

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ДВУХСТУПЕНЧАТОМУ НАГРЕВУ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-3

В. Т. Астрелин, А. В. Бурдаков, В. С. Койдан, К. И. Меклер,
П. И. Мельников, В. В. Поступаев, М. А. Щеглов*

*Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 15 июля 1997 г.

Представлены результаты экспериментов по «двухступенчатому» нагреву плотной плазмы релятивистским электронным пучком на установке ГОЛ-3. В основной плазме с плотностью 10^{15} см^{-3} создавался плотный сгусток длиной порядка метра и концентрацией водорода до 10^{17} см^{-3} . В процессе взаимодействия с плазмой электронный пучок (1 МэВ, 40 кА, 4 мкс) передает свою энергию электронам основной плазмы за счет коллективных эффектов. Нагретые электроны, в свою очередь, при разлете вдоль силовых линий магнитного поля попадают в область плотной плазмы и передают ей свою энергию за счет парных столкновений. Приведены полученные на основании экспериментальных данных оценки параметров потока горячих плазменных электронов, энерговыделения в сгустке плотной плазмы, энергобаланса системы пучок — плазма. Обсуждается динамика неоднородной по плотности и температуре плазмы, включая появление волн давления.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования по физике взаимодействия мощных релятивистских электронных пучков с плазмой имеют, помимо общих плазменно-физических целей, задачу разработки метода нагрева плазмы для реактора, основанного на многопробочной схеме удержания [1–3]. Как известно, такой реактор должен иметь плазму с плотностью 10^{17} – 10^{18} см^{-3} , для того чтобы обладать приемлемыми техническими параметрами [3]. В то же время высокая эффективность передачи энергии от пучка к плазме за счет коллективных эффектов (главным образом, из-за развития ленгмюровской турбулентности) при существующих параметрах релятивистских электронных пучков достигается при плотности плазмы, существенно не превышающей 10^{15} см^{-3} [4–7]. При повышении плотности плазмы уже до $(3\text{--}5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ пучок практически не передает ей свою энергию. Причиной этого является то, что с повышением плотности плазмы инкремент пучковой неустойчивости становится меньше частоты столкновений и развития неустойчивости не происходит.

Для того чтобы обойти это ограничение по плотности, в работах [3, 8] была предложена схема так называемого «двухступенчатого» нагрева плотной плазмы. Суть этой схемы заключается в том, что плазма делится на область с плотностью $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, расположенную в центре установки (в ней происходит эффективная релаксация пуч-

*E-mail: burdakov@inp.nsk.su



Рис. 1. Схема двухступенчатого нагрева

ка, причем энергия пучка передается в основном электронам плазмы — см., например, [9, 10]), и две прилегающие области с плотностью плазмы $> 10^{17} \text{ см}^{-3}$, пригодной для многопробочного удержания. В такой схеме нагретые пучком электроны редкой плазмы, разлетаясь вдоль магнитного поля, тормозятся за счет парных кулоновских столкновений в плотной плазме и таким образом нагревают ее.

Для изучения нагрева плотной плазмы при помощи релятивистского электронного пучка и физики многопробочного удержания в Институте ядерной физики СО РАН создана установка ГОЛ-3. Первая очередь этой установки предназначена для изучения взаимодействия микросекундного электронного пучка с плазмой [11]. От полномасштабной установки первая очередь ГОЛ-3-1 отличается меньшей длиной магнитоплазменной системы и меньшей энергетикой пучка.

Формирование неоднородного по плотности плазменного столба в эксперименте возможно несколькими способами. Один из них — размещение тонких фольг поперек плазменного столба. Вещество, составляющее такую фольгу, нагревается, быстро испаряется, ионизируется под действием потока плазменных электронов и образует разлетающееся газоплазменное облако с высокой исходной плотностью. В модельных экспериментах с наносекундными электронными пучками [12] был зарегистрирован поток на поверхность торцевой фольги плазменных электронов, имеющих энергии 1–5 кэВ; наблюдался нагрев и разлет поверхностного слоя этой фольги. На установке ГОЛ-3 были проведены эксперименты, в которых в качестве мишени применялись тонкие органи-

ческие пленки. Краткое описание этих экспериментов приведено в [13], где показано, что пучок эффективно нагревает плотную плазму фольги двухступенчатым способом.

В представленной работе для формирования плотного плазменного сгустка в разрядную камеру напускалось облако водорода с заданной длиной и плотностью. Схематично эта модификация метода двухступенчатого нагрева представлена на рис. 1. Такой способ получения области с плотной плазмой удобен тем, что позволяет проводить измерения различных параметров непосредственно внутри облака. Кроме того, он также более технологичен, так как нет необходимости смены сгорающих фольг. Предварительные итоги части этих экспериментов были опубликованы в [14].

2. ОПИСАНИЕ И РЕЖИМ РАБОТЫ УСТАНОВКИ ГОЛ-3-I

Схема установки представлена на рис. 2, подробное ее описание дано в работе [11]. Напомним кратко, что установка ГОЛ-3-I состоит из генератора электронного пучка У-3, плазменной камеры внутри соленоида с однородным полем до 6 Тл на длине 7 м и 12 Тл в одиночных пробках на концах, 10-МДж конденсаторной батареи для питания соленоида, систем управления, контроля и диагностики. В экспериментах, обсуждаемых в этой статье, установка работала при следующих параметрах: магнитное поле в однородной части соленоида 5.5 Тл, в пробках 11 Тл, столб исходной водородной плазмы имел длину 7 м и диаметр 8 см. Электронный пучок имел энергию 0.8–0.9 МэВ, максимальную плотность тока в плазме ~ 1 кА/см², диаметр пучка в плазме 6 см, длительность 4 мкс, типичное энергосодержание в пучке 70 ± 20 кДж (рис. 3).

В экспериментах измерялись параметры пучка: токи, напряжение на катоде, полная энергия, кроме того, на выходе плазменной камеры в некоторых экспериментах устанавливался магнитный анализатор спектра пучка. Для измерения параметров плазмы и газового облака использовались оптические интерферометры с рабочей длиной

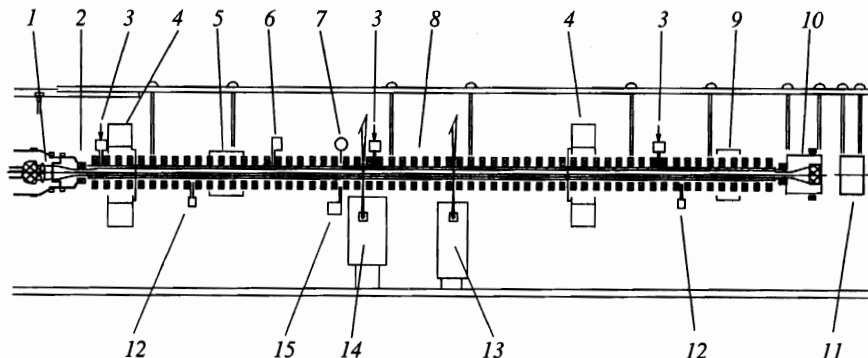


Рис. 2. Схема эксперимента ГОЛ-3-I и расположение диагностической аппаратуры. Цифрами обозначены: 1 — диод генератора пучка У-3, 2 — входная пробка (координата $z = 0$), 3 — импульсные клапаны, 4 — интерферометры, 5 — рентгеновские детекторы, 6 — пирозлектрический болометр, 7 — ВУФ-детектор, 8 — соленоид с вакуумной камерой, 9 — ЭОП мягкого рентгеновского излучения, 10 — выходной узел (приемник пучка, анализаторы спектра пучка), 11 — ЭОП жесткого рентгеновского излучения, 12 — световоды к анализатору спектра, 13, 14 — системы томсоновского рассеяния, 15 — ВУФ-обскура

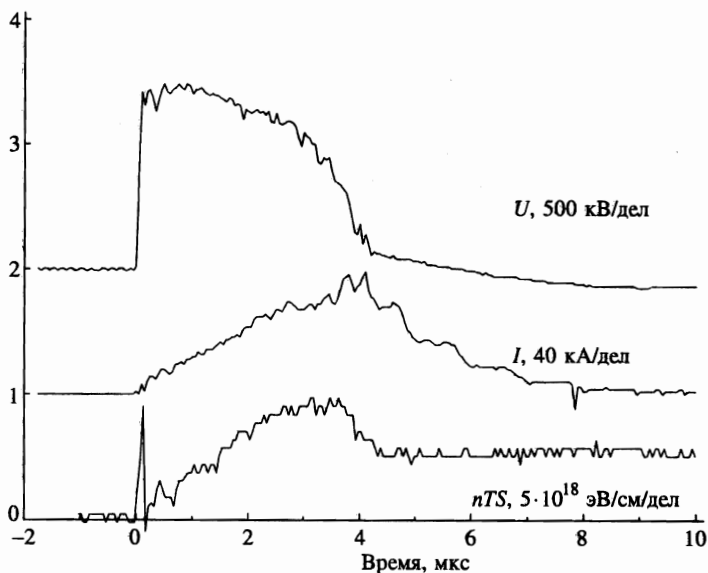


Рис. 3. Типичные осциллограммы напряжения на катоде U , тока пучка I и сигнала диамагнитного датчика nTS

волны 3.39 и 0.63 мкм, диамагнитные датчики, детекторы мягкого рентгеновского и ВУФ-излучения. Проводились также измерения уширения профиля линии H_{α} при помощи полихроматора с диссектором. В экспериментах применялись две системы томсоновского рассеяния лазерного излучения. Подробнее диагностическая аппаратура описана в [7]. Далее в работе отсчет координаты z вдоль магнитного поля ведется от середины входной пробки.

3. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ, ФОРМИРОВАНИЕ ГАЗОВОГО ОБЛАКА

Для прямого моделирования двухступенчатого нагрева плотной плазмы на установке ГОЛ-3-1 была проведена серия экспериментов, в которых в качестве мишени для торможения быстрых плазменных электронов использовалось облако водорода большой плотности. Здесь и далее в тексте термин «облако» будет относиться к участку повышенной плотности до инжекции пучка, а в процессе нагрева и последующего разлета это образование будем называть «плазменный сгусток». В описываемых экспериментах облако создавалось с помощью локального импульсного напуска газа. Газовый импульс формировался с помощью форсированных электромагнитных клапанов [15], оптимизированных для работы с короткими длительностями и большой газовой производительностью. На установке были смонтированы две сборки из четырех клапанов каждая. Одна сборка располагалась на расстоянии $z = 12,40$ или 270 см от входной фольги, другая — на $z = 575$ см. Клапаны могли работать раздельно или вместе. Конструкция клапана позволяла получать от каждой сборки до 10^{21} молекул водорода за импульс.

Сценарий эксперимента был следующий. Сначала в вакуумную камеру установ-

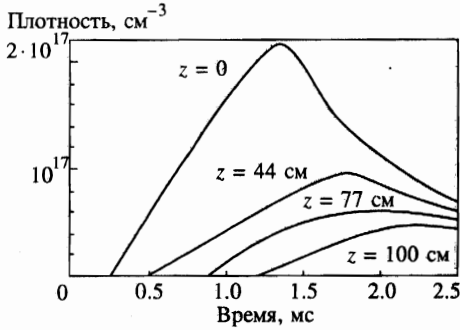


Рис. 4. Зависимость молекулярной плотности водорода от времени, измеренная поперек вакуумной камеры на различных расстояниях от места установки клапанов

ки через палладиевый натекаль напускался водород с концентрацией, соответствующей требуемой плотности плазмы в однородной части. Концентрация напускаемого таким образом водорода могла варьироваться в пределах 10^{13} – 10^{16} см^{-3} . Большая часть экспериментов была проведена при плотности однородной плазмы $(3\text{--}5) \cdot 10^{14}$ см^{-3} , при которой происходит эффективное взаимодействие релятивистского электронного пучка с плазмой. После заполнения камеры водородом включалось магнитное поле, а затем открывались импульсные газовые клапаны, формирующие плотное облако. В нужный момент времени срабатывал прямой разряд, который формировал исходный плазменный канал. После образования предварительной плазмы в камеру инжестировался электронный пучок. Длина газового облака, его плотность и местоположение могли варьироваться.

В экспериментах с плотным газовым сгустком режим работы прямого разряда несколько отличался от стандартного, описанного ранее в [7]. Разрядный ток, текущий по плазме, уменьшался в несколько раз. Это приводило к тому, что ионизация водорода даже в однородной части была неполной. Тем не менее, получаемая плотность плазмы была достаточна для нормальной инжестии пучка. Последующая доионизация быстро производится частично электронным пучком, но в основном нагретыми плазменными электронами.

Для точного определения параметров облака водорода разлет газа по камере изучался на специальном стенде, имитирующем отрезок плазменной камеры установки длиной 2 м. Измерения плотности газа на стенде и на установке ГОЛ-3 проводились интерферометром, работающем на длине волны 0.63 мкм. Зависимость плотности водорода от времени представлена на рис. 4. Максимальная плотность облака достигается в момент времени 1.3 мс в месте инжестии газа. С уменьшением исходного давления газа в клапане происходит линейное уменьшение концентрации водорода. Измерялся также интеграл плотности вдоль оси установки. Разброс экспериментальных точек в измерениях по большой серии срабатываний клапана составлял 10%, что соответствует погрешности определения плотности из интерферометрических измерений. Точность в измерениях с помощью интерферометра определялась шумами детектора и вибрациями, поэтому профиль плотности газа в областях с плотностью ниже $2 \cdot 10^{15}$ см^{-3} определялся решением одномерной автомодельной задачи истечения газа по трубе [16, 17].

4. НАГРЕВ ОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

Приведем кратко основные результаты изучения взаимодействия релятивистского электронного пучка с однородной плазмой на установке ГОЛ-3-1 (они изложены в [7]), которые потребуются при обсуждении и интерпретации результатов экспериментов по двухступенчатому нагреву плотной плазмы. В экспериментах получена высокая эффективность передачи энергии пучка плазме при плотности вплоть до $(1-2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. С увеличением плотности плазмы выше указанной наблюдалось уменьшение эффективности релаксации релятивистского электронного пучка.

В ходе нагрева энергосодержание плазмы растет приблизительно линейно вплоть до момента резкого уменьшения мощности инжектируемого пучка. На рис. 3 показан типичный диамагнитный сигнал, измеренный датчиком, расположенным на расстоянии $z = 40 \text{ см}$ от входной фольги. Наблюдается неоднородность энерговыделения по длине установки, которая существует в течение всего времени инжекции пучка благодаря аномально низкой продольной электронной теплопроводности.

По измерениям энергосодержания и энергетического спектра пучка на выходе из плазмы показано, что пучок в результате коллективного взаимодействия с плазмой теряет до 25% своей энергии. Основная, термализованная, компонента плазмы при плотности $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ может иметь температуру $\sim 1 \text{ кэВ}$ в области максимального энерговыделения (при помощи томсоновской диагностики, расположенной на $z = 270 \text{ см}$, измерена температура плазмы 0.6 кэВ в максимуме нагрева при указанной плотности). Кроме того, существует группа надтепловых электронов, в которых содержится значительная доля энергии, потерянной пучком. Характерная энергия этих электронов превышает по крайней мере 10 кэВ , а их мгновенная плотность в конце импульса нагрева составляет несколько процентов от плотности плазмы. Полная мощность потока надтепловых электронов на торец имеет масштаб 10 МВт/см^2 в пересчете на магнитное поле 5 Тл .

Полное энергосодержание плазменного столба может достигать до $3.5-4 \text{ кДж}$, что составляет при оптимальных условиях $\approx 5\%$ от полной энергии пучка. Остальная потерянная пучком энергия выносится на торцы установки в течение импульса нагрева и может быть использована для нагрева плотного плазменного ступка.

Остывание плазмы после прекращения инжекции пучка хорошо описывается классической электронной теплопроводностью на торцы. Измеренные поперечные потери энергии из плазмы незначительны.

Важным отличием в физике экспериментов на установке ГОЛ-3-1 от экспериментов с наносекундными пучками [4-6] является возросшая роль более медленных, в том числе макроскопических процессов (движение плазмы, теплоперенос, устойчивость, процессы перезарядки), что в ряде случаев существенным образом определяет картину происходящих процессов.

5. ЗАКОНОМЕРНОСТИ НАГРЕВА ПЛОТНОГО ПРОТЯЖЕННОГО СТУПКА

Первый цикл экспериментов был посвящен изучению процесса нагрева облака, имеющего максимальную плотность в точке напуска газа $(0.2-2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Импульсные клапаны располагались вблизи входной фольги (на $z = 12$ или 40 см). В экспериментах

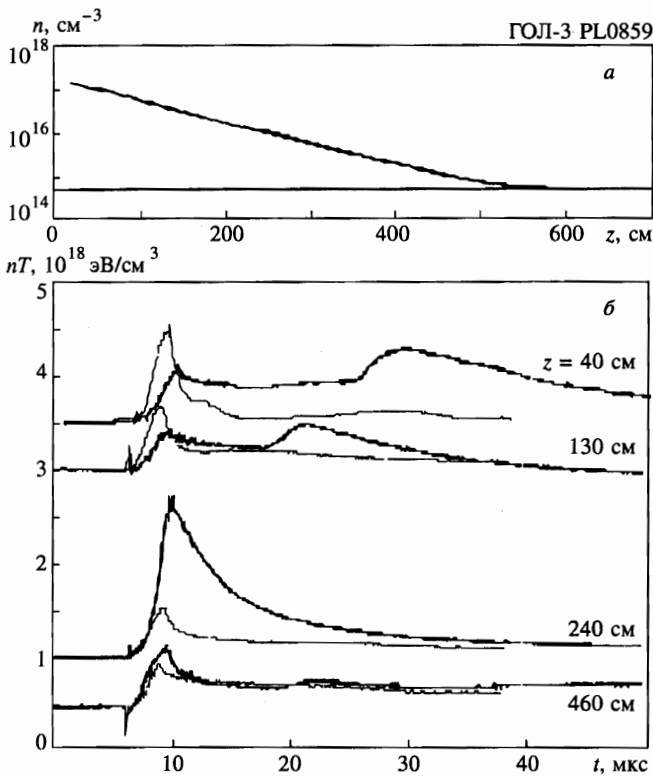


Рис. 5. *a* — Распределение атомарной плотности водорода по длине установки при задержке инжекции пучка относительно срабатывания клапана 1.75 мс. *б* — Давление плазмы в разных точках по длине плазменного столба. Тонкой линией отмечен случай инжекции в однородную плазму

варьировались: исходное давление в клапанах в диапазоне 2–15 атм (определяет максимальную плотность при неизменном профиле плотности по длине); плотность плазмы в однородной части в диапазоне $3 \cdot 10^{13}$ – 10^{16} см^{-3} (определяет эффективность взаимодействия пучка с плазмой и в значительной мере спектр горячих плазменных электронов); задержка срабатывания пучка по отношению к моменту включения клапанов в диапазоне 0.5–2.5 мс (определяет длину облака при слабо изменяющейся максимальной плотности). Приведенные параметры эксперимента соответствует длине облака, равной 0.5–4 м к моменту инжекции пучка (длина облака условно определяется по области с концентрацией, превышающей $5 \cdot 10^{15}$ см^{-3} ; напомним, что при такой плотности плазмы пучок непосредственно с ней уже не взаимодействует).

Эффект двухступенчатого нагрева плотного сгустка иллюстрирует рис. 5. Распределение плотности газа для приведенного опыта показано здесь же. При задержке срабатывания клапана 1.75 мс длина газового облака составляет около 300 см. Видно, что величина давления плазмы nT в точке $z = 240$ см (вблизи границы сгустка) возрастает в 3–4 раза по сравнению со случаем однородной плазмы. В глубине сгустка давление плазмы несколько понижается, но всегда значительно превышает давление, получаемое при прямом взаимодействии пучка с плазмой при плотности, равной локальной

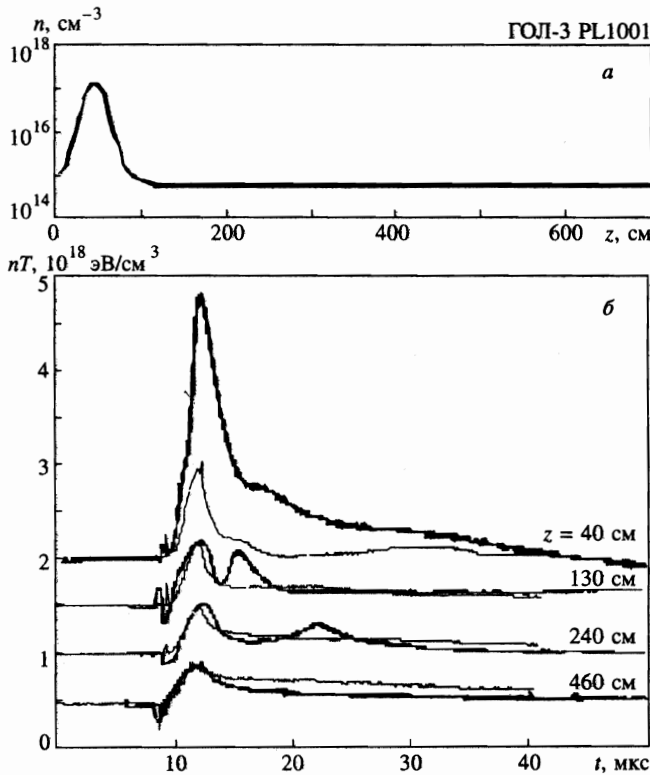


Рис. 6. *a* — Распределение атомарной плотности водорода по длине установки при задержке инъекции пучка относительно срабатывания клапана 0.5 мс. *б* — Давление плазмы в разных точках по длине плазменного столба. Тонкой линией отмечен случай инъекции в однородную плазму

плотности сгустка. Наблюдается также существенное увеличение времени остывания плазмы в глубине сгустка, что связано, очевидно, с уменьшением роли электронной теплопроводности на торцы при возрастании плотности плазмы и уменьшении ее температуры.

При уменьшении длины облака область максимального давления плазмы перемещается вслед за его границей. На рис. 6 представлен набор сигналов диамагнитных датчиков при задержке 0.5 мс (длина облака ~ 50 см). Видно, что давление плазмы резко возрастает теперь уже на $z = 40$ см. При этом размере сгустка максимальное давление плазмы составляет $nT = 2.8 \cdot 10^{18}$ эВ/см³ при локальной плотности плазмы $\sim 10^{16}$ см⁻³. Отметим, что пик давления всегда существует вблизи границы сгустка, длина области повышенного давления зависит от распределения давления газа по длине установки.

Исходя из диамагнитных измерений, измерений плотности и температуры плазмы с помощью системы лазерного рассеяния, были определены параметры плазмы в плотном сгустке и в однородной плазме. На рис. 7 представлены результаты таких измерений. Видно, что для приведенного случая в точке лазерных измерений ($z = 270$ см) температура плазмы в максимуме нагрева достигает 0.18 кэВ при плотности $6 \cdot 10^{15}$ см⁻³.

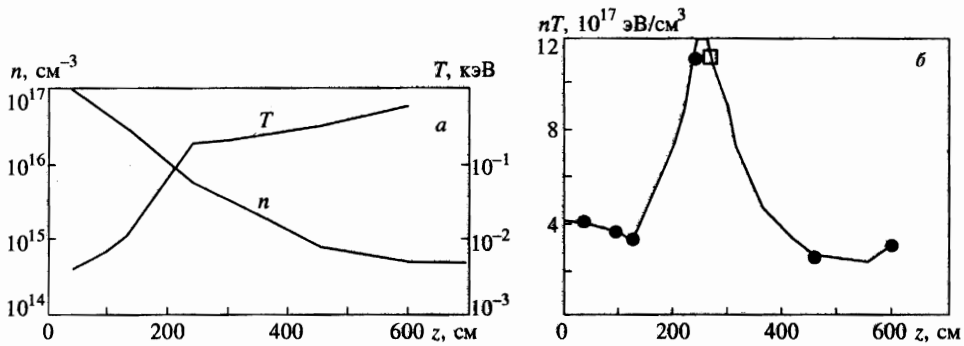


Рис. 7. Распределение плотности n , температуры T и давления nT по длине для длинного облака в сравнении с данными диамагнитных измерений (кружки) и томсоновского рассеяния (квадраты)

При увеличении задержки наступает момент, когда облако газа заполняет уже значительную длину установки. В этом случае область эффективного взаимодействия становится малой, КПД нагрева падает и, соответственно, меньшая доля энергии пучка передается в сгусток горячими плазменными электронами. При превышении плотности однородной плазмы величины 10^{15} см $^{-3}$ эффективность взаимодействия пучка с однородной плазмой падает и, соответственно, резко снижается передача энергии в плотный сгусток.

6. ПОГЛОЩЕНИЕ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В СГУСТКЕ

Совокупность проведенных экспериментов показала, что параметром, определяющим характер энерговыделения в сгустке (при сохранении одинаковых условий по релаксации пучка в однородной части плазмы), является величина

$$\langle nl \rangle = \int (n(l) - n_0) dl,$$

где $n(l)$ и n_0 — локальная плотность облака и плотность однородной плазмы, l — координата, отсчитываемая от однородной плазмы в глубину сгустка. Для случаев с разными распределениями концентрации водорода по длине установки параметры плазмы к концу импульса нагрева оказываются одинаковыми для точек с одинаковым значением $\langle nl \rangle$. Поэтому, несмотря на то что датчики давления плазмы расположены на значительном расстоянии один от другого, совокупность экспериментов дает возможность изучать зависимость параметров плазмы от $\langle nl \rangle$ с гораздо лучшим пространственным разрешением.

Для нахождения характера распределения выделившейся энергии по глубине сгустка использовались результаты диамагнитных измерений. Каждому измерению соответствует определенное значение плотности газа n в месте расположения датчика; соответственно, в этой точке вычислялась энергия E_a , приходящаяся на исходный атом. Поскольку абсолютные значения температуры в наиболее плотной части сгустка велики, в расчетах учитывалась цена ионизации водорода E_i^a (она бралась из [18]).

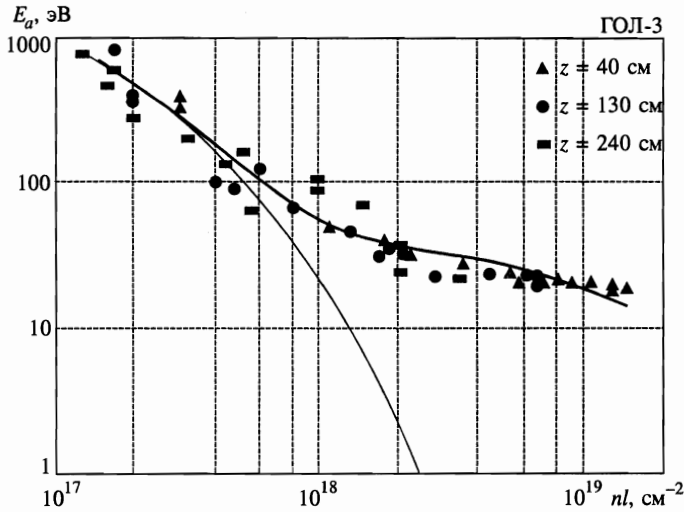


Рис. 8. Зависимость средней энергии, приходящейся на один атом водорода в облаке, переданной к моменту 3.2 мкс, от глубины облака с учетом цены ионизации. Точки соответствуют измерениям диамагнитными датчиками, линии — расчет характера энерговыделения от электронного потока, имеющего модельную функцию распределения (тонкая линия — только максвелловские электроны, толстая — добавлены надтепловые электроны)

Вначале рассмотрим, как связаны температуры электронов и ионов в сгустке в зависимости от величины E_a . В части сгустка, прилегающей к однородной плазме, диамагнитный сигнал

$$W = (3/2)n(T_e + T_i)S$$

обусловлен только электронами ($T_e \gg T_i$), так как ионы не успевают нагреваться. При $n = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 200 \text{ эВ}$ ($\langle nl \rangle \sim 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$) время обмена энергией между электронами и ионами составляет 10 мкс, а при $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 50 \text{ эВ}$ ($\langle nl \rangle \sim 10^{18} \text{ см}^{-2}$) уменьшается до 0.2 мкс. Поэтому условно можно считать плазму изотермической при $\langle nl \rangle > 10^{18} \text{ см}^{-2}$. В этом случае $T_e = T_i$. Это соотношение остается справедливым вплоть до $\langle nl \rangle \sim 10^{19} \text{ см}^{-2}$, когда температура снижается настолько, что плазма становится неполностью ионизованной. Из решения уравнения Саха можно найти, что при $\langle nl \rangle = 10^{19} \text{ см}^{-2}$ степень ионизации еще достаточно высока и составляет 95%, а при $\langle nl \rangle \approx 1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ она снижается до $\approx 50\%$.

Далее строилась зависимость E_a от $\langle nl \rangle$ (рис. 8). Как видно, на границе сгустка энергия, приходящаяся на пару электрон-ион, составляет величину $\sim 1 \text{ кэВ}$, а затем уменьшается с увеличением $\langle nl \rangle$. Характер спада связан с параметрами нагревающего облака плазменного потока, в котором можно условно выделить две составляющие электронной компоненты: максвелловские электроны с температурой $\sim 1 \text{ кэВ}$ и надтепловые электроны со средней энергией больше 10 кэВ. Энерговклад от этих групп электронов распределяется по глубине сгустка $\langle nl \rangle$ соответственно их пробегу. Для расчетов энерговыделения использовалась следующая модель. Пучок проходит без взаимодействия через область с плотной холодной плазмой, затем попадает в редкую плазму, которую и нагревает, теряя при этом значительную часть своей энергии (в условиях,

близких к оптимальным для взаимодействия). Образующиеся в результате взаимодействия быстрые электроны полагались изотропными, поэтому примерно 15% их вылетает в выходную пробку, а остальные 85% попадают в облако и там термализуются. Условия торможения быстрых электронов в сгустке в течение всего импульса считаем неизменными. Кроме быстрых электронов, вклад в нагрев сгустка дают и тепловые электроны однородной плазмы за счет продольной электронной теплопроводности. Приведенная на рис. 8 зависимость относится к пучку с исходной энергией ~ 50 кДж (длительность ~ 3.2 мкс).

Здесь же приведена расчетная кривая поглощения электронов плазмы, имеющей температуру 1 кэВ и энергозапас в электронной компоненте 2 кДж (методика расчетов кривой поглощения приведена в [14]). Видно, что кривую наблюдаемого энерговыделения в облаке нельзя объяснить только торможением тепловых электронов, особенно на глубинах $\langle nl \rangle > 10^{18}$ см $^{-2}$.

На рисунке приведены также результаты модельных расчетов для двухтемпературной функции распределения быстрых плазменных электронов (с компонентами 1 кэВ, 2 кДж и 10 кэВ, 5 кДж). Как видно, кроме поглощения горячих электронов основной компоненты (с плотностью однородной плазмы) наблюдается поглощение группы надтепловых электронов с характерной энергией $E_f \sim 10$ кэВ. Некоторая доля горячих электронов пронизывает облако насквозь, оставляя в нем часть своей энергии, а затем поглощается во входной фольге или отражается от магнитной пробки. Отметим, что по результатам расчета вклад от быстрых электронов слабо зависит от вида их функции распределения при сохранении средней энергии.

Плотность n_f быстрых электронов с энергией 10–20 кэВ можно получить непосредственно из диамагнитных измерений (по величине резкого спада давления в глубине сгустка сразу после окончания пучка). Эти оценки дают $n_f \sim 10^{13}$ см $^{-3}$.

Вследствие того что теплоотвод из глубины облака практически отсутствует, энергия, заключенная в быстрых электронах, накапливается в облаке в течение инъекции пучка τ_b . Тогда, очевидно, должно выполняться соотношение

$$n_f E_f L / \tau_f \sim \int n \left((3/2)T + E_i^a \right) dl / \tau_b,$$

где τ_f — время жизни быстрых электронов в ловушке. По этой оценке время жизни быстрых электронов $\tau_f \sim 0.14$ мкс, что практически совпадает со временем пролета быстрых электронов через ловушку.

7. ЭНЕРГОБАЛАНС

На основании полученной по результатам обработки большого числа экспериментов «универсальной» кривой энерговыделения горячих электронов в сгустке (рис. 8) можно, используя полученную модельную функцию распределения потока горячих электронов, определить распределение энерговыделения по длине сгустка в каждом конкретном выстреле. Для примера приведем данные для выстрела, соответствующего рис. 5. Входная энергия пучка в этом случае составляла 77 кДж. Общее энерговыделение в плазме и облаке к концу импульса составляет 5.6 ± 0.5 кДж. Из этой энергии в «однородной» плазме с плотностью до 10^{15} см $^{-3}$ содержится около 0.9 кДж, в плотном сгустке с $n > 10^{16}$ см $^{-3}$ содержится 3 ± 0.2 кДж (в предположении, что средняя

энергия быстрых электронов равна 10 кэВ), остальная энергия передается плазме промежуточной плотности. В этом выстреле потери энергии пучка составляют 10–15 кДж, т. е. значительная доля потерянной пучком энергии передается плотной плазме. Часть потерянной пучком энергии в течение импульса уходит в выходную пробку, где нет сгустка плотной плазмы.

8. ПОЛУЧЕНИЕ ПЛОТНОГО ПЛАЗМЕННОГО СГУСТКА С ВЫСОКОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ

Основной особенностью экспериментов, обсуждаемых в этом разделе, является использование форсированной системы импульсного напуска газа, которая позволила получить плазменный сгусток с характерным размером ~ 0.5 м к моменту инъекции пучка. Максимальная плотность в облаке была снижена по сравнению с экспериментами, описанными в разд. 5, и составляла $(0.5\text{--}2) \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Это было сделано для того, чтобы температура плазмы даже в наиболее плотной его части значительно превышала цену ионизации водорода. Место установки новой системы напуска газа было совмещено с местом расположения диагностики томсоновского рассеяния, так что, в отличие от предыдущих экспериментов, можно было измерять параметры плазмы в наиболее плотной центральной части облака ($z = 270$ см). Плотность плазмы в однородной части составляла $5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$.

На рис. 9 представлены типичные сигналы диамагнитных датчиков, расположенных в различных точках плазменного столба. Видно, что вблизи от центра сгустка ($z = 270$ см) происходит монотонный рост давления плазмы в течение импульса нагрева, затем давление постепенно уменьшается. Эффект двухступенчатого нагрева заключается в том, что амплитуда давления плазмы в облаке значительно (до 3–5 раз) превышает величину, получаемую в этой же точке при нагреве однородной плазмы оптимальной плотности.

В экспериментах, описанных в разд. 5, толщина облака $\langle nl \rangle$ составляла около 10^{20} см $^{-2}$, поэтому нагрев центра облака происходил только за счет надтепловых электронов, а максвелловские оставляли свою энергию на периферии облака. В описываемых же экспериментах плотность облака подобрана так, что и тепловые электроны однородной плазмы нагревают его значительную часть. Поэтому к концу нагрева распределение давления по длине установки имеет один ярко выраженный максимум в месте образования сгустка. Давление же плазмы в ее однородной части имеет характерный второй максимум (см. рис. 9), который связан с приходом волны давления в точку регистрации. При этом давление в волне сравнимо с максимумом давления плазмы во время инъекции пучка. В этом режиме проводилось измерение плотности и температуры плазмы в центре сгустка в течение нагрева и через некоторое время после его окончания. В целом, томсоновские измерения согласуются с диамагнитными (с учетом того, что ближайший диамагнитный зонд расположен в 30 см от центра облака). Типичная конечная температура в центре сгустка составляет 60–70 эВ при плотности $\sim 10^{16}$ см $^{-3}$ и до 200 эВ при плотности $7 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. Отметим, что измеренная после окончания нагрева плотность плазмы меньше исходной, что может быть объяснено разлетом короткого сгустка вдоль магнитного поля под действием градиента давления. Полученная в центре сгустка температура плазмы в несколько раз превышает цену ионизации, что дает возможность проводить более точный анализ энергобаланса, хотя низкая величина $\langle nl \rangle$ не позволяет эффективно задерживать заметную долю надтепловых электронов.

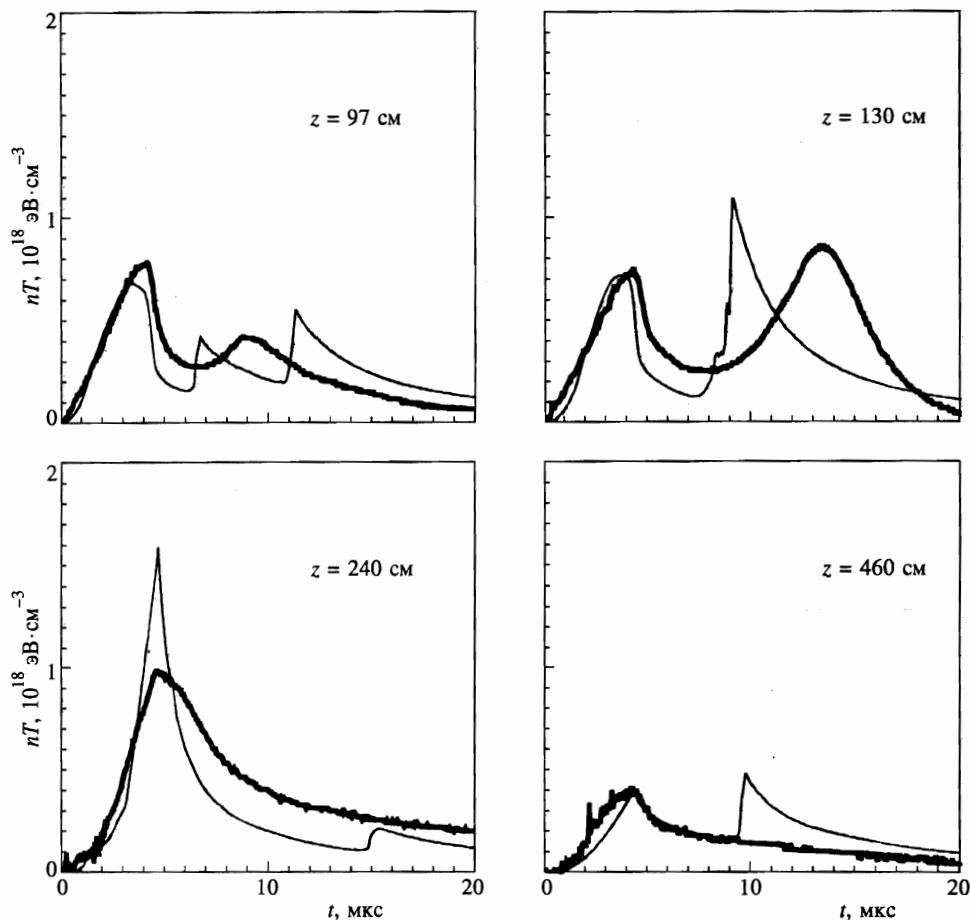


Рис. 9. Экспериментальные (жирная линия) и расчетные (тонкая линия) значения давления плазмы в различных точках системы

9. ДИНАМИКА ПЛОТНОГО ПЛАЗМЕННОГО СГУСТКА

После начала нагрева газового облака скорость его расширения существенно изменяется. Причем, из-за того что существует распределение температуры и давления по глубине плазменного столба, в нем устанавливается сложная картина течения плазмы и образования волн давления. Рассмотрим случай с клапанами импульсного напуска, расположенными на $z = 12$ см (рис. 5, 6).

Обратим внимание на особенности формы сигналов диамагнитных датчиков. Спустя некоторое время после окончания пучка на диамагнитных сигналах наблюдаются вторичные максимумы сигналов. Они связаны с приходом в точку измерения волны давления. Такие же особенности есть на сигналах датчиков видимого, вакуумного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения плазмы. Наблюдается увеличение ширины линии H_{α} в момент прихода волны, свидетельствующее о росте в этот момент ионной температуры и плотности плазмы (спектральное разрешение диагностической

аппаратуры позволяет разделить эффекты штарковского уширения крыльев линии и доплеровское уширение ее керна). Место рождения этих волн и скорость их распространения можно проследить, изменяя условия эксперимента.

Анализ данных показывает, что в плотной плазме существует несколько волн. От области с пиком давления распространяется волна как в глубину сгустка (в нарастающую плотность), так и в область однородной плазмы (в уменьшающуюся плотность). Кроме того, волна давления образуется вблизи входной фольги (такая волна наблюдается также и при инъекции пучка в однородную плазму [7]). Давление в подошедшей волне может в два раза превышать давление плазмы до прихода этой волны (рис. 6, 9). Скорость волны зависит от параметров плазмы, в которой она распространяется. Например, при изменении плотности газового сгустка меняются его температура и, соответственно, скорость распространения волны. С уменьшением плотности в газовом сгустке скорость волны увеличивается.

10. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Численное моделирование нагрева плазмы пучком и процессов теплопереноса и движения плазмы проводилось в рамках гидродинамической модели, подробно описанной в [19]. В модели используются феноменологические параметры, характеризующие эти явления и определяемые из сравнения расчетов с экспериментальными результатами. Модель разработана для изучения нагрева и динамики плотных плазменных сгустков переменного атомарного состава в неоднородном магнитном поле, поэтому для приведенных в этой работе расчетов некоторые ее возможности не используются.

Исходные уравнения. Динамика плазмы описывается уравнениями движения и неразрывности:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + H \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{nV}{H} \right) = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{H}{n} V \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{nV}{H} \right) + \frac{1}{Mn} \frac{\partial (nT + q)}{\partial s} = 0. \tag{2}$$

Здесь n , V — плотность и скорость плазмы, M — масса ионов, s — координата вдоль силовой линии магнитного поля H , $T = T_e + T_i$,

$$q = -\lambda^2 n M \frac{\partial V}{\partial s} \left| \frac{\partial V}{\partial s} \right|$$

— искусственная вязкость, вводимая стандартным образом для гашения неустойчивости решения, возникающей при опрокидывании волны в плазме, $\lambda \sim 3-10$ см — характерная длина фронта волны, при которой вязкостная добавка становится существенной, t — время.

Распределение тепла в системе определяется уравнениями баланса тепла для электронов и ионов:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial n T_e}{\partial t} + H \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{3}{2} \frac{n T_e V}{H} \right) + n T_e H \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{V}{H} \right) = \frac{\partial}{\partial s} \left(\kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial s} \right) + Q_e, \tag{3}$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial n T_i}{\partial t} + H \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{3}{2} \frac{n T_i V}{H} \right) + n T_i H \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{V}{H} \right) = \frac{\partial}{\partial s} \left(\kappa_i \frac{\partial T_i}{\partial s} \right) + Q_i. \tag{4}$$

Здесь T_e, T_i — температура электронов и ионов плазмы, а коэффициенты продольной теплопроводности задаются следующим образом:

$$\kappa_e = F_e(Z_{eff}) \frac{n T_e \tau_e / \zeta}{m}, \quad \kappa_i = F_i(Z_{eff}) \frac{n T_i \tau_i}{M}, \quad (5)$$

где столкновительные времена определяются как

$$\tau_e = \frac{3.5 \cdot 10^4 T_e^{3/2}}{(\Lambda/10) Z_{eff}^2 n}, \quad \tau_i = \frac{2.1 \cdot 10^6 T_i^{3/2}}{(\Lambda/10) Z_{eff}^2 n} \sqrt{\frac{M}{M_p}}. \quad (6)$$

Температура в (6) выражена в электронвольтах, остальные величины — в единицах CGS; M_p — масса протона, коэффициент $F_e(Z_{eff})$ взят из [20], $F_i(Z_{eff}) = 3.9$, ζ — зависящий от мощности пучка коэффициент подавления электронной теплопроводности, определяемый уровнем турбулентности в плазме и составляющий в максимуме величину ~ 100 – 1000 [7].

Величины $Q_{e,i}$ в правой части уравнений (3), (4) представляются следующим образом:

$$Q_e = \frac{P \eta_T}{SL} A \frac{\max(0, 1 \lg [n_c/n(s)])}{(\Delta \vartheta^2 + s/l_0)^{1/2}} + \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} (E_{ion} - E_0) + n \nu_e (T_i - T_e), \quad (7)$$

$$Q_i = n \nu_e (T_e - T_i), \quad (8)$$

где

$$\nu_e = 3.2 \cdot 10^{-9} \frac{n Z_{eff}^2 \Lambda}{T_e^{3/2}} \sqrt{\frac{M_p}{M}}$$

— характерная частота электрон-ионного обмена энергией,

$$E_0 = \frac{3}{2} n (T_{e0} + T_{i0})$$

— начальная энергия плазмы, $T_{e0} = T_{i0} = T_0$, $E_{ion}(n, T)$ — цена ионизации водорода, рассчитываемая по электронной температуре (см. [18]). Первый член в (7) описывает энерговыделение пучка в плазме, $n_c = (3-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ — граничное значение плотности плазмы, выше которой турбулентность не развивается, A — нормировочный коэффициент, $P(t)$ — мощность пучка, S — сечение силовой трубки, η_T — доля энергии пучка, идущая на нагрев максвелловской части функции распределения плазмы, l_0 — длина релаксации пучка в плазме, $\Delta \vartheta \sim 0.2$ — начальный угловой разброс электронов пучка по скоростям.

Величина $\partial E / \partial t$ в выражении (7) описывает изменение плотности энергии плазмы за счет торможения в ней «хвоста» быстрых электронов плазмы (см. [14])

$$\frac{\partial E(\xi, T_h, t)}{\partial t} = \frac{P(t) \eta_h}{T_h S(\xi)} \int_{\epsilon'_{min}}^{\infty} \psi(\xi, T_h \epsilon') \exp(-\epsilon') d\epsilon', \quad (9)$$

где $\varepsilon' = \varepsilon/T_h$ — безразмерная энергия надтепловых электронов, η_h — доля энергии пучка, идущая на нагрев надтепловых электронов, ε'_{min} — энергия, при которой длина пробега электрона в плазме R_0 равна

$$\langle ns \rangle = \int n(s) ds,$$

$\xi = \langle ns \rangle / R_0$, а функция поглощения электрона в плазменной мишени аппроксимируется выражением

$$\psi(\xi, \varepsilon) = 3.39\varepsilon(\xi + 0.01)^{0.25} \exp(-6\xi^{2.5}).$$

Начальные условия. Начальные условия соответствуют неоднородному по длине заполнению системы водородом, в котором продольным разрядом проводится частичная ионизация при начальной температуре $T_0 \sim 1$ эВ. Начальная плотность задается соотношением

$$n(s) = n_0 + n_d \exp(-(s - s_d)^2/l_d^2) + n_f \exp(-(s + s_f)^2/l_f^2). \quad (10)$$

Второй член в выражении (10) описывает газовое облако в системе, а третий — плазму на поверхности входной фольги, параметры которой взяты из измерений [21]. Начальная скорость плазмы полагается равной нулю.

Граничные условия. Граничные условия на торцах системы имеют вид

$$T_1 = T_2 = T_0, \quad V_1 = V_2 = 0, \quad \frac{\partial n T_1}{\partial s} = \frac{\partial n T_2}{\partial s} = 0, \quad (11)$$

что соответствует условиям эксперимента при наличии входной фольги и выходного калориметра, на поверхностях которых при прохождении пучка возникает плазма относительно низкой, но возрастающей со временем температуры.

Результаты моделирования, сравнение с экспериментом. Приведем расчет для начальных условий, близких к экспериментам, описанным в разд. 8. В этом случае облако формировалось на расстоянии $z = 270$ см. Плотность основной однородной плазмы составляла 10^{15} см $^{-3}$. В расчете эффективность передачи энергии пучка в основную компоненту плазмы принималась равной 4%, в надтепловые электроны — 10%.

Расчетное распределение параметров плазмы по длине для разных моментов времени приведено на рис. 10 (длительность пучка в этом выстреле составила 4.4 мкс). В момент времени 1 мкс после начала пучка распределение плотности по длине практически соответствует исходному. Длина сгустка с максимальной плотностью $7 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ составляет около 30 см. Температура в сгустке во время действия пучка остается ниже, чем в однородной плазме. Давление в сгустке, в начале нагрева меньше окружающего за счет большего расхода на ионизацию водорода, в течение импульса возрастает быстрее, чем в однородной части плазмы, и к концу пучка превышает давление в однородной плазме в 2–4 раза.

Интересной особенностью процесса нагрева плотного сгустка, помещенного в горячую плазму, является баллистическое сжатие плотной плазмы на определенной стадии нагрева. В этом случае на краях сгустка появляются пики давления, движущиеся к центру сгустка. Этот эффект в условиях экспериментов на установке ГОЛ-3 может повысить плотность и давление в центре сгустка. В описываемом случае плотность

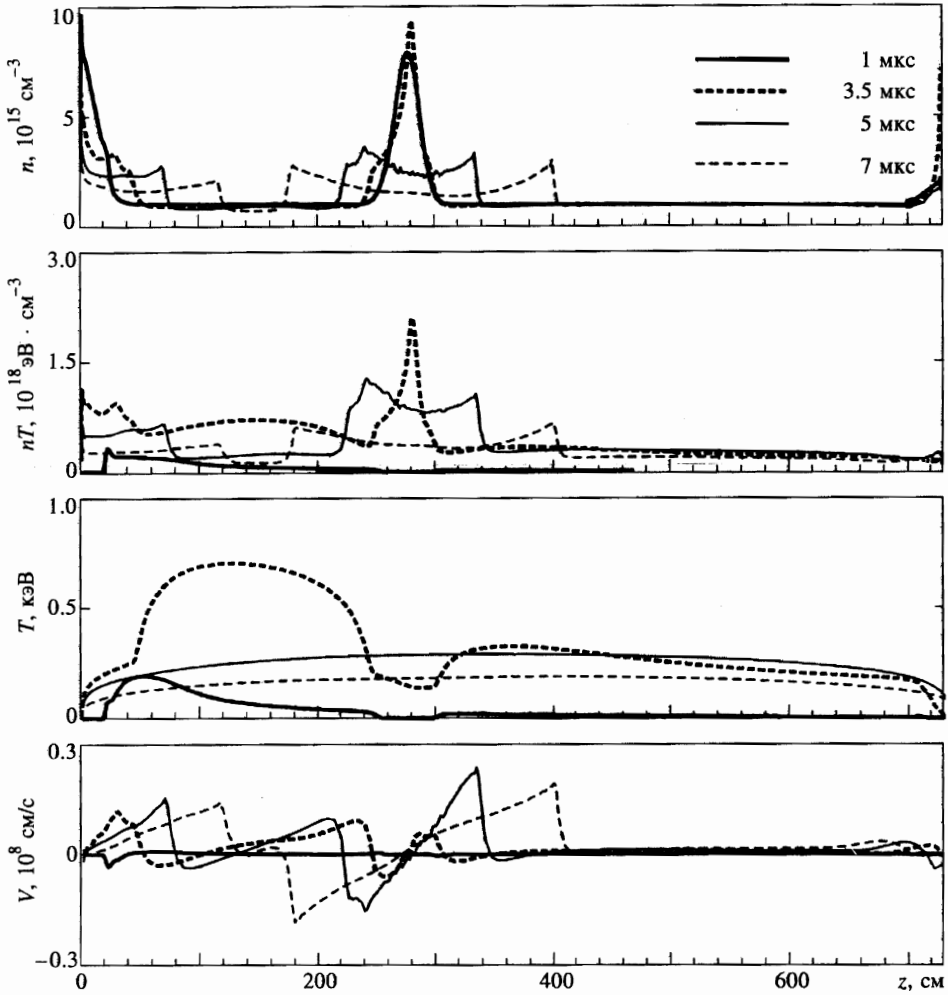


Рис. 10. Расчетные распределения плазменных характеристик по длине системы в разные моменты времени: n — плотность плазмы, nT — давление, T — температура электронов, V — скорость плазмы

возрастает на $\approx 30\%$. Кроме сжатия центральной части ступка наблюдается и одновременный разлет его периферии в процессе нагрева и последующего остывания.

Образовавшийся при разлете градиент давления электронов (и ионов) в ступке приводит к развитию при $t > 7$ мкс волны большой амплитуды с фазовой скоростью $\approx 2 \cdot 10^7$ см/с. Электронная температура на фронте волны практически не меняется по ее длине и составляет $T_e \sim 180\text{--}130$ эВ на временах $t \sim 7\text{--}11$ мкс, а ионная возрастает от $T_i \sim 11\text{--}17$ эВ перед фронтом волны до $30\text{--}40$ эВ за фронтом, соответственно. Так как $T_i \ll T_e \approx \text{const}$, то, полагая постоянную политропы $\gamma \sim 1$ [19], получаем следующее значение расчетной ионно-звуковой скорости

$$C_s = (\gamma(T_e + T_i)/m_i)^{0.5} \approx 10^7 \text{ см/с.}$$

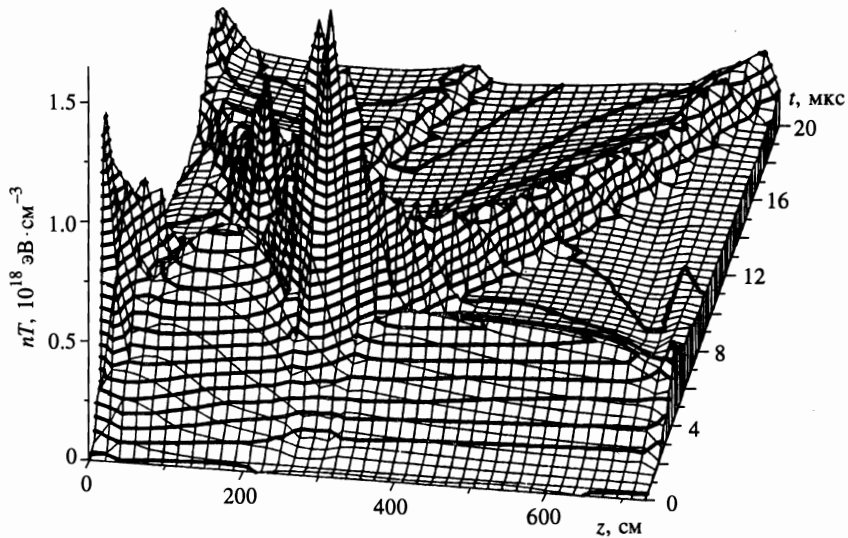


Рис. 11. Расчетная динамика давления плазмы для короткого облака

Это означает, что в системе формируется ударная ионно-звуковая волна большой амплитуды с числом Маха $M \sim 2$. Из-за высокой электронной теплопроводности параметры волны не описываются адиабатой Гюгонио. Плотность плазмы на фронте волны возрастает в ≈ 3 раза, а скорость движения ионов превышает ионно-звуковую, так что процесс формирования и распространения волны скорее соответствует расширению плазмы в пустоту и коллективному ускорению ионов электронным давлением. Отметим, что этот механизм увеличения энергии ионов может оказаться полезным для нагрева плазмы, например, при столкновении плазменных струй, сформированных таким образом.

Сравнение расчетного давления плазмы в различных точках системы с измеренным при помощи диамагнитных датчиков (рис. 9) показывает, что нарастание во времени и распределение давления по длине на стадии пучкового нагрева хорошо согласуется с экспериментом, так же как и спад температуры за счет восстановления классической теплопроводности при выключении пучка. Однако волна, наблюдаемая при этом в эксперименте, удовлетворительно описывается моделью вблизи облака и значительно быстрее, чем в модели, затухает по амплитуде при удалении от него. Кроме того, в эксперименте не регистрируются крутые фронты давления. Частично это объясняется конечным пространственным разрешением диамагнитных датчиков, проявляющимся как сглаживание во времени сигнала от движущегося фронта волны. Но наиболее вероятно, что затягивание фронта волны связано с радиальной неоднородностью как горячей плазмы, так и плотного сгустка. В результате скорость разлета сгустка в разных точках по поперечному сечению плазмы различна. Более быстрое затухание волны в эксперименте предположительно связано с потерями быстрых ионов сгустка на перезарядку во время движения волны.

Кроме волны сжатия, связанной с расширением плотного сгустка, по плазме распространяется волна давления, зарождающаяся в плотном газоплазменном образова-

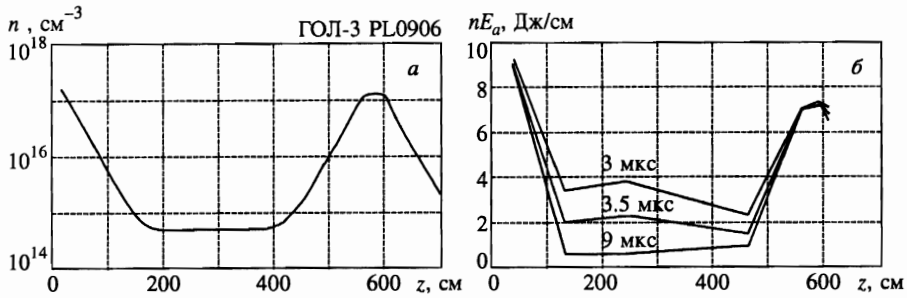


Рис. 12. Эксперимент с двумя сгустками плотной плазмы: *а* — распределение атомарной плотности водорода по длине установки при задержке срабатывания клапанов 0.5 мс, *б* — распределение удельного энергосодержания плазмы по длине установки (длительность пучка 3 мкс)

нии, появляющемся при взрывном испарении входной фольги (см. [7]). В результате образуется сложная картина распространения и интерференции волн давления. Иллюстрацией служит рис. 11, на котором приведена пространственно-временная динамика давления плазмы. Видно распространение волн от входной фольги ($z = 0$) и от места выпуска облака ($z = 270$ см). В определенный момент времени эти волны давления могут пересекаться. В эксперименте наблюдается аналогичная картина.

11. ОБЛАКО В КОНЦЕ УСТАНОВКИ. ДВА ОБЛАКА

Для более полного поглощения выделяющейся в основной плазме энергии пучка была проведена серия экспериментов, в которой в дополнение к облаку на $z = 12$ см на установке была смонтирована вторая сборка импульсных клапанов, которая находилась на $z = 575$ см. Часть экспериментов с этой сборкой проводилась при отключенных клапанах, расположенных вблизи входной фольги. Общий характер энерговыделения аналогичен тому, который наблюдался в облаке, формируемом в начале установки. Исключение составляет практически полное отсутствие волн давления в облаке. По всей вероятности, это связано с тем, что область наиболее интенсивного взаимодействия пучка с плазмой находится вблизи входной фольги, т. е. далеко от границы облака. В случае же с облаком, расположенным у входа, пучок может начинать интенсивно релаксировать еще внутри облака, в области, где локальная плотность плазмы всего в несколько раз превышает плотность на однородном участке. Кроме того, температура основной компоненты плазмы у входа выше, и, соответственно, больше удельный энергосодержание на границе облака. По этой причине при переносе облака в конец плазменного столба заметно изменяется распределение поглощенной энергии по глубине облака, большие градиенты давления не появляются и условия для образования ударных волн не возникают.

Полные условия двухступенчатого нагрева плазмы реализуются при одновременном срабатывании клапанов в начале и в конце установки. При этом в центре плазменного столба образуется область с малой плотностью, в которой пучок эффективно релаксирует. По концам установки эта область окружена с двух сторон плотными плазменными сгустками. Профиль плотности газа и распределение удельного энергосодержания

(с учетом цены ионизации) по длине в этом режиме приведены на рис. 12. В момент окончания пучка максимальные сигналы наблюдаются на датчиках, расположенных в области однородной плазмы. Затем сравнительно быстро однородная плазма передает энергию в концевые плазменные сгустки, которые медленно остывают. Из-за того что в этих экспериментах длина плазмы малой плотности, в которой происходила релаксация пучка, была невелика, абсолютные параметры плотной плазмы уступают приведенным выше для других конфигураций.

12. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основными результатами экспериментов по двухступенчатому нагреву плотной плазмы на установке ГОЛ-3 являются следующие.

1. Впервые экспериментально показана принципиальная осуществимость схемы двухступенчатого нагрева плотной плазмы. Получен эффект концентрации энергии плазмы в плотном облаке. Эффективность передачи энергии за счет коллективного взаимодействия от пучка к исходной плазме с плотностью $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ составляла около 30%. При этом в сгусток плотной плазмы передавалась приблизительно половина этой энергии.

2. Нагрев плотной плазмы осуществляется как потоком максвелловских электронов с температурой $\sim 1 \text{ кэВ}$, так и надтепловыми электронами с характерной энергией $> 10 \text{ кэВ}$.

3. Наблюдается газодинамический разлет нагретого плотного плазменного сгустка с развитием волн, имеющих фазовые скорости близкие к ионно-звуковым и идентифицированных в эксперименте как ударные ионно-звуковые. Эти волны, с одной стороны, могут служить дополнительным источником нагрева плазмы в глубине плотного сгустка, с другой стороны, могут приводить к более эффективному нагреву ионов в области плазмы малой плотности.

4. При нагреве облака с характерной длиной 0.5 м к концу импульса нагрева достигнута температура до 75 эВ в центре с плотностью $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При этом энергия, затраченная на нагрев плотной плазмы, в несколько раз превышает затраты на ионизацию.

5. Численно исследована динамика расширения плотного плазменного сгустка, развита гидродинамическая модель для описания этого процесса. В ряде режимов происходит эффективная перекачка энергии в продольную компоненту скорости. Результаты численного моделирования находятся в разумном согласии с экспериментом.

6. Продвижение в сторону увеличения удельных параметров плотной плазмы возможно при увеличении энергетики пучка, что планируется осуществить на второй очереди установки ГОЛ-3, и дополнительном замедлении разлета плотной плазмы (использование конфигураций типа «магнитной ямы» или многопробочной геометрии).

Авторы искренне признательны Д. Д. Рюгову и Э. П. Круглякову за интерес к работе, С. Г. Воропаеву, А. Ф. Губеру, В. В. Конюхову, С. В. Лебедеву, А. Г. Макарову, А. А. Никифорову, С. С. Перину, В. В. Чикунову за сотрудничество и помощь при подготовке и проведении описанных экспериментов. Работа была выполнена при финансовой поддержке Министерства науки РФ, грантами РФФИ № 96-02-19436 и МНФ № NQF000 и № NQF300.

Литература

1. Г. И. Будкер, В. В. Мирнов, Д. Д. Рютов, Письма в ЖЭТФ **14**, 320 (1971).
2. B. G. Logan, A. J. Lichtenberg, M. A. Lieberman, and A. Makijani, Phys. Rev. Lett. **28**, 144 (1972).
3. Д. Д. Рютов, ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, вып. 1–2, 96 (1978).
4. A. V. Arzhannikov, A. V. Burdakov, V. S. Burmasov et al., in *Proc. 3rd Intern. Conf. on High-Power Electron and Ion Beam Research and Technology, Novosibirsk, 1979*, ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск (1979), Vol. 1, p. 29.
5. В. С. Бурмасов, Л. Н. Вячеславов, И. В. Кандауров и др., ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, вып. 2, 31 (1987).
6. V. Babicky, V. Bohacek, M. Clupek et al., in *Proc. 8th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams, Novosibirsk, 1990*, World Scientific, Singapore (1991), Vol. 1, p. 225.
7. А. В. Бурдаков, С. Г. Воропаев, В. С. Койдан и др., ЖЭТФ **109**, 2078 (1996).
8. A. V. Arzhannikov, B. N. Breizman, A. V. Burdakov et al., in *Proc. 7th Intern. Conf. Plasma Physics and Contr. Nucl. Fusion Res., Innsbruck, 1978*, IAEA, Vienna (1979), Vol. 2, p. 623.
9. A. V. Arzhannikov, A. V. Burdakov, O. I. Meshkov et al., in *Proc. of Intern. Conf. on Plasma Physics, Lausanne, Switzerland, 1984*, ed. by M. Q. Tran and R. J. Verbeek, Invited Papers, Com. of the Europ. Community, Brussels (1984), Vol. 1, p. 285.
10. Б. Н. Брейзман, в сб. *Вопросы теории плазмы*, под ред. Б. Б. Кадомцева, Энергоатомиздат, Москва (1987), вып. 15, с. 55.
11. A. V. Arzhannikov, A. V. Burdakov, V. A. Kapitonov et al., *Plasma Physics and Contr. Fusion* **30**, 1571 (1988).
12. А. В. Бурдаков, В. С. Койдан, В. В. Поступаев, *Физика плазмы* **11**, 944 (1985).
13. A. V. Burdakov, A. V. Karyukin, V. S. Koidan et al., in *Proc. 17th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Heating, Amsterdam, 1990*, ed. by G. Brifford, A. Nijssen-Vis, F. C. Schuller, Europ. Phys. Soc. (1990), Vol. 14B, p. 614.
14. А. В. Бурдаков, С. Г. Воропаев, А. Ф. Губер и др., Препринт ИЯФ СО РАН 92–12 (1992).
15. Г. Е. Деревянкин, В. Г. Дудников, П. А. Журавлев, ПТЭ № 5, 168 (1975).
16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика. т. 6. Гидродинамика*, Наука, Москва (1988).
17. К. П. Станюкович, *Неустановившееся движение сплошной среды*, Наука, Москва (1971).
18. А. В. Недоспасов, М. З. Токарь, в сб. *Вопросы теории плазмы*, под ред. Б. Б. Кадомцева, Энергоатомиздат, Москва (1990), вып. 18, с. 83.
19. В. Т. Астрелин, А. В. Бурдаков, Препринт ИЯФ СО РАН 94–91 (1991).
20. С. И. Брагинский, в сб. *Вопросы теории плазмы*, под ред. М. А. Леонтовича, Госатомиздат, Москва (1963), вып. 1, с. 183.
21. A. V. Burdakov, V.V.Filippov, V. S. Koidan et al., *J. of Nuclear Materials* **212–215**, 1345 (1994).