

### ВОЗБУЖДЕНИЕ СИЛЬНЫХ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

Р. Х. Куртмуллаев, В. К. Малиновский, Ю. Е. Нестерихин,  
А. Г. Пономаренко

(Новосибирск)

Приводятся некоторые экспериментальные результаты по возбуждению сильных бесстолкновительных ударных волн в плазме. В этом случае ширина фронта ударной волны, распространяющейся перпендикулярно внешнему магнитному полю, определяется коллективными процессами: возбуждением и распадом плазменных колебаний, возникающих вследствие укрупнения фронта волны и последующего ее «опрокидывания» [1].

Условие формирования фронта ударной волны может быть записано таким образом:

$$T' < \frac{r}{V_a} \approx r \frac{\sqrt{4\pi\rho}}{H + H^0} \quad (1)$$

Здесь  $r$  — размер системы,  $V_a$  — альфвенская скорость,  $T'$  — время нарастания амплитуды переменного магнитного поля  $H^0$ .

Данному способу возбуждения ударной волны сопутствует бесстолкновительный нагрев плазмы, при котором основная часть энергии должна передаваться ионам. В том случае, когда амплитуда магнитного поля  $H^0$  недостаточна для «опрокидывания» ударной волны, энергия, запасенная в ней, может весьма эффективно и за очень короткие времена ( $t \sim 1/\omega_{ci}$ ) передаваться плазме, вернее — ее электронам, за счет раскачки токовой неустойчивости при выполнении следующего условия:

$$v_j \geq v_0 \approx \left( \frac{2kT}{m_e} \right)^{1/2} \quad (2)$$

Здесь  $v_0$  — тепловая скорость электронов.

Условия возникновения токовой неустойчивости могут быть созданы не только при помощи генерирования сильных ударных волн, но и при помощи возбуждения в плазме обычных высокочастотных волн такой амплитуды, для которых критерий (2) заведомо выполняется (так, например, в работе [2] возбуждались магнитозвуковые волны). Для нагревания плазмы волнами большой амплитуды можно использовать также «распадные» неустойчивости: например, неустойчивость альфвенских волн по отношению к одновременному возбуждению быстрых и медленных магнитозвуковых волн [4]. При таком методе нагрева энергия переменного магнитного поля передается непосредственно ионам (если  $T_e \geq 4T_i$ ).

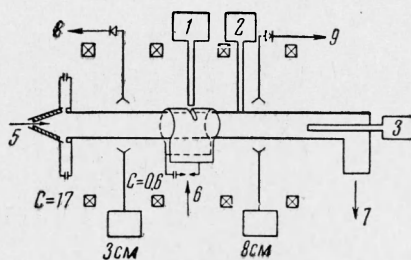
Плазма в опытах создавалась при помощи конического источника, работавшего на газе, образуемом при пробое плексового изолятора [3]. Как видно из фиг. 1, запас энергии источника определялся двумя емкостями  $C_1 = 17$  мкф, заряжаемых до напряжения  $u = 10$  кВ. Величина этой энергии составляла примерно полтора килоджоуля, причем половина ее передавалась плазме. Разрядный ток источника  $I \sim 350$  кА имел период порядка 5 мксек и затухал практически в течение первого полупериода.

Плазменный сгусток, вылетающий из источника, транспортировался вдоль стеклянной трубы диаметром 5.2 см и длиной 200 см, которая находилась в продольном квазистационарном магнитном поле  $H$ , создаваемом разрядом батареи конденсаторов ИМ 150/5 (80 штук) на две пары катушек Гельмгольца диаметром 1 м. Величина  $H$  могла изменяться от 0 до 2 кэ, при однородности не хуже 3% на оси и периоде  $5 \cdot 10^{-3}$  сек.

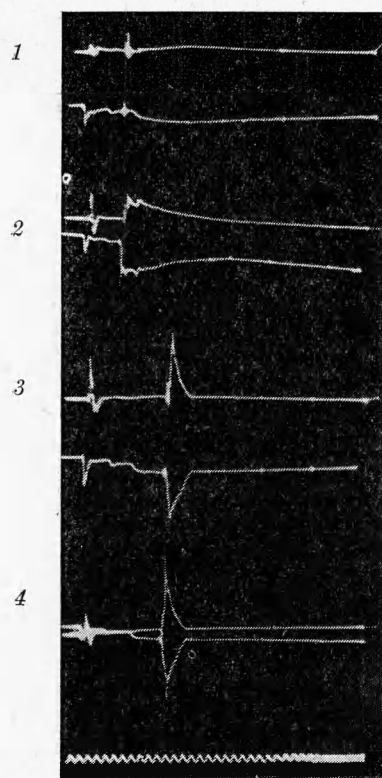
Для возбуждения ударных волн в движущемся по плазмоводу сгустке на расстоянии порядка метра от конического ускорителя находился медный виток (длиной 30 см, диаметром 5.4 см и индуктивностью  $L^0 \approx 10$  см), на который с регулируемой задержкой относительно момента срабатывания источника разряжалась линия емкостью  $C = 0.6$  мкф и рабочим напряжением 50 кВ.

Период возбуждающей системы составлял  $10^{-6}$  сек, а отношение полезной индуктивности к суммарной оказалось равным  $L^0/L_0 \approx 0.25$ . Амплитуда переменного магнитного поля на оси витка достигла  $7 \cdot 10^3$  э.

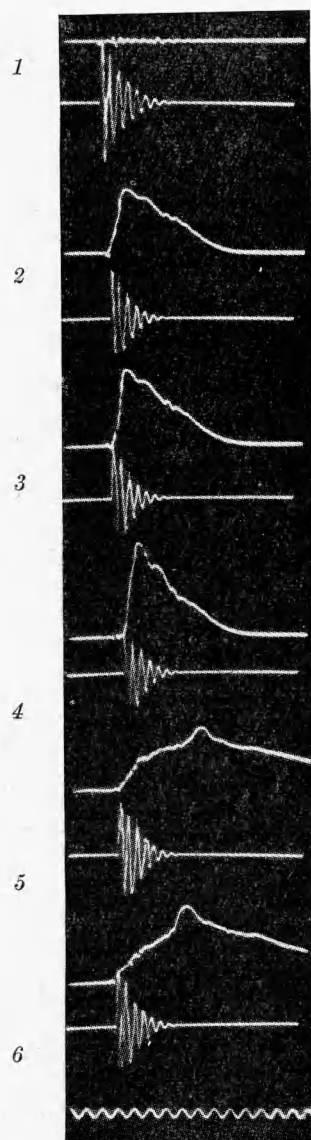
На фиг. 2 представлены осциллограммы, на которых отчетливо виден эффект срабатывания возбуждающего витка на различных участках плазменного сгустка (на верхнем луче — сигнал с монохроматора — линия  $H_{\beta}$ , на нижнем — сигнал ФЭУ).



Фиг. 1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 — монохроматор, 2 — ловушка, 3 — скинтиллятор и ФЭУ, 4 — катушки магнитного поля; стрелки 5, 6 — поджиг, 7 — к насосу; 8, 9 — к осциллографу



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Возбуждение ударной волны в плотной части ступка.  
Верхний луч — линия  $H_\beta$ , нижний луч — ФЭУ,  $u = 8$  кв, калибровочная синусоида 200 кгц.

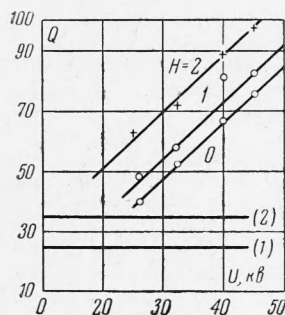
Кадры соответствуют значениям параметров: 1 — ( $u = 0$ ,  $H = 0$ ); 2 — ( $u = 40$  кв,  $H = 0.9$  кэ,  $t_3 = 19$  мксек); 3 — ( $u = 40$  кв,  $H = 0$ ,  $t_3 = 45$  мксек); 4 — ( $u = 40$  кв,  $H = 0.9$  кэ,  $t_3 = 45$  мксек)

Фиг. 3. Ток в витке и свечение линии  $H_\alpha$ ,  $u = 46$  кв, калибровочная синусоида 500 кгц.  
Кадры соответствуют значениям параметров: 1 — ( $u = 0$ ;  $H = 0$ ); 2 — ( $u = 8$  кв,  $H = 0$ ,  $t_3 = 45$  мксек); 3 — ( $u = 8$  кв,  $H = 0.9$  кэ,  $t_3 = 45$  мксек); 4 — ( $u = 8$  кв,  $H = 1.8$  кэ,  $t_3 = 45$  мксек); 5 — ( $u = 8$  кв,  $H = 0$ ,  $t_3 = 19$  мксек); 6 — ( $u = 8$  кв,  $H = 0.9$  кэ,  $t_3 = 19$  мксек)

Концентрация заряженных частиц в сгустке, соответствующая моменту первого и второго ударов (осциллограммы 2 и 3 на фиг. 2), измеренная двойным ленгмюровским зондом, достигала соответственно величин  $n_1 \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $n_2 \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (напряжение на источнике  $u = 8 \text{ кВ}$ ). Зонд был прокалиброван при помощи просвечивания плазмы на длинах волн 3 см, 8 мм и 4 мм.

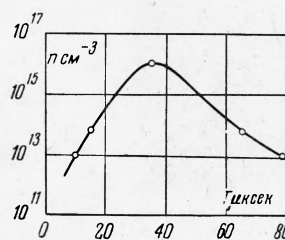
Измеренная по декременту затухания величина энергии, поглощаемая плазмой в результате генерирования ударной волны, оказалась равной 120 Дж, что составило примерно 70% энергии, запасенной в витке (фиг. 3, верхний луч — сигнал с монохроматора — линия  $H_\alpha$ , нижний — ток в витке). Элементарный расчет показывает, что максимальная температура, до которой могла нагреваться плазма, в этом случае составляет для  $n_2 \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  не более 50—100 эв на частицу. Калориметрические и диамагнитные измерения, проведенные аналогично [4], удовлетворительно совпали с этим расчетом.

На фиг. 4 приведена серия СФР-грамм, полученных в режиме фоторегистратора через щель, расположенную в плоскости, перпендикулярной движению сгустка непосредственно за витком. Легко видеть, что после срабатывания линии плазма совершает периодические колебания, являющиеся, по-видимому, магнитозвуковыми.



Фиг. 5

Фиг. 5. Калориметрические измерения энергии  $Q$  Дж, поглощаемой плазмой при  $t_3 = 15 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$ ,  $u = 4 \text{ кВ}$  для  $H = 0, 1, 2 \text{ кВ}$ . Первоначальные значения энергии сгустка (1) при  $H = 0$  и (2) при  $H = 2 \text{ кВ}$ . Напряжение на линии  $U = 0$



Фиг. 6

Фиг. 6. Временное распределение плотности частиц под витком в сгустке,  $u = 4 \text{ кВ}$ ;  $H = 0.9 \text{ кВ}$

Чтобы увеличить вклад энергии на частицу, были проведены эксперименты по возбуждению ударных волн в той части сгустка, где концентрация заряженных частиц не превышала величины  $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Для этого было понижено напряжение на источнике до 4 кВ.

В этом случае условие формирования ударной волны и ее «опрокидывания», несмотря на значительное содержание в плазме ионов углерода, выполнялось уже достаточно корректно. Однако калориметрические измерения (фиг. 5) показали, что плазма по-прежнему интенсивно поглощает энергию, запасаемую в витке.

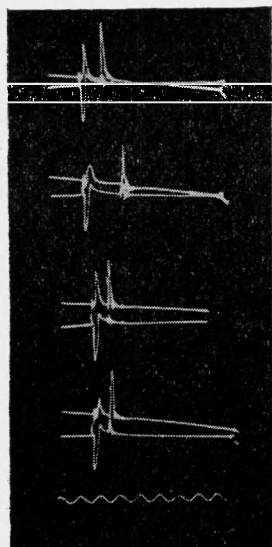
Так как в областях сгустков, в которых возбуждались ударные волны, концентрация заряженных частиц уменьшилась приблизительно в  $10^2$  раз, то частицы плазмы при том же поглощении энергии должны были нагреваться до величины  $\sim 10 \text{ кэ}$ .

На фиг. 6 изображен профиль сгустка, представляющий временное распределение плотности частиц под витком, причем начало координат соответствует моменту зажигания конического источника. Пользуясь этими данными, можно было легко выбирать необходимое время задержки  $t_3$ , определявшее момент срабатывания линии.

На фиг. 7 приведены результаты измерений рентгеновского излучения, полученные при помощи стандартной фотоэлектрической методики (фольга, кристалл, фотоумножитель, на верхнем луче — рентгеновское излучение, на нижнем — ток источника). Из осциллограмм 3 и 4 видно, что три фольги из алюминия толщиной 15 мк весьма эффективно задерживают излучение, идущее от самого плазменного источника, и практически очень слабо влияют на излучение, идущее из плазменного сгустка после срабатывания линии.

При помощи нескольких медных фольг толщиной 40 мк было установлено, что энергия рентгеновского излучения уменьшается по мере возрастания плотности частиц ( $t_3$ ) в области нагревания.

Так, при изменении величины  $n$  от  $10^{13}$  до  $10^{14}$   $\text{см}^{-3}$  энергия рентгеновского излучения изменялась от 80 до 25  $\text{кэ}$  (осциллограммы 1 и 2 на фиг. 7), а при дальнейшем увеличении концентрации заряженных частиц  $n \geq 10^{15}$   $\text{см}^{-3}$  полностью исчезало.



Фиг. 7. Рентгеновское излучение, идущее из плазмы при возбуждении ударной волны;  $u = 4$   $\text{кэ}$ ,  $U = 36$   $\text{кэ}$ ,  $H = 0.9$   $\text{кэ}$ , калибровочная синусоида 100  $\text{кГц}$ .

Кривые соответствуют значениям параметров: 1 — ( $t_3 = 11$   $\text{мксек}$ , одна Al-фольга 15  $\text{мк}$ ); 2 — ( $t_3 = 18$   $\text{мксек}$ , одна Al-фольга 15  $\text{мк}$ ); 3 — ( $t_3 = 8$   $\text{мксек}$ , одна Al-фольга 15  $\text{мк}$ ); 4 — ( $t_3 = 8$   $\text{мксек}$ , три Al-фольги по 15  $\text{мк}$ )

сгустка), не позволило пока осуществить решающий опыт по доказательству турбулентного характера поглощения энергии ударной волны частицами плазмы.

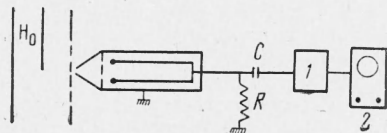
Для подтверждения того факта, что рентгеновское излучение, возникающее после возбуждения ударной волны в сгустке, обусловлено нагретыми электронами плазмы, попадавшими на сцинтиллятор, закрытый медной или алюминиевой фольгой, были проведены опыты с ловушкой, располагавшейся перпендикулярно квазистационарному магнитному полю  $H$ . Коллектор ловушки находился на расстоянии примерно 1  $\text{см}$  от границы плазмы (фиг. 8). Меняя величину  $H$  при различных, но фиксированных величинах  $t_3$ , оказалось возможным установить наиболее вероятную энергию нагретых электронов. Так, на фиг. 9 и 10 представлены кривая распределения энергии электронов для  $t_3 = 15$   $\text{мксек}$  и соответствующие типичные осциллограммы сигналов тока ловушки (верхний луч — ток источника, нижний луч — ток на коллектор ловушки). Подобные измерения поперечной энергии нагретых электронов удовлетворительно совпали как с приведенным выше значением энергии рентгеновского излучения, так и с зависимостью ее от величины  $t_3$ .

В заключение приводим осциллограмму (см. фиг. 11), на которой ток ловушки носит знакопеременный характер, что, по-видимому, соответствует электронному и ионному току на стенку камеры.

Подобные сигналы начинают появляться при увеличении значения  $t_3 \geq 20$   $\text{мксек}$  ( $n \geq 5 \cdot 10^{14}$   $\text{см}^{-3}$ ), причем с возрастанием концентрации заряженных частиц в этой области нагревания вклад тока ионов становится все более преобладающим.

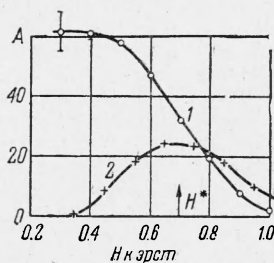
Таким образом, в этом эксперименте еще не было получено четкого доказательства формирования фронта ударной волны и его «прокидывания», тем не менее, значительное поглощение энергии плазмой несомненно стимулирует дальнейшее развитие подобных экспериментов.

Несмотря на то, что при возбуждении ударных волн в области сгустка  $t_3 \geq 30$   $\text{мксек}$  критерий (1) для параметров данной установки ( $n = 10^{16}$   $\text{см}^{-3}$ ,  $r = 2.6$   $\text{см}$ ,  $H^0 = 0-7 \cdot 10^3$  э) выполнялся заведомо удовлетворительно, низкое значение энергии, приходящейся на одну частицу (соизмеримое с направленной энергией сгустка), не позволило пока осуществить решающий опыт по доказательству турбулентного характера поглощения энергии ударной волны частицами плазмы.



Фиг. 8

Фиг. 8. Ловушка  $R = 10^5$   $\text{ом}$ ;  $C = 10$   $\text{мкф}$ ; 1 — катодный повторитель



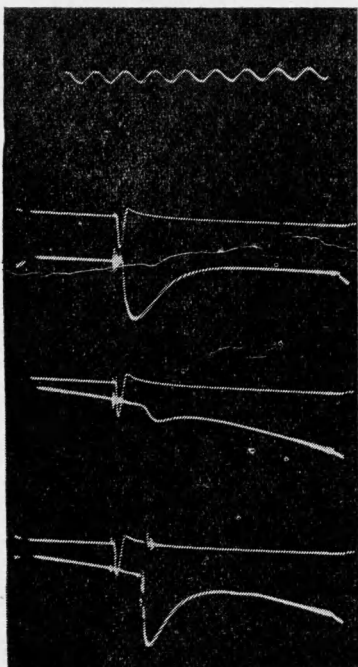
Фиг. 9

Фиг. 9. Распределение нагретых электронов, полученное при помощи ловушки.  $A$  — ток электронов на коллектор в условных единицах (кривая 1); кривая 2 — производная функции  $A(H)$ , при помощи которой из соотношения  $v = 1.7 \cdot 10^7 H^* r$  находилась наиболее вероятная скорость электронов;  $r$  — расстояние от коллектора до границы плазмы

Приведенные экспериментальные результаты о значительном нагреве электронов в области  $t_3 < 15$  мксек и постепенное исчезновение рентгеновского излучения по мере возрастания концентрации заряженных частиц в области нагревания плазменного сгустка (уменьшается доля энергии, приходящейся на одну частицу), не находятся в противоречии с теорией (1).

В том случае, когда условие (1) выполняется недостаточно хорошо, энергия в ч. магнитного поля  $H^0$  уходит в основном на нагрев электронов на фронте ударной волны.

Неудовлетворительная повторяемость результатов в случае больших  $t_3 > 20$  мксек не позволила получить достаточно надежных количественных измерений по определению наиболее вероятной скорости нагретых ионов. Сейчас можно привести только следующие факты: в предположении, что ловушка регистрирует приход нагретых ионов водорода, при концентрациях частиц в сгустке  $n = 5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> наблюдаются ионы с энергией в диапазоне 1–3 кэв, а при  $n \geq 10^{15}$  см<sup>-3</sup> с энергией порядка сотен вольт.



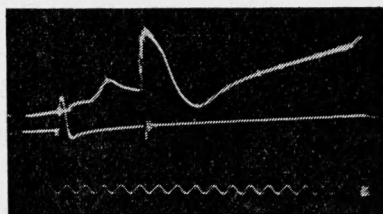
Фиг. 10

Фиг. 10 — Электронный ток на коллектор.  $u = 4$  кэ,  $t_3 = 15 \cdot 10^{-6}$  сек, калибровочная синусоида 145 кГц.

Осциллограммы соответствуют значениям:

1 — ( $H = 0$ ,  $U = 0$ ), 2 — ( $H = 0.6$  кэ,  $U = 0$ ), 3 — ( $H = 0.6$  кэ,  $U = 36$  кэ)

Фиг. 11. Электронный и ионный ток на ловушку.  $U = 36$  кэ,  $u = 4$  кэ,  $H = 0.9$  кэ,  $t_3 = 25 \cdot 10^{-6}$  сек; калибровочная синусоида 220 кГц



Фиг. 11

Авторы считают своим долгом выразить благодарность Г. И. Будкеру за интерес и внимание к работе, Р. З. Сагдееву — за обсуждения и ценные советы.

Поступила 9 V 1964

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сагдеев Р. З. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме Сб. «Вопросы теории плазмы», Атомиздат, 1964, вып. 4, стр. 20.
2. Бабыкин М. В., Завойский Е. К., Рудаков Л. И., Скорюпин В. А. Поглощение плазмой энергии переменных электромагнитных полей большой амплитуды. Ядерный синтез. Дополнение, ч. 3. 1963, стр. 1073.
3. Josephson V. Production of high-velocity Shocks. Appl. Phys., 1958, vol 29 № 1, p. 30
4. Marshall J., Stratton T. The collision of two Plasmas. Nucl. Fusion (supplement), part 2, 1962, p. 663.

