



Р119305303

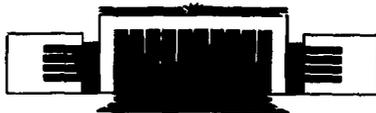
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.В. Бурдаков, С.Г. Воропаев, А.Ф. Губер,
А.В. Карюкин, В.С. Койдан, С.В. Лебедев,
К.И. Меклер, П.И. Мельников, А.А. Никифоров,
В.В. Поступаев, В.В. Чикунов, М.А. Щеглов

**ЭКСПЕРИМЕНТЫ
ПО ДВУХСТУПЕНЧАТОМУ НАГРЕВУ
ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-3**

ИУАФ--92-12.

ПРЕПРИНТ 92-12



НОВОСИБИРСК

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО РАН

**А. В. Бурдаков, С. Г. Воропаев, А. Ф. Губер, А. В. Карюкин,
В. С. Койдан, С. В. Лебедев, К. И. Меклер, П. И. Мельников,
А. А. Никифоров, В. В. Постулаев, В. В. Чикунов, М. А. Щеглов**

**ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ДВУХСТУПЕНЧАТОМУ НАГРЕВУ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ
НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-3**

ПРЕПРИНТ 92-12

**НОВОСИБИРСК
1992**

**ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ДВУХСТУПЕНЧАТОМУ НАГРЕВУ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ
НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-3**

А. В. Бурдаков, С. Г. Воропаев, А. Ф. Губер, А. В. Карякин,
В. С. Коидан, С. В. Лебедев, К. И. Меклер, П. И. Мельников,
А. А. Никифоров, В. В. Поступаев, В. В. Чикунов, М. А. Шеглов

Институт ядерной физики СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия

Аннотация

В работе представлены результаты экспериментов по "двух-ступенчатому" нагреву плотной плазмы релятивистским электронным пучком на установке ГОЛ-3. При этом в основной плазме с плотностью $\approx 10^{15}$ см⁻³ создавался плотный ступор длиной порядка метра и концентрацией водорода до 10^{17} см⁻³. В процессе взаимодействия с плазмой электронный пучок (1 МэВ, 40 кА, 4 нс) передаёт свою энергию электронам основной плазмы за счёт коллективных эффектов. Нагретые электроны в свою очередь при разлёте вдоль силовых линий магнитного поля попадают в область плотной плазмы и передают ей свою энергию при парных столкновениях. В работе приведены оценки параметров потока горячих плазменных электронов, энерговыделения в ступе плотной плазмы, энергоданс системы пучок-плазма. Обсуждается динамика неоднородной по плотности и температуре плазмы, включая появление ударных волн.

**EXPERIMENTS ON THE TWO-STAGE DENSE PLASMA HEATING
ON THE GOL-3 DEVICE**

A.V.Burdaikov, V.V.Chikunov, A.F.Huber, A.V.Karyukin,
V.S.Koidan, S.V.Lebedev, K.I.Mekler, P.I.Melnikov,
A.A.Nikiforov, V.V.Postupaev, M.A.Shcheglov, S.G.Voropaev
Institute of Nuclear Physics, 630090, Novosibirsk, Russia

Abstract

The experimental results on heating of a dense plasma by electron beam (1 MeV, 40 kA, 4 ns) on the GOL-3 device are presented. The relativistic electron beam is injected into a 7-meter long plasma column of a mirror machine.

The beam deposits about 20-30% of its energy into "hot" (1-10 keV) plasma electrons in the homogeneous part of plasma ($n_e \sim 10^{15}$ cm⁻³, $T \sim 1$ keV). These electrons are slowed down in a 0.5-3 meter long gas cloud of a density of 10^{16} - 10^{17} cm⁻³ (so-called two-stage heating scheme). The "hot" electrons ionize the cloud, create a plasma which is heated due to binary collisions. The resulting total energy of the cloud is 2-4 times greater than the instantaneous energy content of the lower density homogeneous plasma. The shock waves were observed in the plasma. Temperature distribution along the plasma cloud was measured and was used to estimate the average energy of "hot" electrons. The experiment demonstrates a high efficiency of the two-stage scheme of a dense plasma heating.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	стр
Список принятых обозначений	4
1. Введение	5
2. Описание и режим работы установки	7
3. Нагрев однородной плазмы	8
4. Эксперименты по нагреву газового облака	11
4.1. Постановка эксперимента, формирование газового облака	11
4.2. Эксперименты с различной длиной газового облака	14
4.3. Эксперименты с различной плотностью однородной плазмы	17
4.4. Эксперименты с различными давлениями газа в облаке при его фиксированной длине	20
5. Энергобаланс	22
5.1. Поглощение быстрых электронов в облаке	22
5.2. Спектры РЭП. Потери энергии пучка	27
5.3. Распределение энергии по глубине облака. Распределение энергии в плазме	30
6. Динамика плотного плазменного сгустка	31
6.1. Ударные волны	31
6.2. Оценка параметров ударных волн	35
7. Эксперименты с облаком в конце установки. Два облака	38
8. Заключение	42
Приложение 1. Модельные эксперименты по формированию газового облака	43
Приложение 2. Расчеты торможения горячих электронов в плазме и газе	49
Литература	53

Список обозначений, принятых в работе

c_a	- скорость звука
E_r	- средняя энергия надтепловых электронов
E_{at}	- энергия, приходящаяся на атом водорода (или пару электрон-ион) в облаке
E_i	- энергия, затрачиваемая на ионизацию и возбуждение
f	- функция поглощения электронов в мишени
I_b	- ток электронного пучка
l	- координата, отсчитываемая внутрь облака от его границы
L	- полная длина облака; длина однородной плазмы
m_i	- масса иона
n_0	- концентрация газа
n_p	- концентрация плазмы
n_b	- концентрация электронов в лучке (потоке)
n_r	- концентрация надтепловых электронов
P	- давление
Q	- энергия, теряемая пучком в результате взаимодействия
R_0	- пробег электронов в мишени
S	- сечение нагретой области плазмы (30 см^2)
T	- температура плазмы
U_d	- напряжение на диоде генератора пучка
v_r	- характерная скорость надтепловых электронов
v_ϕ	- скорость фронта ударной волны
W	- удельное энергосодержание плазмы по диамагнитным измерениям
W	- энтальпия
x	- расстояние по оси установки от входной фольги
γ	- показатель адиабаты
Λ	- кулоновский логарифм
ρ	- плотность
τ^E	- время обмена энергией между электронами и ионами
τ_b	- длительность электронного пучка
τ_r	- время жизни быстрых электронов в ломушке
ζ	- степень ионизации
ξ	- величина nl , нормированная на пробег электрона

1. Введение

Исследования по физике взаимодействия мощных релятивистских электронных пучков (РЭП) с плазмой имеют помимо общих плазменнотехнических целей и задачу создания источника нагрева плазмы для реактора, основанного на многопробочной схеме удержания [1,2]. Как известно, реактор на основе многопробочной ловушки для того, чтобы иметь приемлемые технические параметры (см., напр., [3]), должен иметь плазму с плотностью $\sim 10^{17}$ см⁻³. В то же время высокая эффективность передачи энергии от пучка к плазме за счёт коллективных эффектов (главным образом, из-за развития ленгмюровской турбулентности) при существующих параметрах РЭП достигается при плотности плазмы, не превышающей существенно 10^{15} см⁻³ [4-6]. При повышении плотности плазмы до $(3+5) \cdot 10^{15}$ см⁻³ пучок практически не передаёт 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 [7,8] предложена схема так называемого двухступенчатого нагрева плотной плазмы (подробно эта схема обсуждается в [9]). Суть этой схемы заключается в том, что плазма делится на область с плотностью $\sim 10^{15}$ см⁻³, расположенную в центре установки (в ней происходит эффективная релаксация пучка, причём энергия пучка передаётся в основном электронам плазмы - см., напр., [10,11]), и две области с плотностью плазмы $\sim 10^{17}$ см⁻³, пригодной для многопробочного удержания. В такой схеме нагретые пучком электроны редкой плазмы, разлетаясь вдоль магнитного поля, тормозятся за счёт парных кулоновских столкновений в плотной плазме и, таким образом, нагревают её.

Для изучения нагрева плотной плазмы при помощи релятивистского электронного пучка и физики многопробочного удержания в Институте ядерной физики СО АН СССР создаётся установка ГОЛ-3. В настоящее время ведутся эксперименты на первой очереди этой установки [12], которая предназначена для изучения взаимодействия микросекундного электронного пучка с плазмой. От полномасштабной установки существующая конфигурация 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 поверх плазменного столба. Вещество, составляющее такую фольгу, нагревается, быстро испаряется и ионизируется под действием потока плазменных электронов и образует разлетающееся газоплазменное облако с высокой исходной плотностью. В модельных экспериментах с наносекундными электронными пучками [13] был зарегистрирован поток на поверхность торцевой фольги плазменных электронов, имеющих энергию 1-5 кэВ; наблюдался нагрев и разлёт поверхностного слоя этой фольги. На установке ГОЛ-3 были проведены эксперименты, в которых в качестве мишени применялись тонкие органические пленки. Краткое описание этих экспериментов приведено в [14], где показано, что пучок эффективно нагревает плотную плазму фольги. В работах [9, 15] на основании теоретического рассмотрения газодинамики разлёта материала фольги сделан вывод о том, что значительная доля энергии передаётся фольге и продольное газокINETическое давление облака может сравниваться с давлением внешнего магнитного поля.

В представленной работе для формирования плотного плазменного сгустка в разрядную камеру напускалось облако водорода с заданной длиной и плотностью. Такая схема получения области с плотной плазмой удобна тем, что позволяет проводить измерения различных параметров непосредственно внутри облака, она также более технологична (нет необходимости смены сгорающих фольг).

2. Описание и режим работы установки

Схема установки представлена на рис. 1, подробное её описание дано в работе [16]. Напомним кратко, что установка ГОЛ-3-1 состоит из генератора электронного пучка У-3, плазменной камеры внутри соленоида с однородным полем до 6 Т на длине 7 м и 12 Т в одиночных пробках на концах; 10-МДж конденсаторной батареи для питания соленоида; систем управления, контроля и диагностики. Основные системы установки и их возможности описаны в работах [17-20]. В экспериментах, обсуждаемых в этой

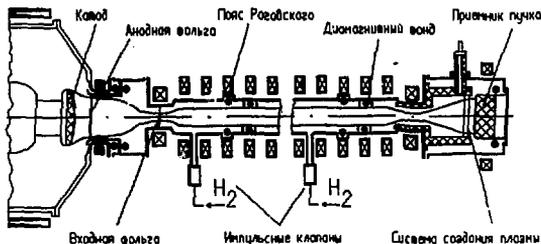


Рис. 1. Схема эксперимента.

работе, установка работала при следующих параметрах: магнитное поле в однородной части соленоида 5.5 Т, в пробках 11 Т, 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/см^2 , диаметр пучка в плазме 6 см, длительность $\approx 4 \text{ мкс}$, типичное энергосодержание в пучке $70 \pm 20 \text{ кДж}$ (рис. 2).

Диагностический комплекс включал в себя набор методов как для измерения отдельно параметров пучка и плазмы, так и для изучения процесса коллективного взаимодействия пучка с плазмой и её нагрева. Основные параметры пучка (напряжение на катоде, токи в разных частях генератора пучка, полные токи в плазме, ток пучка на выходе) измеряются при помощи стандартных электротехнических методов. Энергосодержание пучка, прошедшего че-

рез плазму, определяется с помощью графитового калоримера, а также вычислением интеграла $\int U_a \cdot I_b \cdot dt$. Спектр электронов пучка, прошедшего через плазму, измерялся в присоединенной области при помощи магнитного (см. [21]) и многофольгового (описание методики см. в [22]) анализаторов.

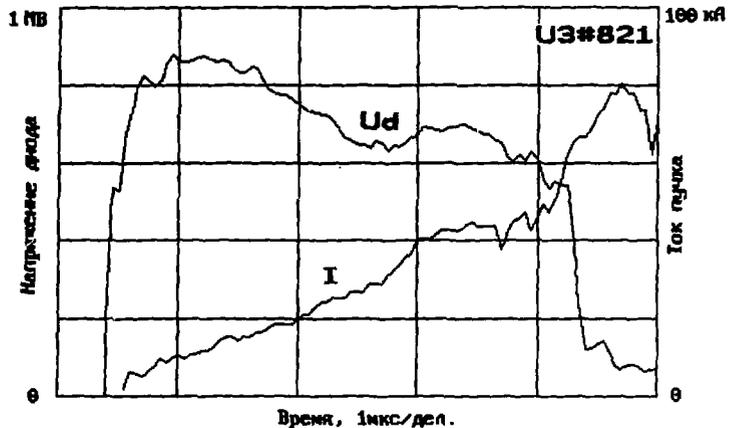


Рис. 2. Типичные осциллограммы напряжения на катоде и тока пучка.

Для измерения параметров плазмы и газового облака использовались оптические интерферометры с рабочей длиной волны 3.39 и 0.63 мкм, диамагнитные датчики, детекторы мягкого рентгеновского и ВУФ-излучения (см. [23]). Проводились измерения профиля линии H_{α} при помощи полихроматора с диссектором. В экспериментах по нагреву однородной плазмы применялась система томсоновского рассеяния лазерного излучения для определения температуры и плотности плазмы [24]. Другой системой томсоновского рассеяния измерялся профиль плотности плазмы по радиусу.

3. Нагрев однородной плазмы

Описанию закономерностей взаимодействия РЭП с однородной плазмой на установке ГОЛ-3-1 посвящен ряд работ [12, 14, 25-27]. Приведем основные результаты, которые потребуются при обсуждении и интерпретации результатов экспериментов по двухступенчатому нагреву плотной плазмы. Как и в экспериментах с наносекундными пучками, в экспериментах на ГОЛ-3 получена высокая эффективность передачи энергии пучка при плотности плазмы вплоть до $(1+2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Увеличенная длительность пучка привела к тому, что оказалось возможным вести его инжекцию как в заранее приготовленную предварительную плазму, так и в нейтральный водород. С увеличением плотности плазмы выше указанной наблюдалось, как и в предыдущих экспериментах (см., напр., [4-6]), уменьшение эффективности релаксации РЭП (см. также [28], где описаны эксперименты с микросекундным пучком на установке У-1).

В ходе нагрева энергосодержание плазмы растёт приблизительно линейно вплоть до момента резкого уменьшения мощности инжектируемого пучка. На рис. 3 показаны типичные диамагнитные сигналы, измеренные зондами, расположенными на расстояниях 40, 130, 240, 480 и 570 см от входной фольги¹¹, а на рис. 3б - распределение давления плазмы по длине установки. Как и в экспериментах с наносекундными пучками, наблюдается неоднородность энерговыделения.

По измерениям энергосодержания и энергетического спектра пучка на выходе показано, что пучок в результате коллективного взаимодействия с плазмой терпит до 25% своей энергии. Основная 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 расстоянии 250 см от входной фольги, измерена температура плазмы 0.6 кэВ

¹¹ Здесь и далее в тексте для удобства сигналы диамагнитных зондов маркируются с указанием расстояния от зонда до входной фольги, расположенной в магнитной пробке; например, D040 - зонд, расположенный на расстоянии 40 см.

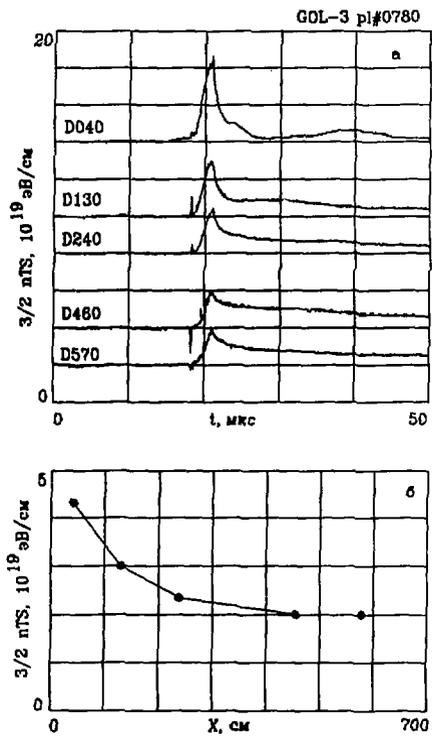


Рис. 3. а) диагностические сигналы в случае инжекции пучка в столб однородной плазмы с плотностью 10^{19} см^{-3} ; б) распределение удельного энергосодержания плазмы по длине установки к моменту окончания пучка.

в максимуме нагрева при указанной плотности). Кроме того, существует группа надтепловых электронов, в которых содержится значительная доля энергии, потерянной пучком. По данным рентгеновской диагностики, характерная энергия этих электронов превышает по крайней мере 10 кэВ, а их мгновенная плотность в конце импульса нагрева составляет несколько процентов от плотности плазмы.

Энергосодержание плазмы может достигать $1.5 \cdot 10^2$ кДж, что составляет $\approx 5\%$ от полной энергии пучка. Остальная потерянная пучком энергия выносится на торцы установки в течение импульса нагрева и может быть использована для нагрева плотного плазменного сгустка.

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

4. Эксперименты по нагреву газового облака

4.1. Постановка эксперимента, формирование газового облака

Для прямого моделирования двухступенчатого нагрева плотной плазмы на установке ГОД-3-1 была проведена серия экспериментов, в которых в качестве мишени для быстрых плазменных электронов использовалось облако водорода большой плотности. В описываемых экспериментах облако создавалось с помощью локального импульсного напуска газа. Газовый импульс формировался с помощью электромагнитных клапанов [29]. На установке были смонтированы две сборки из четырех клапанов каждая. Одна сборка располагалась на расстоянии $x = 12$ см от входной фольги, другая - на $x = 570$ см. Клапаны могли работать раздельно или вместе. Проведенная модернизация конструкции клапана позволила получать от каждой сборки $\approx 10^{21}$ молекул водорода за импульс.

Сценарий эксперимента был следующий. Предварительно в вакуумную камеру через палладиевый натекатель напускался водород с концентрацией, соответствующей требуемой плотности плазмы в однородной части. Концентрация напускаемого таким образом водорода составляла от 0 (давление остаточного газа в камере

- 10^{-3} Па) до 10^{16} см $^{-3}$. Основная часть экспериментов была проведена при плотности $(3.5) \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, при которой происходит эффективное взаимодействие РЭП с плазмой. После заполнения камеры водородом однородного газа включалось магнитное поле, а затем импульсные клапаны. В заданный момент времени срабатывал прямой разряд, который формировал плазменный канал. После образования предварительной плазмы²⁾ в камеру инжектировался электронный пучок. Длина газового облака, его плотность и местоположение могли варьироваться.

Для точного определения параметров облака водорода разлет газа по камере изучался на специальном стенде, имитирующем разрядную камеру установки. Описание методики измерений на стенде и основные результаты этих измерений приведены в Приложении 1. На установке же плотность газового облака измерялась с помощью интерферометра Майкельсона на длине волны 0.63 мкм. На рис. 4 приведена интерферограмма и ее расшифровка в случае, когда расстояние от входной фольги до интерферометра составляло 56 см (расстояние от точки установки клапана - 44 см; часть осциллограммы на рис. 4а, помеченная буквой А, соответствует интерферограмме; часть В - динамическая калибровка, получаемая быстрым перемещением опорного зеркала интерферометра. Такая схема измерений позволяет для каждого опыта точно определять начальную фазу и амплитуду интерференционной картины).

В экспериментах варьировались следующие параметры: время задержки включения прямого разряда и инжекции РЭП относительно включения импульсных клапанов (это определяет длину облака при слабо изменяющейся максимальной плотности); входное давление водорода в импульсных клапанах, которое определяет максимальную плотность при неизменном профиле плотности по длине; плот-

²⁾ В экспериментах с локальным плотным газовым ступенькой режим работы прямого разряда несколько отличался от стандартного (описанного, напр., в [30]). Из-за большой плотности газа вблизи входной фольги 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 инжекции пучка. Последующая ионизация быстро производится нагретыми плазменными электронами.

ность плазмы в однородной части, которая определяет эффективность взаимодействия пучка с плазмой и, возможно, спектр горячих плазменных электронов.

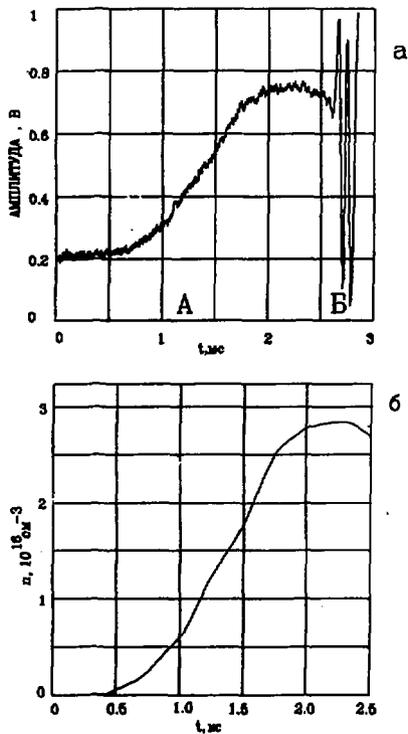


Рис. 4. а) интерферограмма на длине волны 0.63 мкм, измеренная поперёк вакуумной камеры на расстоянии 44 см от места установки клапана;

б) зависимость плотности молекулярного водорода от времени.

4.2. Эксперименты с различной длиной газового облака

Для проведения этой серии экспериментов сборка клапана была смонтирована на расстоянии 12 см от входной фольги. В экспериментах поддерживались постоянное исходное давление в клапанах (15 атм) и плотность однородной плазмы ($\sim 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³), варьровалась лишь задержка срабатывания пучка по отношению к моменту выключения клапана.

Эффект двухступенчатого нагрева газового сгустка иллюстрирует рис. 5. Распределение плотности газа для приведенного опыта показано здесь же. При задержке срабатывания клапана 1.75 нс длина газового облака (условно определяемая по области с концентрацией большей, чем $5 \cdot 10^{15}$ см⁻³) составляет около 300 см. Видно, что величина диамагнитного сигнала ($3/2nTS$) в точке $x = 240$ см, вблизи от границы облака, возрастает в 3-4 раза по сравнению со случаем однородной плазмы (ср. с рис. 3). В глубине облака давление плазмы несколько понижается, но всегда значительно превышает давление, получаемое при прямом взаимодействии пучка с плазмой при плотности, равной плотности облака. Наблюдается также существенное увеличение времени остывания плазмы в глубине облака, что связано, очевидно, с подавлением электронной теплопроводности на торцы при возрастании плотности плазмы и уменьшении её температуры.

При уменьшении длины облака область максимального давления плазмы перемещается вслед за границей облака. На рис. 6 представлен набор сигналов диамагнитных зондов при задержке 0.5 нс (длина облака - 50 см). Видно, что давление плазмы резко возрастает теперь уже на $x = 40$ см. Отметим, что пик давления всегда существует вблизи границы облака. Длина этой области повышенного давления зависит от распределения давления газа по длине установки и для описываемых условий эксперимента составляет 0.5-1 м. На рис. 7 показано распределение давления плазмы по длине установки в момент окончания импульса пучка при различных задержках срабатывания клапана (длинах газового облака).

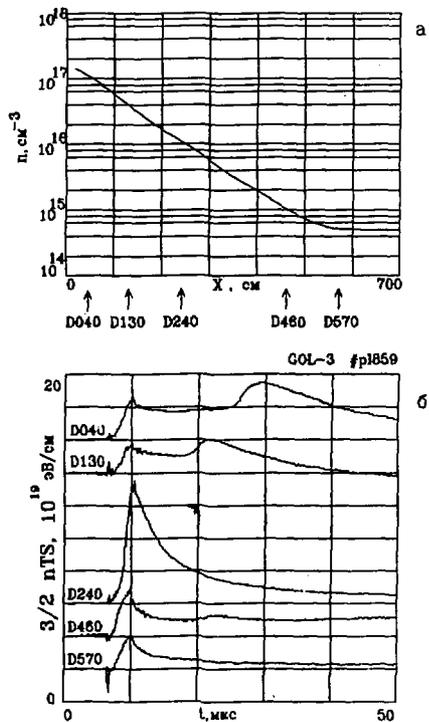


Рис. 5. а) распределение атомарной плотности водорода по длине установки при задержке инжекции пучка относительно срабатывания клапана 1.75 мс; б) диамагнетизм плазмы в разных точках по длине плазменного столба.

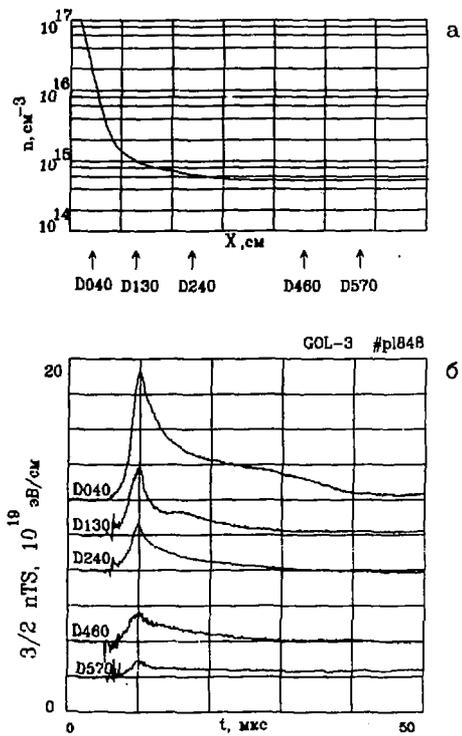


Рис. 6. а) распределение атомарной плотности водорода по длине установки при задержке инжекции пучка относительно срабатывания клапана 0.5 мс; б) диагностика плазмы в разных точках по длине плазменного столба.

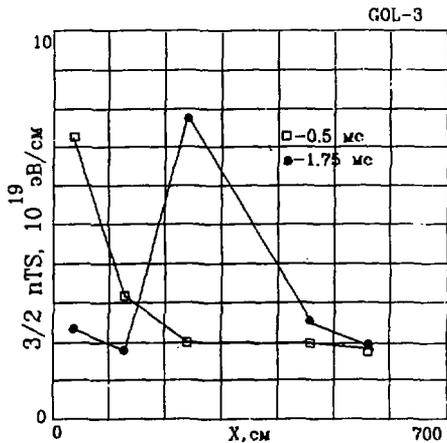


Рис. 7. Распределение поперечного давления плазмы (пТ) по длине установки при различных длинах газового облака.

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 облако горячими плазменными электронами. На рис. 8 показана зависимость величины удельного энергосодержания плазмы от задержки срабатывания клапана на расстояниях 40 и 240 см от входной фольги.

4.3. Эксперименты с различной плотностью однородной плазмы

В специальной серии экспериментов проводилось измерение параметров плотного плазменного облака в зависимости от плотности однородной плазмы. Задержка срабатывания клапана и давление в нём оставались фиксированными (1.6 мс, 15 атм), при этом длина облака составляла ≈ 250 см.

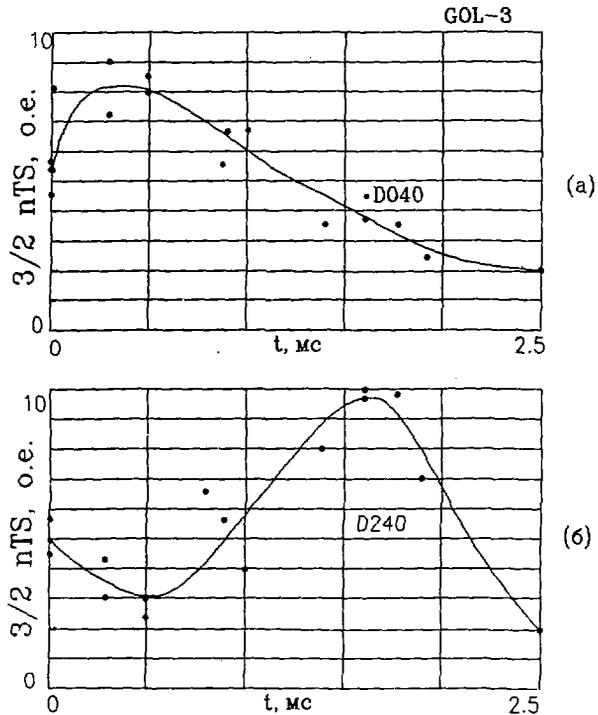


Рис. 8. Зависимость величины удельного энергосодержания плазмы от задержки срабатывания клапанов на расстояниях 40 (а) и 240 (б) см от входной фольги. Величина энергосодержания нормирована на энергозапас инжектированного пучка 100 кДж.

Ранее было показано, что эффективность взаимодействия падает с ростом плотности при превышении величины 10^{15} см^{-3} . В экспериментах по двухступенчатому нагреву наблюдается аналогичная картина (на рис. 9 приведена зависимость для диамагнитного зонда, расположенного вблизи границы облака). Следует отметить, что, в отличие от нагрева однородной плазмы, эта зависимость обусловлена не только изменением эффективности собственно взаимодействия пучка с плазмой, но также изменением длины торможения горячих электронов в облаке из-за изменения их спектра и перераспределения тепла внутри облака. Эти факторы приводят к существованию четко выраженного максимума на рис. 9, хотя в экспериментах по нагреву однородной плазмы падения эффективности взаимодействия с уменьшением плотности плазмы не происходит.

Кроме того, на границе облака плотная плазма ($n = 10^{15} + 10^{16} \text{ см}^{-3}$) подогревается за счёт теплопроводности. Тогда условие эффективной релаксации пучка

$$\Gamma > v_{e1} \sim n/T_e^{3/2}$$

(где Γ - инкремент пучковой неустойчивости) начинает выполняться уже при более высоких плотностях, и становится возможным нагрев плазмы в глубине облака в результате непосредственного взаимодействия с пучком.

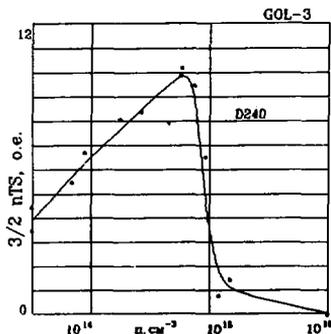


Рис. 9. Зависимость удельного энергосодержания плазмы в облаке ($L \approx 240 \text{ см}$) от плотности однородной плазмы.

4.4. Эксперименты с различными плотностями газа в облаке при его фиксированной длине

Другая возможность исследования энерговыделения горячих плазменных электронов в газовом облаке заключается в том, что можно фиксировать задержку срабатывания клапана, но изменять давление в нем. Зависимость концентрации водорода в облаке от давления в клапане является линейной. Подборка диамагнитных сигналов для этого случая приведена на рис. 10-12. На этих рисунках буквами а, б, в, г обозначены сигналы, полученные при давлениях водорода в клапане 15, 10, 6, 2 атм, соответственно. Указана также плотность водорода в точках измерения, соответствующая этим условиям эксперимента. Основные закономерности поведения плазмы в однородной части и в облаке совпадают с зависимостями, полученными для облака переменной длины (см. п. 4.2) в случае, если для сравнения берутся точки с одинаковым значением величины $\int n \cdot dl$ (где n - плотность, а l - координата, отсчитываемая от границы облака до точки измерения; далее в тексте указанная величина для удобства будет обозначаться как $n l$).

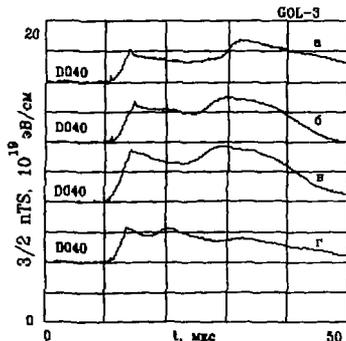


Рис. 10. Давление плазмы в облаке при его фиксированной длине и различных плотностях облака на расстоянии 40 см от входной фольги:

- а) $n = 1.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; б) $n = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$;
 в) $n = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; г) $n = 1.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

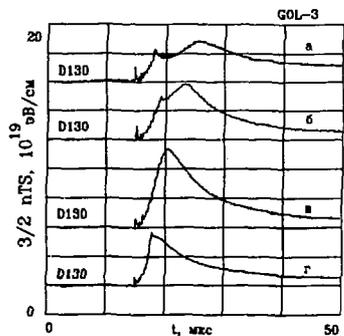


Рис. 11. Давление плазмы в облаке при его фиксированной длине и различных плотностях облака на расстоянии 130 см от входной фольги:

- а) $n = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; б) $n = 3.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$;
 в) $n = 1.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; г) $n = 3.8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

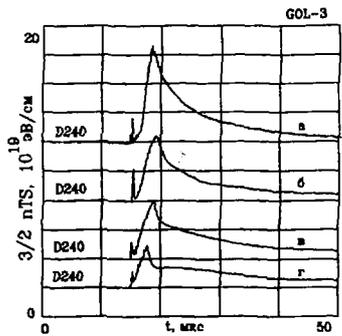


Рис. 12. Давление плазмы в облаке при его фиксированной длине и различных плотностях облака на расстоянии 240 см от входной фольги:

- а) $n = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; б) $n = 6.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$;
 в) $n = 2.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; г) $n = 7.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

5. Энергобаланс

5.1. Поглощение быстрых электронов в облаке

Для нахождения характера распределения выделявшейся энергии по глубине облака была проделана следующая процедура. Для различных задержек или для различных давлений в клапане брались результаты дикамагнитных измерений в определенный момент времени (3.2 мкс)³¹. Каждому измерению соответствует определенное значение плотности газа в месте расположения зонда; соответственно, в этой точке можно вычислить энергию, приходящуюся на атом $\epsilon_{ат}$. Далее строилась зависимость $\epsilon_{ат}$ от pl , которая представлена на рис. 13. Здесь же приведена расчетная кривая поглощения электронов плазмы, имеющей температуру 1 кэВ и энергозапас в электронной компоненте 2 кДж. Видно, что кривую энерговыделения нельзя объяснить полностью торможением тепловых электронов в облаке, а следует привлечь другой источник нагрева - надтепловые ("быстрые") электроны. Для оценки функции распределения быстрых электронов, образующихся в результате коллективного взаимодействия РЭП с плазмой, были проделаны модельные расчеты.

Для расчетов использовалась следующая модель. Пучок проходит без взаимодействия через область с плотной холодной плазмой ($n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $L \sim 1+2 \text{ м}$), затем попадает в редкую плазму ($n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $L \sim 5 \text{ м}$), в которой, теряя значительную часть своей энергии (в условиях, близких к оптимальным для взаимодействия), нагревает плазму. Образующиеся в результате взаимодействия быстрые электроны полагались изотропными, поэтому примерно 15% их вылетают в выходную пробку, а остальные 85% попадают в облако и там термализуются. Условия торможения в облаке быстрых электронов в течение всего импульса считаем неизменными. Если за импульс пучок потерял в результа-

³¹ Заметки, что этот момент времени соответствует минимальной длительности пучка в обсуждаемой серии экспериментов. Энергосодержание пучка к этому моменту составляет ≈ 50 кДж, максимальное энергосодержание в более длинных импульсах превышает 90 кДж, причём энергозапас плазмы линейно растёт с ростом инжектированной энергии пучка.

те взаимодействия с редкой плазмой энергию ΔQ , а распределение быстрых электронов по скоростям считаем максвелловским с температурой T_e , тогда энергия, приходящая на пару электрон-ион в облаке на глубине nL в координате x , может быть записана (подробнее см. Приложение 2) в виде:

$$\epsilon_{ат}(nL, T_e, \Delta Q) = \frac{0.425 \cdot \Delta Q}{T_e \cdot S} \int f(nL, T_e, x) \cdot x \cdot \exp(-x) \cdot dx, \quad (1)$$

где S - сечение пучка, $x = E/T_e$ - безразмерная энергия, $f(nL, E)$ - функция поглощения энергии в облаке при прохождении через него электронов с энергией E и изотропным угловым распределением. Функция f подробно описана в Приложении 2. Здесь же мы только заметим, что результаты расчёта слабо зависят от вида функции f , и предположение о неизменности f в течение импульса пучка не приводит к серьёзным ошибкам.

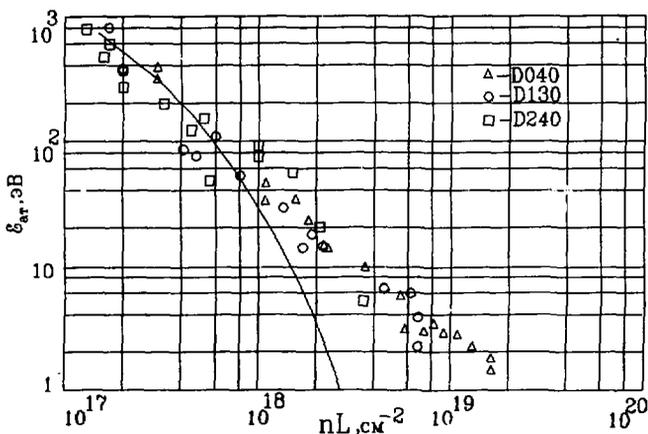


Рис. 13. Зависимость средней энергии, приходящейся на один атом водорода в облаке, переданной к моменту 3.2 мкс от начала инжекции пучка, от глубины облака. Точки соответствуют измерениям различными диагностическими зондами; линия - расчет характера энерговыделения от потока максвелловских электронов с температурой 1 кэВ и полным энергоудержанием 2 кДж.

Очевидно, что используя (1), легко провести расчёты и в случае, когда функция распределения быстрых электронов двух-температурная либо имеет другую (например, степенную) зависимость от энергии электронов.

Для корректного сравнения эксперимента с расчётом необходимо учесть процессы ионизации в глубине облака. Вначале рассмотрим, как связаны температуры электронов и ионов в облаке в зависимости от величины $\mathcal{E}_{ат}$. В части облака, прилегающей к однородной плазме, диамагнитный сигнал ($W = 3/2 \cdot n \cdot (T_e + T_i) \cdot S$) обусловлен только электронами ($T_e \gg T_i$), т.к. ионы не успевают нагреваться. Время обмена энергией между электронами и ионами составляет [31]:

$$\tau^E = \frac{3 \cdot 10^8 \cdot T_e^{3/2}}{n \cdot \Lambda}$$

При $n = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 200 \text{ эВ}$ ($n\Lambda = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, $\Lambda = 10$) величина τ^E составляет 10 нс, а при $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 50 \text{ эВ}$ ($n\Lambda = 10^{18} \text{ см}^{-2}$) τ^E уменьшается до 0.2 нс. Поэтому условно можно считать плазму изотермической при $n\Lambda > 10^{18} \text{ см}^{-2}$. В этом случае $T_e = T_i$. Это соотношение остаётся справедливым вплоть до $n\Lambda \sim 10^{19} \text{ см}^{-2}$, когда температура снижается настолько, что плазма становится неполностью ионизированной. Из решения уравнения Саха (процессом, обратным ударной ионизации, является тройная рекомбинация) можно найти, что при $n\Lambda \sim 10^{19} \text{ см}^{-2}$ степень ионизации ещё достаточно высока: $\zeta \approx 0.95$, а при $n\Lambda = 1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ (для $\frac{W}{3/2 \cdot n \cdot S} = 1.5 \text{ эВ}$) степень ионизации снижается до $\sim 50\%$ ⁴¹. Таким образом, большая часть водорода в облаке ионизирована и для определения энергодобавки следует учесть цену ионизации E_i^A , которая рассчитана в [32] с учётом многоступенчатых процессов; зависимость E_i^A от плотности и температуры хорошо аппроксимируется формулой:

$$E_i^A = \left[30 - 16.4 \cdot \exp\left(-\frac{5 \cdot 10^{12}}{n}\right) \right] \cdot \exp\left\{ \frac{5.45}{T_e \cdot \exp\left[\left(\frac{n}{1.37 \cdot 10^{14}}\right)^{0.26}\right]} \right\}$$

⁴¹ Ещё раз отметим, что приведённые цифры брались для момента времени 3.2 нс от начала ионизации пучка. Максимальные значения температуры плазмы можно получить, например, из рис. 5-8.

где n измеряется в см^{-3} , E_i^a и T_e - в эВ. Заметим, что учёт цены ионизации важен лишь при больших nL , где температура плазмы снижается до величины ~ 20 эВ.

На рис. 14 приведена экспериментальная кривая поглощения быстрых электронов в облаке с учетом цены ионизации. На эту кривую наложены результаты модельных расчетов функции распределения быстрых плазменных электронов, которая в данном случае бралась в виде двухтемпературной (с компонентами 1 кэВ, 2 кДж и 10 кэВ, 5 кДж). Как видно, кроме поглощения горячих электронов основной компоненты (с плотностью однородной плазмы), наблюдается группа надтепловых электронов с характерной энергией - 10 кэВ. Некоторая доля горячих электронов пронизывает облако насквозь, оставляя в нём свою энергию, а затем поглощается во входной фольге или отражается от магнитной пробки.

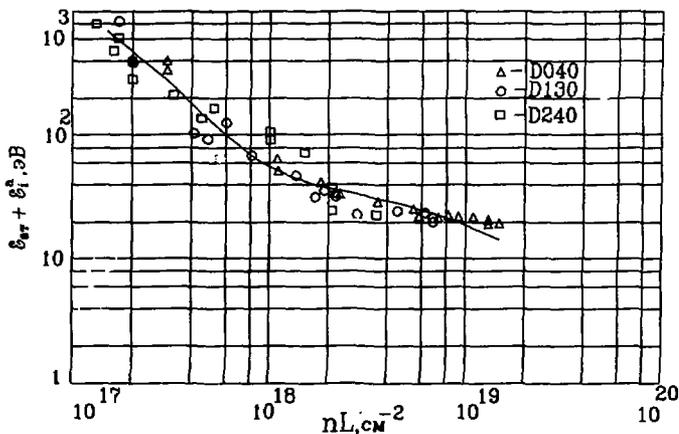


Рис. 14. Зависимость средней энергии, приходящейся на один атом водорода в облаке, переданной к моменту 3.2 нкс, от глубины облака с учетом цены ионизации. Точки соответствуют измерениям различными диаметрами зондами; линия - расчёт характера энерговыделения от модельной функции распределения электронного потока.

Верхнюю границу энергии надтепловых электронов можно оценить независимо из закона сохранения энергии. Так как пробег быстрого электрона в плазме $R_0 \sim \text{const} \cdot E^2$, долю теряемой им энергии в облаке на пути l_1 можно оценить как $\Delta E/E \sim l_1/R_0$. Зная l_1 нашего облака, вложенную в него энергию и энергию, потерянную пучком, можно получить верхнюю оценку средней энергии надтепловых электронов, которая оказывается меньше 20 кэВ. Несмотря на условность этой оценки применительно к потоку электронов, имеющих широкий энергетический спектр, она даёт ориентир для оптимизации параметров облака, поскольку основная доля энергии должна переноситься электронами с энергиями ниже или порядка указанной.

Некоторые параметры быстрых электронов можно получить непосредственно из диамагнитных измерений. Рассмотрим конкретные сигналы, приведённые на рис. 5, 10-12. На диамагнитном сигнале зонда, расположенного в глубине облака (DOAO, $l_1 = 10^{19} \text{ см}^{-2}$), в момент окончания пучка наблюдается резкое уменьшение (скачок) амплитуды приблизительно на 20 %. Этот скачок связан, по всей вероятности, с давлением надтепловых электронов, которые генерируются во время инжекции пучка и при выключении пучка быстро исчезают - покидают ловушку либо тормозятся в плотной плазме. "Мгновенное" давление этих электронов равно величине скачка сигнала и для рассматриваемого случая составляет:

$$n_f E_f = \frac{\partial W}{\partial V} \approx 1.3 \cdot 10^{17} \text{ эВ/см}^3.$$

Характерная энергия частиц E_f определяется из глубины проникновения l_1 . Для рассматриваемого случая $10 \text{ кэВ} < E_f < 20 \text{ кэВ}$. Заметки, что в этих условиях быстрые электроны изотропны. Тогда их плотность $n_f \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Вследствие того, что тепловод из глубины облака практически отсутствует, энергия, заключённая в быстрых электронах, накапливается в облаке в течение инжекции пучка τ_0 . Тогда, очевидно, должно выполняться соотношение:

$$n_f \cdot E_f \cdot L / \tau_f \approx \int n \cdot (3/2 \cdot T + E_1^2) \cdot dl / \tau_0,$$

где τ_f - время жизни быстрых электронов в ловушке. По этой оценке время жизни быстрых электронов $\tau_f \approx 0.14 \text{ мкс}$.

Это время следует сравнивать со временем пролёта быстрых электронов через ловушку: $\tau \approx L/v_f \approx 0.12$ нс (v_f - скорость быстрых электронов). Как видно, наблюдается соответствие времени жизни быстрых электронов и времени их пролёта по плазменному столбу.

5.2. Спектры РЭП. Потери энергии пучка

Рассмотрим потери энергии пучка и изменение его спектра в результате коллективного взаимодействия с плазмой. Кроме измерений потерь энергии пучка с помощью калориметра, в данных экспериментах проводились измерения эффективности взаимодействия пучка с плазмой анализатором энергетического спектра пучка. Для анализа пучка по энергиям использовалась центральная часть пучка, входившая в анализатор через отверстие в выходном коллекторе-приёмнике РЭП. В анализаторе создавалось дополнительное магнитное поле с резкой границей, поперечное к ведущему магнитному полю. В результирующем магнитном поле происходило разделение электронов разных энергий по величине шага ларноровской спирали. Подробно принцип работы, устройство анализатора и эксперименты по определению его характеристики описаны в [21].

На рис. 15 показана типичная форма энергетического спектра пучка после прохождения через плазму. Плотность основной плазмы в данном случае составляла $5 \cdot 10^{14}$ см⁻³, а клапан включался за 1.6 нс до инжекции пучка. На рисунке приведен спектр в момент 1.8 нс от начала импульса РЭП. Видно, что наблюдается значительное уширение спектра как в сторону малых энергий, так и в область энергий, превышающих исходную энергию электронов пучка. Доля электронов с энергией больше приложенного к диоду напряжения в данном случае составляет 25%, а превышение их энергии над исходной - до 200-300 кэВ. В течение импульса наблюдается некоторое плавное изменение формы энергетического спектра пучка, однако в целом его вид остается подобным приведенному выше.

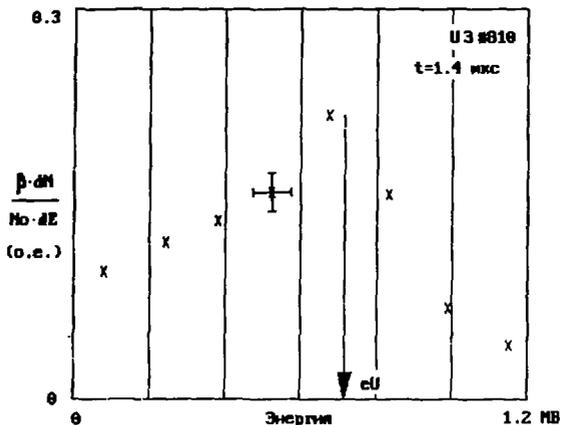


Рис. 15. Типичная форма энергетического спектра пучка после прохождения через плазму с $n = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ на однородном участке. Стрелкой показана величина, соответствующая eU_d в этот момент времени (1.4 мкс от начала инъекции).

Используя полученные результаты, можно определить эффективность взаимодействия пучка с плазмой и изменение её в течение импульса. Для этого в каждый момент времени по энергетическому спектру определяли среднее значение энергии электронов пучка E и сравнили его с величиной eU_d , где U_d - напряжение на диоде ускорителя. Эффективность взаимодействия определится тогда как $k = (eU_d - E) / eU_d$. Найденная таким образом эффективность равна 20% для спектра, приведенного на рис. 15. Зависимость эффективности взаимодействия пучка с плазмой от времени для типичных в данной серии экспериментов условий показана на рис. 16. Видно, что эффективность слабо зависит от времени и составляет около 20%. Приведенный спектр и величина потерь согласуются с измерениями при помощи многофольгового анализа-

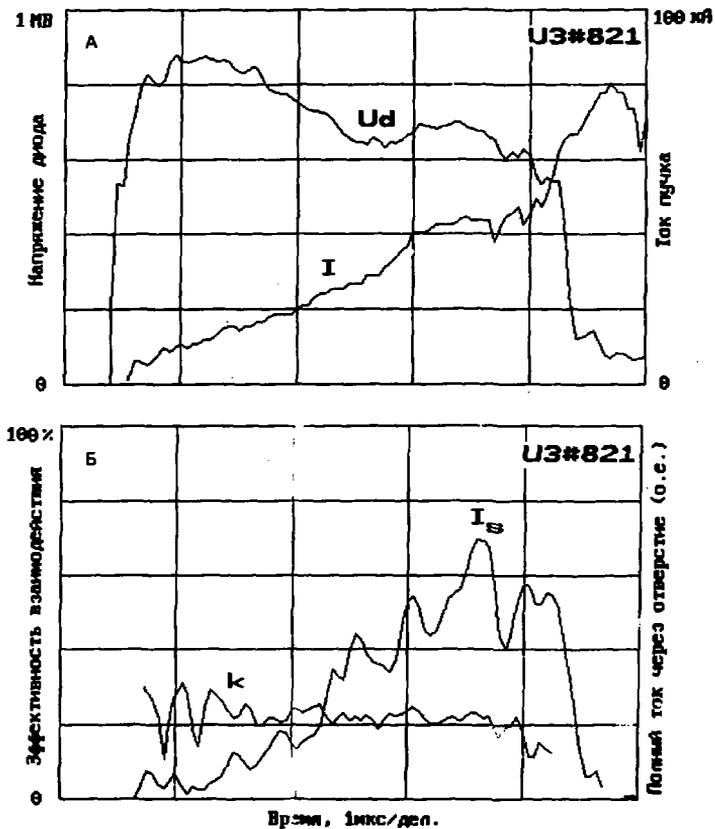


Рис. 16. Зависимость эффективности взаимодействия пучка с плазмой k от времени, определенная с помощью анализатора энергетического спектра пучка. Вверху: напряжение на диоде и ток пучка. внизу: эффективность взаимодействия и суммарный ток в анализаторе.

тора энергетического спектра пучка, проведёнными в экспериментах по нагреву однородной по плотности плазмы (см. [12]).

В предыдущих экспериментах на установке ГОЛ-3 по макроскопическим измерениям потерь энергии пучка [12, 25] наблюдалось, что эффективность взаимодействия растёт с уменьшением плотности плазмы. Данный вывод подтверждается также и измерениями с помощью анализатора энергетического спектра пучка. Плотность основной плазмы в данной серии экспериментов менялась от 10^{14} до $5 \cdot 10^{15}$ см⁻³. При этом эффективность взаимодействия изменялась от 30% до менее 5% при высокой плотности плазмы. Отметим однако, что и при высокой плотности плазмы происходит некоторое уширение энергетического спектра пучка. Ширина спектра $\Delta E/E \sim 20\%$ и примерно вдвое превышает ширину аппаратной функции анализатора.

Таким образом, интегральные потери энергии пучка в плазме в описываемых экспериментах составляют $\approx 20\%$, что в разных выстрелах соответствует абсолютной величине потерь 10 ± 15 кДж.

5.3. Распределение энергии по глубине облака. Распределение энергии в плазме

На основании полученной по результатам обработки большого числа экспериментов "универсальной" кривой энерговыделения горячих электронов в облаке (рис. 14) можно, используя полученную модельную функцию распределения потока электронов, определить распределение энерговыделения по длине облака в каждом конкретном выстреле. Для примера на рис. 17 приведены результаты обработки диамагнитных сигналов в максимуме нагрева с учётом цены ионизации (точки). Входная энергия пучка в этом случае составила 77 кДж. На этом же рисунке сплошной линией проведена кривая энерговыделения, рассчитанная по модельной функции распределения. Эта кривая масштабирована с учётом более продолжительной, по сравнению с расчётами рис. 14, жизни пучка. 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 $n > 10^{16} \text{ см}^{-3}$ содержится 3 ± 0.2 кДж, остальная энергия передаётся плазме промежуточной плотности. В этом выстреле потеря энергии пучка составляет 10 ± 15 кДж, т.е. значительная доля потерянной пучком энергии передаётся в плотную плазму. Часть потерянной пучком энергии в течение импульса пучка уходит в выходную пробку, где нет сгустка плотной плазмы.

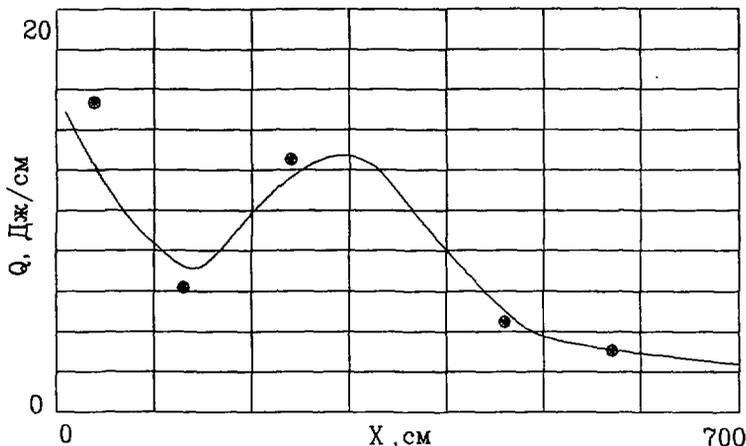


Рис. 17. Распределение удельного энергосодержания плазмы по длине установки с учетом цены ионизации при задержке срабатывания клапана 1.75 мс. Точки — измеренный диаметр плазмы, сплошная линия — расчет по модельной функции распределения.

6. Динамика плотного плазменного сгустка

6.1. Ударные волны

После начала нагрева газового облака скорость его расширения существенно изменяется. Причём из-за того, что существует распределение температуры и давления по глубине плазменного столба, в нём устанавливается сложная картина течения плазмы и образования ударных волн.

Обратим внимание на особенности формы сигналов дчамагнитных датчиков. Спустя некоторое время после окончания пучка на дчамагнитных сигналах наблюдаются вторичные максимумы сигналов. Они связаны с приходом в точку измерения волны давления. Место рождения этих волн и скорость их распространения можно проследить, изменяя условия эксперимента. Например, при инжекции пучка в облако с различной плотностью при фиксированной длине (рис. 10-12) явно заметно изменение времени прихода волны в точку измерения.

Анализ данных показывает, что в плотной плазме существует несколько волн. От области с пиком давления распространяется волна как вглубь облака (в нарастающую плотность) так и в область однородной плазмы (в спадающую плотность). Кроме того, от входа установки бежит волна вглубь плотной плазмы.

Из анализа экспериментальных данных получено, что максимум энерговыделения приходится на "носик" газового облака с плотностью атомарного водорода $\approx 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. На рис. 18-19 приведены диаграммы, иллюстрирующие распространение волн в плазме. На рис. 18 представлены сигналы дчамагнитных зондов

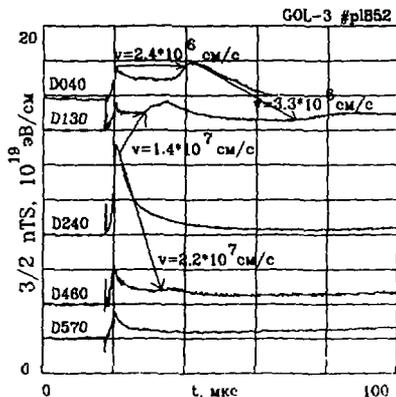


Рис. 18. Распространение волн в плазме.

($3/2nTS$), расположенных на расстояниях 40, 130, 240, 460 и 570 см от входной фольги. На рис. 19а представлено распределение плотности и температуры плазмы ($T=T_0+T_1$) по длине плазменной камеры в момент окончания пучка. Здесь же на рис. 19б дано распределение давления плазмы по длине для двух моментов времени: $t = 0$ - момент окончания пучка и $t = 14$ мкс. Видно, что волна рождается в области пика давления ($x \approx 240$ см), а затем бежит вглубь облака. Природа этой волны может быть связана с возникновением ударной волны на градиенте давления.

Рассмотрим распространение волны давления, движущейся от входа установки. Её образование может быть связано с двумя причинами. Во-первых, со взрывом входной фольги под действием потока горячих плазменных электронов и некоторой доли энергии, теряемой в этой фольге электронами пучка. Во-вторых, из-за наличия пробки большая часть высокоэнергичных надтепловых электронов, прошедших в околоробочную область, имеет вблизи точки остановки практически только перпендикулярную к магнитной силовой линии компоненту вектора скорости, что приводит к увеличению погонного энерговыделения в околоробочной части облака.

По сигналу диамагнитного зонда, расположенного на $x = 40$ см, видно, что давление в подошедшей волне приблизительно в два раза превышает давление плазмы до прихода этой волны (рис. 10-12, 18). Скорость этой волны зависит от параметров плазмы, в которой она распространяется. Например, при изменении плотности газового облака меняется его температура вблизи входной фольги⁵⁾, и, соответственно, скорость распространения волны. Из рис. 10 видно, что с уменьшением плотности в газовом облаке время прихода волны давления уменьшается, и, соответственно, скорость волны увеличивается. Такая ударная волна наблюдалась также при инжекции пучка в однородную плазму (см.

⁵⁾ В эксперименте изменение плотности облака в начале установки осуществлялось путём варьирования давления в клапане. При уменьшении давления в клапане с 15 атм до 2 атм плотность атомарного водорода вблизи входа линейно изменяется от $3 \cdot 10^{17}$ до $4 \cdot 10^{16}$ см⁻³ (см. Приложение 1). Энергосодержание в этой части облака, определяемое по диамагнитным сигналам, меняется незначительно. Таким образом, при изменении давления в облаке меняется температура плазмы.

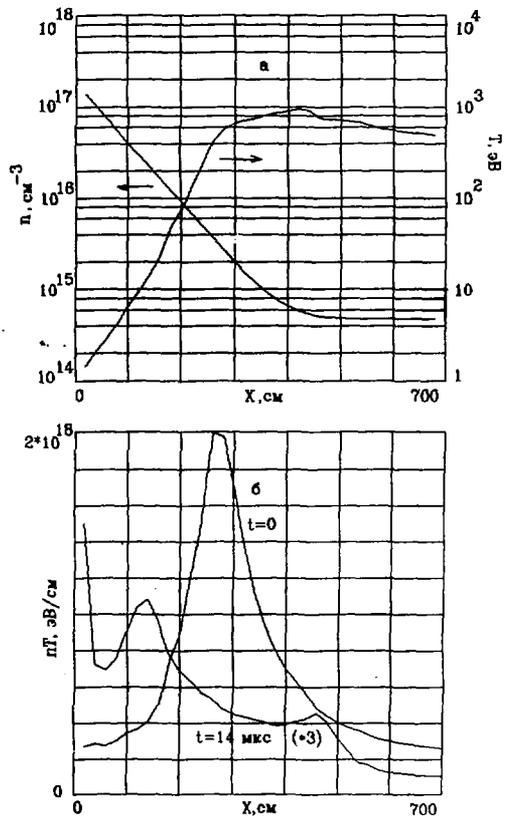


Рис. 19. а) распределение плотности и "диамагнитной" температуры плазмы по длине установки при задержке срабатывания клапана 1.6 мс;
 б) профиль давления плазмы в момент окончания пучка ($t = 0$) и через 14 мкс (увеличено в 3 раза).

верхнюю осциллограмму на рис. 3).

Чтобы убедиться в том, что эта волна приходит не из какой-нибудь области внутри плазменной камеры, был проведен аналогичный эксперимент с большой задержкой срабатывания клапана, при этом из-за возросшей длины "носика" облака с плотностью до $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в плазме отсутствовала область с явно выраженным пиком давления. Поэтому образование ударных волн внутри плазменной камеры за счёт градиента давления стало невозможным. В этом эксперименте наблюдался приход волны давления в место расположения зонда $x = 40 \text{ см}$ при отсутствии всплесков давления на других зондах, что подтверждает предположение о приходе волны от входа установки.

6.2. Оценка параметров ударных волн

Рассмотрим плазму как идеальный газ, по которому движется ударная волна от входа установки, и постараемся оценить параметры этой волны. Под ударной волной здесь подразумевается поверхность разрыва вместе со следующим за ним течением плазмы. Воспользуемся ударной адиабатой Гюгонио [33], полученной из уравнений непрерывности потока вещества, импульса и энергии через поверхность разрыва:

$$W_1 - W_2 + 1/2 \cdot (1/\rho_1 + 1/\rho_2) \cdot (P_1 - P_2) = 0.$$

Здесь параметры с индексом 1 соответствуют плазме, в сторону которой движется ударная волна, а с индексом 2 - плазме, оставшейся позади фронта ударной волны.

В нашем случае известны P_1 , ρ_1 , что даёт нам зависимость между P_2 и ρ_2 . Используя выражение для энтальпии $W = \frac{c_a^2}{\gamma - 1}$, где c_a - скорость звука, γ - показатель адиабаты, получим связь между плотностями по обе стороны разрыва:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{(\gamma + 1) \cdot P_1 + (\gamma - 1) \cdot P_2}{(\gamma - 1) \cdot P_1 + (\gamma + 1) \cdot P_2}$$

Мы рассматриваем одномерное движение ударной волны по плазменной камере и, соответственно, $\gamma = 3$. Из эксперимента (рис.

18) получаем, что $P_2/P_1 = 2$, отсюда получим отношение плотностей плазмы до и после фронта ударной волны: $\rho_1/\rho_2 = 0.8$. Легко получить и отношение температур с обеих сторон разрыва:

$$T_2/T_1 = \frac{P_2 \cdot [(\gamma + 1) \cdot P_1 + (\gamma - 1) \cdot P_2]}{P_1 \cdot [(\gamma - 1) \cdot P_1 + (\gamma + 1) \cdot P_2]}$$

При $P_2/P_1 = 2$ получим $T_2/T_1 = 1.6$. Скорость распространения фронта ударной волны определяется следующим выражением:

$$v_{\phi} = \left[\frac{P_1 \cdot (\gamma - 1) + P_2 \cdot (\gamma + 1)}{2 \cdot \rho_1} \right]^{0.5}$$

При $P_2/P_1 = 2$ получаем $v_{\phi} = (5 \cdot P_1/\rho_1)^{0.5} = (5 \cdot P_1/(\pi \cdot m_1))^{0.5}$, где m_1 - масса иона, $P = n \cdot (T_e + T_i)$. На начальном участке, по крайней мере до $x = 40$ см, давление плазмы постоянно и можно вычислить скорость распространения ударной волны. Причём, если обратить внимание на сигнал диамагнитного зонда (рис. 18, DD40), расположенного в месте $x = 40$ см, то видно, что после окончания пучка давление плазмы спадает в течение 3-4 мкс и затем в течении длительного времени держится на одном уровне ("полочка"). Таким образом, можно оценить скорость фронта волны, принимая во внимание, что давление одинаково на начальном участке в течение всего времени движения волны, причём волна движется по плазме с параметрами, соответствующими параметрам "полочки".

Можно также вычислить скорость распространения волны по времени появления всплеска на диамагнитных сигналах. На рис. 20 приведена зависимость скорости распространения ударной волны, полученная по теории ударных волн, от скорости волны, полученной по времени появления всплесков на диамагнитных сигналах. Видно, что в пределах точности они совпадают.

Рассмотрим распространение волн давления от места наибольшего энерговыделения (на градиенте давления). Из рис. 18 видно, что от места с $x = 240$ см распространяются две волны: одна по направлению ко входу установки, другая в противоположную сторону. Попытаемся сначала разобраться с волной, движущейся от зонда $x = 240$ см к зонду $x = 130$ см. На этом участке температура плазмы $T = T_e + T_i$ изменится от 400 до 10

эВ. При таких температурах плазма полностью ионизована. Следовательно, можно записать скорость распространения ударной волны при $P_2/P_1 \approx 2$ (см. рис. 18 D130) в виде:

$$v_{\Phi} \approx (5 \cdot T_1 / \mu_1)^{0.5}$$

Это скорость фронта волны в месте, имеющей локальную температуру T_1 . Зная зависимость температуры от координаты, можно легко вычислить время τ , в течение которого волна должна пройти расстояние между зондами. Вычисленная таким образом задержка прихода волны равна $\tau \approx 8.5$ нкс. Можно определять эту задержку по времени появления всплеска на зонде с $x = 130$ см. Она равна $\tau \approx 8$ нкс, при этом средняя скорость движения ударной волны на этом участке составляет $\bar{v} = 1.4 \cdot 10^7$ см/с. Видно, что полученные времена с хорошей точностью совпадают.

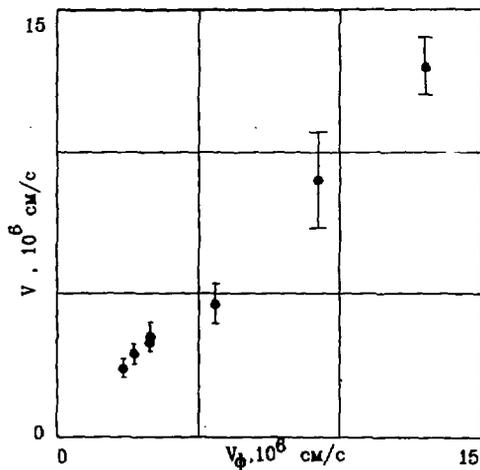


Рис. 20. Зависимость скорости волны v , вычисленной по времени появления всплеска на диагностических сигналах от скорости, полученной по теории ударных волн v_{Φ} .

Рассмотрим волну, движущуюся от места с $x = 240$ см к $x = 460$ см. На этом участке происходит переход от фронта разлетающегося облака к однородной плазме, в которой $T_0 \gg T_1$. На диамагнитном сигнале зонда с $x = 460$ см заметен незначительный подъем давления. Ударная волна, в которой величины испытывают небольшой скачок, является слабой ударной волной (волной давления). Скорость распространения такой волны совпадает со скоростью звука в среде, по которой волна движется (это можно получить, подставив в выражение для скорости фронта волны $P_2 = P_1 \cdot \kappa_{\Phi} = (\gamma \cdot T_1 / m_1)^{0.5} = c_s$). Посмотрим, выполняется ли это утверждение в нашем случае.

Скорость звука в плазме на участке $x = 240+460$ см, где выполняю гидродинамическое описание ($T_0 \gg T_1$), даётся следующим выражением :

$$c_s = (\gamma \cdot T_0 / m_1)^{0.5}.$$

На рассматриваемом участке электронную температуру можно получить из диамагнитных измерений (в [27] показано, что в случае экспериментов с однородной плазмой температура, измеренная по томсоновскому рассеянию в точке $x = 250$ см, совпадает с диамагнитной). Можно вычислить среднюю скорость звуковой волны на этом участке, которая равна $\overline{c_s} = 2.5 \cdot 10^7$ см/с. Средняя скорость распространения волны по времени появления всплеска на датчике $x = 460$ см равна $\overline{v} = 2.2 \cdot 10^7$ см/с. Видим, что в пределах ошибки измерений они совпадают. Это подтверждает предположение о том, что в сторону однородной плазмы движется ударная волна слабой интенсивности.

Заметим, что, несмотря на появление в плазме ударных волн, изменение плотности за время прохождения пучка (≈ 3 нкс) не столь существенно (особенно при $pl > 10^{17}$ см⁻²), поэтому первоначальное распределение газа в облаке с хорошей точностью описывает его состояние к концу импульса РЭП.

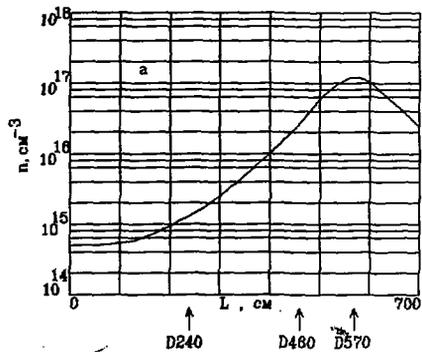
В экспериментах измерялась эволюция во времени профиля линии H_{α} . Диагностика располагалась на расстоянии ≈ 100 см от входной фольги. Наблюдалось уширение линии как в течение вре-

мени инжекции пучка, так и в момент прихода ударной волны в точку измерения, что говорит о нагреве ионов за фронтом ударной волны.

7. Эксперименты с облаком в конце установки. Два облака

Для проведения экспериментов с облаком, расположенным в другой точке по длине (в конце плазменного столба), на установке была смонтирована вторая сборка импульсных клапанов, которая находилась на расстоянии 575 см от входной фольги. Первая серия экспериментов с этой сборкой проводилась при отключенных клапанах, расположенных вблизи входной фольги. В остальных условиях экспериментов были аналогичны описанным выше. Подборка сигналов диамагнитных датчиков и профиль плотности приведены на рис. 21. Общий характер энерговыделения аналогичен тому, который наблюдался в облаке, формируемом в начале установки. Исключением 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 от входной фольги, т. е. далеко от границы облака. В случае же с облаком, расположенным у входа, пучок может начинать интенсивно релаксировать ещё внутри фронта облака, в области, где плотность плазмы в несколько раз превышает плотность на однородном участке. Кроме того, температура основной компоненты плазмы у входа выше, и, соответственно, выше удельный энерговклад на границе облака. Благодаря этому при переносе облака в конец плазменного столба несколько изменяется распределение поглощённой энергии по глубине облака, больших градиентов давления не появляется 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. На концах установки эта область окружена с двух сторон плотными плазменными сгустками. Профиль плотности газа в этом



GOL-3 #pl904

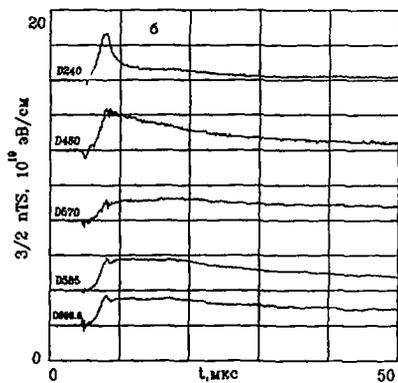


Рис. 21. а) распределение атомарной плотности водорода по длине установки при задержке срабатывания клапана 1,6 мс (клапан расположен в конце установки на $x = 575$ см) б) диаграммы магнетизма плазмы в разных точках по длине плазменного столба.

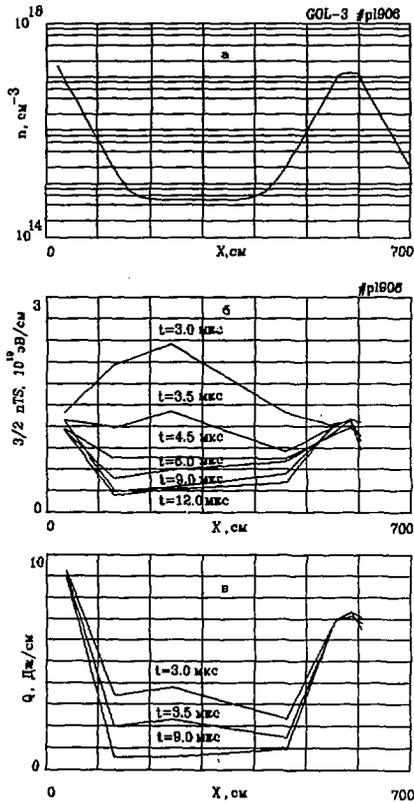


Рис. 22. Эксперимент с двумя сгустками плотной плазмы:
 а) распределение атомарной плотности водорода по длине установки при задержке срабатывания клапанов 1.6 мс (клапаны расположены на $x = 12$ см и 580 см);
 б) распределение диамагнетизма плазмы по длине установки (длительность пучка 3 мкс);
 в) удельное энергосодержание плазмы с учётом цены ионизации.

режиме приведён на рис. 22а. На рис. 22б приведён профиль диамагнетизма плазмы по длине установки. В момент окончания пучка максимальные сигналы наблюдаются на датчиках, расположенных в области однородной плазмы. Затем сравнительно быстро однородная плазма передаёт энергию в концевые плазменные сгустки, которые медленно остывают. Замечательным свойством распределения, приведённого на рис. 22б, является то обстоятельство, что при этом существенно не изменяется энергия, запасённая в облаках плотной плазмы. Это указывает на то, что в облака энергия передаётся в основном быстрыми надтепловыми электронами, а не максвелловскими электронами горячей однородной плазмы (как это и следует из приведённых на рис. 14 результатов). Действительно, если учитывать затраты энергии на ионизацию и возбуждение, то, как видно из рис. 22в, максвелловская часть однородной плазмы не может дать существенный вклад в нагрев облака.

8. Заключение

Таким образом, в экспериментах с формированием плотных плазменных сгустков на установке ГОИ-3 была экспериментально продемонстрирована возможность двухступенчатого нагрева плазмы с плотностью $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Потери энергии пучка в этих экспериментах составляли $\sim 20\%$ в результате его взаимодействия с плазмой малой плотности. Около 10% исходной энергии пучка вкладывается в нагрев плотных плазменных сгустков. Нагрев плотной плазмы осуществляется как потоком максвелловских электронов с температурой $\sim 1 \text{ кэВ}$, так и надтепловыми электронами с характерной энергией $\sim 10 \text{ кэВ}$. В плазме наблюдаются ударные волны, которые, 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.

Приложение 1.

МОДЕЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ФОРМИРОВАНИЮ ГАЗОВОГО ОБЛАКА

Облако газа большой плотности в наших экспериментах создавалось с помощью локального импульсного напуска газа. Газовый импульс формировался с помощью электромагнитных клапанов, которые были изготовлены на основе существующих разработок [29]. В конструкцию клапана были внесены некоторые усовершенствования, позволившие увеличить расход газа за импульс. Система напуска представляла собой блок из четырех клапанов, запуск которых осуществлялся одновременно.

Для исследования газодинамики разлёта облака молекулярного водорода H_2 и отработки клапанов была проведена серия измерений на специальном стенде. Схема эксперимента представлена на рис. 23. Стенд представлял собой вакуумную камеру 1 длиной два метра, идентичную плазменной камере установки ГОЛ-3. Камера откачивалась до давления ~ 1 Па. Напуск газа в камеру

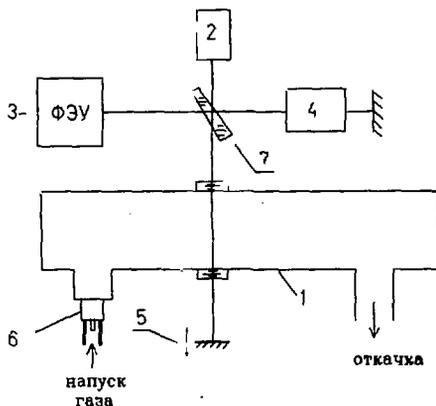


Рис. 23. Схема эксперимента по измерению параметров газового облака: 1 - вакуумная камера; 2 - He-Ne лазер с длиной волны 0.6328 мкм; 3 - детектор; 4 - система установки начальной фазы; 5 - система импульсной калибровки интерферометра; 6 - сборка импульсных клапанов.

осуществлялся через подводный патрубок длиной 20 см и диаметром 3 см. Клапан располагался на расстоянии 12 см от торца камеры.

Измерения плотности газа на стенде, так же как и на установке ГОД-3, проводились интерферометром, собранным по двухпроходной схеме Майкельсона. В качестве источника излучения использовался гелий-неоновый лазер 2 с длиной волны 0.63 мкм. Калибровка интерферометра и установка начальной фазы производились при помощи варьирования давления в калибровочной камере 4, что вызывало изменение разности фаз между опорным и измерительным лучами.

Разность хода, связанная с нейтральными атомами водорода, определяется следующим образом [34]:

$$h = 5 \cdot 10^{-24} / \lambda \cdot \int_0^l n_0(l) \cdot dl ,$$

где h - число полос; l - координата вдоль лазерного луча, см; n_0 - плотность газового облака, см⁻³; λ - длина волны, см.

Интерферометр можно было перемещать вдоль камеры 1 и производить измерения плотности на расстояниях $x = 0, 44, 77$ и 110 см от места инжекции газового облака.

Результаты обработки интерферограмм представлены на рис. 24. На графике дана зависимость плотности водорода от времени. Нуль временной оси на этом графике соответствует началу тока питания клапанов, измеряемого при помощи пояса Роговского. В этих экспериментах давление водорода в клапане составляло 15 атм. Из графиков видно, что максимальная плотность облака достигается в момент времени $t = 1.3$ мс в месте инжекции газа ($x = 0$). С уменьшением давления газа в клапане (см. рис. 25) происходит её линейное уменьшение.

При обработке электромагнитных клапанов уделялось большое внимание стабильности их срабатывания. Разброс экспериментальных точек в измерениях с напуском составлял $\pm 10\%$ (эта величина определяется, скорее всего, погрешностью определения плотности из интерферометрических измерений).

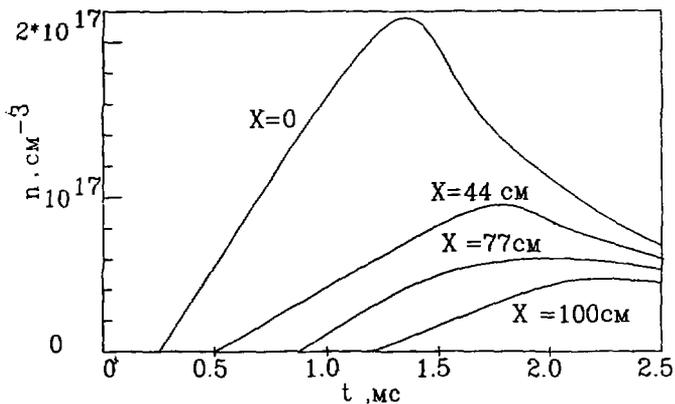


Рис. 24. Зависимость молекулярной плотности водорода от времени, измеренная поперек вакуумной камеры на различных расстояниях от места установки клапанов.

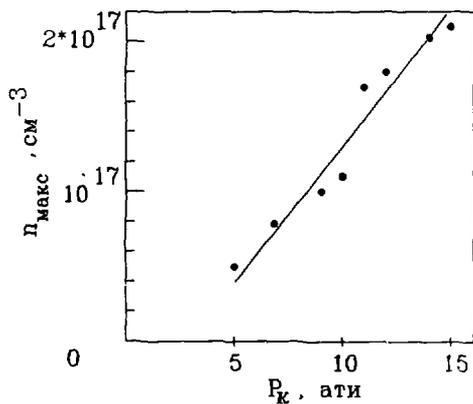


Рис. 25. Зависимость максимальной плотности водорода от давления в клапане.

При исследовании динамики разлёта газа представляет интерес измерение профиля плотности газа вдоль оси камеры и определение продольного n_0 . Профиль плотности в различные моменты времени легко вычисляется по приведённым на рис. 24 измерениям плотности поперёк вакуумной камеры. Для экспериментального определения продольного n_0 была изменена ориентация интерферометра, при этом луч лазера проходил вдоль газовой камеры. Эти измерения приведены на рис. 26. На этом же рисунке представлен результат вычисления продольного n_0 . Видно, что измеренная и рассчитанная величины хорошо согласуются друг с другом. Это позволило в экспериментах на ГОЛ-3, где отсутствует возможность непосредственного измерения продольного n_0 , осуществлять контроль этой величины, измеряя поперечный профиль плотности облака.

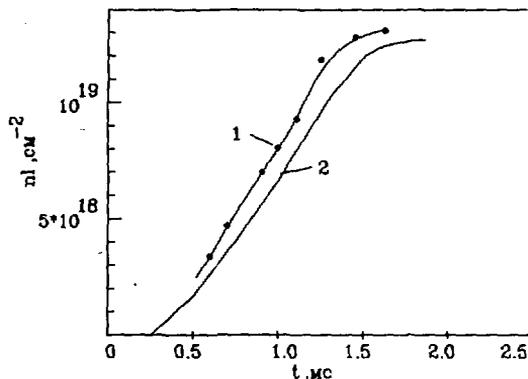


Рис. 26. Зависимость продольного n_l от времени при давлении водорода в клапане 15 атм: 1 - вычислено по измерениям плотности поперёк вакуумной камеры; 2 - измерено интерферометром вдоль вакуумной камеры.

Точность в измерениях с помощью интерферометра определялась шумами детектора и вибрациями. Нижний предел регистрации n_0 в наших экспериментах составлял $\approx 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, поэтому профиль плотности ниже $n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ определялся решением

одномерной автомоделной задачи истечения газа по трубе [33, 35].

Для расчётов рассматривалась следующая конфигурация. Длинная труба перегородена в двух местах стенками, между которыми находится покоящийся газ со следующими параметрами: P_0 - давление; ρ_0 - плотность; c_0 - скорость звука; $u_{(t=0)} = 0$ - макроскопическая скорость. В момент времени $t = 0$ одна из стенок ($x = 0$) убирается. При этом начнется неустановившееся истечение газа в пустоту. Параметры газа определяются следующими образом (γ - показатель адиабаты):

$$u = \frac{x}{\gamma+1} \cdot (c_0 + x/t)$$

$$P = P_0 \cdot \left(1 - \frac{\gamma-1}{2} \cdot \frac{u}{c_0}\right)^{2/(\gamma-1)}$$

$$\rho = \rho_0 \cdot \left(1 - \frac{\gamma-1}{2} \cdot \frac{u}{c_0}\right)^{2/(\gamma-1)}$$

В нашем случае происходит одновременно подпитка газа от системы напуска и растекание газа по плазменной камере. Численный расчёт решения задачи растекания представлен на рис 27. Здесь дана зависимость плотности H_2 от длины плазменной камеры установки для трёх моментов времени: $t = 0.5; 1.0; 1.6$ мс. Здесь также даны экспериментальные точки, полученные из интерферометрических измерений для тех же моментов времени. Наибольшее расхождение между экспериментом и расчётом наблюдается вблизи места ($x = 12$ см) инжекции газового облака. Различие между ними в месте $x = 56$ см составляет $\approx 30\%$. Далее при $x \approx 50$ см экспериментальные точки хорошо согласуются с расчётом. Всё это даёт основание применять расчёт по модели для определения профиля плотности H_2 в области, где чувствительность интерферометрических измерений не позволяет этого сделать.

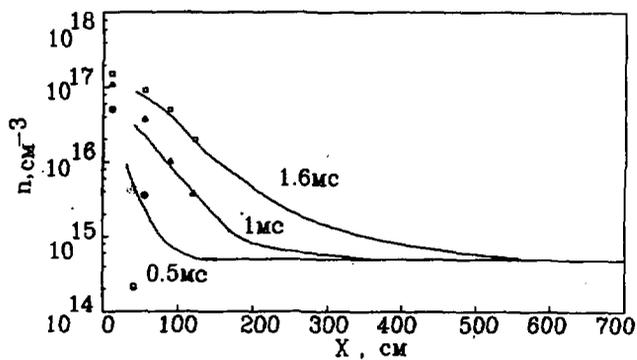


Рис. 27. Распределение плотности молекулярного водорода по длине установки в разные моменты времени. Сплошные линии получены из решения газодинамической задачи, точки - интерферометрические измерения. Расстояния даны от входной фольги. Клапан расположен на $x = 12$ см.

Приложение 2

РАСЧЕТЫ ТОРМОЖЕНИЯ ГОРЯЧКИ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ И ГАЗЕ

Рассмотрим, каким образом была получена формула (1) для расчёта энергии, поглощённой в облаке при прохождении через него быстрых электронов. Пусть электроны с изотропным угловым распределением падают на водородную мишень в сильном продольном магнитном поле (таким, что электроны можно считать замкнутыми). Тогда энергия, поглощённая в мишени на глубине $nl = \int n(l) \cdot dl$ в расчёте на пару электрон-ион (для газа - на атом) за время Δt (такое, что условия торможения в мишени не успевают измениться) может быть записана в виде :

$$\mathcal{E}(nl, E) = n_h(E) \cdot \sigma(E) \cdot \int n(l, E) \cdot \Delta t,$$

где $n_h(E)$ - плотность падающих электронов с энергией E , а $\int n(l, E)$ - функция поглощения энергии в водородной мишени (или в водородной плазме, в зависимости от начальных условий) при изотропном падении на неё электронов. Нормировка \int - такая, что $\int \int n(l, E) \cdot d(nl) = E$.

Предположим теперь, что энергетическое распределение падающих электронов максвелловское с температурой T и полной плотностью электронов n_h :

$$\frac{dn_h(E)}{dE} = \lambda \cdot \sqrt{E} \cdot \exp\left(-\frac{E}{T}\right), \quad \text{где } \lambda = \frac{2 \cdot n_h}{T^{1.5} \cdot \sqrt{\pi}}.$$

Тогда вклад электронов с энергией в интервале от E до $E + dE$ в энергию, поглощённую на глубине nl мишени, будет равен:

$$\frac{d\mathcal{E}(nl, E)}{dE} = \int n(l, E) \cdot \Delta t \cdot c \cdot \lambda \cdot \frac{2 \cdot E}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot c^2}} \cdot \exp\left(-\frac{E}{T}\right). \quad (\text{П1})$$

Максвелловские электроны перенесут энергию Q через поверхность площадью S за время Δt , равное:

$$\Delta t = \frac{Q \cdot \sqrt{2 \cdot \pi \cdot c^2}}{4 \cdot T^3 \cdot \lambda \cdot S \cdot c} \quad (\text{П2})$$

Подставляя (П2) в (П1) и интегрируя по энергиям, получаем полную энергию, поглощённую на глубине nl мишени в расчёте на один атом (пару ион-электрон):

$$\varepsilon(nl, T, Q) = \frac{Q}{2 \cdot T \cdot S} \cdot \int f(nl, T, x) \cdot x \cdot \exp(-x) \cdot dx,$$

где $x = E/T$ - безразмерная энергия. Если релятивистский пучок за мишень теряет энергию ΔQ , и эта энергия передается быстрым электронам, то, учитывая потери части этих электронов через выходную пробку, в качестве Q бралась величина $Q = 0.85 \cdot \Delta Q$.

Рассмотрим теперь вопрос о функции $f(nl, E)$. Сначала вычислим её в следующем простом приближении. Пусть электроны теряют свою энергию равномерно при движении через газ (плазму). Тогда поглощение энергии в мишени (газовой или плазменной) при нормальном падении электронов можно описать следующей функцией:

$$f_n(\xi, E) = \begin{cases} E, & \xi \leq 1 \\ 0, & \xi > 1 \end{cases}$$

где $\xi = nl/R_0(E)$, а $R_0(E)$ - пробег электронов с энергией E при нормальном падении. Тогда для изотропного распределения электронов по углам падения (пренебрегая отражением электронов от мишени) получаем:

$$\frac{df(\xi, E)}{d\Omega} = E \cdot \sigma \left(\frac{\xi}{\cos\theta} - 1 \right) \cdot \sin\theta \cdot d\theta,$$

где

$$\sigma(y) = \begin{cases} 1, & y \leq 0 \\ 0, & y > 0 \end{cases}$$

Интегрируя это выражение, получаем функцию поглощения энергии в мишени при изотропном падении на неё электронов с энергией E :

$$f(\xi, E) = 2 \cdot E \cdot (1 - \xi). \quad (П3)$$

График этой функции изображён на рис. 286.

Функция $f(\xi, E)$ для атомарного водорода была вычислена нами также и более точно многошаговым методом [36] при помощи программы, описанной в [37]. Оказалось, что в интервале энергий электронов 1-30 кэВ она достаточно хорошо (с точностью не хуже 10%) аппроксимируется формулой:

$$f(\xi, E) = E \cdot a \cdot (b + \xi)^{0.25} \cdot \exp(-c \cdot \xi^{2.5}), \quad (П4)$$

где $a = 3.39$, $b = 0.01$, $c = 6$. График функции $f(\xi, E)$, вычис-

ленный по этой формуле, изображен на рис. 28а. Видно, что даже очень грубое приближение (П3) даёт достаточно близкие к более точному расчёту (П4) значения функции $f(\xi, E)$.

Теперь учтём ещё, что отношение пробегов электронов с энергией несколько кэВ в атомарном водороде λ_0 [38] и водородной плазме λ_p [9] составляет $\lambda_0/\lambda_p \approx 2.5$ в широком диапазоне интересующих нас параметров n и T . Это связано с тем, что тормозная способность электронов при движении как в водородной плазме, так и в атомарном водороде может быть записана в виде $\text{const}(E) \cdot \Lambda$. Для газа кулоновский логарифм Λ равен $\ln(a_0/r_b)$, где $r_b = h/\sqrt{2} \cdot m \cdot E$, a_0 - борковский радиус, h - постоянная Планка. Для плазмы же $\Lambda = \ln(r_d/r_b)$, где r_d - дебаевский радиус плазмы. Таким образом, торможение электронов в газе и плазме отличается только пространственными масштабами, поэтому потери энергии электронов при нормальном падении в плазме могут быть также описаны при помощи функции $f(\xi, E)$ в виде (П4), где в качестве $R_0(E)$ необходимо брать пробег электронов с энергией E в водородной плазме при нормальном падении. Для вычисления этой величины мы использовали формулу, приведённую в [9]:

$$R_0(E) = 2.5 \cdot 10^{12} \cdot \frac{E^2 \text{ (эВ)}}{\Lambda} \text{ (см}^{-2}\text{)}.$$

В течение импульса пучка параметры облака изменялись (происходила диссоциация и ионизация водорода, росла температура образовавшейся плазмы). В конце импульса пучка кулоновский логарифм на входе в облако при $nI \approx 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ($n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T \approx 1 \text{ кэВ}$) составлял $\Lambda \approx 15$, а в конце облака при $nI \approx 10^{19} \text{ см}^{-2}$ ($n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T \approx 1 \text{ эВ}$) - $\Lambda \approx 7$ для энергии падающего электрона $\sim 10 \text{ кэВ}$. Для расчёта принималось $\Lambda = 10$ во всём облаке, что, по видимому, не приводило к принципиальным ошибкам.

Нужно отметить, что нами проводились расчёты с использованием функции $f(\xi, E)$ как в виде (П4), так и в виде (П3). Полученные при этом результаты отличались мало.

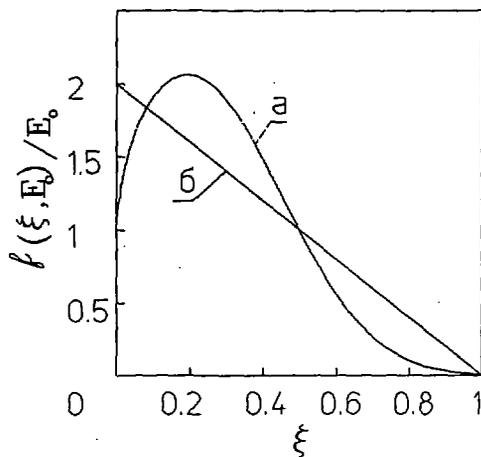


Рис. 28. Функция поглощения энергии в водородной мишени при изотропном падении на нее электронов с энергией E_0 .
 а) аппроксимация по формуле (П4) точного решения, полученного многошаговым методом;
 б) вычисления по простой модели (П3).

ЛИТЕРАТУРА

1. Бударкер Г.И., Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Влияние гофрировки магнитного поля на расширение и остывание плотной плазмы // Письма в ЖЭТФ. - 1971. - т.14, вып.5. - с.320-322.
2. Logan B.G., Lichtenberg A.J., Lieberman M.A., Nakijani A. Multiple-Mirror Confinement of Plasmas // Phys. Rev. Lett. - 1972. - vol.28, №. - p.144-147.
3. Chebotayev P.Z., Knyazev B.A., Mirnov V.V., Vekstein G.E. Plasma confinement optimisation in a multiple-mirror magnetic trap // Proc. 10th Europ. Conf. on Plasma Physics. - Moscow, 1981. - vol.1, p.C6.
4. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Koidan V. S., Konyukhov V. V., Mekler K. I., Rogozin A. I., Vyacheslavov L. N. Plasma heating in a solenoid by a relativistic electron beam // Proc. 3rd Intern. Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. - Novosibirsk, 1979. - vol.1 - p.29-42.
5. Бурмасов В. С., Вячеславов Л. Н., Кандауров М. В., Капнтонов В.А., Конохов В.В., Кругляков Э.П., Мешков О.И., Подыминогин А. А., Санин А. Л., Семёнов Е. П., Хильченко А. Д., Цядулко Ю.А., Чхало Н.И. Первые эксперименты на установке ГОЛ-М // ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 1987, вып.2, с.31-34.
6. Sunka P. Interaction of a high power relativistic electron beam with a dense magnetized plasma // Proc. 16th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. - Dusseldorf, 1983. - Invited Papers, p.232-239.
7. Рютов Д.Д. Исследования по открытым термоядерным системам в новосибирском Институте ядерной физики // ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 1978, вып.1-2, с.96-112.
8. Arzhannikov A. V., Breizman B. N., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Vyacheslavov L. N., Koidan V. S., Konyukhov V. V., Kornilov V. A., Kruglyakov E. P., Lukyanov V. N., Mekler K. I., Podymingogin A. A., Rogosin A. I., Ryutor D. D. Investigation of plasma heating by powerful relativistic electron beams // Plasma Physics and Contr. Nucl. Fusion Res. (Proc. 7th Intern. Conf., Innsbruck, 1978) - IAEA, Vienna, 1979. - vol.2, p.623-637.
9. Ryutor D. D. E-beam heating of a dense plasma in solenoids (two-stage heating scheme) // Physics of Alternative Magnetic Confinement Schemes (Proc. 8th Internat. School of Plasma Physics). - Varenna, 1990 - p 1-12.

10. Arzhannikov A. V. , Burdakov A. V. , Meshkov O. I. , Koidan V. S. , Postupaev V. V. , Sinitskij S. L. , Vyacheslavov L.N. Experimental studies of the plasma heating due to beam-induced turbulence // Proc. 1984 Intern. Conf. on Plasma Physics. - Lausanne, Switzerland, 1984. - Invited Papers, vol.1 - p.285-308.
11. Брейман Б.Н. Коллективное взаимодействие релятивистских электронных пучков с плазмой // Вопросы теории плазмы, вып.15 - №, Энергоатомиздат, 1987 - с.55-145.
12. Arzhannikov A. V. , Burdakov A. V. , Chikunov V. V. , Kapitonov V. A. , Knyazev B. A. , Koidan V. S. , Konyukhov V. V. , Lebedev S. V. , Mekler K. I. , Melnikov P. I. , Nikolaev V. S. , Postupaev V. V. , Ryutov D. D. , Semenov E. P. , Shcheglov M. A. , Sinitskij S. L. , Voropaev S. G. , Yushkov M. V. GOL-3 программа // Proc. 8th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. - Novosibirsk, 1990. - vol.1, p.14-25.
13. Бурдаков А.В., Койдан В.С., Поступаев В.В. Нагрев анодной фольги при эффективном взаимодействии РЭП с плазмой // Физика плазмы. - 1985. - т.11, вып.8, с.944-947.
14. Burdakov A.V. , Karyukin A.V. , Koidan V.S. Konyukhov V.V. , Lebedev S.V. , Mekler K.I. , Postupaev V.V. , Shcheglov M.A. , Voropaev S.G. Dense plasma heating in a mirror trap during injection of 100 kJ microsecond electron beam // Proc. 17th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Heating. - Amsterdam, 1990. - vol.14B, pt.2, p.614-617.
15. Рогов А.А. Газодинамика плотных газовых стужков в соленоиде - Новосибирск, 1990. - 23 с. - (Препринт/Ин-т ядерной физики СО АН СССР; ИЯФ 90-143).
16. Arzhannikov A. V. , Burdakov A. V. , Kapitonov V. A. , Koidan V. S. , Konyukhov V. V. , Lebedev S. V. , Mekler K. I. , Nikolaev V. S. , Postupaev V. V. , Ryutov D. D. , Shcheglov M. A. , Sinitskij S. L. , Voropaev S. G. , Vyacheslavov L.N. New experimental results on beam-plasma interaction in solenoids // Plasma Physics and Contr. Fusion (Proc. 15 Europ. Conf., Dubrovnik, 1988) - vol.30, N 11, p.1571-1588.
17. Ворopaев С.Г., Конюхов В.В., Лебедев С.В., Щеглов М.А. Генератор мощного РЭП микросекундной длительности // ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 1988, вып.3, с.26-28.
18. Бурдаков А. В. , Драничников А. Н. , Койдан В. С. , Николаев В.С. , Поступаев В.В. , Таубер М.В. Вакуумно-плазменная система установки ГОЛ-3. - Новосибирск, 1991. - 19 с. - (Препринт/Ин-т ядерной физики СО АН СССР; ИЯФ 91-105).
19. Деулин Ю.И., Лебедев С.В., Николаев В.С., Семенов Е.П. Магнитная система плазменной установки ГОЛ-3. - Новосибирск, 1990. - 9 с. - (Препринт/Ин-т ядерной физики СО АН СССР; ИЯФ 90-141).

20. Зожкин Р.П., Калинин В.А., Койдан В.С., Ковчов В.В., Макаров А.Г., Меклер К.И., Николаев В.С., Перин С.С., Шурулёв К.Н. 10-МДж конденсаторная батарея для питания соленоида установки ГОЛ-3 // ВАРТ, сер. Термоядерный синтез, 1990, вып.1, с.50-54.
21. Воропаев С.Г., Деулин Д.И., Каржкин А.В., Лебедев С.В., Мезлов М.А. Анализатор энергетического спектра замедленного РЭП. - Новосибирск, 1991. - (Препринт/Ин-т ядерной физики СО АН СССР; ИЯФ 81-106).
22. Князев Б.А., Мельников П.И., Никифоров А.А., Чукунов В.В. Измерение энергетического спектра мощного микросекундного РЭП в пучково-плазменных экспериментах многофолюмовым анализатором. - Новосибирск, 1991. - 37 с. - (Препринт/Ин-т ядерной физики СО АН СССР; ИЯФ 81-66).
23. Burdakov A. V., Koidan V. S., Piffi V., Postupaev V. V., Raub J., Šunka P. Soft X-ray diagnostics in REB-plasma interaction experiments // Proc. 19th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. - Belgrade, 1989. - vol. 2, p.318-319.
24. Бурдаков А.В., Поступаев В.В., Семенов Е.П. Система измерения температуры плазмы по 90° томсоновскому рассеянию на установке ГОЛ-3. - Новосибирск, 1991. - 21 с. - (Препринт/Ин-т ядерной физики СО АН СССР; ИЯФ 91-33).
25. Burdakov A. V., Kapitonov V. A., Koidan V. S., Konyukhov V. V., Lebedev S. V., Mekler K. I., Nikolaev V. S., Postupaev V. V., Semenov E. P., Shcheglov M. A., Voropaev S. G. Injection of 100 kJ microsecond electron beam into plasma // Proc. 1989 Intern. Conf. on Plasma Physics. - New Delhi, 1989. - vol.3, p.973-975.
26. Burdakov A. V., Kapitonov V. A., Koidan V. S., Konyukhov V. V., Lebedev S. V., Mekler K. I., Nikolaev V. S., Piffi V., Postupaev V. V., Semenov E. P., Shcheglov M. A., Voropaev S. G. Plasma heating in a solenoid by 100 kJ microsecond electron beam // Proc. 1989 Intern. Conf. on Plasma Physics. - New Delhi, 1989. - vol.3, p.969-972.
27. Бурдаков А.В., Воропаев С.Г., Губер А.Я., Каржкин А.В., Койдан В.С., Лебедев С.В., Меклер К.И., Никифоров А.А., Пиффи В., Поступаев В.В., Чукунов В.В., Мезлов М.А. Нагрев основной компоненты плазмы с помощью микросекундного РЭП на установке ГОЛ-3. - Новосибирск, 1991. - 25 с. - (Препринт/Ин-т ядерной физики СО АН СССР; ИЯФ 92-8)
28. Князев Б.А., Мельников П.И., Чукунов В.В. Транспортировка 100-кДж микросекундного РЭП через газ и плазму в сильном магнитном поле // Физика плазмы. - 1990. - т.16, вып.12, с.1447-1456.
29. Деревянкин Г.Е., Дудников В.Г., Журавлёв П.А. Электромагнитный затвор для импульсного напуска газа // Приборы и техника эксперимента. - 1975. - N 5, с. 168.

30. *Burdakov A.V., Deulin Yu.I., Kapitonov V.A.; Koidan V.S., Kondratuev A. A., Konyukhov V. V., Lebedev S. V., Makarov A.G., Mekler K.I., Nikolaev V.S., Perin S.S., Postupaev V.V., Semenov E.P., Tauber M.V., Voropaev S.G.* Production of 7 m-long plasma column in a metallic chamber in a strong magnetic field // Proc. 19 Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. - Belgrade, 1989. - vol.1, p.252-253.
31. *Райзер Д.П.* Физика газового разряда. - М., Наука, 1987.
32. *Недоспасов А.В., Токарь Н.З.* Пристеночная плазма в токамаках // Вопросы теории плазмы, вып. 18 - М., Энергоатомиздат, 1987 - с. 83.
33. *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Теоретическая физика. т. 6. Гидродинамика. - М., Наука, 1988.
34. *Кругляков Э.П.* Применение явлений оптической дисперсии к рефракции в диагностике плазмы // Диагностика плазмы, вып. 3. - М., Атомиздат, 1973. - с. 97-120.
35. *Смаилович К.П.* Неустойчившееся движение сплошной среды. - М., Наука, 1971.
36. *Яловец А.П.* Метод расчёта переноса быстрых электронов в веществе в цилиндрической геометрии // Известия ВУЗов СССР, физика. - 1983. - т. 26, №9, с. 122 (деп).
37. *Аржанников А.В., Сеницкий С.Л., Яловец А.П.* Решение задачи о прохождении через вещество электронов средних энергий. - Новосибирск, 1991. - (Препринт/ ин-т ядерной физики СО АН СССР; ИЯФ 91-115).
38. Доклад 37 МКРЕ. Тормозная способность электронов к позитронов, под ред. И.Б. Керям-Меркуса. - М., Атомиздат, 1987.

*А.В. Бурдаков, С.Г. Воронцов, А.Ф. Губер,
А.В. Карюкин, В.С. Койдан, С.В. Лебедев,
К.И. Меклер, П.И. Мельников, А.А. Никифоров,
В.В. Поступаев, В.В. Чижиков, М.А. Щеглов*

**Эксперименты по двухступенчатому нагреву
плотной плазмы на установке ГОЛ-3**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 6 февраля 1992 г.

Подписано в печать 28.02 1992 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 3,6 печ.л., 3,0 уч.-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ N 12

Обработано на IBM PC и отпечатано на
роталпринте ИЯФ им. Г.И. Будлера СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.