

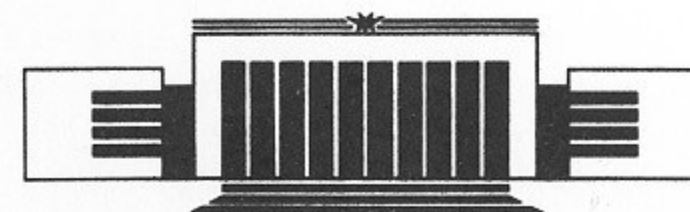


63  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им. Г.И. Будкера СО РАН

В.Т.Астрелин, А.В.Бурдаков

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ  
ЭНЕРГО- И МАСС-ПЕРЕНОСА  
ПРИ НАГРЕВЕ ОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ  
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ  
НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-3

ИЯФ 94-91



НОВОСИБИРСК  
1994



Моделирование процессов  
энерго- и масс-переноса  
при нагреве однородной плазмы  
в эксперименте на установке ГОЛ-3

*В.Т.Астрелин, А.В.Бурдаков*

Институт ядерной физики им.Г.И.Будкера  
630090, Новосибирск 90, Россия

АННОТАЦИЯ

Приводятся результаты численного моделирования динамики плотной однородной ( $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) плазмы, нагреваемой с помощью релятивистского электронного пучка. С этой целью рассматривается решение одномерной системы уравнений движения, непрерывности и теплопроводности для плазмы в длинном соленоиде. Получена динамическая картина нагрева плазмы и формирования волн. Проводится сравнение решения с экспериментальными результатами.

## 1 Введение

Экспериментальное исследование взаимодействия мощных релятивистских электронных пучков (РЭП) с плазмой в соленоидальной открытой ловушке с магнитными пробками на торцах [1–2] показало сложную картину развития плазменных процессов. При прохождении РЭП с энергосодержанием  $\sim 50$  кДж через плазменный столб длиной  $L = 7$  м и диаметром  $D = 6$  см с плотностью  $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  за счет коллективных процессов происходит нагрев электронов плазмы до температуры  $T \sim 1$  кэВ и образование "хвоста" ускоренных электронов с характерной температурой  $T_h \sim 10$  кэВ. Была измерена эффективность релаксации РЭП, определяемая как доля энергии пучка, теряемая им в плазме,  $\eta \leq 30\%$ . Эта энергия передается в тепловую энергию электронов плазмы с эффективностью нагрева  $\eta_T \sim 5\%$  и в энергию надтепловых электронов с эффективностью  $\eta_h$ . Энергия надтепловых электронов может быть использована для нагрева плотной плазмы в схеме двухступенчатого нагрева [3].

Измерения диамагнитных сигналов в различных точках показали неравномерность энерговыведения по длине плазменного столба и, как следствие, появление в системе ионно-звуковых волн большой амплитуды, возникающих во время прохождения РЭП и далее распространяющихся по плазме. Методом томсоновского рассеяния были также проведены независимые измерения температуры и плотности плазмы, которые показали, что диамагнитные сигналы, главным образом, определяются давлением тепловых электронов.



Для более детального анализа рассматриваемых явлений полученных экспериментальных данных оказывается недостаточно и поэтому представляется необходимой разработка численной модели, описывающей динамику плазменных процессов. Такая модель может оказаться полезной также при анализе экспериментов по двухступенчатому нагреву плазмы [4] для нахождения условий повышения эффективности нагрева.

Численное исследование процессов теплопереноса в плазме с фиксированным однородным распределением плотности по длине, нагреваемой мощным РЭП, проводилось ранее [5]. Решалось уравнение теплопроводности с нулевыми граничными условиями на температуру, классическим коэффициентом электронной теплопроводности и распределением поглощения энергии пучка по длине системы, полученным в теории для пучка с конечным угловым разбросом [6]. Было показано, что величина наблюдаемого коэффициента теплопроводности, близкая к классическому столкновительному значению в отсутствие пучка, существенно (в 100–1000 раз) уменьшается при его включении. В качестве возможной причины рассматривалось увеличение эффективной частоты столкновений электронов плазмы за счет их рассеяния на флуктуациях плотности, возникающих на нелинейной стадии пучковой неустойчивости.

В данной работе используется более полная модель, в которой совместно с процессом теплообмена учитываются перенос энергии быстрыми электронами, возникающими при коллективном взаимодействии пучка с плазмой, и движение плазмы в гидродинамическом приближении. Зависимость мощности пучка от времени задается на основе экспериментальных данных. Распределение энергии, выделяемой пучком по длине системы, описывается, как и в работе [5], через длину релаксации пучка в плазме [6], согласующуюся с экспериментом [2]. Эффективности пучково-плазменного взаимодействия  $\eta_T$  и  $\eta_h$  задавались в соответствии с экспериментом и далее уточнялись при сопоставлении результатов расчета с экспериментом. Такая модель позволяет проследить процесс формирования профиля температуры и давления по длине, а также возникновение и распространение волн в плазме.

## 2 Постановка задачи

Для моделирования плазменного столба, находящегося в однородном магнитном поле, рассматривается одномерная система уравнений в гидродинамическом приближении. Распределение температуры по длине си-

стемы определяется известным уравнением баланса тепла в плазме [7]

$$\frac{3}{2} \frac{\partial nT}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{3}{2} nTv \right) + nT \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \kappa \frac{\partial T}{\partial x} + u \frac{\partial nT}{\partial x} + Q, \quad (1)$$

где  $n$  и  $v$  — плотность и скорость движения плазмы,  $T$  — температура электронов плазмы (температура ионов  $T_i$  считалась равной нулю,  $u$  — токовая скорость электронов, также полагалась равной нулю), а коэффициент продольной электронной теплопроводности  $\kappa$  задавался так же, как и в работе [5]:

$$\kappa = F(Z_{\text{eff}}) \frac{nT\tau/\zeta}{m}, \quad (2)$$

где  $\tau$  — классическое электронное время между столкновениями [7]

$$\tau = \frac{3.5 \cdot 10^4 T^{3/2}}{(\Lambda/10) Z_{\text{eff}}^2 n}, \quad (2a)$$

и принималось, что кулоновский логарифм  $\Lambda = 13$ , а коэффициент  $F(Z_{\text{eff}})$  равен 3.16 для  $Z_{\text{eff}}=1$ , 4.9 для  $Z_{\text{eff}}=2$  и 12.5 для  $Z_{\text{eff}}=\infty$  [7]. Температура плазмы в (2a) выражена в eV, остальные величины — в единицах CGS;

Уменьшение продольной теплопроводности во время инжекции пучка учитывается феноменологически вводимым коэффициентом подавления электронной теплопроводности  $\zeta$ . Величина  $\zeta$  определяется уровнем турбулентности в плазме и, соответственно, должна быть связана с локальным энерговыделением пучка в плазме. Для учета этой связи в модели используется зависимость:

$$\zeta = 1 + \zeta_{\text{max}} \sqrt{Q(t, x)/Q_{\text{max}}}.$$

При этом во время инжекции пучка величина  $\zeta$  достигает значения  $\zeta_{\text{max}} \sim 100 - 1000$  [5], а после выключения пучка  $\zeta = 1$  и коэффициент теплопроводности  $\kappa$  принимает классическое значение. Физической причиной подавления теплопроводности может быть, согласно [5], рассеяние электронов на флуктуациях плотности, возникших в результате развития пучково-плазменной турбулентности:  $\zeta = 1 + \tau \cdot \tau_*^{-1}$ , где  $\tau_*^{-1}$  — аномальная частота электронных столкновений в присутствии коллективных колебаний, возбуждаемых пучком.



Другим ключевым моментом является задание в численной модели плотности мощности нагрева плазмы  $Q(t, x)$ . Она определяется процессом релаксации пучка в плазме. Как известно, для существования эффективного пучково-плазменного взаимодействия необходимо выполнение условия

$$\Gamma = \omega_p \frac{n_b}{n} \frac{1}{\gamma \Delta\vartheta^2} > \tau^{-1}, \quad (3)$$

где  $\omega_p$  — ленгмюровская частота плазмы,  $n_b$ ,  $\gamma$  и  $\Delta\vartheta$  — плотность, релятивистский фактор и угловой разброс пучка. В противном случае инкремент нарастания ленгмюровских колебаний  $\Gamma$  оказывается меньше частоты столкновений и турбулентность не развивается. При используемых в эксперименте параметрах пучка условие (3) оказывается условием на критическую плотность, выше которой пучок практически не взаимодействует с плазмой. В условиях эксперимента ГОЛ-3 ( $n_b \sim 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $\gamma \sim 3$ ,  $\Delta\vartheta \sim 0.2$ ) характерное значение критической плотности составляет  $n_c \sim (1-3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Зависимость эффективности нагрева от плотности и углового разброса пучка подтверждается экспериментально [1,2,8]. В модели эта зависимость аппроксимируется формулой:

$$\Phi_1(n) \sim \begin{cases} 0 & n \geq n_c \\ \lg[n_c/n(x)] & n < n_c \end{cases} \quad (4)$$

Энерговыведение пучка по длине в однородной плазме бралось в виде степенной функции

$$\Phi_2(x) \sim (\Delta\vartheta^2 + x/l_0)^{-1/2} \quad (5)$$

с характерной длиной релаксации пучка  $l_0$ , для которой теория [6,9] дает несколько оценок. В квазилинейном приближении [6]

$$l_0 \sim \Lambda \frac{c}{\omega_p} \frac{n}{n_b} \frac{T}{mc^2} \gamma \Delta\vartheta_0^2,$$

и при  $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_b \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $\gamma \sim 2.5$ ,  $T \sim 1 \text{ кэВ}$ ,  $\Lambda \sim 13$ ,  $\Delta\vartheta_0 \sim 0.2$  получаем  $l_0 \sim 2 \text{ м}$ . В нелинейном режиме релаксации, происходящей с рассеянием ленгмюровских колебаний на ионах, длина релаксации описывается выражением

$$l_0 \sim \frac{1}{20} \frac{c}{\omega_p} \frac{n}{n_b} \frac{m}{M} \left( \frac{mc^2}{T} \right)^2 \gamma^3$$

и составляет при тех же параметрах величину  $l_0 \sim 0.1 \text{ см}$ . Используемое в модели значение длины релаксации выбирается по экспериментально

определяемому профилю энерговыведения пучка [1,2] и составляет величину  $l_0 \sim 1.5 \text{ м}$ .

Окончательно, энерговыведение пучка в плазме описывается выражением

$$\Phi(x) \sim \Phi_1 \cdot \Phi_2.$$

Вклад надтепловых электронов в плотность мощности нагрева  $Q$  за счет кулоновских столкновений анализировался ранее в работе [4]. Изменение плотности энергии плазмы  $E$  за счет торможения в ней "хвоста" быстрых электронов плазмы, имеющих характерную температуру  $T_h$ , описывается формулой [4]

$$\frac{\partial E(\xi, T_h, t)}{\partial t} = \frac{P(t)\eta_h}{T_h S} \int_{z_{\min}}^{\infty} \psi(\xi, T_h z) \exp(-z) dz, \quad (6)$$

где  $P(t)$  — мощность пучка,  $S = \pi D^2/4$  — сечение плазменного столба,  $z = \epsilon/T_h$  — безразмерная энергия надтепловых электронов,  $z_{\min}$  — энергия, при которой длина пробега электрона в плазме  $R_0 = 2.5 \cdot 10\epsilon/\Lambda$  равна  $nl = \int n(x)dx$ ,  $\xi = nl/R_0$ , а функция поглощения энергии электрона в мишени аппроксимируется выражением

$$\psi(\xi, \epsilon) = \epsilon a (b + \xi)^{0.25} \exp(-c \xi^{2.5}),$$

где  $a = 3.39$ ,  $b = 0.01$ ,  $c = 6$ .

Моделирование нагрева за счет поглощения плазмой энергии надтепловых электронов, появляющихся в плазме низкой плотности ( $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), проводилось следующим образом. Поскольку их поглощение и изменение их энергетического спектра при прохождении этой плазмы мало, то место их появления не должно существенно влиять на картину нагрева плазмы. Следует также учесть, что магнитные пробки на торцах отражают около 85% изотропной части спектра электронов (пробочное отношение составляло величину  $k \sim 2$ ), а степень изотропности их неизвестна. Поэтому для простоты предполагалось, что быстрые электроны появляются в плазме низкой плотности в какой-либо точке и проходят систему дважды по всей длине, передавая энергию в плазму за счет кулоновских столкновений. При вычислении плотности мощности нагрева электронов плазмы следует учесть также первоначальный вклад предварительного разряда во внутреннюю энергию плазмы  $\epsilon_0 = \frac{3}{2}nT_0$  и затраты части энергии пучка на ионизацию водорода, описываемые



приближенной формулой [10]:

$$\varepsilon_i \approx n \left[ 30 - 16.4 \exp\left(-\frac{5 \cdot 10^{13}}{n}\right) \right] \exp\left\{ \frac{5.45}{T_e \exp\left[\left(\frac{n}{1.37 \cdot 10^{14}}\right)^{0.26}\right]} \right\} \quad (7)$$

Окончательно, плотность мощности нагрева плазмы  $Q$ , используемая в уравнении (1), определяется с учетом (4)–(7) выражением

$$Q = Q_0 + \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_i - \varepsilon_0), \quad (8)$$

$$Q_0 = \frac{P \eta_T}{SL} \Phi(x),$$

$$\Phi(x) = A \frac{\max\{0, \lg[n_c/n(x)]\}}{(\Delta v^2 + x/l_0)^{1/2}}, \quad n_c = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3},$$

где  $A$  — нормировочный коэффициент, такой, что  $\int_0^L \Phi(x) dx = 1$ .

Динамика плазмы описывалась уравнениями движения и неразрывности:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{1}{nM} \frac{\partial}{\partial x} (nT + q), \quad (9)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial (nv)}{\partial x} = 0. \quad (10)$$

Здесь  $q = -\lambda^2 n M \frac{\partial v}{\partial x} \left| \frac{\partial v}{\partial x} \right|$  — искусственная вязкость, вводимая стандартным образом в уравнение для гашения неустойчивости решения, возникающей при опрокидывании нелинейных волн в плазме,  $\lambda$  — характерная длина фронта волны, при достижении которой вязкостная добавка становится существенной,  $M$  — масса иона.

### 3 Граничные условия

Напомним, что в работе [5], где динамика плазмы отсутствовала и решалось лишь уравнение теплового баланса, использовались нулевые граничные условия на температуру:  $T(0) = T(L) = 0$ . Во-первых, это существенно упрощало постановку, а во-вторых, в рамках поставленной задачи достаточно объективно отражало условия эксперимента, в котором со стороны входного торца плазма ограничивалась лавсановой пленкой толщиной 10 микрон с алюминиевым напылением, а со стороны выходного торца — коллектором, находящимся на расстоянии  $\Delta l \sim 0.25$  м

за магнитной пробкой, т.е., достаточно близко к пробке ( $\Delta l \ll L$ ). Поэтому можно было с достаточной точностью полагать температуру торцов плазмы близкой к нулю (много меньшей температуры в центре столба).

При учете динамики плазмы добавляются граничные условия на скорость, плотность и давление на концах системы, учитывающие происходящие там физические процессы. При прохождении пучка входная фольга образует слабоионизованную плазму низкой температуры  $T \sim 1$  эВ, которая возрастает до  $T \sim 10$  эВ по мере ее нагрева пучком и надтепловыми электронами плазменного столба, имеющую плотность  $n \geq 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , расширяющуюся в обе стороны от своего начального положения со скоростью около  $(1 - 2) \cdot 10^6 \text{ см/с}$  [11]. Длины свободного пробега электронов и ионов здесь малы по сравнению с толщиной поверхностной плазмы ( $\lambda_{e,i} \sim (10^{-4} - 1) \text{ см}$ ) и возрастают по мере ее нагрева и расширения. Очевидно, давление на входной границе системы определяется как плазмой, так и нейтральным газом, соотношение плотностей которых изменяется во времени. Строго говоря, на входном торце плазменного столба должна решаться полная задача по расчету поглощения энергии пучка и нагреваемой пучком плазмы по толщине фольги, включая ее испарение, ионизацию и расширение нейтрального газа и образующейся плазмы. То же относится и к выходному торцу плазмы, ограниченному коллектором. Такие расчеты представляют собой достаточно сложную самостоятельную задачу. Экспериментальное исследование этих процессов проводилось ранее на установке ГОЛ-3, где были определены их основные параметры [11]. Эти данные и были использованы при постановке граничных условий в приближенной форме.

Для входного торца  $x = 0$  были поставлены следующие граничные условия

$$T = T_0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial nT}{\partial x} = 0, \quad (11)$$

предполагающие также задание в области входа избыточной плотности

$$n(x) = n_0 + n_1 \exp(-(x - x_0)^2/a^2). \quad (12)$$

Первое слагаемое задает однородную по длине плотность плазмы, а второе моделирует увеличение плотности на границе системы за счет фольговой плазмы ( $x_0 \leq 0, a \ll L$ ). Характеристики этой плазмы, а именно, профиль плотности  $n(x)$  в начальный момент времени, подбираются так, чтобы динамика ее расширения соответствовала результатам экспериментального исследования [1,2,11].



Граничные условия на выходной пробке системы ( $x = L$ ) из-за отдаленности выходного коллектора, на поверхности которого также возникает плазма, характеризуются тем, что через  $\sim 10 - 20$  мкс коллекторная плазма достигает пробки. Здесь граничные условия ставились аналогично (11)

$$T = T_0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial nT}{\partial x} = 0, \quad (13)$$

но без задания избыточной плотности плазмы. Тем самым учитывалось как наличие низкотемпературной плотной коллекторной плазмы за выходной пробкой так и малость градиента давления и направленной скорости плазмы в пробке, что в эксперименте обуславливается малостью температуры плазмы, вызванной неравномерностью распределения нагрева по длине (5). Очевидно, такие граничные условия являются приближенными из-за их пространственной несогласованности.

К недостаткам постановки следует отнести, во-первых, противоречие в предположении изотермичности плазмы в (7) и условии  $T_i = 0$ , используемого в (1)–(2а) и (9). В действительности, даже при  $T_i \sim 10 - 50$  эВ  $\ll T_e \sim 100 - 1000$  эВ влияние ионной температуры может заметно сказаться на результатах расчета и их сравнении с экспериментом. Во-вторых, плазма в уравнениях (1)–(8) и (10) считается полностью ионизованной, в то время как выражение (7) предполагает частичную ионизацию плазмы, что имеет место в области малых температур и большой плотности плазмы. Наконец, приближенность моделирования граничных условий может приводить к заметным погрешностям в областях плазмы, находящихся в зоне распространения звуковой волны от торцов.

Начальные условия для системы уравнений (2)–(10) задавались с использованием экспериментальных данных. Начальная скорость плазмы равна нулю, начальная температура  $\sim 1$  эВ и постоянна по длине системы, для начальной плотности используется выражение (12).

## 4 Методы решения

Система уравнений (1)–(10) решается разностными методами. Длина плазменного столба  $L$  разбивается равномерно на  $N$  интервалов, в узлах которых задаются начальные значения плотности, скорости и температуры плазмы. Уравнения решались с временным шагом  $\Delta t$ , необходимым для устойчивости решения:  $\Delta t < L/(N \cdot v_{\max})$ . Для решения уравнений (1), (9), (10) применялись неявная схема и метод прогонки

[12], типичные для уравнения теплопроводности. Уравнение (7), где температура плазмы сама зависит от величины цены ионизации, решается итерациями. Результаты расчета представляются в виде, сопоставимом с экспериментальными: выводятся величины  $nT(t)$  для координат, соответствующих расположению диамагнитных зондов и значения  $n(x)$ ,  $T(x)$ ,  $nT(x)$  и  $v(x)$  в различные моменты времени для анализа динамических процессов в системе.

## 5 Параметры модели

Был проведен ряд расчетов с исходными данными, соответствующими условиям эксперимента по нагреву однородной плазмы [8]. Приведем значения основных физических, феноменологических и счетных параметров. Длина системы  $L = 7$  м, длина релаксации пучка  $l_0 = 1.5$  м, начальный угловой разброс электронов пучка  $\Delta\theta = 0.2$ , коэффициент подавления теплопроводности во время инжекции пучка  $\zeta_{\max} = 10^3$ , начальная температура плазмы  $T_0 = 1$  эВ, эффективный заряд ионов плазмы  $Z_{\text{eff}} = 1.2$ , температура быстрых электронов  $T_h = 10$  кэВ. Число интервалов в системе  $N = 200$ , временной шаг  $\Delta t \sim 5 \cdot 10^{-2}$  мкс, минимальная длина фронта волны  $\lambda = 3$  см. Профиль плотности плазмы (12) подбирался на основании экспериментальных данных по распространению фольговой плазмы:  $x_0 = -0.1$  м,  $a = 0.2$  м,  $n_1 = 10^{16}$  см $^{-3}$ . Параметры, характеризующие эффективность перекачки энергии пучка в тепловые и быстрые электроны плазмы, выбраны равными  $\eta_T = 0.07$  и  $\eta_h = 0.05$ . Зависимость  $P(t)$  задается по осциллограммам энергии и тока пучка  $U(t)$ ,  $I(t)$  аппроксимацией произведения  $U(t) \cdot I(t)$  кусочно-линейной функцией с сохранением полной энергии пучка, причем момент времени  $t = 0$  соответствует началу импульса. Длительность пучка  $\tau_b = 4.2$  мкс, энергосодержание  $W \sim 50$  кДж.

## 6 Результаты расчетов

Результаты численного моделирования нагрева плазмы пучком сравнивались с экспериментальными, приведенными в работе [8] для однородной плазмы. На рис.1 показаны распределения полученных при расчете характеристик плазмы по длине системы для разных моментов времени.



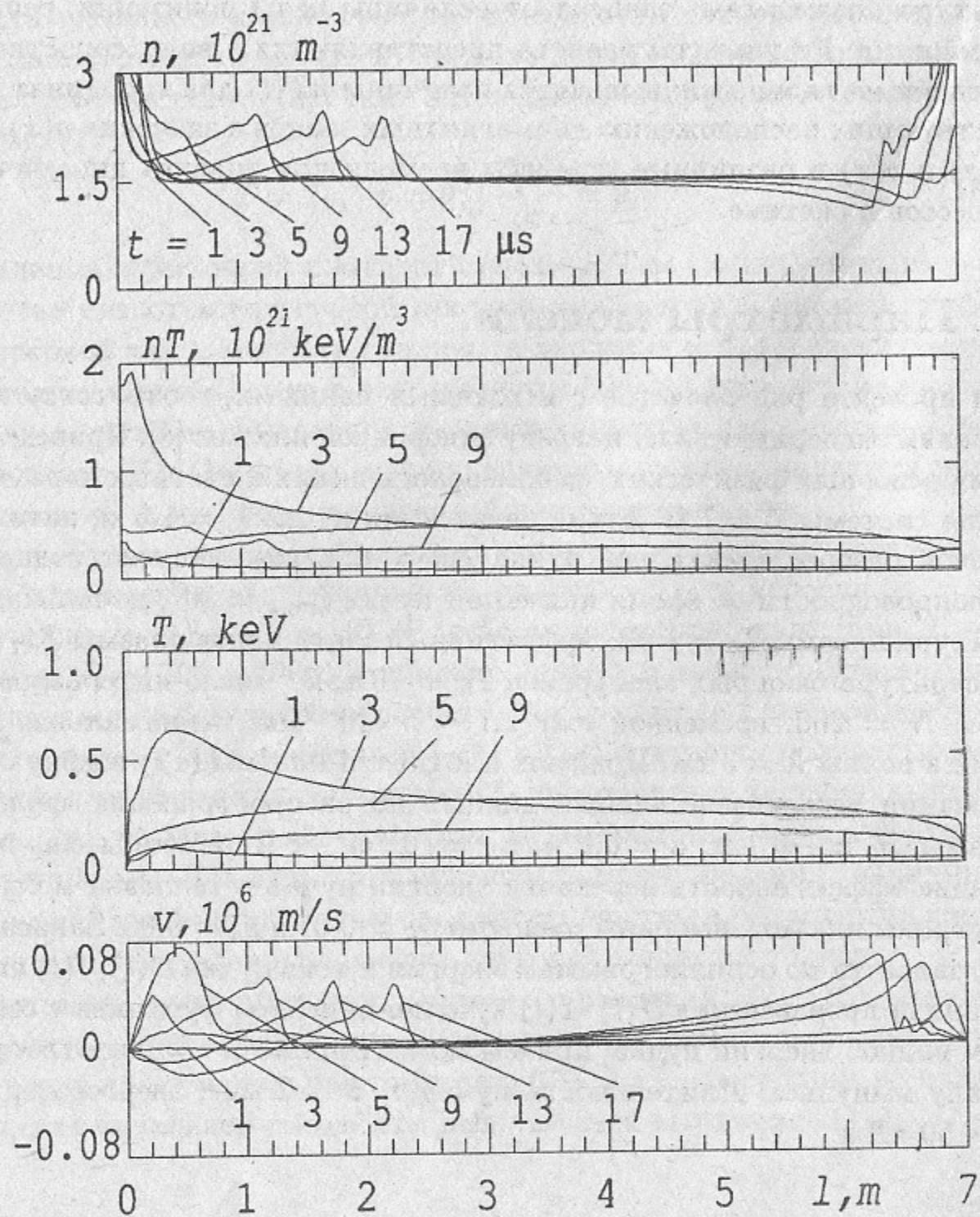


Рис. 1. Распределение плазменных характеристик по длине системы в разные моменты времени.

Как и следовало ожидать, распределение  $T(x)$  при  $t < t_b$ , в основном, соответствует энерговкладу пучка (5). Максимальная температура электронов в плазме достигает  $T_{\max} \sim 0.85$  кэВ при  $t = 4$  мкс. По окончании пучка  $t \geq t_b$  за счет возросшей теплопроводности температура падает

до уровня  $\sim 0.3$  кэВ за время  $\Delta t \leq 1$  мкс и затем плазма остывает до  $T \sim 0.1$  кэВ при  $t \sim 20$  мкс.

На входной границе системы из приграничной плазмы формируется и затем распространяется возмущение плотности в виде волны сжатия. Фазовая скорость волны определялась по скорости перемещения фронтов возмущения плотности и скорости на их полувысоте. Изменение фазовой скорости во времени показано на рис.2 крестами. Там же для сравнения приведены локальные значения ионно-звуковой скорости в плазме  $C_s = \sqrt{\gamma T_e / M}$  для случаев  $\gamma = 1$  и  $\gamma = 5/3$ . Отметим, что в эксперименте для рассматриваемых условий следует полагать  $\gamma = 1$ , поскольку частота электронных столкновений  $\nu_{ee} \sim 3 \cdot 10^7 \text{с}^{-1}$  значительно

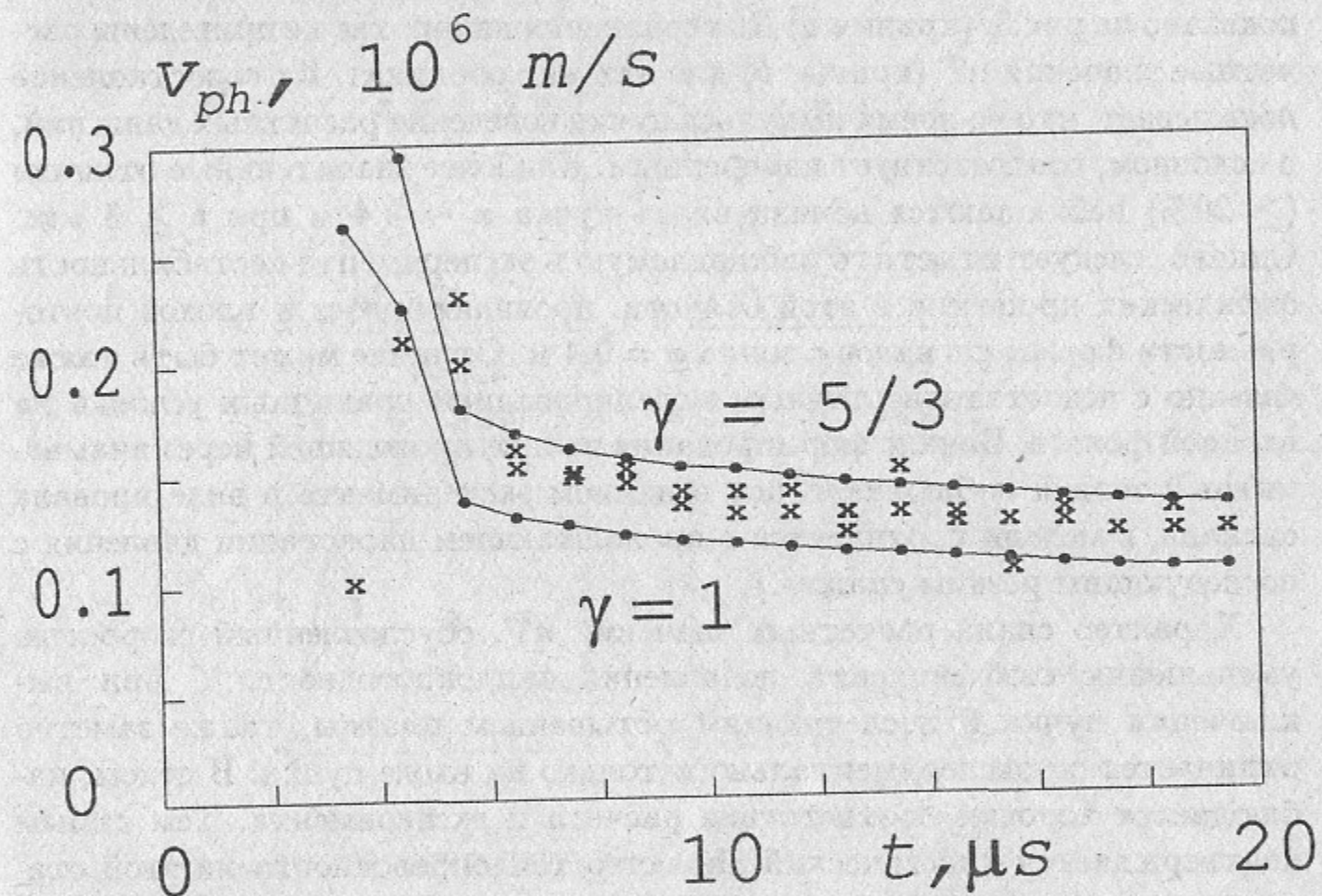


Рис. 2. Зависимость фазовой скорости фронта волны в плазме (x) от времени.

больше характерных частот колебаний  $\omega \sim 10^6 \text{с}^{-1}$ , а длина свободного пробега электронов  $\geq 200$  см значительно превышает длины волн, так что колебания необходимо считать изотермическими. В численной модели этот эффект не учтен и для нее должна проявляться адиабатичность колебаний, нарушаемая влиянием теплопроводности. Поэтому для



нее эффективное значение показателя адиабаты будет промежуточным:  $1 < \gamma < 5/3$ . Действительно, как следует из рис.2, величина фазовой скорости волны соответствует этому выводу. Таким образом, в системе возникает и распространяется ионно-звуковая волна большой амплитуды.

На выходной границе  $x = 7$  м возникает и перемещается вглубь системы волна разрежения, достигающая при  $t \sim 20$  мкс координаты  $x \sim 6$  м. Появление и характер развития этой волны существенно зависит от вида граничных условий. Это указывает на возможную некорректность сравнения результатов расчета с экспериментом в этой области.

Давление плазмы на различных расстояниях  $x$  от входа пучка, определенное в эксперименте измерениями диамагнитных сигналов с зондов, показано на рис.3. (кривые *a*) Для сравнения на них также приведены расчетные значения  $nT$  (кривые *b*) для тех же координат. Их сопоставление показывает, что во время импульса пучка поведение расчетных давлений, в основном, соответствует измеренным. Наиболее значительные отличия ( $\geq 20\%$ ) наблюдаются вблизи входа пучка  $x \sim 0.4$  м при  $t \geq 3$  мкс. Однако, следует отметить наблюдаемую в эксперименте нестабильность физических процессов в этой области, проявляющуюся в плохой повторяемости формы сигналов с зонда  $x = 0.4$  м. Отличие может быть также связано с недостаточно точным моделированием граничных условий на входной фольге. Начало формирования волны, проходящей через диамагнитный зонд и наблюдающейся в данном эксперименте в виде провала сигнала, в модели проявляется в продолжающемся нарастании давления с последующим резким спадом.

Характер спада расчетных значений  $nT$ , обусловленный скоростью уменьшения коэффициента подавления теплопроводности  $\zeta$  при выключении пучка и последующим остыванием плазмы, также заметно отличается от экспериментального только на входе пучка. В целом, наблюдается хорошее соответствие расчета и эксперимента. Тем самым подтверждается классический характер теплопроводности на этой стадии, заложенный в модели.

Отметим, что для данной плотности плазмы влияние нагрева быстрыми электронами мало: при задании  $\eta_h = 0$  величины  $nT$  изменились не более, чем на 5–10%.

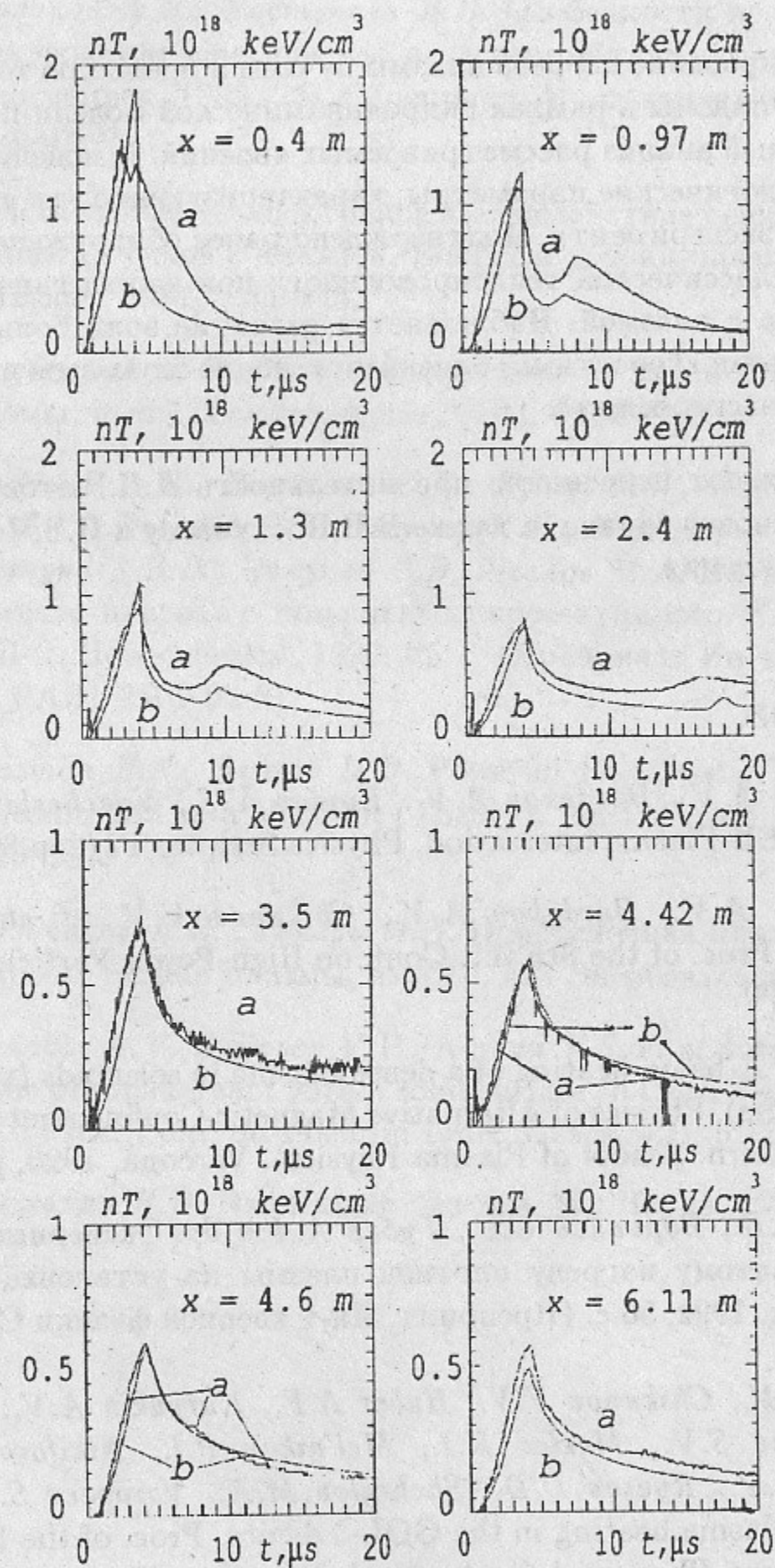


Рис. 3. Экспериментальные (а) и расчетные (б) значения давления плазмы в различных точках системы.



## 7 Выводы

Численное моделирование нагрева плазмы пучком и процессов теплопереноса и движения плазмы в рамках гидродинамической модели позволяет провести детальный анализ рассматриваемых явлений. В модели используются феноменологические параметры, характеризующие эти явления и определяемые из эксперимента. Подтверждено ранее обнаруженное явление подавления классической теплопроводности при коллективном взаимодействии пучка с плазмой. Наблюдается развитие волн большой амплитуды с фазовыми скоростями, близкими к ионно-звуковым и идентифицированных в эксперименте.

Авторы выражают искреннюю признательность Д.Д.Рютову и В.С.Койдану за постановку задачи, а также В.В.Поступаеву и П.З.Чеботаеву за полезные обсуждения.

## Литература

1. *Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Koidan V.S., Vyacheslavov L.N.* Physics of REB-Plasma Interaction. *Physica Scripta*, T2/2, p.303, 1982.
2. *Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Chikunov V.V. et al.* GOL-3 programme. Proc. of the 8th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, v.1, p.14, 1990.
3. *Ryutov D.D.* E-beam heating of a dense plasma in solenoids (two-stage heating scheme). *Physics of Alternative Magnetic Confinement Schemes* (Proc. 8th Intern. School of Plasma Physics). Varenna, 1990, p.1-12.
4. *Бурдаков А.В., Воропаев С.Г., Губер А.Ф. и др.* Эксперименты по двухступенчатому нагреву плотной плазмы на установке ГОЛ-3. Новосибирск, 1992, 56 с. (Препринт, Ин-т ядерной физики СО РАН; ИЯФ 92-12);  
*Burdakov A.V., Chikunov V.V., Huber A.F., Karyukin A.V., Koidan V.S., Lebedev S.V., Mekler K.I., Mel'nikov P.I., Nikiforov A.A., Postupaev V.V., Ryutov D.D., Shcheglov M.A., Voropaev S.G.* Two stage dense plasma heating in the GOL-3 device. Proc. of the 14th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. Vienna, 1993, v.2, p.659-664.

5. *Бурдаков А.В., Поступаев В.В.* Особенности переноса тепла при пучковом нагреве плазмы в экспериментах на установке ГОЛ-3, Новосибирск, 1992. 23с. (Препринт, Ин-т ядерной физики СО РАН; ИЯФ 92-9).
6. *Брейзман Б.Н.* Коллективное взаимодействие релятивистских электронных пучков с плазмой. *Вопросы теории плазмы*, вып.15, Госатомиздат, 1987, с.55-145.
7. *Брагинский С.И.* Явления переноса в плазме. *Вопросы теории плазмы*, вып.1, Госатомиздат, 1963, с.183-272.
8. *Бурдаков А.В., Воропаев С.Г., Губер А.Ф., Карюкин А.В., Койдан В.С., Лебедев С.В., Меклер К.И., Никифоров А.А., Пиффл В., Поступаев В.В., Чикунов В.В., Щеглов М.А.* Нагрев основной компоненты плазмы с помощью микросекундного РЭП на установке ГОЛ-3. Новосибирск, 1992, 25 с. (Препринт, Ин-т ядерной физики СО РАН; ИЯФ 92-8).
9. *Breizman B.N., Ryutov D.D.* Powerful Relativistic Electron Beam in a Plasma and in a Vacuum (Theory). *Nucl. Fusion*, 1974, v.14, No.6, p.873-907.
10. *Недоспасов А.В., Токарь М.З.* Пристеночная плазма в токамаках. *Вопросы теории плазмы*, вып.18, М.: Энергоатомиздат, 1987, с.83.
11. *Burdakov A.V., Filippov V.V., Koidan V.S. et al.* Interaction of a high-power plasma stream with a solid surface in GOL-3 experiments. Proc. of XXI Int. Conf. on Phen. in Ioniz. Gases, v.II, p.177, Bochum, 1993.
12. *Калиткин Н.Н.* Численные методы. М.: Наука, 1978, 512 с.



*В.Т.Астрелин, А.В.Бурдаков*

**Моделирование процессов  
энерго- и масс-переноса  
при нагреве однородной плазмы  
в эксперименте на установке ГОЛ-3**

ИЯФ 94-91

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 23 ноября 1994 г.

---

Сдано в набор 25.11. 1994 г.

Подписано в печать 26.11 1994 г.

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

Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ N 91

---

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