляции волны и токового слоя) магнитные поля в объеме не изменяют знака, хотя колебания тока в ударном контуре еще существуют (фиг. 2). На приведенных осциллограммах видно, что на различных расстояниях от оси при этом устанавливаются встречные направления полей. Этот результат является следствием захвата поля и замыкания магнитных силовых линий внутри камеры. Образование подобной замкнутой конфигурации поля — «идеальной ловушки» — наблюдалось ранее в экспериментах по θ -пинчам [3].

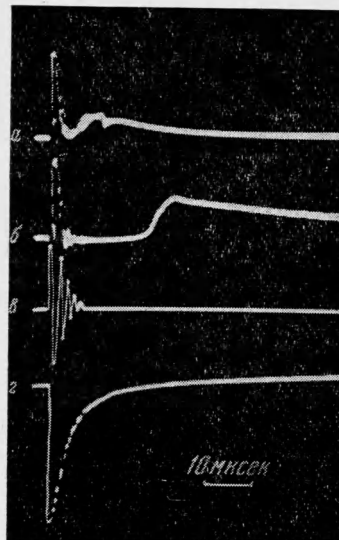
Измерения показывают, что величина захваченного поля имеет порядок H , а длительность существования указанной структуры обычно значительно превышает время затухания H и имеет один порядок с длительностью нейтронного излучения (фиг. 2). Захваченное поле промодулировано с периодом T (пока H сравнимо с напряженностью захваченного поля). Период модуляции указывает на периодическое поджатие образующейся внутренней ловушки полем внешнего витка. Подобную модуляцию имеет огибающая нейтронного сигнала.

После окончания тока в ударном контуре амплитуда захваченного поля медленно спадает, что, по-видимому, связано с расширением объема ловушки и диссипацией поля. Интенсивность нейтронного излучения в этой области также монотонно падает, как это должно быть при расширении ловушки за счет уменьшения N_i и T_i .

Радиальное расширение ловушки должно привести к выходу горячей плазмы, удерживаемой в ней, на стенки камеры и исчезновению замкнутой конфигурации поля. Это обстоятельство может быть причиной наблюдающегося позднего максимума потока электронов на боковую стенку камеры (фиг. 1, б).

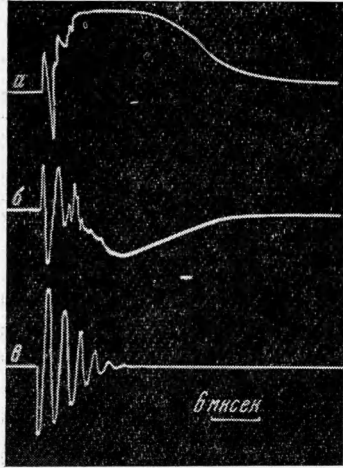
Характер сигнала на сцинтилляционном датчике, регистрирующем электроны, уходящие вдоль поля H_0 (фиг. 1, а), также не противоречит изложенному представлению о внутренней ловушке. Действительно, поток «продольных» электронов существенно ослабляется в случае, когда максимально затянута выход электронов на боковую стенку камеры (фиг. 1, б), т. е. имеет место эффективное удержание плазмы захваченным полем.

Следует отметить, что введение магнитного зонда в плазму заметно снижало интенсивность и длительность потока нейтронов, что существенно ограничивало возможности количественных измерений. По этой же причине детальное исследование структуры магнитного поля, требующее одновременного использования нескольких зондов, проводилось на гелии (осциллограмма на фиг. 2), хотя основные черты процесса при работе с дейтерием полностью сохранялись.



Фиг. 1 а — рентгеновское излучение, вызванное электронами, уходящими на торец камеры; б — рентгеновское излучение, вызванное электронами, уходящими на боковую стенку камеры; в — ток ударного витка; г — излучение нейтронов.

Высказанная гипотеза о механизме удержания горячей плазмы требует дополнения, объясняющего баланс давлений по сечению камеры, так как внутренняя ловушка с давлением $\sim H^2 / 8\pi$ существует длительное время после того, как полностью исчезает встречное воздействие со стороны поля ударного витка.



Фиг. 2 Сигналы с магнитных зондов, установленных в плазме под витком на расстояниях: *a* — $\sim 0.25R$, *б* — $\sim 0.9R$ от оси камеры, *в* — ток ударного витка.

Объяснение этому факту, видимо, следует искать в образовании цилиндрического слоя плазмы, прилегающего к стенке камеры и передающего ей давление захваченного поля. Существование пристеночного слоя плазмы убедительно проявляется в его экранирующем воздействии: магнитные измерения не обнаруживают поля у наружной стенки камеры (после окончания тока в ударном витке), тогда как внутри камеры поле фиксируется в непосредственной близости от стенок (фиг. 2, б).

Время существования ловушки в этом случае должно быть связано с диффузией поля, захваченного в объем радиуса R , через пристеночный слой с толщиной скина δ

$$t \sim \frac{R}{\delta} t_s \quad \left(t_s = \frac{\delta^2}{c^2} 4\pi\sigma \right)$$

(t — скиновое время, σ — проводимость слоя).

Проведенные оценки показывают, что наблюдающиеся в эксперименте значения t (несколько десятков мксек) соответствуют наличию слоя, толщина которого меньше 1 см, а температура — порядка десятков эв.

Относительно высокая температура пристеночного слоя может поддерживаться за счет диссипации диффундирующего поля.

Авторы благодарят Г. И. Будкера за постоянное внимание и интерес к работе и Р. З. Сагдеева за помощь и участие в обсуждении результатов.

Поступило 17 XI 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Сагдеев Р. З. О тонкой структуре фронта ударной волны, распространяющейся поперек магнитного поля в разреженной плазме. Ж. техн. физ., 1961, т. 31, стр. 1185.
2. Искольдский А. М., Куртмуллаев Р. Х., Нестерихин Ю. Е., Пономаренко А. Г. Эксперименты по бесстолкновительной ударной волне в плазме. Ж. эксперим. и теор. физ., 1964, т. 47, вып. 2 (8).
3. Bodin H. A. B. et al. The influence of a trapped field of the characteristics of a magnetically compressed plasma (theatron). Nucl. Fusion Suppl., 1962, p. 2, 521.

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА В НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ ПЛОСКОГО КАНАЛА

Я. С. Уфлянд, И. Б. Чекмарев

(Ленинград)

§1. Постановка задачи. Для изучения изменения электропроводности ионизованного газа в начальном участке канала рассмотрим следующую задачу. В плоском полубесконечном канале ($x \geq 0$, $|y| < a$) движется газ с заданной постоянной скоростью v и температурой T_0 . В начальный момент времени $t = 0$ во входном сечении канала ($x = 0$) задается концентрация легкоионизируемой присадки $n = n_0 f(t)$ и температура газа $T = T_0 g(t)$. Температуру стенок при $t = 0$ примем равной T_0 , а концентрацию присадки — равной нулю. Исследуется распределение температуры $T(x, y, t)$ и концентрации присадки $n(x, y, t)$ в зависимости от координат и времени.

В области канала искомые величины удовлетворяют приближенным уравнениям (см., например, [1-3])

$$\frac{\partial n}{\partial t} + v \frac{\partial n}{\partial x} = D \frac{\partial^2 n}{\partial y^2}, \quad \frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (1.1)$$