

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 61, ВЫПУСК 8
 25 АПРЕЛЯ, 1995

Письма в ЖЭТФ, том 61, вып.8, стр.617 - 620

© 1995г. 25 апреля

О МЕХАНИЗМЕ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ
МАГНИТОЗВУКОВЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

Г.Н.Дудкин, В.Ю.Егоров, Б.А.Нечаев, А.В.Пешков

Научно-исследовательский институт ядерной физики при Томском политехническом университете

634050 Томск, Россия

Поступила в редакцию 27 февраля 1995 г.

Экспериментально показана возможность ускорения вдоль магнитного поля до больших энергий ионов водорода и дейтерия, при столкновении двух квазиперпендикулярных магнитозвуковых ударных волн. Энергетический спектр ускоренных ионов измерен с помощью время-пролетной системы. Максимальная энергия ускоренных ионов равна ~ 10 МэВ, длина ускорения ≤ 8 см. Обсуждаются возможные механизмы ускорения ионов до больших энергий вдоль магнитного поля.

В работах [1,2] нами теоретически и экспериментально была показана возможность ускорения ионов "бегущим" электрическим полем, создаваемым двумя сталкивающимися квазиперпендикулярными магнитозвуковыми ударными волнами (МУВ), вектор напряженности которого направлен вдоль магнитного поля. Условие синхронизма здесь обеспечивается за счет изменения начального угла столкновения θ_0 двух МУВ по такому закону, что ускоряемая частица покоится в системе координат, связанной с областью столкновения, и движется в лабораторной системе со скоростью $V_f/\sin\theta(Z)$ под действием электрического поля $2E_0 \sin\theta(Z)$ (V_f – скорость фронта МУВ, E_0 – напряженность электрического поля на фронте МУВ, θ – угол между фронтом и осью $Z \parallel H_0$, H_0 – начальное магнитное поле). Экспериментально эта идея была подтверждена исследованиями на установке, подробно описанной в [2], для условия, когда угол θ не менялся. На ней было достигнуто ускорение дейтронов до энергии ≤ 1 МэВ. Однако применяемая в экспериментах для определения энергии методика наведенной активности не позволяла исследовать корреляционные зависимости между параметрами пучка ускоренных ионов и динамическими процессами в плазме в каждом цикле ускорения и, таким образом, не позволяла исследовать эффективность нового механизма

ускорения. Под эффективностью механизма ускорения будем понимать произведение $\epsilon_{\text{max}} N$, где ϵ_{max} — максимальная энергия ускоренных частиц, N — число частиц в импульсе.

Эксперименты также показали, что помещение любых датчиков (магнитных, электростатических и т.д.) в область столкновения волн практически полностью блокирует процесс ускорения ионов вдоль магнитного поля. Поэтому в дальнейших экспериментах использовалась время-пролетная методика с применением световых и сцинтилляционных датчиков, расположенных вне области столкновения. Для регистрации свечения плазмы, возбуждаемого электрическим полем фронта ударной волны, в разрядную камеру были помещены два световых датчика (с пространственным разрешением ~ 1 мм), которые могли передвигаться вдоль и поперек магнитного поля. В начале и конце ионопровода (длина 100 см, ведущее магнитное поле $\sim 0,3$ Тл) были установлены сцинтилляторы на основе полистирола, свет из которых выводился на фотоэлектронные умножители с помощью волоконных световодов. Первый сцинтиллятор (диаметр 5 мм, толщина 1,5 мм) перекрывал только часть пучка ускоренных ионов. Второй сцинтиллятор (диаметр 15 мм, толщина 1,5 мм) перекрывал другую часть пучка. При этом предполагалось, что энергия ускоренных ионов слабо меняется по сечению пучка. Светоизоляция сцинтилляторов, а также защита от медленных ионов и электронов обеспечивались пленкой алюминия толщиной 8 мкм (порог по энергии дейтронов равен 0,75 МэВ).

Сопоставление временных интервалов между сигналами со сцинтилляционных и световых датчиков позволило установить однозначно корреляцию между процессом ускорения ионов и свечением плазмы в области столкновения волн (рис.1). Перемещая световой датчик вдоль магнитного поля и регистрируя свечение плазмы в области столкновения, мы оценили длину, на которой может происходить ускорение, равную ~ 8 см.

Энергия ускоренных ионов определялась по времени пролета на двух интервалах: 170 см — расстояние между одним из световых и сцинтилляционным детекторами; 100 см — расстояние между сцинтилляционными детекторами. В пределах ошибок измерений (± 1 МэВ для энергии 10 МэВ) значения энергий, полученные для этих интервалов, хорошо согласуются между собой. Энергия ускоренных дейтронов менялась от импульса к импульсу в диапазоне $3 \div 10$ МэВ. Количество ускоренных частиц на окончательном сцинтилляционном счетчике определялось из данных по: калибровке ФЭУ с помощью светодиода в фотоэлектронах; измеренному ослаблению света в волоконном световоде; расчету световых выходов от отдельной частицы в пластическом сцинтилляторе и составляло $2 \div 10 \cdot 10^3$ частиц в импульсе. Слабая интенсивность регистрируемого излучения в значительной мере может определяться возможным большим эмитансом пучка и неоднородностью ведущего магнитного поля тракта транспортировки пучка ускоренных частиц. Однако вопрос этот нами пока не исследовался.

Эффективность механизма ускорения зависит и от развития двухпотоковой неустойчивости, приводящей к турбулизации фоновой плазмы до момента взаимодействия фронтов магнитозвуковых волн. Турбулизация увеличивает эффективную вязкость среды, что в конечном счете, приводит к расплыванию фронта ударной волны [4]. Наши исследования показали, что двухпотоковая неустойчивость может быть в значительной степени подавлена путем опти-

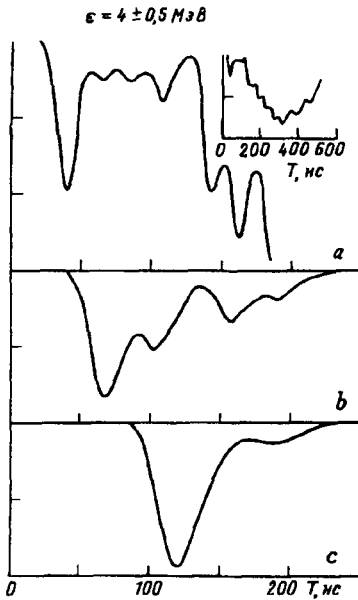


Рис.1

Рис.1. Осциллограммы импульсов с датчиков: *a* – оптического, *b* – сцинтилляционного проходного, *c* – сцинтилляционного оконечного

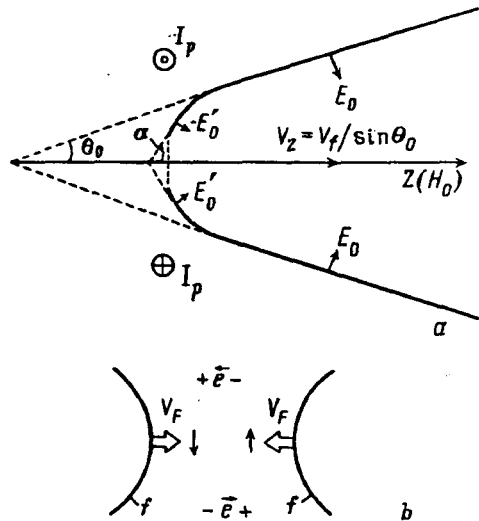


Рис.2

Рис.2. *a* – Схема, иллюстрирующая искажения электрических полей в области столкновения ударных волн: α – результирующий угол столкновения волн, E'_0 – результирующее электрическое поле волны, I_p – поляризационный ток. *b* – Схема, иллюстрирующая возникновение азимутального поляризованного тока в области столкновения МУВ: *f* – фронт ударной волны; стрелками показан дрейф электронов

мизации соотношения между концентрацией и температурой ионов фоновой плазмы за счет подбора вводимой в разряд мощности.

Мы не исключаем также возможности того, что захват в ускорение ионов, резонансно ускоренных на фронте одной МУВ [3], неэффективен в силу азимутальной "незамкнутости" ускоряющей системы. Возможно, что реализация схемы ускорения ионов вдоль магнитного поля с помощью сходящейся цилиндрической МУВ типа "воронки", создаваемой методом магнитного поршня, на много порядков повысит эффективность механизма ускорения.

Полученный в экспериментах максимальный темп ускорения дейтронов составляет $> 100 \text{ МэВ/м}$, что явно противоречит результатам модели ускорения, которая была рассмотрена нами в работах [1,2]. Чтобы обеспечить в рассматриваемой модели ускорение дейтронов до полученных в эксперименте значений энергии, требуется более высокая напряженность "бегущего" вдоль оси *Z* электрического поля.

Ранее [2] с помощью двойных плавающих зондов нами было показано, что в случае столкновения двух волн величина потенциала φ_z "бегущего" вдоль магнитного поля электрического поля лежит в диапазоне $\varphi_0 < \varphi_z \leq 2\varphi_0$ (φ_0 – потенциал электрического поля одиночной МУВ). Это свидетельствует о том, что максимальное результирующее электрическое поле в области взаимодей-

ствия двух МУВ может быть равно $2E_0$, а не $2E_0 \sin \theta_0$. Рассмотрим, за счет чего это может произойти. Расчеты показывают, что в области столкновения волн при сложении магнитных полей, связанных с их фронтами, происходит изменение геометрии магнитного поля таким образом, что первоначальный угол наклона магнитных силовых линий по отношению к оси Z увеличивается. Если считать, что магнитное поле жестко связано с фронтом волны, то в этом случае произойдет увеличение угла столкновения МУВ от θ_0 до α (рис.2а).

$$\operatorname{tg} \alpha \sim \operatorname{tg} \theta_0 \left[2 - \frac{1}{2(M_A - \frac{1}{2})^{1/2}} \right],$$

где M_A – магнитное число Маха. Кроме того, на величину и пространственное распределение магнитного и электрического полей в области столкновения волн окажет значительное влияние замкнутый азимутальный ток с плотностью $\leq 10^4 \text{ А/см}^2$, который может возникнуть при взаимодействии двух поляризованных (в поперечном магнитном поле) потоков плазмы за счет перетекания заряда между разноименно заряженными областями (рис.2б). Магнитный поток, создаваемый токами такой величины, сравним или превышает магнитный поток невозмущенного магнитного поля. Оценки показывают, что азимутальные токи могут обеспечить увеличение отношения $\operatorname{tg} \alpha / \operatorname{tg} \theta_0$ еще в 1,5–2 раза. Таким образом, при $E_z \simeq 2E_0$, $n_0 = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\theta_0 \simeq 15^\circ$, $H_0 \approx 10^4 \text{ Э}$, $M_A \simeq 1,5$, максимальная энергия ускоренных дейтронов может достигнуть нескольких МэВ.

Однако не исключено, что в процесс ускорения могут вовлекаться и другие типы волн (например, ниже-гибридные волны [5]) с более высокой (за счет коллапса) плотностью энергии электрического поля.

Чтобы прояснить механизм ускорения, необходимо в дальнейшем экспериментально исследовать пространственные распределения амплитудных значений электрического поля в области столкновения, что поможет также идентифицировать типы волн, участвующих в ускорении ионов [6].

Цель нашей публикации заключается и в том, чтобы привлечь внимание теоретиков к исследуемой проблеме.

В заключение считаем своим долгом поблагодарить Э.Г.Фурмана за предоставленную аппаратуру, необходимую для проведения экспериментов, и О.Г.Халявину за постоянную техническую помощь.

-
1. Г.Н.Дудкин, А.А.Луканин, Б.А.Нечаев и др. Письма в ЖЭТФ 55, 689 (1992).
 2. Г.Н.Дудкин, Б.А.Нечаев, А.В.Пешков и др., ЖЭТФ 105, 1606 (1994).
 3. А.Т.Алтынцев, Г.Н.Кичигин, И.В.Лебедев, Н.А.Строкин, ЖЭТФ 96, 574 (1989).
 4. Е.Т.Бережко, Г.Ф.Крымский, УФН 154, 49 (1988).
 5. R.Bingham, J.J.Su, V.Shapiro et.al., Preprint RAL-94-022, 1994.
 6. Е.А.Окс, Спектроскопия плазмы с квазимонохроматическими электрическими полями, М.: Энергоатомиздат, 1990.