

УДК 533.9.082.7.76+621.317.31.041.33

## ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ВНУТРИ ПЛАЗМЫ СЖИМАЮЩИХСЯ ЛАЙНЕРОВ ПРИ ПОТОКАХ МОЩНОСТИ $\sim 1$ ТВт/см<sup>2</sup>

И.В. Глазырин, А.В. Карпеев, (ФГУП «РФЯЦ ВНИИТФ им. академика Е.И. Забабахина», 456770, г. Снежинск Челябинской обл.), Е.В. Грабовский, Г.Г. Зукакишвили, К.Н. Митрофанов, Г.М. Олейник, А.А. Самохин (ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Московская обл., Россия)

В данной работе описана зондовая методика измерения магнитных полей внутри сжимающегося лайнера и вблизи него на установке «Ангара-5-1». Сконструированы и испытаны быстродействующие магнитные зонды для диагностирования динамики токовой плазмы многопроволочного лайнера. Измерения проводились при токе в нагрузке до 4 МА и мощности мягкого рентгеновского излучения до 1 ТВт/см<sup>2</sup>. Проведены исследования сжатия аксиального магнитного потока плазмой, образованной многопроволочным лайнером. Изучена радиальная и азимутальная структура токовой оболочки.

**Ключевые слова:** плазма, Z-пинч, многопроволочный лайнер (МПЛ), магнитный зонд, скин-эффект, мягкое рентгеновское излучение (МРИ), токовая оболочка.

MEASUREMENT OF MAGNETIC FIELDS IN PLASMA OF COMPRESSED LINERS AT POWER FLUX UP TO  $\sim 1$  TW/CM<sup>2</sup>. I.V. GLAZIRIN, E.V. GRABOVSKI, G.G. ZUKAKISHVILI, A.V. KARPEEV, K.N. MITROFANOV, G.M. OLEINIK, A.A. SAMOKHIN. This work is devoted to a method of magnetic probes for diagnostic of the plasma derived by the multiwire array on the installation «Angara-5-1». Fast-response magnetic probes were constructed and were tested. The measurements were executed at a level of a current up to 4 MA and at a level of a soft x-ray radiation up to 1 TW/cm<sup>2</sup>. The radial and azimuthal structure of a current shell and the compression of an axial magnetic flux are investigated.

**Key words:** plasma, Z-pinch, prolonged plasmaproduction, magnetic probes, skin-effect, soft x-ray, current shell.

### ВВЕДЕНИЕ

Сжатие многопроволочных лайнеров (МПЛ) импульсами тока сильноточных генераторов широко применяется для получения плотной высокотемпературной плазмы и мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения (МРИ) [1—6]. Основные исследования направлены на увеличение мощности и сокращение длительности импульса МРИ, возникающего при преобразовании энергии сжимающейся плазменной нагрузки, для инерционного термоядерного синтеза (ИТС) и фундаментальных исследований. При сжатии МПЛ наряду с эффективным преобразованием электрической энергии в МРИ наблюдается также увеличение мощности излучения по сравнению с электрической мощностью установки. Знание распределения поля и массы внутри лайнера во время его сжатия важно для интерпретации экспериментальных данных, полученных в экспериментах по генерации импульса мягкого рентгеновского излучения.

Важными являются вопросы о диффузии и скинировании тока на протяжении всего времени имплозии, о соотношении полного тока, протекающего через Z-пинч и через малоплотную окружающую плазму. Недостаточная изученность этих вопросов потребовала, начиная с 1999 г., разработать методику измерений магнитных полей в плазме сжимающихся лайнеров на установке «Ангара-5-1».

На рис. 1 показаны типичные осциллограммы тока, напряжения и мягкого рентгеновского излучения, возникающих на нагрузке во время имплозии МПЛ на установке «Ангара-5-1».

Необходимо отметить, что в установках большой мощности на поверхностях токоведущих элементов плотность тока вблизи нагрузки составляет больше  $10^6$  А/см. Это приводит к частичному испарению поверхности проводника и образованию приповерхностной плазмы. Также приповерхностная плазма появляется под воздействием МРИ на поверхности проводников за счёт их абляции [7, 8]. Такая плазма изменяет конфигурацию электрических и магнитных полей вблизи проводника, что делает измерение токов и напряжений вблизи нагрузки нетривиальной задачей. Одной из трудностей в разработке электротехнических датчиков, работающих в условиях рент-

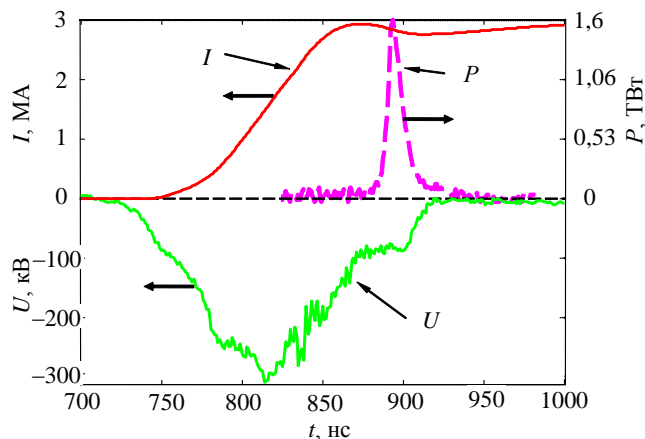


Рис. 1. Типичные осциллограммы тока ( $I$ ), напряжения ( $U$ ) и мощности мягкого рентгеновского излучения ( $P$ ) на нагрузке установки «Ангара-5-1»

геновского излучения большой мощности ( $\sim 1\text{—}3\text{ ТВт}$ ), является обеспечение высокого разрешения во времени  $\sim 10^{-9}$  с. Для надежной работы датчиков приходится использовать защитные экраны, понижающие чувствительность датчиков и их временное разрешение. Методика калибровки обеспечивает  $\pm 5\%$ -ную погрешность измерения эффективной площади зонда (калибровка в магнитном поле катушки Гельмгольца).

С учётом этих обстоятельств были сконструированы быстродействующие магнитные зонды [9, 10], адаптированные к особенностям установки «Ангара-5-1».

Универсальность конструкции зондов сделала возможным применение их на других сильноточных генераторах, например, на установках типа плазменный фокус ПФ-3 (РНЦ «Курчатовский институт») и RF-1000 (ИФПиЛМ, Польша) [11—13]. В период 1999—2008 гг. были проведены измерения магнитных полей на разных типах плазмообразующих нагреток.

Посредством данной диагностики на установке «Ангара-5-1» исследована имплозия одиночных проволочныхборок. Показано, что магнитное поле вмораживается в плазму и проникает внутрь проволочной сборки на начальной стадии её имплозии. Показано, что ток в начале протекает в отдельных плазменных струях, вытянутых от начального расположения проволок к оси сборки. Определена важная характеристика затянутого плазмообразования — скорость плазмообразования [14, 15].

Исследована зависимость скорости плазмообразования от типа плазмообразующего вещества [16]. Показано отличие заполнения плазмой с током и магнитным полем внутреннего объёма в случае проволочной сборки (алюминия, меди, железа, молибдена и вольфрама) и пенных полых цилиндрических лайнеров из полимера агар-агара ( $\text{C}_{14}\text{H}_{18}\text{O}_9$ )<sub>n</sub>.

Получены данные о распределении токов по вложенным сборкам и определены оптимальные режимы сжатия такихборок для получения высоких выходов МРИ [17]. Впервые показано, что наличие внутреннего каскада в случае вложенных проволочныхборок влияет на плазмообразование и динамику внешнего каскада.

Исследовано сжатие внешнего аксиального магнитного потока таким типом лайнера, как многопроволочная сборка и генерация аксиального магнитного поля винтовыми проволочнымибороками [18]. Показано, что сжатие аксиального магнитного потока может быть использовано как диагностический метод исследования динамики токовой плазмы на начальной стадии имплозии проволочной сборки. Предложен механизм переноса внешнего аксиального магнитного поля в приосевую область сборки, не связанный с образованием замкнутой токовой оболочки («магнитный насос») [19].

Проведённые по этой методике исследования показали отличие сжатия многопроволочныхборок от классической модели «тонкой оболочки» [20]. Получены новые численные данные для проверки теоретических моделей [21—24], учитывающих в своих расчётах явление затянутого плазмообразования и профили магнитного поля на различных радиусах сборки.

## КОНСТРУКЦИИ МАГНИТНЫХ ДАТЧИКОВ

Конструкции магнитных зондов для измерения аксиальных и азимутальных компонентов магнитного поля представлены на рис. 2 и 3.

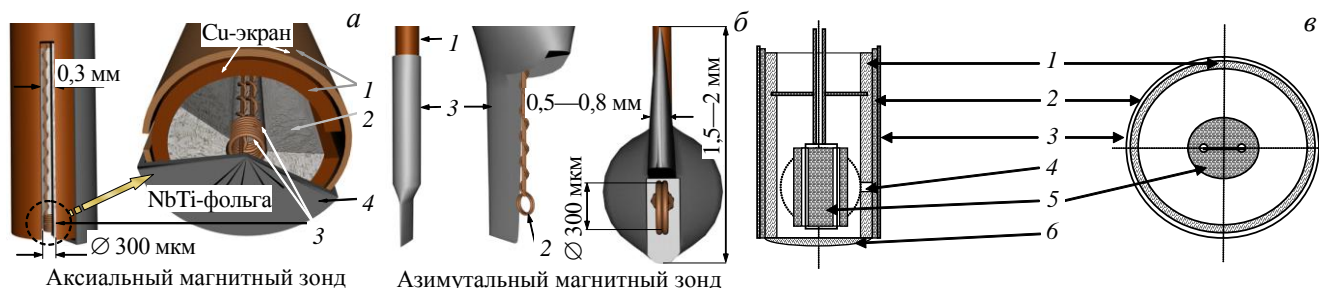


Рис. 2. Конструкции магнитных зондов: *а* — магнитный зонд для измерения аксиального компонента магнитного поля: 1 — медная трубка-экран и медный экран с аксиальными прорезями (экраны разделены между собой тефлоновой плёнкой); 2 — керамическая трубка; 3 — катушки зондов; 4 — экран из фольги NbTi; *б* — магнитный зонд для измерения азимутального компонента магнитного поля внутри плазмы МПЛ: 1 — медная трубка-экран; 2 — измерительная петля; 3 — экран из фольги NbTi; *в* — магнитный зонд для измерения азимутального компонента магнитного поля вне МПЛ: 1 — медная трубка-экран; 2 — тефлоновая плёнка; 3 — экран из фольги NbTi; 4 — азимутальная прорезь в экране; 5 — диэлектрический каркас с измерительной петлёй; 6 — припой

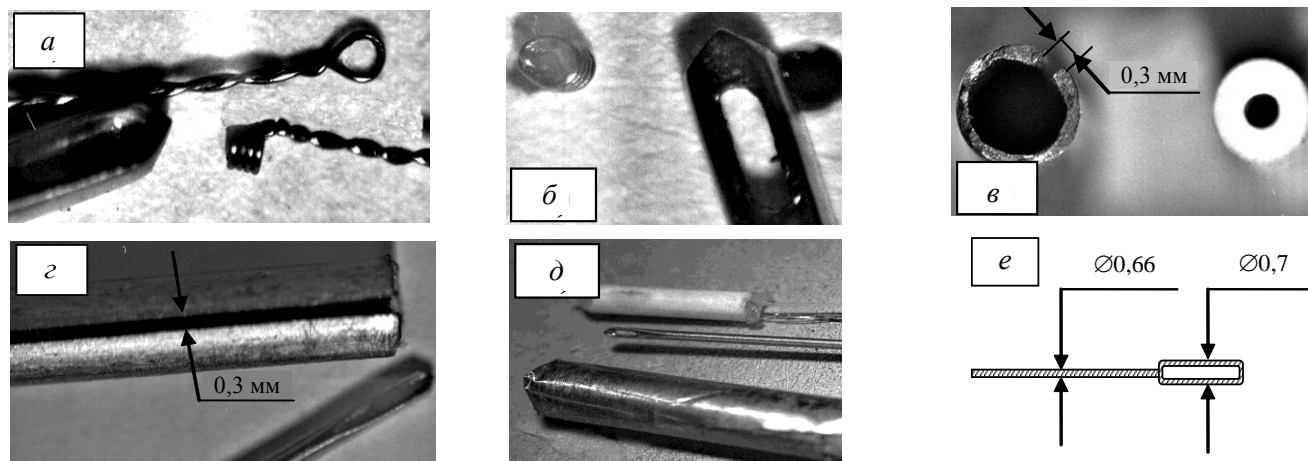


Рис. 3. Микрофотографии конструктивных элементов зондов: *a* — катушки зонда (вид сбоку): петля для измерения азимутального компонента магнитного поля (сверху), катушка 4 витка для измерения аксиального компонента магнитного поля (снизу) и «масштабная» игла; *б* — катушки зонда (вид сверху): катушка для измерения аксиального компонента магнитного поля и «масштабная» игла; *в* — защитные экраны (вид сверху): медная трубка-экран с аксиальной прорезью (слева), керамическая оболочка (справа); *г* — защитные экраны (вид сбоку): медная трубка-экран с аксиальной прорезью и «масштабная» игла; *д* — магнитный зонд в сборке: головка зонда в керамической оболочке (сверху), зонд в защитных экранах (медь, NbTi) (снизу) и «масштабная» игла (по середине); *е* — чертёж и размеры «масштабной» иглы (в миллиметрах)

Все магнитные зонды состояли из двух миниатюрных петель, намотанных в разные стороны (по часовой и против часовой стрелки). Петли зондов изготовлены из медного провода в лаковой изоляции ПЭВТЛ-1 диаметром 0,071 мм. При нормальной работе зонда это обеспечивало получение сигналов разной полярности, что позволяло судить об их магнитном происхождении. Моменту физического разрушения зонда соответствовало нарушение подобия сигналов.

**Магнитный зонд для измерений аксиального компонента магнитного поля.** Диаметр катушек зондов был 0,88 (4—10 витков) и 0,3 мм (4 витка) (см. рис. 3, *a*, *б*). Катушки помещались в защитные цилиндрические экраны из керамики и меди, как показано на рис. 2, *a* и 3, *в*, *г*. Толщина стенки керамического экрана  $\sim 0,7$  мм, медного  $\sim 0,26$  мм, что больше глубины скин-слоя при данной частоте процесса ( $>10$  МГц). Медный экран имел узкую щель ( $\sim 0,3$  мм) в аксиальном направлении (см. рис. 3, *г*). Для надёжного выделения аксиального компонента магнитного поля были применены два медных экрана с аксиальными прорезями, направленных навстречу друг другу, таким образом, что щели обоих экранов располагались с противоположных сторон. Получался своеобразный «лабиринт» для азимутального компонента магнитного поля (см. рис. 2, *a*). Во избежание закорачивания экрана экраном и «заплывания» аксиальных щелей плазмой экраны разделялись тефлоновой плёнкой толщиной  $\sim 0,02$  мм и покрывались экраном из фольги NbTi [25] с большим удельным сопротивлением ( $\sim 57$  мкОм·см) и толщиной  $\sim 10$ — $15$  мкм (время диффузии электромагнитного поля через такой экран  $t_{\text{диф}} \cong 1,5$  нс). Фольга NbTi играла роль электростатического экрана и защиты от электронных пучков, возникающих в зазоре анод—катод сильноточного генератора электрической мощности. Один вывод катушки припаян на медную трубку-экран, а второй соединён проводником длиной  $\sim 250$  мм с центральной жилой коаксиального кабеля. Внутри экранов катушки заливались эпоксидным клеем. Чувствительность зонда составляла 55—450 В·нс/кГс.

Зонд данной конструкции применялся в экспериментах по сжатию аксиального магнитного потока многопроволочным лайнером.

**Магнитные зонды для измерений азимутального компонента магнитного поля.** *Магнитный зонд для измерения азимутального компонента магнитного поля внутри плазмы многопроволочного лайнера.* Диаметр петель зонда был  $\sim 300$  мкм (1 виток). Конструкция зонда показана на рис. 2, *б*. Поперечный размер зонда набегающему потоку плазмы  $\sim 0,8$  мм, что меньше расстояния между отдельными проволочками лайнера. Измерительные петли уложены между двумя пластинками слюды толщиной  $\sim 35$  мкм. Снаружи зонд закрыт электростатическим экраном из NbTi толщиной 10—15 мкм. Все подводящие проводники петель зондов уложены в медном экране. Один вывод петли припаян к медному эк-

рану, а второй соединён проводником длиной  $\sim 250$  мм с центральной жилой коаксиального кабеля. Чувствительность зонда составляла 14—20 В·нс/кГс.

Данный зонд был использован в экспериментах по изучению радиальной и азимутальной структуры токовой плазмы, образованной динамическим многопроволочным лайнером, а также для измерения тока «предвестника».

*Магнитный зонд для измерения азимутального компонента магнитного поля вблизи многопроволочного лайнера.* Магнитный зонд состоял из двух миниатюрных петель. Площадь петель  $\sim 0,8$  мм<sup>2</sup> (1 виток). Конструкция зонда представлена на рис. 2, в. Измерительные петли уложены в диэлектрический каркас цилиндрической формы. Петли зондов и подводящие проводники петель зондов уложены в медном экране. Медный экран имеет щель толщиной  $\sim 0,3$  мм в азимутальном направлении. Экраны разделялись тефлоновой пленкой толщиной  $\sim 0,02$  мм и покрывались экраном из фольги NbTi. Торец цилиндрического медного экрана заливался припоем во избежание воздействия электронных пучков, возникающих в зазоре анод—катод сильноточного генератора электрической мощности. Один вывод петли припаян к медному экрану, а второй соединён проводником длиной  $\sim 250$  мм с центральной жилой коаксиального кабеля.

Данный зонд был использован в экспериментах по измерению полного тока, протекающего по МПЛ.

## ФАКТОРЫ, ОГРАНИЧИВАЮЩИЕ ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ ЗОНДОВ

Так как магнитозондовый метод измерения магнитных полей внутри плазмы является контактным методом, всегда существует вопрос о влиянии датчика на характеристики плазмы и точность измерения магнитных полей. Основное преимущество магнитных зондов состоит в том, что с их помощью измеряется магнитное поле в малом объёме (по существу в объёме зонда), тогда как спектроскопические методы дают величину поля, усреднённую вдоль линии наблюдения. Достоинство спектральных методик заключается в том, что они в отличие от зондовых измерений не вызывают возмущений плазмы.

Факторы, ограничивающие использование магнитных зондов в мощных разрядах, — это испарение оболочки зонда под воздействием МРИ и корпускулярных потоков, экранировка магнитных зондов плазмой, возмущение плазмы при обтекании оболочки зонда, воздействие на зонд электронных пучков, возникающих в межэлектродном зазоре установки.

Особенность использования магнитозондовой методики в условиях установки «Ангара-5-1» связана с тем, что на датчики воздействуют мощные потоки плазмы и рентгеновского излучения, достаточные для их разрушения. В принципе ещё до физического разрушения датчиков могут меняться их характеристики (чувствительность, временное разрешение) вследствие абляции вещества зонда и образования на его поверхности плазмы. Важным фактором является также замороженность магнитного поля в плазму лайнера. Оценки и фотографии зонда во время разряда показали, что возникающая на поверхности зонда плазма не прогревается выше нескольких эВ и, следовательно, не приводит к заметной экранировке магнитного поля. Для уменьшения погрешности измерений, связанных с замороженностью магнитного поля в плазму, размеры зонда не должны превосходить толщину скин-слоя плазмы. В наших экспериментах возмущения, вносимые зондами в плазму, не приводят к существенному изменению режимов разряда (например, характеристики МРИ практически не меняются).

Из проведённых экспериментов по измерению тока электронного пучка [26] следует, что электронный пучок с энергией электронов  $E_e > 200$  кэВ возникает через  $\sim 5$ — $10$  нс после максимума мягкого рентгеновского излучения. Его длительность составляет примерно  $\sim 20$ — $50$  нс. Нижняя оценка плотности тока пучка составила  $J \sim 70$  кА/см<sup>2</sup>.

В то же время низкоэнергетический пучок электронов ( $E_e > 50$  кэВ) возникает за  $\sim 20$  нс до максимума мягкого рентгеновского излучения [27]. Его длительность составляет примерно  $20$ — $30$  нс. Плотность тока не превышает  $25$ — $50$  А/см<sup>2</sup>. Максимально измеренная плотность тока электронного пучка составила  $J_{\max} \approx 1,5$  кА/см<sup>2</sup>. Параметры этого пучка мы и возьмём для верхней оценки поглощения электронного пучка в материале оболочки зонда до момента максимума МРИ.

Пробег электронов данных энергий ( $0,01 \leq E_e \leq 3$  МэВ) в материале оболочки зонда (фольга NbTi толщиной 10—15 мкм) рассчитывался как

$$R_x = R_{Al} \frac{\left(\frac{Z}{A}\right)_{Al}}{\left(\frac{Z}{A}\right)_x},$$

где  $R_{Al} = 412 E_e^n$ ,  $n = 1,265 - 0,0954 \ln(E_e)$ , — пробег электронов в алюминии (эмпирическая формула), мг/см<sup>2</sup>;  $Z/A$  — отношение заряда элемента к его массе. Таким образом, пробег электронов в NbTi составил  $R_x \approx 4,3$  мг/см<sup>2</sup> (для  $E_e = 50$  кэВ), что меньше поверхностной плотности данного материала  $\Delta \approx 6,54—9,81$  мг/см<sup>2</sup> при указанных толщинах. Отсюда следует, что электроны энергией 50 кэВ полностью поглощаются в материале оболочки зонда.

С учётом перечисленных факторов была разработана конструкция магнитных зондов, помещённых в многослойные экраны.

### ЭКРАНИРУЮЩИЕ СВОЙСТВА ОБОЛОЧЕК ЗОНДОВ

Зонд, погруженный внутрь исследуемой плазмы, будет давать наряду с индуктивным также ёмкостной сигнал. Ёмкостная связь между плазмой и катушкой (петлёй) устранялась применением заземлённого экрана.

При симметричном по азимуту распределении тока в проволочном лайнере и точной установке зонда на ось лайнера нормальный к оси компонент магнитного поля равен нулю. Как правило, эти условия нарушаются, и в месте расположения зонда нормальный к оси компонент магнитного поля отличен от нуля. Например, при неравномерности протекания тока по проволочкам лайнера  $\Delta I/I = (1—10)\%$  нормальный к оси компонент магнитного поля составляет от 50 Гс до 5 кГс. Так как всегда существует паразитная площадка катушки зонда для измерения аксиального компонента магнитного поля (например, из-за винтовой намотки катушки), то ставится задача выделения измеряемого аксиального компонента магнитного поля на фоне другого существующего компонента поля в области оси лайнера.

Проведён расчёт эффективности выделения аксиального компонента магнитного поля экранами зонда, имеющими аксиальные прорезы, на фоне нормального к оси компонента магнитного поля мегаамперного тока, возникающего при выстреле установки. Посредством компьютерного кода решалось уравнение Пуассона относительно магнитного потенциала. Эффективность экранировки оценивалась при помощи экранирующих функций оболочек зондов [28]. Расчёт показал, что один экран с щелью позволяет уменьшить примерно в 28 раз магнитное поле на оси экрана по отношению к полю в этой же точке в отсутствие экрана.

Таким образом, использованием двух таких экранов (см. конструкцию на рис. 2, а) обеспечивалось выделение аксиального компонента магнитного поля на фоне нормального к оси компонента магнитного поля мегаамперного тока установки «Ангара-5-1».

Вклад от нормального к оси лайнера компонента магнитного поля в основной сигнал зонда рассчитывался по формуле

$$\frac{U_{in}}{U_{iz}} = \frac{B_n}{B_z} \operatorname{tg} \beta,$$

где  $U_{iz}$ ,  $U_{in}$  — индуцированные ЭДС от аксиального и нормального к оси лайнера компонентов магнитного поля соответственно;  $B_z$ ,  $B_n$  — величина магнитной индукции аксиального поля и нормального к оси лайнера компонента поля в области зонда;  $\beta$  — угол между осью зонда и осью проволочной сборки, возникающий из-за неточности установки зонда. Реально в экспериментах этот угол составлял  $\sim 1—5^\circ$ . Таким образом, расчётный вклад нормального к оси компонента магнитного поля в сигнал зонда для измерения аксиального компонента поля составил  $\sim 0,02—1\%$ .

Проведена экспериментальная проверка выделения зондом аксиального компонента магнитного поля в области оси лайнера на фоне другого существующего компонента магнитного поля мегаамперного

тока установки. На рис. 4 представлены сигналы магнитного зонда при начальном аксиальном поле  $B_{0z} \sim 13,8$  кГс (кривые 2 на рис. 4, *a*, *б*) и в отсутствии поля (кривые 1). Видно, что вклад от нормального к оси компонента магнитного поля в основной сигнал зонда составил  $\sim 0,8$ —2%, что достаточно хорошо совпадает с проведённой оценкой.

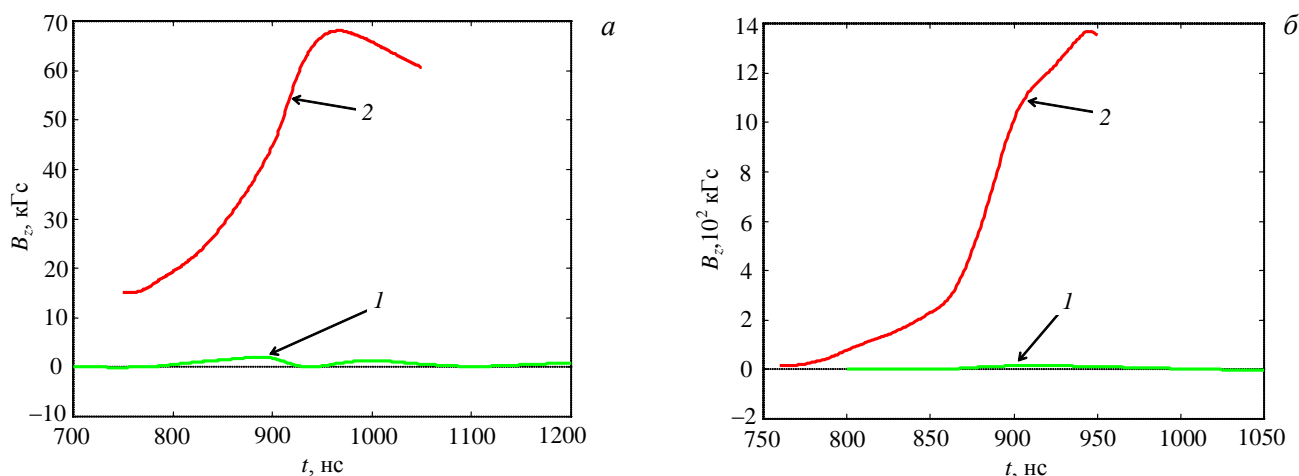


Рис. 4. Проверка эффективности выделения аксиального компонента магнитного поля на фоне азимутального поля тока установки. Представлены временные профили аксиального магнитного поля, измеренные аксиальным магнитным зондом вне и внутри лайнера: *a* — 1 — сигнал магнитного зонда при  $B_{z0} = 0$  кГс (зонд вне лайнера); 2 — сигнал магнитного зонда при  $B_{z0} = 13,8$  кГс (зонд вне лайнера); *б* — 1 — сигнал магнитного зонда при  $B_{z0} = 0$  кГс (зонд внутри лайнера); 2 — сигнал магнитного зонда при  $B_{z0} = 13,8$  кГс (зонд внутри лайнера)

Уровень шумов определялся экспериментальным путём и составил  $\sim 0,15$ — $0,25$  В на уровне мегавольтовых напряжений, возникающих при выстреле установкой, что сопоставимо с собственными шумами регистрирующего осциллографа (Tektronix TLS-216). Уровень регистрируемых сигналов был  $\sim 200$ — $1000$  В, что говорит о большом отношении сигнал/шум.

### ИСПАРЕНИЕ ОБОЛОЧКИ ЗОНДА

Оценим испарение материала оболочки зонда под воздействием мягкого рентгеновского излучения плазмы в процессе длительного плазмообразования лайнера.

Оболочка зонда моделировалась цилиндром диаметром 3 мм и высотой 2 мм, который располагался по оси лайнера. Плазма была расположена в виде тонкой цилиндрической оболочки радиусом 1 см и высотой 1 см. Параметры плазмы, возникающие на ранней стадии имплозии многопроволочных лайнеров, следующие: концентрация ионов  $n_i \sim 10^{18}$  см $^{-3}$ , электронная температура  $T_e \approx 25$  эВ, степень ионизации  $z \sim (T_e)^{0,5} = 5$ , концентрация электронов  $n_e \sim 5 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ .

Основная доля энергии, падающей на поверхность зонда, приходится на линейчатое излучение плазмы (вклад тормозного излучения и корпускулярного потока мал). Мощность линейчатого излучения, падающего на зонд, вычислялась по формуле  $W_{\text{лин}} = 10^{-28} [Z^3/T_e^{0,5} + 0,4Z^4/T_e](Z+1)n_i^2$ . Предполагалось, что вся падающая энергия поглощается оболочкой зонда. При выбранных параметрах плазмы падающая энергия линейчатого излучения плазмы составила  $\approx 4$  Дж за время 100 нс.

Для оценки толщины оболочки, аблированной под воздействием этого импульса мягкого рентгеновского излучения, решалось уравнение теплопроводности для разных веществ — Cu, Nb, Ti и сплава NbTi. Сублимированным считался тот слой вещества оболочки зонда, где энергия на одну частицу была больше энергии сублимации данного вещества. Толщина аблированной оболочки составила 1,9, 1,2, 1,1 и 0,8 мкм для Cu, Nb, Ti и сплава NbTi соответственно. Число сублимированных частиц  $4 \cdot 10^{18}$  (для Cu),  $1,55 \cdot 10^{18}$  (для Nb),  $1,5 \cdot 10^{18}$  (для Ti) и  $1,0 \cdot 10^{18}$  (для NbTi). Видно, что меньше всего аблированных частиц в случае применения оболочки зонда из фольги NbTi. Тем самым уменьшается загрязнение плазмы многопроволочного лайнера примесями.

Проведена оценка экранирования плазмой, образованной при абляции вещества оболочки, магнитных полей, измеряемых зондом [9]. При электронной температуре  $T_e \approx 1\text{—}2$  эВ (определена по скорости разлёта аблированной плазмы с оболочки зонда в вакуум из лазерных теневых фотографий) и степени ионизации  $z \sim 1$  удельное сопротивление такой плазмы (в предположении спитцеровской проводимости) составляет  $\sim 50$  мОм·см. Соответствующая глубина скин-слоя  $\sim 2$  мм для интересующего нас времени  $\sim 30$  нс. Эффективная толщина плазмы, образованной в результате теплового разлёта при сублимации поверхности зонда, составила  $\Delta r \approx 0,12\text{—}0,15$  мм, что намного меньше глубины скин-слоя. Таким образом, экранировка магнитных полей такой плазмой за счёт скин-эффекта мала.

### ВЗАИМОИНДУКТИВНОСТЬ КАТУШЕК ЗОНДОВ

В связи с тем, что магнитные зонды состояли из двух катушек и проводников длиной  $\sim 250$  мм, уложенных в общем медном цилиндрическом экране, был проведён расчёт взаимоиנדуктивности такой системы.

Задача решалась методом зеркальных отображений [29]. Вычислялась зависимость коэффициента взаимоиנדукции системы двух проводников, заключённых в общий экран, от расстояния между ними. Расчёт зонда показал, что при коэффициенте взаимоиנדукции  $7,24$  нГн величина наведённого сигнала очень мала и составляет  $\sim 2\%$ .

Коэффициент взаимоиנדукции был дополнительно уменьшен в два раза за счёт удаления проводников друг от друга и приближением их к стенкам экрана зонда.

### ОБТЕКАНИЕ ПЛАЗМОЙ ОБОЛОЧКИ ЗОНДА

Искажения временного и амплитудного профиля магнитного поля, регистрируемого зондом, возникают за счёт:

- конечного времени диффузии магнитного поля из-за обтекающей его плазмы (время  $t_{\text{диф}}$ );
- конечного времени обтекания элементарным объёмом плазмы оболочки зонда (время  $t_{\text{об}}$ ).

Время диффузии магнитного поля через аблированную плазму с электронной температурой  $T_e = 20$  эВ у поверхности зонда цилиндрической формы радиусом  $r_0 \sim 1,5$  мм составило  $t_{\text{диф}} \cong 5$  нс, что намного меньше времени исследуемых процессов ( $\sim 10\text{—}100$  нс).

Временное разрешение магнитного зонда за счёт обтекания можно оценить как  $t_{\text{об}} = d_p/v$ , где  $d_p$  — размер зонда до регистрирующей петли,  $v$  — скорость движения токового слоя. При  $d_p = 0,1$  см и  $v \cong (1\text{—}3)10^7$  см/с время запаздывания сигнала за счёт обтекания составит  $t_{\text{об}} \cong 3\text{—}10$  нс. Отсюда следует вывод: чтобы повысить временное разрешение датчиков, требуется уменьшение их размеров вдоль набегающего потока плазмы [30].

Обтекание оболочки зонда плазменным потоком с замороженным магнитным полем и его влияние на измеряемую датчиком величину магнитного поля были рассмотрены в двух приближениях — аналитически для дозвукового обтекания и численно для сверхзвукового обтекания.

**Дозвуковое стационарное обтекание замагниченной плазмой оболочки зонда.** Для качественного понимания физических процессов, происходящих в области зонда при обтекании его плазмой с магнитным полем, был рассмотрен идеализированный случай стоковского обтекания несжимаемой жидкостью [31]. Предполагалось, что скорость плазмы  $v \approx 2,5 \cdot 10^7$  см/с  $\ll c$ , и поэтому током смещения можно пренебречь. Оболочка зонда обладает большим удельным электрическим сопротивлением. Параметры плазмы выбирались следующие: электронная температура  $T_e \approx 25$  эВ, кратность ионизации  $z \sim 5$ , электронная плотность  $n_e \sim 4 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ . Результатом расчёта являются конфигурации магнитных силовых линий при обтекании тел цилиндрической и пластинчатой формы, а также распределение магнитного поля в области оболочки зонда (рис. 5).

Расчёт показал, что при обтекании плазмой с магнитным полем цилиндрической оболочки зонда происходит искривление магнитных силовых линий поля с последующим отсоединением части магнитного потока и образованием замкнутых конфигураций магнитных силовых линий вокруг оболочки зонда

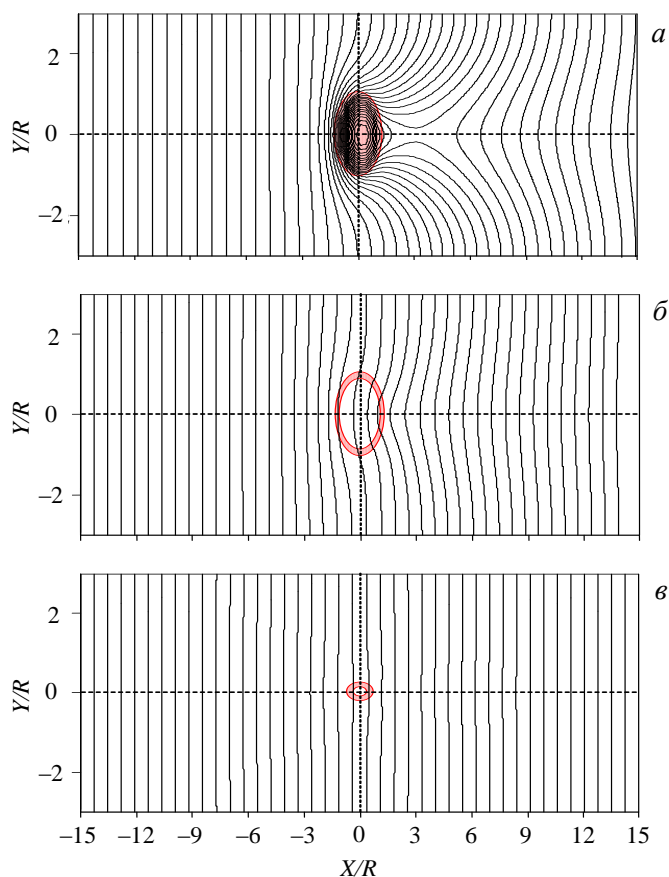


Рис. 5. Обтекание оболочек зондов различной формы. Расчетная конфигурация силовых линий магнитного поля в плоскости  $XY$ : *a* — обтекание сплошной цилиндрической оболочки зонда, цилиндр радиусом  $R = 1,5$  мм; *б* — обтекание полой цилиндрической оболочки зонда, цилиндр радиусом  $R = 1,5$  мм, толщина стенки 15 мкм (фольга NbTi); *в* — обтекание полой пластинчатой оболочки зонда, размер пластинки  $0,8 \times 2,0$  мм (размер нормирован на  $R = 1,5$  мм), толщина стенки 15 мкм (фольга NbTi)

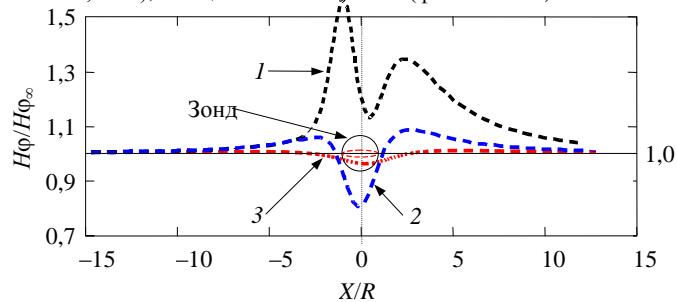


Рис. 6. Возмущение азимутального магнитного поля  $H_\phi/H_{\phi_\infty}$ , вносимое зондом: *1* — в виде сплошного цилиндра; *2* — в виде полого цилиндра; *3* — эллиптической формы

обтекании тела плазмой с вмороженным в неё магнитным полем с образованием в лобовой точке ударной волны.

**Сверхзвуковое стационарное обтекание замагниченной плазмой оболочки зонда.** Для численного анализа использовалась двумерная магнитогазодинамическая программа [33], доработанная для расчёта задач обтекания в магнитном поле. Самосогласованно учитывались движение вещества в рамках магнитной газодинамики, диффузия магнитного поля, теплопроводность, перенос излучения, ионизация вещества. Транспортные коэффициенты зависели от величины и направления магнитного поля.

(см. рис. 5, *a*). Это соответствует «привязыванию» части разрядного тока к зонду и сильному возмущению параметров разряда в целом. Данный механизм «перезащелкивания» магнитных силовых линий подробно описан, например, в работе [32]. Это может привести к сильному занижению показаний зондов на  $\sim 20$ — $60\%$  (рис. 6).

Уменьшение размеров оболочки зонда, особенно в поперечном направлении набегающей плазме (до  $\Delta d \sim 0,5$ — $0,8$  мм), позволяет существенно уменьшить возмущение плазменного потока и улучшить ситуацию по измерению магнитного поля. В случае пластинчатой оболочки зонда магнитное поле внутри неё слабо отличается от невозмущённого магнитного поля на бесконечности ( $\sim 3\%$ ) (см. рис. 5, *в*).

Исходя из этих соображений, был сконструирован магнитный зонд с оболочкой в виде тонкой пластины (см. рис. 2, *б*) с поперечным размером  $\Delta d \sim 0,5$ — $0,8$  мм, что меньше межпроводочного расстояния в многопроводочном лайнере ( $\Delta \leq 1$ — $1,5$  мм) и толщины скин-слоя плазмы ( $\sim 2$  мм) на начальной стадии имплозии при температуре 25 эВ.

Была проведена экспериментальная проверка влияния размеров и формы зонда на измеряемое им магнитное поле. Результаты экспериментов представлены на рис. 7, *a*, *б*. Видно, что в случае полой цилиндрической оболочки зонда измеренное им магнитное поле меньше по амплитуде и фронт сигнала затянут во времени по сравнению с сигналом, измеренным зондом с оболочкой в форме пластинки (см. рис. 7, *a*, кривые *1* и *2*). Измеренные в эксперименте амплитудные значения магнитного поля и тока таким зондом (погружённым в плазму) хорошо совпали с значением тока, измеренного стандартным набором токовых датчиков установки «Ангара-5-1» (см. рис. 7, *a*, кривая *1*).

Сложнее обстоит дело при сверхзвуковом



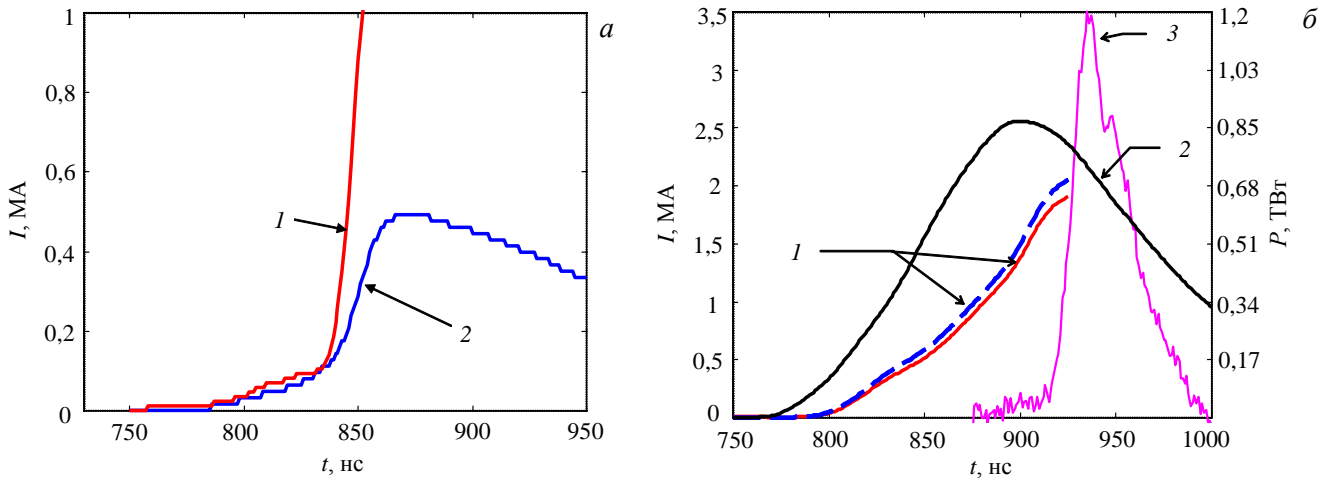


Рис. 7. Результаты измерения токов на установке «Ангара-5-1»: а — зависимость сигналов зондов от формы их оболочки: 1 — ток, измеренный зондом с пластинчатой оболочкой; 2 — ток, измеренный зондом с полый цилиндрической оболочкой; б — 1 — ток, измеренный зондом (пластинчатая оболочка), погруженным в плазму; 2 — ток, измеренный зондом (вне плазмы) на радиусе 30 мм; 3 — импульс мощности мягкого рентгеновского излучения

Параметры натекающей плазмы менялись в диапазоне: плотность электронов от  $n_e = 5 \cdot 10^{17}$  до  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ , скорость плазмы от  $10^6$  до  $5 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ , магнитное поле от 0 до 100 кГс, температура от 1 до 30 эВ, проводимость предполагалась спитцеровская. Сравнивались зонды цилиндрической и эллиптической формы. Расчёты позволили оценить величины вносимых возмущений и время отклика зонда.

При взаимодействии плазмы от проволочной сборки с магнитным зондом характер течения, обтекающего зонд, с течением времени меняется. Характеристикой таких изменений является число Стюарта  $N = \frac{\sigma \mu_0^2 H_z^2 L}{\rho U_\infty}$ , определяющее отношение между основными параметрами течения: проводимостью,

магнитным полем, плотностью, скоростью и линейным размером зонда  $L$  [31]. На ранних этапах сжатия сборки магнитное поле мало и  $N < 1$ . Наблюдаются безотрывное течение и возникновение мелкомаштабных вихрей размером менее  $L/10$ . Вблизи поверхности зонда формируется пограничный слой толщиной  $\sim 0,05 \text{ мм}$ . На расстоянии  $L/3$  от поверхности вихри исчезают. Наибольшее возмущение плотности наблюдается в следе за зондом, где на длине  $(2-3)L$  возникают периодические колебания — вихревая дорожка Кармана. С ростом величины магнитного поля число Стюарта становится порядка единицы. Вихри подавляются магнитным полем и диссипируют из-за возникающих в них токов. Начинается отрыв течения от поверхности зонда. Режим с  $N \leq 1$  существует в течение короткого времени начала сжатия проволочной сборки ( $\sim 20 \text{ нс}$  для параметров лайнеров на установке «Ангара-5-1») и быстро переходит в стадию, когда  $N$  существенно превосходит единицу, и взаимодействие плазмы с зондом определяется магнитным полем. Именно этот случай наиболее важен для измерения магнитных полей.

Качественно обтекание зонда сверхзвуковым потоком замагниченной плазмы выглядит следующим образом (рис. 8). Налетающая плазма имеет точку останова на оси симметрии. Поскольку поток непрерывен ( $\rho v = \text{const}$ ) и замагничен ( $H/\rho = \text{const}$ ), по мере торможения плазмы напряженность магнитного поля нарастает как  $H \sim 1/v(x)$ , где  $v(x)$  — скорость на расстоянии  $x$  от точки останова потока плазмы. В области торможения растут температура и проводимость плазмы. На расстоянии  $x_s$  от зонда отходит ударная волна, имеющая параболическую форму. В стационарном рассмотрении поток магнитного поля сохраняется, поэтому вдоль направления скорости изменение падающего компонента поля  $dH/dx \sim x/(x-x_s)^2$ , т.е. быстрее всего поле возрастает около зонда, достигая максимума

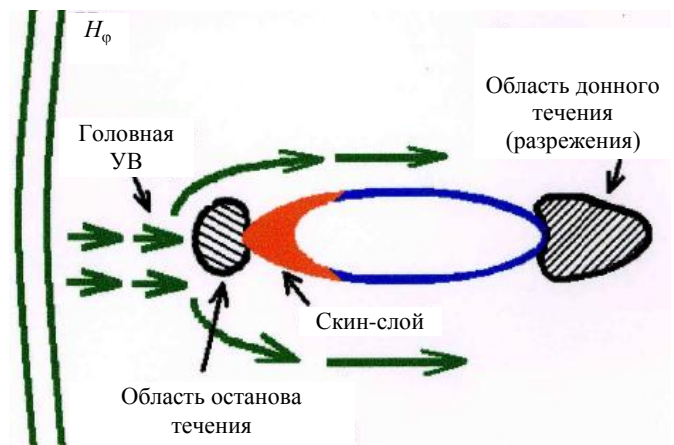


Рис. 8. Качественная картина сверхзвукового обтекания замагниченной плазмой оболочки зонда

при  $x = x_y$ . Таким образом, перед головной частью зонда формируется область с повышенным уровнем магнитного поля и протяжённостью вдоль набегающего потока порядка поперечного размера  $L$ . Из-за высокой температуры глубина проникновения поля в область останова плазмы значительно меньше, чем толщина скин-слоя, определяемая диффузией магнитного поля в непроводящий материал зонда. Позади зонда вмороженное в плазму поле существенно уменьшается в области отрыва течения от поверхности зонда. В донной области на расстоянии нескольких  $L$  течение становится невозмущённым.

В сильном магнитном поле возникает дополнительное сопротивление набегающему потоку плазмы за счёт магнитозвуковых волн в пограничном слое вблизи поверхности зонда. Дополнительное лобовое сопротивление зонда возникает также за счёт джоулевой диссипации.

При обтекании зонда цилиндрической формы в сильном магнитном поле возмущения сосредотачиваются в цилиндрической области, образующие которой параллельны направлению магнитного поля и касаются поверхности тела (рис. 9). Вне этой области течение однородно. Между областями однородного потока и областью возмущений образуется переходный слой толщины порядка  $N^{-1/3}$ . В обе стороны от тела вдоль направления магнитного поля образуются два следа параболической формы, аналогичные вязкому следу за телом в отсутствие магнитного поля (см. рис. 9). Образуются переходные слои между областью однородного внешнего потока и следами. По мере удаления от зонда амплитуда возмущения падает и на расстоянии нескольких  $L$  стремится к нулю. В случае цилиндрического зонда возрастание падающего поперечного компонента поля  $H_y$  в лобовой точке значительно, и поле внутри зонда из-за диффузии имеет меньшую величину.

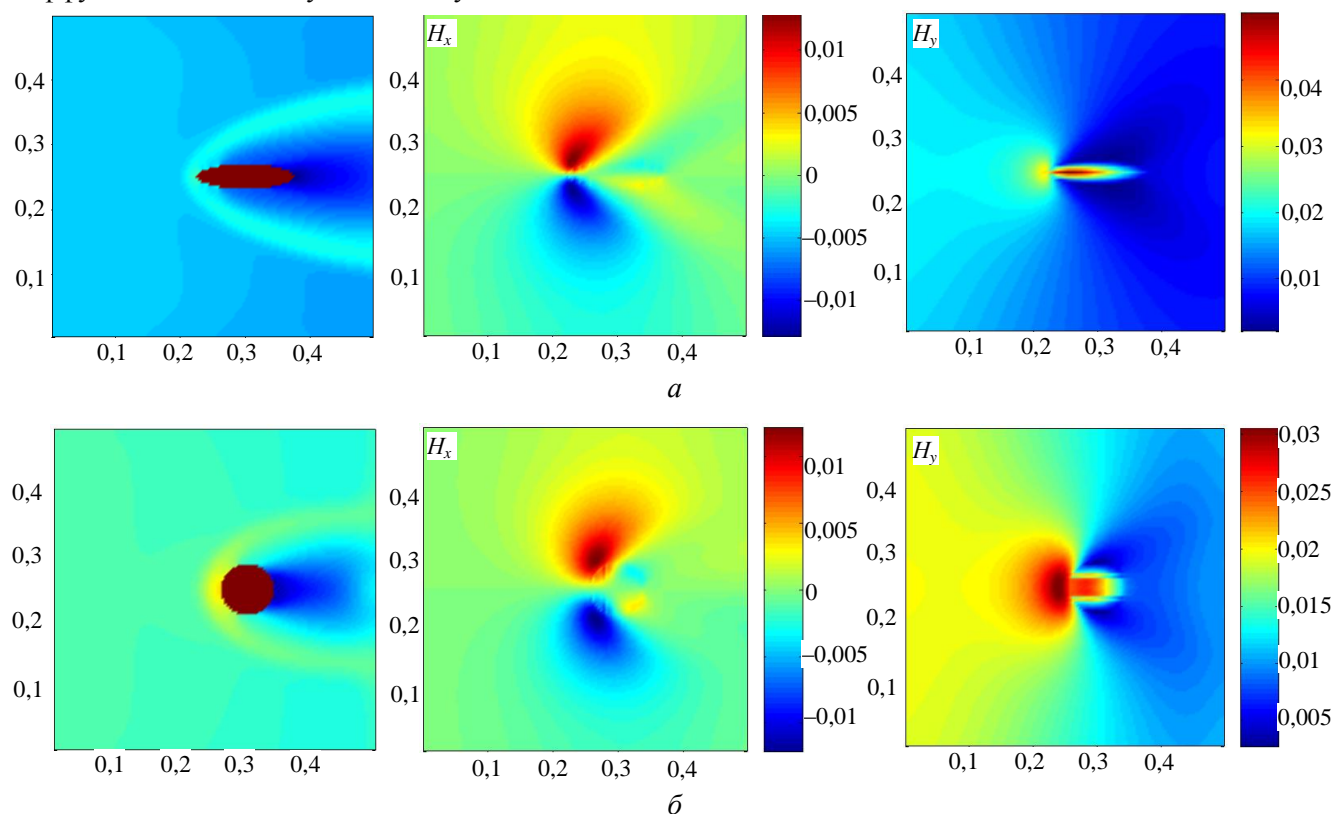


Рис. 9. Результаты численных расчетов сверхзвукового обтекания зонда замагниченной плазмой: *a* — обтекание зонда эллиптической формы; *б* — цилиндрической формы; продольный  $H_x$  и поперечный  $H_y$  компоненты магнитного поля равны 10 МГс

Для эллиптического зонда основные закономерности течения такие же, но возмущение потока из-за зонда меньше, а проникшее внутрь зонда поле имеет большую величину, чем в лобовой точке (рис. 10). Возмущение поля ( $H_\varphi/H_{\varphi\infty}$ ), вносимое зондом цилиндрической формы, достигало  $\sim 60\%$ , а для зонда эллиптической формы  $\sim 7\%$ . При этом расчёты диффузии магнитного поля внутри оболочки зонда дают отклик зонда  $\sim 1,5$  нс.

Таким образом, проведённые аналитические и численные расчёты указывают на важность выбора формы оболочки зонда.

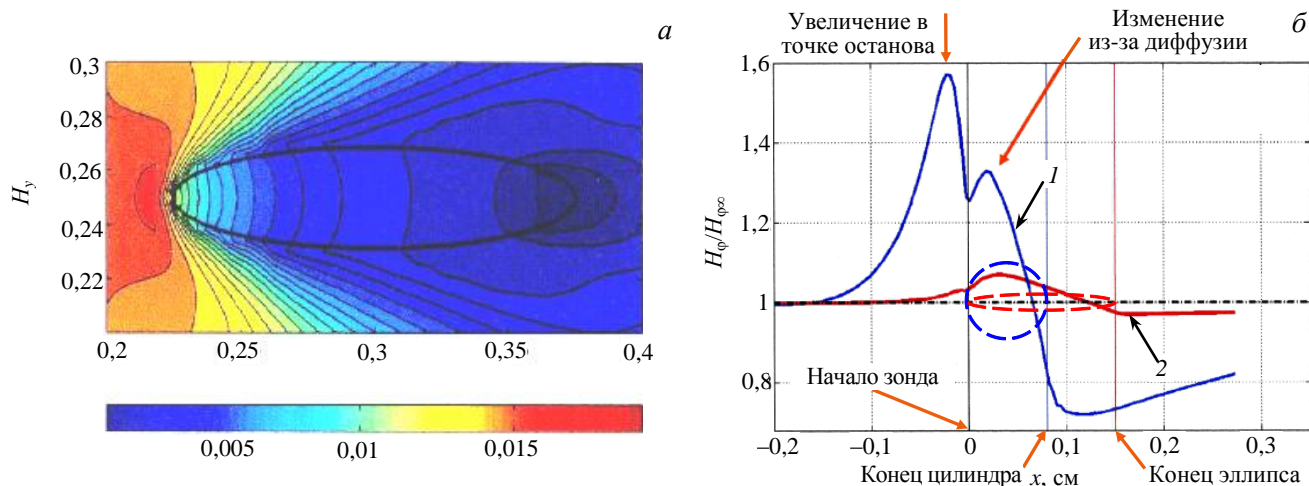


Рис. 10. Двумерное распределение поперечного компонента магнитного поля в области зонда эллиптической формы (а) и возмущение азимутального магнитного поля  $H_\phi/H_{\phi 0}$ , вносимое зондом цилиндрической (1) и эллиптической формы (2) (б)

### РАСПОЛОЖЕНИЕ МАГНИТНЫХ ДАТЧИКОВ

Схема расположения магнитных зондов в экспериментах представлена на рис. 11. Магнитные зонды для измерения аксиального компонента магнитного поля располагались по оси многопроволочного лайнера (см. рис. 11, а). Зонды для измерения азимутального компонента магнитного поля располагались на разных радиусах МПЛ (см. рис. 11, б). Зонды заглублялись в межэлектродный зазор на 2 мм. Зонды для измерения азимутального компонента магнитного поля располагались так, чтобы плоскость площадки их измерительных петель была направлена по радиусу МПЛ.

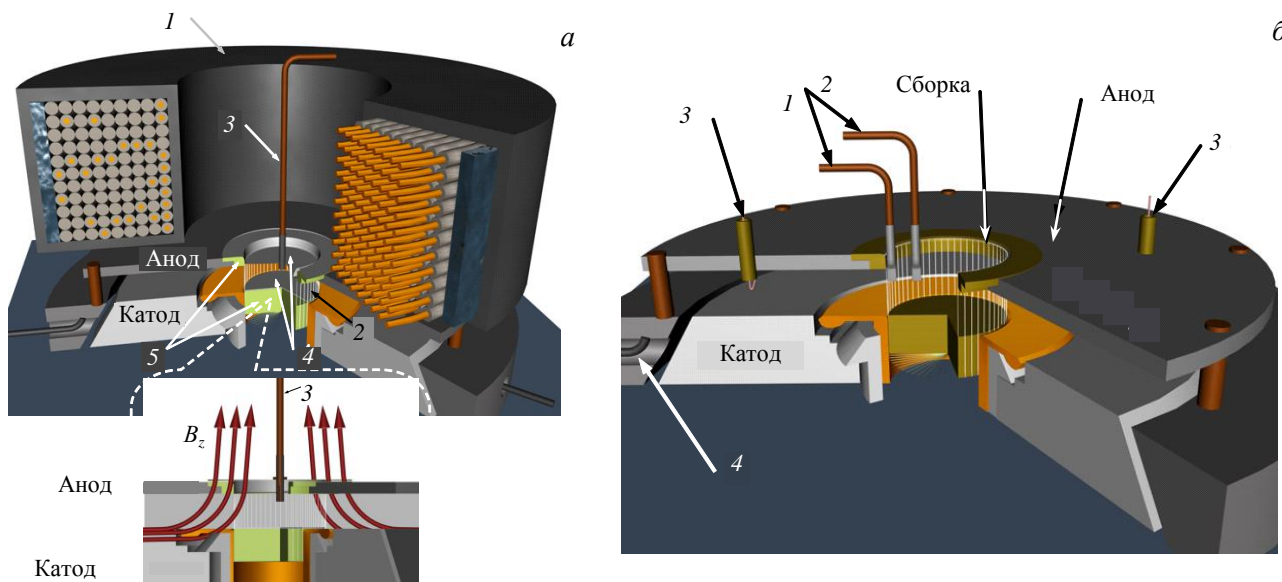


Рис. 11. Расположение магнитных датчиков в экспериментах на установке «Ангара-5-1»: а — 1 — соленоид аксиального магнитного поля; 2 — многопроволочная сборка; 3 — зонд для измерения аксиального магнитного поля; 4 — фольга; 5 — электроды сборки; б — 1, 2, 3 — зонды для измерения азимутального поля, расположенные на радиусах 5, 8,5 и 30 мм; 4 — датчик полного тока проволочной сборки — система из 8 петель, расположенных на радиусе 55 мм (показана одна из петель)

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

**Азимутальные магнитные поля.** Схема расположения микрозондов, измеряющих азимутальные магнитные поля, показана на рис. 11, б. Они могут быть расположены как вне проволочной сборки, в

этом случае они предназначены для измерения протекающего по сборке тока, так и внутри сборки на различных радиусах. Все зонды были заглублены в межэлектродный зазор на 2—3 мм. Измерения магнитного поля микрозондами вне сборки показали хорошее согласие с измерениями тока, проводимыми по обычной для «Ангары-5-1» методике, когда полный ток сборки измерялся с помощью восьми петель, размещённых на радиусе 55 мм на направлении каждого модуля [18]. Далее рассмотрим измерения магнитного поля внутри сборки [14]. На рис. 12, *a* показаны места расположения микрозондов относительно проволочек в сборке.

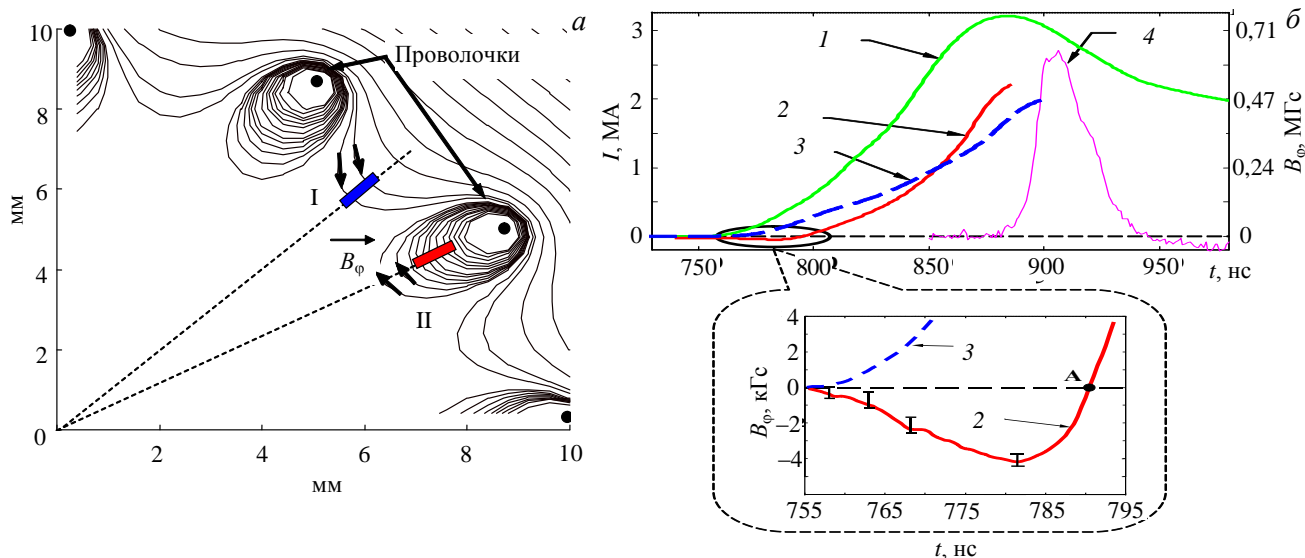


Рис. 12. Результаты измерений азимутальных магнитных полей: *a* — относительное расположение магнитных зондов между проволочками (поз. I) и вблизи проволочки (поз. II), расчётная конфигурация силовых линий азимутального поля на начальной стадии разряда; *b* — *I* — ток, измеренный зондом на радиусе 30 мм; 2, 3 — индукция азимутального магнитного поля (ток) на радиусе 8,5 мм, измеренная напротив проволочки и между проволочками соответственно; 4 — импульс мощности мягкого рентгеновского излучения

На рис. 12, *b* показаны токи, измеренные зондами (в двух выстрелах), находящимися в позициях I и II на рис. 12, *a*. Параметры проволоочной сборки: 40 вольфрамовых проволочек диаметром 8 мкм, расположенные на диаметре 20 мм, высота сборки — 15 мм, погонная масса сборки составляла 380 мкг/см. Сигналы зондов перестают быть достоверными в момент появления импульса рентгеновского излучения. Зонды расположены на радиусе 0,85 см в положении напротив проволочки (поз. II) и между проволочками (поз. I). Сигнал зонда в поз. II имеет в течение первых 35 нс участок с сигналом обратной полярности по сравнению с сигналом зонда в поз. I. Этот участок в увеличенном виде показан внизу рис. 12, *b* (кривая 2).

Сигнал обратной полярности связан с топологией магнитного поля проволоочной сборки, показанной на рис. 12, *a*. На этом рисунке стрелочками показаны направления магнитных силовых линий. Видно, что магнитные силовые линии от одной проволочки пересекают площадку петли зонда в направлении, противоположном тому, в котором ориентированы силовые линии коллективного магнитного поля проволочек с током (см. позиции II и I).

Таким образом, на протяжении как минимум первых 35 нс имплозии распределение тока на периферии проволоочной сборки азимутально неоднородно.

**Аксиальные магнитные поля.** В этой части представлены результаты измерения аксиального магнитного поля при сжатии проволоочных сборок, состоящих из тонких вольфрамовых проволочек при токе 2,5—4,5 МА [34]. Для диагностики пространственной азимутальной структуры плазмы сборки использован эффект сжатия этой плазмой аксиального магнитного потока. Показано, что проникновение первых порций плазмы на ось сборки происходит на начальной стадии имплозии. Предложен механизм переноса внешнего аксиального магнитного поля в центральную область сборки, не связанный с образованием замкнутой токовой оболочки («магнитный насос»).

Эксперименты по сжатию аксиального магнитного потока были предприняты с целью исследования азимутальной структуры плазмы, образованной при имплозии многопроволочной сборки. В отличие от схемы «flux compression» [35, 36], где сжимающееся лайнером начальное аксиальное магнитное поле используется для превращения значительной доли кинетической энергии лайнера в магнитную. В нашем случае ди-

агностическое аксиальное магнитное поле не возмущает движение плазмы вплоть до момента, когда радиус токовой оболочки уменьшится в несколько раз. Предполагалось, что если при взрыве проволок образуется однородная тонкая плазменная оболочка, индукция аксиального магнитного поля (в силу сохранения начального аксиального магнитного потока  $\Phi_{z0} = B_{z0}R_0^2$ ) должна меняться по закону  $B_z(t) = B_{z0}R_0^2/R(t)^2$ . Тогда из временной зависимости аксиального магнитного поля можно определить движение внутренней границы плазмы с током, а также момент времени и радиус, на котором формируется плазменная оболочка, способная сжимать магнитный поток (рис. 13).

Возможно, однако, что цилиндрическая плазменная оболочка на начальном этапе не образуется, а плазма каждой отдельной проволоочки движется к оси сборки, не сливаясь с соседней. Такую плазму отдельной проволоочки мы в дальнейшем будем называть «струей». В этом случае аксиальное магнитное поле не должно заметно изменяться при имплозии сборки.

Эксперименты показали, что реальная картина отлична от таких представлений. Выяснилось, что аксиальный магнитный поток в некоторых случаях может сжиматься и при отсутствии сплошной плазменной оболочки. Наиболее полно полученные результаты можно интерпретировать, если предположить, что значительная часть начального магнитного потока в процессе имплозии проволоочной сборки вмораживается в плазму струй и перемещается вместе с ними. Оставшаяся часть свободного магнитного потока или оказывается вне плазмы и практически не сжимается, или же захватывается и сжимается на начальной стадии имплозии за счёт смыкания отдельных струй и образования на внутренней границе сжимающейся плазмы замкнутого проводящего контура.

Аксиальное магнитное поле в области лайнера создавалось многовитковым соленоидом, как показано на рис. 11, а. Аксиальное магнитное поле при компрессии магнитного потока измерялось зондами на оси как внутри сборки на расстоянии 2 мм от анода, так и над анодом за тонкой фольгой NbTi толщиной 15 мкм.

Нагрузкой служила сборка массой 330 мкг/см, состоящая из 60 вольфрамовых проволоочек диаметром 6 мкм, расположенных на диаметре 20 мм. Высота сборки 10 мм. Начальное аксиальное поле в области зонда было  $\approx 5,0$  кГс. Магнитный зонд располагался по оси сборки и был заглублён в межэлектродный зазор на 2 мм. На рис. 14 представлены производные

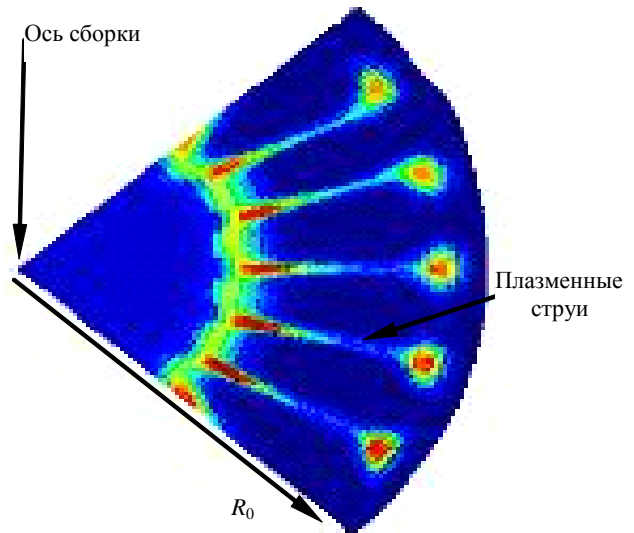


Рис. 13. Качественная картина возможного объединения отдельных плазменных струй от проволок в сплошную в азимутальном направлении оболочку, способную сжимать аксиальный магнитный поток

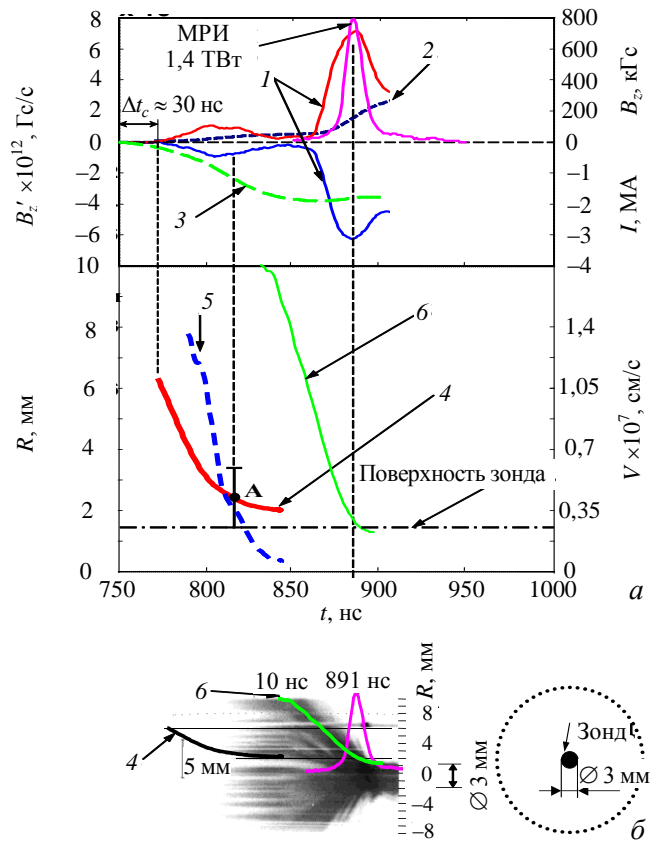


Рис. 14. Результаты измерений аксиального магнитного поля: а — 1 — производные индукции аксиального магнитного поля, измеренные зондом на оси сборки; 2 — индукция аксиального магнитного поля; 3 — полный ток разряда; 4 — расчетный радиус внутренней границы азимутального тока  $I_\phi$ ; 5 — расчётная скорость движения внутренней границы азимутального тока  $I_\phi$ ; б — средний токовый радиус тока  $I_z$  (вычисленный из индуктивности разряда); МРИ — мягкое рентгеновское излучение; б — оптическая радиальная развертка (негатив), синхронизованная по времени с осциллограммами и начальная азимутальная структура проволоочной сборки (схема)

индукции аксиального магнитного поля и его индукция (кривые 1 и 2), а также полный ток, протекающий по сборке (кривая 3), и импульс мягкого рентгеновского излучения.

Сигнал магнитного зонда становится заметен через 30 нс после начала разряда ( $\Delta t_c$ ), когда полный ток по сборке составил  $\approx 0,3$  МА. Этот момент времени интерпретируется как начало сжатия плазмой свободного аксиального магнитного потока, сосредоточенного внутри некоторого эффективного радиуса  $R_c$ . На этой стадии разряда температура такой плазмы равна 20—30 эВ. Мы полагаем, что появление сигнала зонда соответствует образованию замкнутой в азимутальном направлении токовой плазмы, переносащей азимутальный ток  $I_\phi$ , способной сжимать магнитный поток, толщина которой больше скин-слоя ( $\delta_s \approx 0,2$  см) для данной плазмы и данного времени процесса. Радиус  $R_c$  возможно вычислить как  $R_c = R_0 - V_{\text{плазмы}}(t_{\text{сар}})\Delta t_c$ , где  $R_0$  — начальный радиус сборки,  $V_{\text{плазмы}}(t_{\text{сар}})$  — средняя скорость внутренней токовой границы плазмы в момент захвата аксиального магнитного поля,  $\Delta t_c = 30$  нс — промежуток времени ускорения плазмы до начала захвата аксиального магнитного потока. Скорость  $V_{\text{плазмы}}(t_{\text{сар}}) \approx (1-2)10^7$  см/с определена в экспериментах по измерению азимутального магнитного поля при имплозии проволочной сборки с такими же параметрами. Радиус  $R_c$  составил величину  $\approx 0,6R_0 \pm 0,5\delta_s$ . На радиусе  $R_c$  происходит частичное перекрытие плазменных струй отдельных проволок и образование подобия оболочки, способной сжимать магнитный поток, находящийся внутри данного радиуса. При этом может сохраняться модуляция плотности плазмы внутри проволочной сборки в азимутальном направлении.

В предположении сохранения аксиального магнитного потока  $\Phi_z = B_z \pi r^2 = \text{const}$  внутри радиуса  $R_c$  построены  $r(t)$  (кривая 4) и  $v(t)$  (кривая 5) диаграммы движения внутренней границы азимутального тока  $I_\phi$  (см. рис. 14).

На этом же рисунке для сравнения представлен средний радиус аксиального тока  $I_z$ , вычисленный по изменениям индуктивности нагрузки, в предположении аксиальной симметрии системы (кривая б). Средний радиус аксиального тока  $I_z$  больше радиуса движения внутренней границы азимутального тока  $I_\phi$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сконструированы и испытаны быстродействующие магнитные зонды, что позволило развить магнитозондовую методику диагностирования токовой плазмы, образованной многопроволочным лайнером, на сильноточном генераторе «Ангара-5-1» при токах в нагрузке до 4 МА и мощности мягкого рентгеновского излучения до 1 ТВт/см<sup>2</sup>. Это позволило изучать динамику плазмы вплоть до момента её пинчевания на оси. Малые размеры зондов обеспечивают пространственное разрешение  $\sim 300$  мкм. Зонды обладают малой индуктивностью, что обеспечивает временное разрешение наносекундного диапазона ( $\sim 1,5$  нс).

При помощи данной диагностики:

- измерено распределение азимутального магнитного поля во время имплозии проволочныхборок различных конструкций (одиночные, вложенные, винтовые), а также пенных и волоконных лайнеров;

- показано, что магнитное поле вмораживается в плазму и проникает внутрь проволочной сборки на начальной стадии ее имплозии;

- измерены параметры «предвестника» — плазменного образования на оси сборки, появляющегося на начальной стадии имплозии задолго до образования Z-пинча;

- проведенные по этой методике исследования показали отличие сжатия многопроволочныхборок от классической 0-мерной модели;

- получены новые численные данные для проверки теоретических моделей, учитывающих в своих расчетах явление затянутого плазмообразования и профили магнитного поля на различных радиусах сборки;

— исследовано сжатие аксиального магнитного потока таким типом лайнера, как многопроволочная сборка. Показано, что сжатие аксиального магнитного потока может быть использовано как диагностический метод исследования динамики токовой плазмы во время имплозии проволочной сборки.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 07-02-00336а, грантом № 176 фонда «Научный потенциал» (Human Capital Foundation).

## REFERENCES

1. **Stallings C., Nielson K., Schneider R.** — Appl. Phys. Lett., 1976, vol. 29, p. 404.
2. **Ayvazov I.K., Vikharev V.D., Volkov G.S. et al.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1988, vol. 14, № 2, pp. 197—202 (in Russian).
3. **Bekhtev M.B., Vikharev V.D., Zakharov S.V. et al.** — ZhETF (JETPh), 1989, vol. 95, pp. 1653—1667 (in Russian).
4. **Ayvazov I.K., Bekhtev M.B., Bulan V.V. et al.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1990, vol. 16, № 6, pp. 645—654 (in Russian).
5. **Sanford T.W.L., Allshouse G.O., Marder B.M. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1996, vol. 77, p. 5063.
6. **Spielman R.B., Deeney C., Chandler G.A. et al.** — Phys. Plasmas, 1998, vol. 5(5), p. 2105.
7. **Grabovskiy E.V., Levashov P.R., Olson Ts.L. et al.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2006, vol. 32, № 8, pp. 782—793 (in Russian).
8. **Anan'ev S.S., Bakshaev Yu.L., Bartov A.V. et al.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2008, vol. 34, № 7, pp. 627—640 (in Russian).
9. **Grabovskiy E.V., Zukakishvili G.G., Mitrophanov K.N. et al.** — Preprint TRINITY (State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Resear) № 0091A. — M.: TsNIIatominform (CRIatominform), 2002, p. 39 (in Russian).
10. **Grabovsky E., Zukakishvili G., Mitrofanov K. et al.** — In: Advanced Diagnostics for Magnetic and Inertial Fusion. Ed. by P.E. Stott et al. Academic/Plenum Publishers. Proc. of Euroconf. Villa Monastero, Varenna, Italy, ber 3—7, 2001, p. 257.
11. **Krauz V.I., Koidan V.S., Myalton V.V. et al.** — In: BEAMS'08. Proc. of the 17th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams, 2008.
12. **Krauz V.I., Mitrofanov K.N., Myalton V.V. et al.** — In: Proc of 34th European Physical Society Conf. on Plasma Physics (EPS2007). Warsaw, Poland, July 2—6, 2007. Series ed. prof. R.M. Pick, Paris, v. 31F.
13. **Krauz V.I., Mitrofanov K.N., Karpinski L., Paduch M., Scholz M.** — In: Workshop and Expert Meeting Intern. Centre of Dense Magnetize Plasma. Warsaw, December 1 to 2, 2008 (in press).
14. **Zukakishvili G.G., Mitrophanov K.N., Grabovskiy E.V. et al.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2005, vol. 31, № 11, pp. 978—988 (in Russian).
15. **Alexandrov V.V., Frolov I.N. et al.** — IEEE Transactions on Plasma Science, 2002, vol. 30, № 2, pp. 559—566.
16. **Aleksandrov V.V., Barsuk V.A., Grabovskiy E.V. et al.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2009, № 3, pp. 229—250 (in Russian).
17. **Grabovskiy E.V., Zukakishvili G.G., Mitrophanov K.N.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2006, vol. 32, № 1, pp. 33—48 (in Russian).
18. **Volkov G.S., Grabovskiy E.V., Zatsev V.I. et al.** — Pribory i tekhnika eksperimenta (Instruments and experimental technique), 2004, № 2, pp. 74—81 (in Russian).
19. **Grabovsky E., Mitrofanov K., Oleinik G. et al.** — Proc. of 15th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams (BEAMS'2004), St.-Petersburg, Russia, July 18—23, 2005, pp. 818—821.
20. **Leontovich M.A., Osovets S.M.** — Atomnaya energiya (Atomic energy), 1956, issue 3, p. 81 (in Russian).
21. **Aleksandrov V.V., Branitskiy A.V., Volkov G.S. et al.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2001, vol. 27, № 2, p. 99 (in Russian).
22. **Lebedev S.V., Beg F.N., Bland S.N. et al.** — Phys. Plasmas, 2001, vol. 8, p. 3734.
23. **Cuneo M.E., Waisman E.M., Lebedev S.V. et al.** — Phys. Rev. E 71, 046406 (2005).
24. **Sasorov P.V., Oliver B.V., Yu E.P., Mehlhorn T.A.** — Physics of Plasmas, 2008, vol. 15, p. 022702.
25. **Hansen M., Anderko K.** Constitution of binary alloys, McGraw-Hill, 1958 (Russian edition). — M.: Metallurgizdat, 1961, vol 2 (in Russian).

26. **Aleksandrov V.V., Grabovskiy E.V., Gribov A.N. et al.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2009, vol. 35, № 2, pp. 161—173 (in Russian).
27. **Alexandrov V.V., Fortov V.E., Frolov I.N. et al.** — In: 13th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams (BEAMS2000). Ed. by Kiyoshi Yatsui and Weihua Jiang. Nagaoka University of Technology, Nagaoka, Japan, June 25—30, 2000. Proc., vol. 1, pp. 142—146.
28. **Apollonskiy S.M., Erofeenko V.T.** Electromagnetic fields in shielding shells. — Mn.: Universital, 1988, p. 43 (in Russian).
29. **Tatur T.A.** Foundations of the electromagnetic field theory. Manual for electrotech. spec. of higher schools. — M.: Vysshaya shkola (Higher school), 1989, pp. 212—218 (in Russian).
30. **Kurtmulaev R.Kh. et al.** — ZhTF (JTPH), 1970, vol. 40, p. 1044 (in Russian).
31. **Tsinober A.B.** MHD flow around the bodies. — Riga: Zinatne, 1970, p. 201 (in Russian).
32. **Mitskevich V.F.** Magnetic flux and its transformations.— M.—L., 1946 (in Russian).
33. **Glazyrin I.V., Diyankov O.V., Karlykhanov N.G. et al.** — Laser and Particle Beams (2000). Cambridge University Press, vol. 18, Issue 02, April 2000, pp. 261—267.
34. **Zukakishvili G.G., Mitrophanov K.N., Grabovskiy E.V., Oleynik G.M.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2005, vol. 31, № 8, pp. 707—720 (in Russian).
35. **Terletskiy Ya.P.** — ZhETF (JETPh), 1957, vol. 32, pp. 387—390 (in Russian).
36. **Bogomolov G.D., Velikovich A.L., Liberman M.A.** — Pis'ma v ZhTF (Letters to JTPH), 1983, vol. 9, № 12, pp. 748—751 (in Russian).

#### AUTHORS

**Glazyrin I.V.** E. I. Zababakhin All-Russian Scientific Research Institute of Technical Physics, Russian Federal Nuclear Center, P.O. Box 245, 456770 Snezhinsk, Chelyabinsk Region, Russia; i.v.glazyrin@vniitf.ru

**Grabovski E.V.** State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; angara@triniti.ru

**Zukakishvili G.G.** State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; givi@isan.troitsk.ru

**Karpeev A.V.** E. I. Zababakhin All-Russian Scientific Research Institute of Technical Physics, Russian Federal Nuclear Center, P.O. Box 245, 456770 Snezhinsk, Chelyabinsk Region, Russia; a.v.karpeev@vniitf.ru

**Mitrofanov K.N.** State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; mitrofan@triniti.ru

**Oleinik G.M.** State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; oleinik@triniti.ru

**Samokhin A.A.** State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; samokh@triniti.ru

Received 2009

Problems of Atomic Science and Technology  
Ser. Thermonuclear Fusion, 2009, issue 2, pp. 67—82.