

70979

1869

44

68

1880

АКАДЕМИЯ НАУК СССР СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

препринт 228

Р.Х.Куртмуллаев, В.И.Пильский, В.Н.Семёнов

ноя. 3

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО НАГРЕВА
ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ
В ПЛАЗМЕ ЗОНДОВЫМ МЕТОДОМ

Новосибирск
1968

Р.Х.Куртмуллаев, В.И.Пильский, В.Н.Семёнов

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО НАГРЕВА ЗА ФРОНТОМ
УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ ЗОНДОВЫМ МЕТОДОМ

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе исследован вопрос о применимости магнитных зондов разных конструкций в измерении быстропеременных полей. Изучена возможность оценки электронной температуры по разности сигналов с двух различных зондов.

Излагаются результаты измерений температуры за фронтом ударной волны. Показано, что при $M > M_{кр}$ электронный нагрев уменьшается. Высказано предположение, что этот эффект связан с возрастанием нагрева ионов при опрокидывании ударной волны.

468
1880

Вопрос о применении зондов разных конструкций для регистрации быстропеременных магнитных полей (зондов с открытой петлей и зондов, целиком заключенных в изолирующую трубку) долгое время оставался дискуссионным. Основные соображения в пользу применения открытого зонда заключаются в том, что он измеряет поле непосредственно в плазме, свободно протекающей через его сечение, тогда как в обычной конструкции магнитное поле проникает внутрь трубки только в результате диффузионного процесса в прилегающем к трубке слое плазмы, что неизбежно сопряжено с временными и амплитудными искажениями. Тогда степень пригодности такого зонда должна зависеть от отношения

$\tau_{пр} / \tau_{диф}$, где $\tau_{пр}$ - характерное время процесса, а $\tau_{диф} \approx \frac{4\pi\sigma\delta^2}{c^2}$ - время диффузии магнитного поля в трубку (δ - размер трубки, σ - проводимость плазмы). В типичных условиях для экспериментов с бесстолкновительными ударными волнами $\tau_{пр} \sim 2 - 4 \cdot 10^{-8}$ сек., временная длительность ударного скачка $\delta \sim 1 - 2 \cdot 10^{13}$, и при $\delta \sim 0,5$ см. $\tau_{диф} \sim 3 - 6 \cdot 10^{-8}$ сек., т.е. $\tau_{пр} / \tau_{диф} \sim 1$, что должно ограничить временное разрешение зонда.

Первые эксперименты, проведенные на установке УН-4 для сравнения характеристик двух конструкций зондов, показали большую степень пригодности зонда с открытой петлей по сравнению с обычным, заключенным в трубку. Эти измерения не только установили разницу в сигналах, регистрируемых этими двумя зондами, но и обнаружили возможность использования этой разницы для оценки электронной температуры. Этот результат кажется естественным, т.к. единственное различие в условиях работы этих двух зондов заключается в том, что внутри петли одного есть плазма, а внутри другого - нет.

На установке УН-4 / 1 / плазма с плотностью N_0 , помещенная в цилиндрическом объеме в квазистационарное магнитное поле H_0 , подвергалась быстрому сжатию ($\Delta t \sim 50 - 300$ нсек) переменным магнитным полем H_{\sim} , приложенным к границе. Возмущения магнитного поля в возникающей цилиндрической ударной волне, регистрировались с помощью магнитных зондов разных конструкций, рассмотренных выше.

Зонды располагались на одинаковых расстояниях от оси цилиндрического объема, т.е. в равных условиях по отношению к волне.

70979-68

ГЕНТА СОВЕТОВ
Гос. науч.-тех.
библиотека

Сверено
1980 г.

СВЕРЕНО

Сверено
2000 г.

На рис.1 показаны характерные осциллограммы, снятые одновременно с открытого зонда и с зонда, закрытого трубкой. Наиболее существенное различие в показаниях этих зондов проявляется в том, что сигнал с зонда, заключенного в трубку, во-первых, запаздывает, и, во-вторых, превышает по амплитуде сигнал с

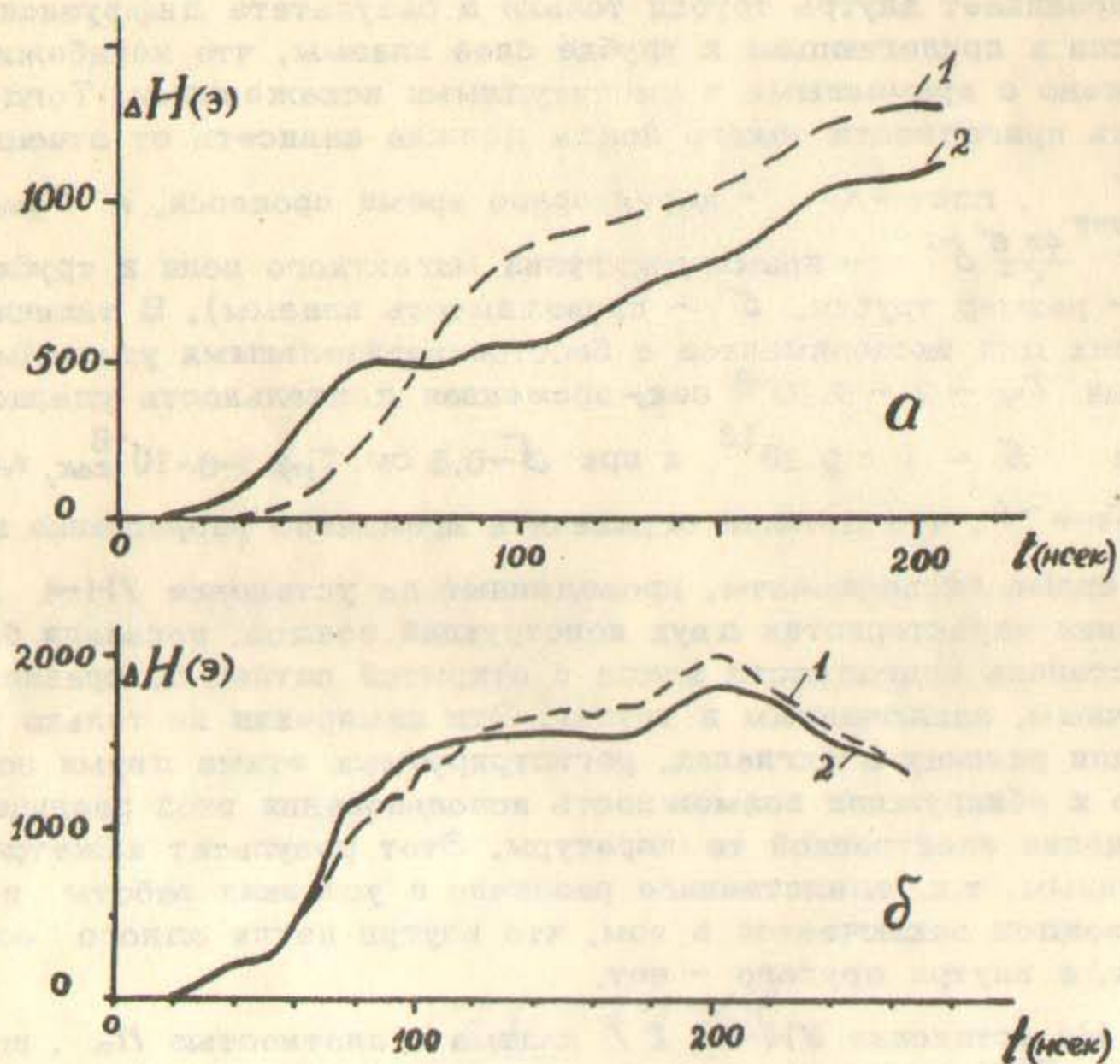


Рис.1. Типичные сигналы, снятые с открытого (сплошная линия) и закрытого (пунктир) зондов.

а) $H_0 = 500$ э, $M = 1,8$, б) $H_0 = 350$ э, $M = 3$.

$$n_0 = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$$

$$n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$$

зонда с открытой петлей. Оба эти эффекта имеют разумную физическую интерпретацию. Запаздывание естественно связать с наличием конечного времени диффузии поля в трубку. Из этих осциллограмм (по задержке одного сигнала относительно другого) можно грубо определить время диффузии. Найденное таким образом время хорошо согласуется со временем диффузии, вычисленным по проводимости. Например, для осциллограммы рис.1а

$$\tau_{\text{диф}} \sim 20 \text{ нсек}, \quad \tau \sim \frac{4\pi b}{c^2} \delta^2 \approx 25 \text{ нсек} \text{ (здесь } b \text{ - проводимость,}$$

вызванная турбулентными процессами во фронте волны и оценивалась по ширине фронта: $b = \frac{c^2}{4\pi \mu \Delta}$, где Δ - ширина фронта). Превышение значения поля, фиксируемого в полости "закрытого" зонда, также кажется естественным по следующей причине: можно ожидать, что электронное давление в прилегающем к поверхности трубки слое плазмы падает от некоторого значения nTe (определенного ударным нагревом) до 0 у поверхности трубки.

Поэтому в условиях равновесия (что справедливо для состояния плазмы за фронтом ударной волны) магнитное давление в этом слое должно возрасти, достигая на поверхности трубки (а следовательно, и внутри её) значения $H_{\text{тр}}^2/8\pi = H_{\text{пл}}^2/8\pi + nTe$ где $H_{\text{пл}}$ - поле в плазме, а $H_{\text{тр}}$ - поле внутри трубки. Это даёт возможность по сигналам с двух зондов оценивать nTe за фронтом ударной волны.

Рассмотренный эффект, в сущности, обусловлен диамагнетизмом электронов, и в этом смысле предложенный метод измерений аналогичен обычному методу измерения температуры по диамагнетизму с той формальной разницей, что здесь измеряется перепад полей не на внешней границе плазмы с вакуумом, а на "внутренней" её границе с полостью, образованной зондом.

На самом деле рассмотренный способ регистрации диамагнетизма электронов даёт существенные преимущества благодаря локальности и высокому временному разрешению зондов, что позволяет применять его в быстропеременных процессах с большими пространственными неоднородностями плазмы.

В настоящей работе детально исследовалась зависимость оцененного таким образом электронного давления от параметров волны. Измерения проводились в широком диапазоне начальных параметров плазмы: $n_0 \sim 5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{14}$, $H_0 \sim 200 - 2000$ э, в плазме разных газов - H, Ar, Xe и при относительных амплитудах

дах $h \sim 2 - 6$ и числах Маха $M \sim 2 - 4$. Измеренные температуры плазмы в зависимости от начальных условий колебались от 50 эв до 100 кэв.

На рис.2 показаны экспериментальная зависимость электронного нагрева за фронтом ударной волны от относительной амплитуды волны h (для водородной плазмы. Аналогичные результаты с меньшим диапазоном h получены для Ar и Xe (рис.3, 4)). На графике нанесена теоретическая кривая для плоской стационарной волны, являющаяся следствием соотношений Гюгонно на ударном скачке и кривые (пунктир), полученные численным решением соответствующих уравнений на ЭВМ уже для нестационарного цилиндрического случая при начальных условиях, близких к эксперименту.

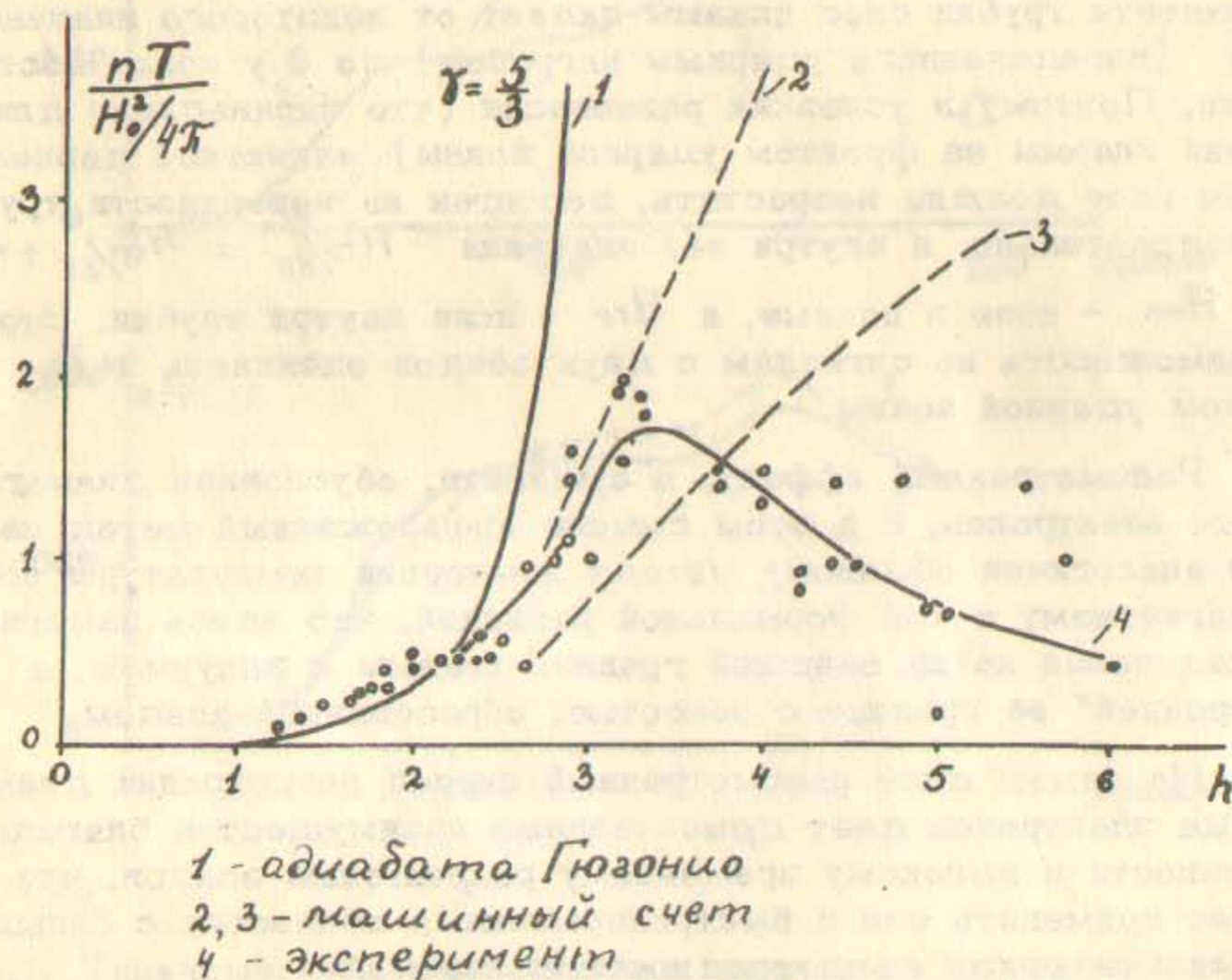


Рис.2. Зависимость электронного нагрева от амплитуды в водородной плазме.

При малых амплитудах h экспериментальные точки хорошо ложатся на адиабату Гюгонно. Этот результат не только подтверждает обоснованность используемого метода оценки nT_e , но и указывает на преимущественный нагрев электронной компоненты плазмы в этих условиях, что согласуется с результатами независимых экспериментов и теоретическими предсказаниями [2, 3].

Но стационарное течение для плоской волны возможно лишь при $h \approx 2,7$, поэтому трудно ожидать согласия с адиабатой Гюгонно вблизи $h \sim 2,7$, но здесь экспериментальные результаты хорошо согласуются с машинным экспериментом, учитывающим нестационарность задачи. Однако при $h \geq 3$ экспериментальная кривая имеет явный спад, который уже нельзя объяснить влиянием нестационарности.

Любопытно, что число Маха M , соответствующее амплитуде, где начинается несколько неожиданный ход кривой, близко к критическому M_c , при котором, как известно из многочис-

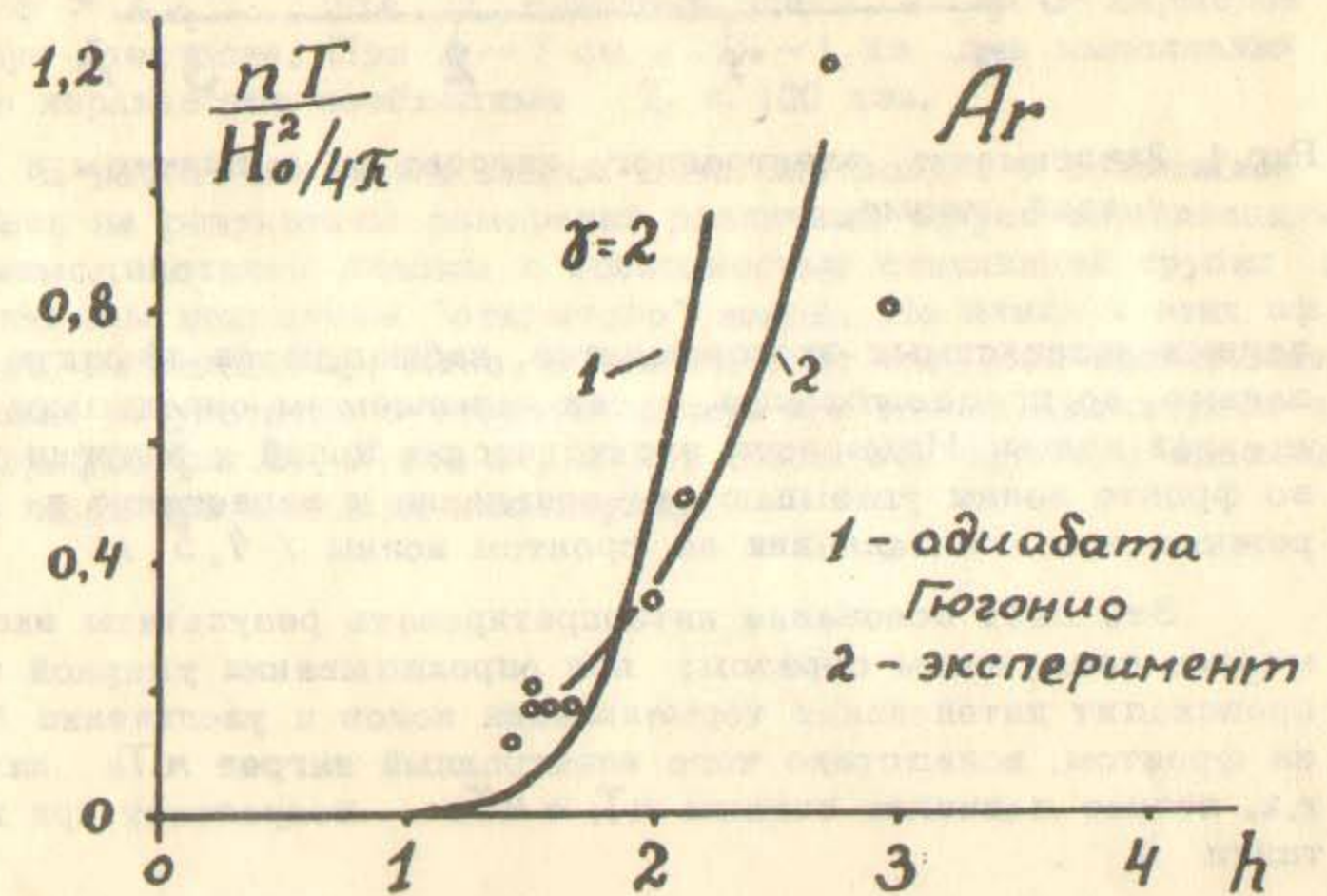


Рис.3. Зависимость электронного нагрева от амплитуды в аргонной плазме.

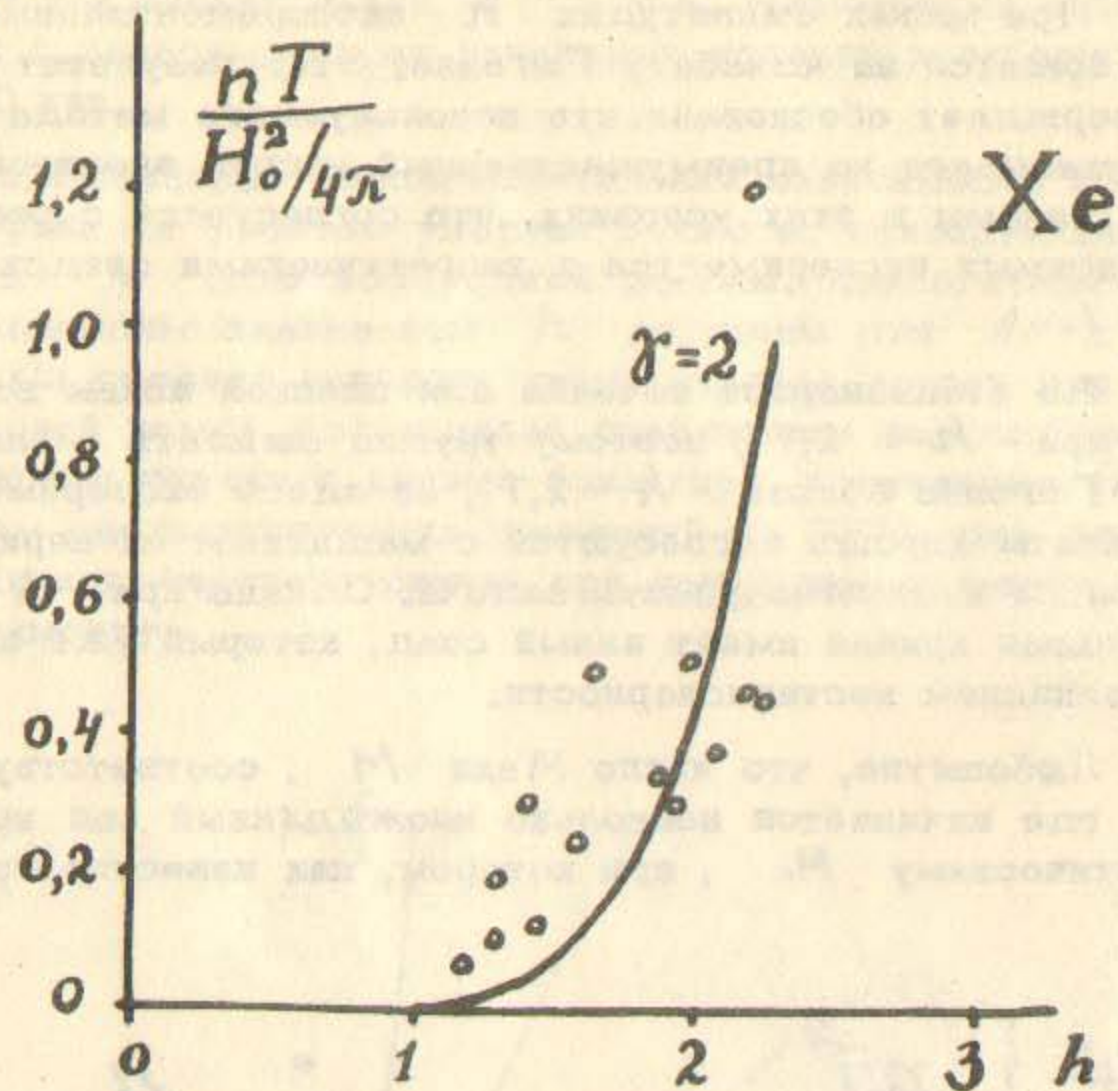


Рис.4. Зависимость электронного нагрева от амплитуды в ксенонной плазме.

ленных независимых экспериментов, наблюдаются эффекты, связанные, по предположению, с так называемым опрокидыванием ударной волны. Измерения электрических полей и энергии ионов во фронте волны указывают на появление и нарастание в этом режиме ионного давления за фронтом волны / 4,5 /.

Это даёт основание интерпретировать результаты экспериментов следующим образом: при опрокидывании ударной волны происходит интенсивная термализация ионов и увеличение nT_i за фронтом, вследствие чего электронный нагрев nT_e падает, т.к. полное давление плазмы $nT_i + nT_e$ возрастает при возрастании h .

В экспериментах по ударным волнам большие неоднородности и быстрое изменение параметров, существенная нестационарность процесса, наличие больших внешних полей исключают при

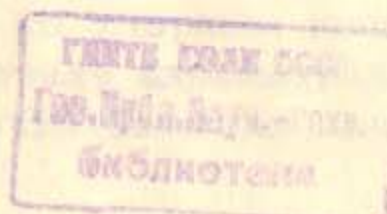
менение обычного метода измерения температуры по диамагнетизму. Использованный в работе метод свободен от этих недостатков. Пространственное разрешение здесь ограничивается только размером зондов (1 см - 0,3 см), а временное - максимальной из величин $\tau_{\text{диф}}$ и $\tau_{\text{зр}} = \frac{1}{f_{\text{зр}}}$, где $f_{\text{зр}}$ - граничная частота полосы пропускания зондов. (В наших экспериментах $\tau_{\text{диф}} \gg \tau_{\text{зр}}$).

Ограничения на применимость рассмотренной конструкции могут быть связаны с охлаждением плазмы вдоль магнитных силовых линий, пересекающих сечение зонда. С этим охлаждением связано, по-видимому, постепенное уменьшение разности сигналов с зондов (рис. 1). Оцененное по выравниванию сигналов время охлаждения согласуется с вычисленным временем ухода горячих электронов вдоль магнитного поля, причём, в наших условиях это время $\tau_{\text{охл}} \gg \tau_{\text{диф}}$ и времени регистрации. Другое ограничение накладывается, по-видимому, на диапазон измеряемых температур. Для корректности измерений необходимо, чтобы $\delta > r_L$, где δ - размер зонда, а r_L - ларморов радиус электрона. При $\delta \sim 1$ см и $H_0 \sim 1$ кэ для выполнения этого неравенства необходимо $T_e < 100$ кэВ.

В работе не исследовался детально вопрос о возможном влиянии на результаты измерений различных эффектов, связанных с взаимодействием плазмы с поверхностью стеклянной трубки и стеклянным покрытием "открытого" зонда. Но влияние этих эффектов, по-видимому, мало, о чем говорит согласие экспериментальных результатов с теоретическими при малых амплитудах волны (график фиг.2). Мало вероятно, чтобы эти эффекты сказывались лишь при больших амплитудах.

Л и т е р а т у р а

- Р.Х. Куртмуллаев, Ю.Е. Нестерихин, В.И. Пильский Р.З.
1. Сагдеев. Доклад $CM^{21/18}$ на II международной конференции по физике плазмы. Калхэм, 1965 Conf. Proc. V II 367
 2. Ю.А. Березин, Р.Х. Куртмуллаев, Ю.Е. Нестерихин. Физика горения и взрыва, 1, 3(1966.)
 3. J.W. Paul et al. Measurements of Electron Temperatures Produced by Collisionless Shock Waves in a Magnetised Plasma. Preprint. Culham, 1967.
 4. Р.Х. Куртмуллаев, В.Л. Масалов, К.И. Меклер, В.И. Пильский. Письма в редакцию ЖЭТФ, 7, в.2, 65 (1968).
 5. С.Г. Алиханов и др. Доклад на III международной конференции по физике плазмы Новосибирск. 1968.



70979-68

ЛИТЕРАТУРА

1. Куртмуллаев, Р.Б. Исследования в области биологии и экологии животных на территории государственного заповедника «Иссык-Куль». Сибир. Учен. зап. кн.-го. 1966. Вып. 10. С. 262.

2. Ю.А. Березин, Р.Б. Куртмуллаев, Р.Б. Мостовских. Фауна горных и жернов. 1. 1966.

3. *Journal of the Mammal Society of British Empire*. *Journal of the Mammal Society of British Empire*. *Journal of the Mammal Society of British Empire*. 1967.

4. Р.Б. Куртмуллаев, И.А. Маслов, К.М. Маслов, В.Н. Семенов. Исследования в области биологии и экологии животных на территории государственного заповедника «Иссык-Куль». 1968.

5. С.С. Фликонов-мл. Фауна и экология животных на территории государственного заповедника «Иссык-Куль». 1968.

Ответственный за выпуск Семенов В.Н.
Подписано к печати 17.УП-1968 г.
Усл. 0,6 печ.л., тираж 300 экз.
Заказ № 228. Бесплатно

Отпечатано на ротаприфте в ИЯФ СО АН СССР, нв.

70270-62