

Государственный научный центр
Российской Федерации
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера СО РАН

Т. Д. Ахметов, В. И. Давыденко, А. А. Кабанцев,
В. Б. Рева, В. Г. Соколов, С. Ю. Таскаев

ПРОДОЛЬНЫЙ ТОК И МАГНИТНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ
В СТАРТОВОЙ ПЛАЗМЕ УСТАНОВКИ АМБАЛ-М

ИЯФ 97-4

НОВОСИБИРСК

1997

Продольный ток и магнитные флуктуации в стартовой плазме установки АМБАЛ–М

*Т. Д. Ахметов, В. И. Давыденко, А. А. Кабанцев,
В. Б. Рева, В. Г. Соколов, С. Ю. Таскаев*

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

Аннотация

В ходе экспериментальных исследований стартовой плазмы на концевой системе АМБАЛ–М обнаружено, что во время разряда в источнике плазмы в плазменной струе присутствует продольный электронный ток около 1 кА. Подвижным магнитным зондом измерено радиальное распределение плотности тока в нескольких сечениях и выяснено, что профиль плотности тока имеет кольцевую структуру вблизи источника плазмы, соответствующую геометрии разрядного канала, а затем происходит постепенное заполнение внутренней полости по мере удаления от источника.

Выполнены измерения флуктуаций азимутального и радиального магнитных полей. Анализ спектров и радиальных профилей флуктуаций магнитного поля и плотности показал, что между этими величинами есть корреляция, которая объясняется наличием неустойчивости Кельвина–Гельмгольца в струе плазмы. Сделана оценка характерных параметров неоднородностей в струе.

Одновременным измерением плотности плазмы и радиального магнитного поля определен радиальный профиль потока частиц. Оценен коэффициент поперечной диффузии, вызванной магнитными флуктуациями.

Longitudinal current and magnetic fluctuations in the initial plasma of the AMBAL–M device

*T. D. Akhmetov, V. I. Davydenko, A. A. Kabantsev,
V. B. Reva, V. G. Sokolov, and S. Yu. Taskaev*

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract

Experimental studies of the initial plasma in the end system of AMBAL–M, have shown that during discharge in a plasma source an electron current of approximately 1 kA parallel to the magnetic field is present in a plasma stream. Current density radial profiles have been measured in several cross-sections using movable magnetic coils inserted into the plasma. Near the plasma source the current density distribution has an annular structure corresponding to the discharge channel geometry, and then the internal cavity is gradually filled with distance from the source.

Fluctuations of azimuthal and radial magnetic fields have been measured. Analyses of the spectra and radial profiles of the density and magnetic field have shown correlation between these quantities which is most likely connected with the presence of Kelvin-Helmholtz instability in the plasma stream. The properties of associated spatial inhomogeneities have been estimated.

The radial particle flux is determined from simultaneous measurements of the plasma density and radial magnetic field, and the transverse diffusion coefficient induced by magnetic fluctuations is estimated.

1 Введение

Продолжается экспериментальное исследование стартовой плазмы на первой очереди установки АМБАЛ-М. Подробное описание установки представлено в [1, 2]. В конечном аксиально-симметричном пробкотроне (рис. 1) с помощью газоразрядного источника плазмы и без применения дополнительных средств нагрева получена горячая мишенная плазма радиусом 10 см с параметрами: n — до $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_i \simeq 200 \text{ эВ}$, $T_e \simeq 50 \text{ эВ}$.

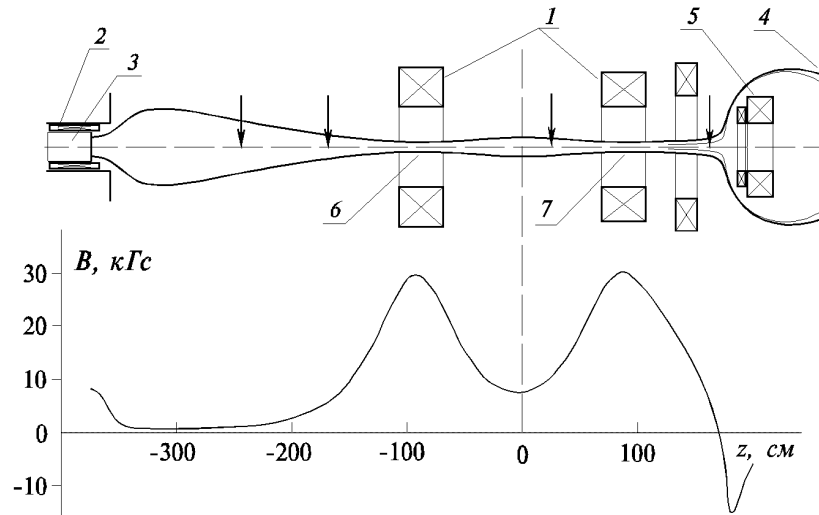


Рис. 1: Концевая система установки АМБАЛ-М и силовая линия, выходящая из источника плазмы. Ниже — магнитное поле на оси. 1 — катушки пробкотрона, 2 — соленоид источника плазмы, 3 — источник плазмы, 4 — плазмоприемник, 5 — катушка полукаспа, 6 — входная пробка, 7 — выходная пробка. Стрелками на рисунке отмечены координаты сечений, в которых производились измерения магнитным зондом.

Уже в первых экспериментах было обнаружено, что во время разряда в источнике плазмы в плазменной струе присутствует продольный электронный ток $\simeq 1 \text{ кА}$. Аналогичный эффект протекания продольного электронного тока по плазме при использовании источника с кольцевым разрядным каналом наблюдался и раньше на установках МАЛ и АМБАЛ-Ю [4]. В этих экспериментах проводились измерения тока поясами Роговского и было выяснено, что на внутренних радиусах плазменного столба электронный ток протекает от источника к противоположному торцу установки, а на периферийных радиусах имеет обратное направление. Такая картина распределения тока по сечению плазмы обусловлена тем, что часть тока разряда выносится из источника вдоль силовых линий и замыкается поперек силовых линий в плазме и на плазмоприемнике. Этот ток регистрируется на всей длине установки, поглощается торцом установки, затем по вакуумной камере и по периферии плазмы возвращается на анод источника плазмы. В последнем процессе возможно влияние неамбиполярной поперечной диффузии плазмы.

В данной работе проведено подробное изучение продольного тока и магнитных флуктуаций в стартовой плазме АМБАЛ–М. В экспериментах, в основном, использовался подвижный магнитный зонд, измеряющий поток магнитного поля в заданном направлении. Измерения радиального распределения плотности тока в нескольких сечениях магнитным зондом и плоским двусторонним ленгмюровским зондом во входной пробке пробкотрона показали, что вблизи источника плазмы профиль плотности тока имеет кольцевую структуру, а затем заполняет внутреннюю полость по мере удаления от источника.

Интерес к магнитным флуктуациям возник после того, как теоретически было показано, что магнитные флуктуации могут приводить к существенным потокам частиц и тепла поперек магнитного поля из-за дрейфа частиц вдоль возмущенных флуктуациями магнитных поверхностей. Появилось много экспериментальных работ посвященных прямому измерению флуктуаций магнитного поля, изучению их спектрального и модового состава (см. например, [5, 7, 8]). В работе [5] описан один из первых экспериментов по контактно-му измерению флуктуаций магнитного поля в плазме токамака с помощью миниатюрных многовитковых катушек, помещенных в изолирующую оболочку. Проводятся эксперименты по прямому измерению потоков частиц и тепла путем определения корреляций между определенными параметрами плазмы, такими как плотность, электрическое и магнитное поле и т.д.(см. обзор [6], а также [9, 10]).

В данной работе с помощью одновременного измерения плотности плазмы ленгмюровским зондом и радиального магнитного поля получен радиальный профиль потока частиц. Оценка поперечной диффузии, вызванной только магнитными флуктуациями, дает величину $D_{\perp} \lesssim 0,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{сек}$, что по крайней мере на порядок меньше наблюдаемого полного коэффициента диффузии. Поэтому делается вывод о доминирующей роли электростатических флуктуаций в поперечном переносе плазмы.

Анализ спектров и радиальных профилей флуктуаций магнитного поля и плотности показал, что между этими величинами есть корреляция, которая объясняется наличием неустойчивости Кельвина–Гельмгольца (НКГ) в струе плазмы. Сделаны оценки параметров характерных неоднородностей в струе.

2 Геометрия установки и схема измерений

Концевой аксиально-симметричный пробкотрон изображен на рис. 1. На этом рисунке показаны также силовые линии магнитного поля, выходящие из источника плазмы. Плазма с характерной температурой около 10 эВ и плотностью $n \simeq 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ вытекает из источника с потоковой скоростью порядка тепловой и распространяется вдоль силовых линий магнитного поля. Заполнение установки плазмой сопровождается интенсивным нагревом ионов (от 10 эВ на выходе из источника до 200 эВ в пробкотроне) в поперечную степень свободы благодаря развитию НКГ и сопутствующей поперечной диффузией плазмы. Одновременно наблюдается возникновение в плазменном столбе продольного электронного тока, который может достигать 30% от разрядного тока в источнике плазмы. В эксперименте измерялось азимутальное магнитное поле, порожденное этим током, а затем восстанавливался радиальный профиль тока.

Были детально измерены пространственные распределения плотности, потенциалов и электронной температуры. Выяснено, что в области входной пробки, вследствие большой длины свободного пробега из-за малой плотности, которая снижается с величины $\simeq 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ около источника до $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ во входной пробке, в большей части магнитного потока формируется минимум потенциала в плазме, термоизолирующий электроны в пробкотроне от холодных электронов в транспортирующей области.

Магнитный зонд представляет собой многовитковую катушку с $NS = 330 \text{ витков} \cdot \text{см}^2$, помещенную в изолирующий корпус из нитрида бора. Зонд закреплен на стержне, также покрытом изолятором, и может вводиться в плазму с помощью координатного механизма. В экспериментах были измерены профили тока в четырех сечениях плазменного шнура: в

транспортирующей области (между источником плазмы и входной пробкой) — $z = -243$ см, $z = -168$ см, в пробкотроне — $z = +25$ см и на входе в полукасп — $z = +157$ см (см. рис. 1).

Вообще говоря, применение контактных методов диагностики плазмы, таких как ленгмюровские и магнитные зонды, может существенно влиять на поведение плазмы, например, ограничивать рост электронной температуры из-за стока тепла через металлические конструкции, помещенные в плазму. Этому уделяется значительное внимание при проведении измерений, в частности, в [5] исследовалось возможное влияние ввода зондов в плазму на ее плотность и температуру и было продемонстрировано, что присутствие зондов не вносило каких-либо заметных возмущений в параметры плазмы. В нашем случае ситуация благоприятна для использования зондов, поскольку во время работы источника плазмы (≈ 2 мс) вследствие НКГ в весь объем плазмы постоянно вводится большая (~ 100 кВт) мощность, нагревающая ионы [3]. Поэтому в режиме с работающим источником параметры плазмы практически не возмущаются зондами. Это было подтверждено тем, что при введении магнитного зонда в плазму зависимости плотности и потенциала зонда от времени не испытывали заметных изменений, и электронная температура существенно не снижалась. Эксперименты показали, что нет и механического разрушения зондов под действием плазмы. Таким образом, применение контактных методов диагностики плазмы в условиях нашего эксперимента вполне оправдано.

3 Измерение магнитного поля и построение профиля тока

Сигнал с магнитного зонда, ориентированного в плоскости r - z — это ЭДС, наводимая магнитным полем продольного тока:

$$\mathcal{E} = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi_m}{dt},$$

где $\Phi_m = \langle B_\varphi NS \rangle$ — магнитный поток через катушку зонда. Этот сигнал подавался на интегратор с постоянной времени, много большей длительности рабочего импульса источника плазмы. Поэтому сигнал, записываемый на АЦП, имеет вид $U(t) \propto B_\varphi \langle NS \rangle$. Величина $\langle NS \rangle$ определялась калибровкой сигнала катушки в заданном магнитном поле. На рис. 2 показана типичная зависимость азимутального магнитного поля от времени в сечении $z = -168$ см (транспортирующая область). На этом же рисунке для справки приведена временная зависимость тока разряда источника плазмы.

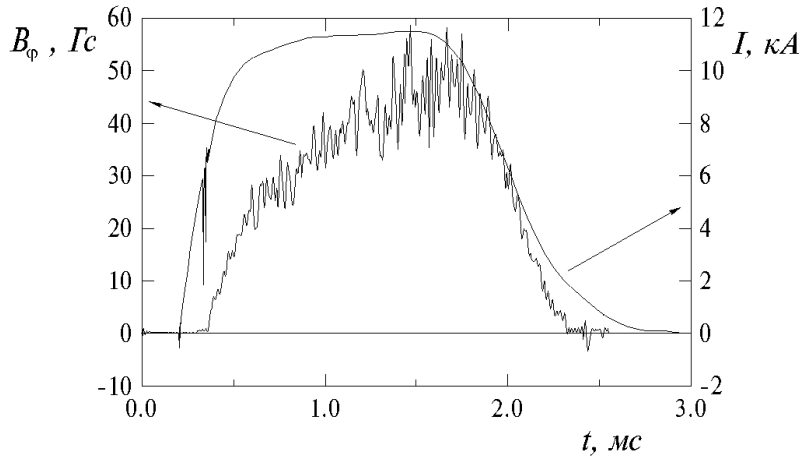


Рис. 2: Зависимость азимутального магнитного поля ($z = -168$ см, $r = 6$ см) и тока разряда источника плазмы от времени.

Аксиально-симметричная геометрия магнитного поля установки позволяет восстано-

вить профиль продольного тока $I_z(r)$ используя формулу

$$B_\varphi(r) = \frac{2I_z(r)}{cr}. \quad (1)$$

Здесь нужно заметить, что процедура определения тока по формуле (1) подразумевает, что выполнены следующие условия: плазменный шнур обладает аксиальной симметрией, ось плазмы совпадает с осью установки, зонд перемещается строго по радиусу, размерами зонда можно пренебречь. Измерения показали, что среднее значение азимутального магнитного поля с хорошей точностью обращается в нуль при $r = 0$, то есть центр плазменного шнура совпадает с осью установки. На рис. 3 показан радиальный профиль полного тока для момента времени 1600 мкс после начала разряда в источнике. Полярность сигнала с магнитного зонда определялась заранее, а на рисунке для удобства принято, что ток электронов от источника плазмы к противоположному торцу установки имеет положительный знак¹.

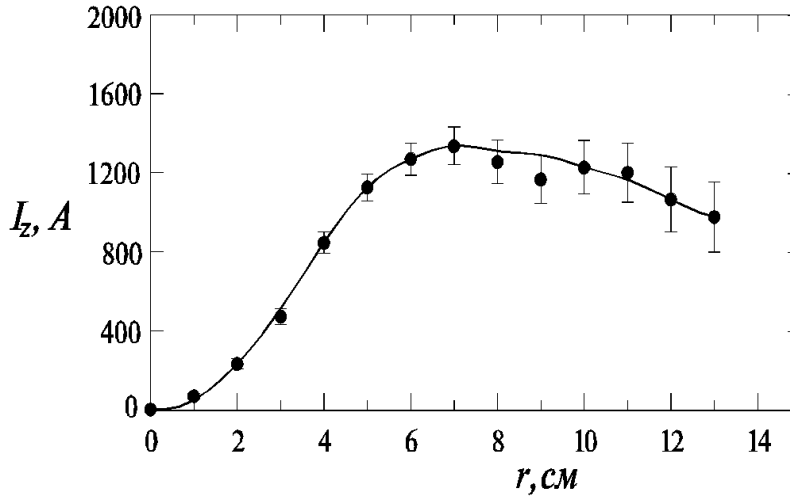


Рис. 3: Радиальный профиль продольного тока, заключенного в цилиндре радиусом r ($z = -168$ см, $t = 1600$ мкс).

Плотность тока определяется дифференцированием зависимости $I_z(r)$:

$$j_z(r) = \frac{1}{2\pi r} \frac{dI_z(r)}{dr}. \quad (2)$$

Зависимость $j_z(r)$ изображена на рис. 4. Характерно, что ток направлен в сторону плазмоприемника только при $r \lesssim 7$ см, а на периферии имеет обратный знак, т.е. течет в сторону источника плазмы. Из рис. 3 видно, что примерно 1,4 кА течет от источника плазмы и 0,3–0,4 кА — в обратную сторону по периферии плазмы. Максимальный ток, направленный от источника к плазмоприемнику, принимает следующие значения: $\simeq 1,6$ кА в сечении $z = -243$ см, $\simeq 1,4$ кА при $z = -168$ см, $\simeq 1,2$ кА при $z = +25$ см, и $\simeq 1,0$ кА при $z = +157$ см.

Наличие электронного тока было также подтверждено измерениями двусторонним плоским ленгмюровским зондом около входной пробки ($z = -116$ см). Зонд был ориентирован поперек магнитного поля так, что одна собирающая плоскость была обращена в сторону источника плазмы, а другая — в противоположную сторону. Измерение плавающих потенциалов обеих плоскостей зонда показало, что поток электронов на поверхность, обращенную к источнику, превышает поток на вторую плоскость зонда, что свидетельствует о наличии потоковой скорости электронов. Потоковая скорость затем восстанавливается в

¹Далее под направлением продольного тока будем подразумевать именно *направление электронного тока*

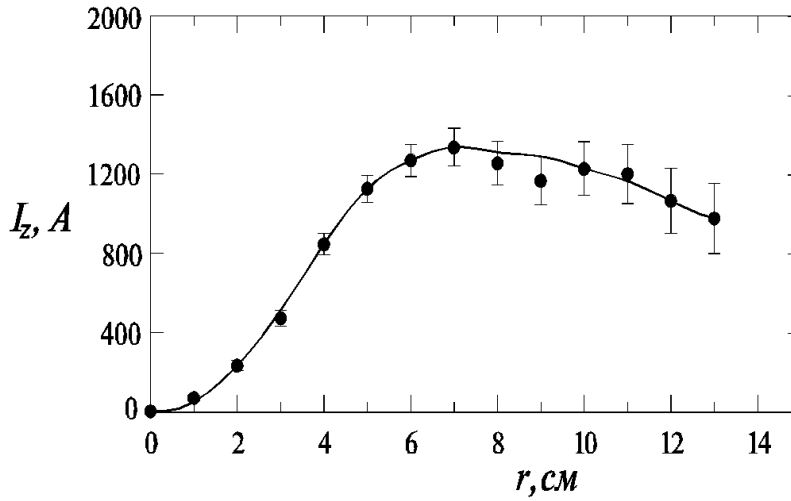


Рис. 4: Радиальный профиль плотности продольного тока ($z = -168$ см, $t = 1600$ мкс).

предположении, что функция распределения электронов по скоростям является максвелловской, сдвинутой на величину этой скорости. Из измерений следует, что потоковая скорость электронов вблизи входной пробки сравнима с тепловой: $u_e \simeq 0,6v_{Te}$.

Чтобы более наглядно проследить, как изменяется профиль плотности тока при удалении от источника плазмы, все радиальные профили были приведены к выходному сечению источника по силовым линиям магнитного поля. При этом плотность тока нормировалась на магнитный поток, т.е. $j_z(r)rdr = j_{0z}(r_0)r_0dr_0$, где r_0 и j_0 относятся к выходному сечению источника плазмы, а r и j — к сечениям плазмы, в которых проводились измерения. Из рис. 5 видно, что по мере удаления от источника плазмы происходит заполнение внутренней полости в распределении $j_{0z}(r)$.

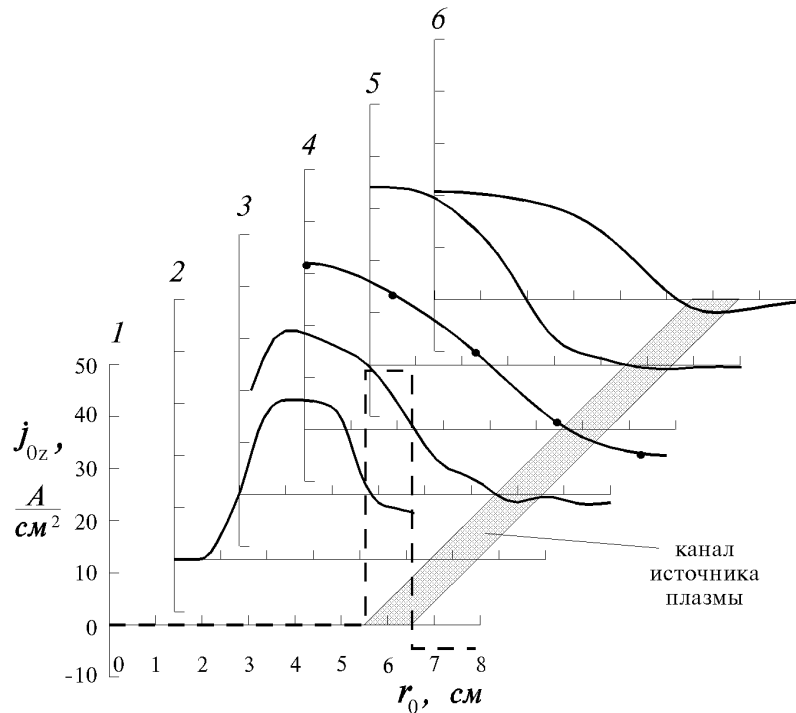


Рис. 5: Распределения $j_z(r)$ при $t = 1600$ мкс в последовательных поперечных сечениях, пересчитанные по магнитному потоку к выходному сечению источника ($z = -370$ см): 1 - $z = -370$ см (предполагаемый профиль), 2 - $z = -243$ см, 3 - $z = -168$ см, 4 - $z = -116$ см (измерения плоским ленгмюровским зондом), 5 - $z = +25$ см, 6 - $z = +157$ см.

Если в транспортирующей области ($z = -243$ см) профиль еще сохраняет кольцевую структуру, то уже в следующем сечении ($z = -168$ см) полость значительно уменьшается, а центр тяжести радиального распределения еще больше смещается внутрь относительно разрядного канала источника плазмы. В пробке же и далее максимум плотности тока и вовсе достигается на оси. Подробные измерения профилей тока в полукаспе показали, что электронный ток уходит в основном вдоль силовых линий в узкую кольцевую щель, а вдоль оси установки уходит лишь 10–15% полного тока.

Были также проведены измерения тока на заземленный ленгмюровский зонд вблизи источника плазмы, расположенный снаружи от основного потока плазмы. Выяснилось, что ток из плазмы на зонд в этой области положительный (см. рис. 6).

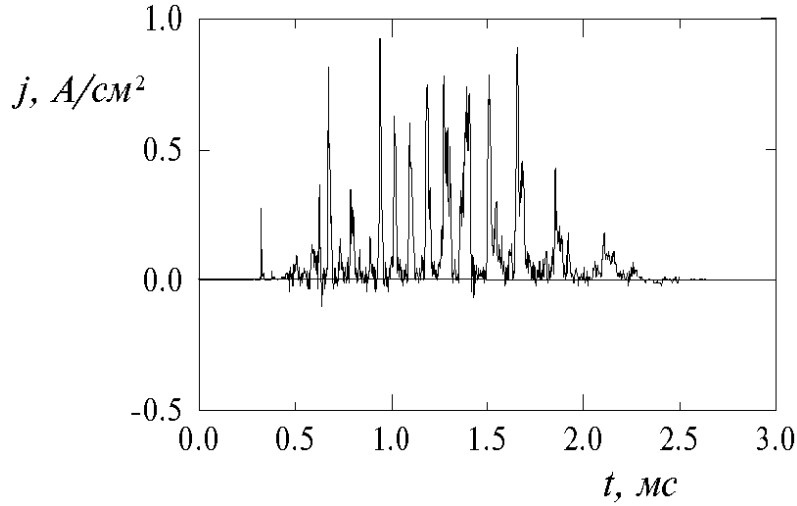


Рис. 6: Временная зависимость плотности тока на периферийный заземленный ленгмюровский зонд ($z = -325$ см, $r = 40$ см).

Сравнение профилей плотности тока в последовательных сечениях указывает на то, что процесс заполнения внутренней полости не является чисто диффузионным, поскольку при диффузии плотность тока, нормированная на магнитный поток, должна уменьшаться в сравнении с исходным значением. Поэтому можно сделать вывод о том, что помимо диффузии в поперечном направлении, приводящей к расплыванию первоначального кольцевого распределения и заполнению полости, есть и другой процесс, проявляющийся в увеличении плотности тока на оси при удалении от источника. Тем не менее, коэффициент поперечной диффузии по порядку величины можно оценить. Учитывая, что $j_e = neu_e$, и зная плотность плазмы из зондовых измерений, находим потоковую скорость электронов. Так, например, в сечении $z = -243$ см плотность тока в максимуме равна 4 А/см², плотность — примерно $2 \cdot 10^{13}$ см⁻³, поэтому для потоковой скорости электронов в этом сечении получаем оценку — $u_e \simeq 10^6$ см/с. Зная расстояние между последовательными сечениями плазмы и определяя изменение продольного тока на внутренних радиусах из измеренных радиальных профилей, получаем оценку для поперечного коэффициента диффузии тока: $D_{\perp j} \sim 10^5$ см²/с. Такая же оценка была получена ранее для коэффициента поперечной диффузии плазмы при измерении расплывания аналогичной плазменной струи при движении через длинный транспортирующий участок, и связывается с диффузией при развитии НКГ [11, 12].

Заполнение внутренней полости в радиальном распределении продольного тока в транспортирующей области не объясняется поперечным протеканием тока за счет кулоновских столкновений и, по-видимому, связано с развитием турбулентности в плазменной струе. На заполнение внутренней полости влияет сглаживание радиального профиля потенциала плазмы по мере удаления от источника плазмы [13]. В результате такого сглаживания потенциал по мере течения плазменной струи снижается на силовых линиях, связанных с газоразрядным каналом источника плазмы, в то время как на внутренних радиусах потен-

циал возрастает. Такое изменение потенциала может приводить к тому, что продольный электронный ток смешается внутрь по радиусу при течении струи в транспортирующей области. Однако, в настоящее время нет еще количественного объяснения наблюдаемого эффекта заполнения внутренней полости в радиальном распределении продольного тока.

4 Поток частиц поперек магнитного поля

Известно, что наличие неустойчивостей в плазме может существенно увеличивать перенос частиц и тепла поперек магнитного поля. При развитии неустойчивостей возникает движение частиц плазмы поперек магнитного поля, причем смещения частиц вдоль направления градиента плотности плазмы могут во много раз превышать их ларморовский радиус. В результате участия частиц плазмы в коллективных колебаниях системы возникает эффект переноса плазмы вдоль направления макроскопического градиента. Такая ситуация наблюдается в экспериментах на концевой системе АМБАЛ–М при генерации плазмы с помощью кольцевого газоразрядного источника, когда развивается электростатическая неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, и коэффициент поперечной диффузии плазмы достигает $D_{\perp} \sim 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$ [11]. Тем не менее, до сих пор был не вполне ясен вклад обнаруженных магнитных флуктуаций в поперечный перенос в условиях установки АМБАЛ–М. Поэтому были проведены локальные измерения потока частиц с помощью магнитного и легниоровского зондов.

Рассмотрим радиальный поток частиц $\Gamma_r = n v_r$, где n и v_r — плотность и радиальная скорость. В турбулентной плазме каждая величина может быть записана в виде суммы усредненной по времени величины и флуктуирующей части, т.е. $n = \langle n \rangle + \tilde{n}$, где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по промежутку времени, большому по сравнению с характерным периодом флуктуаций, так что $\langle \tilde{n} \rangle = 0$, а $\langle n \rangle$ есть средняя плотность. Суммарный усредненный по времени поток частиц может быть записан в виде $\Gamma_r = \langle (\langle n \rangle + \tilde{n})(\langle v_r \rangle + \tilde{v}_r) \rangle = \langle n \rangle \langle v_r \rangle + \langle \tilde{n} \tilde{v}_r \rangle$. Поэтому вклад от турбулентности зависит от корреляции между флуктуациями плотности и радиальной скорости

$$\Gamma_r^{murb} = \langle \tilde{n} \tilde{v}_r \rangle. \quad (3)$$

Запишем общее выражение для скорости частиц при наличии флуктуирующих электрического и магнитного полей (при этом учитываем, что в осесимметричной геометрии в цилиндрических координатах отличны от нуля следующие компоненты равновесных полей: E_{0r} , E_{0z} , B_{0z} , B_{0r} и $B_{0\varphi}$ (с учетом магнитного поля, создаваемого продольным током), причем $B_{0r}, B_{0\varphi} \ll B_{0z}$. Скорость частицы складывается из свободного движения вдоль магнитного поля и дрейфа в скрещенных полях (мы пренебрегаем скоростями дрейфа, связанными с кривизной силовых линий и градиентным дрейфом, ввиду их малости)

$$\mathbf{v} = \mathbf{u}_{0\parallel} + c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}, \quad (4)$$

где $u_{0\parallel}$ — скорость ведущего центра частицы вдоль магнитного поля. В условиях нашего эксперимента можно пренебречь всеми компонентами электрического поля, кроме азимутальной, и для интересующей нас флуктуирующей части радиальной скорости получим:

$$\tilde{v}_r \approx u_{0\parallel} \frac{\tilde{B}_r}{B} + c \frac{\tilde{E}_{\varphi}}{B}, \quad (5)$$

а для турбулентного потока частиц имеем

$$\Gamma_r^{murb} = \langle \tilde{n} \tilde{v}_r \rangle = u_{0\parallel} \frac{\langle \tilde{n} \tilde{B}_r \rangle}{B} + \frac{c \langle \tilde{n} \tilde{E}_{\varphi} \rangle}{B}. \quad (6)$$

Электростатический перенос связан со вторым слагаемым в правой части (6), а первое слагаемое соответствует магнитному переносу. Поскольку первое слагаемое содержит

скорость частиц, то электроны, у которых скорость больше, переносятся быстрее, однако затем происходит установление амбиполярного потока, и перенос характеризуется ионной скоростью в выражении (6). Из выражения для потока понятно, что перенос зависит не только от амплитуды флуктуаций, но и от корреляции между различными флуктуирующими величинами.

Наглядно механизм магнитного переноса можно понять, если представить свободное движение частиц вдоль магнитного поля, на которое наложено возмущение в поперечном направлении. В результате такого возмущения магнитного поля у частиц появляется компонента скорости $\tilde{v}_r(\tilde{B}) = v_{\parallel}\tilde{B}_r/B$, и поэтому часть быстрого движения частиц вдоль силовых линий преобразуется в радиальное движение. Если теперь частицы благодаря взаимному перекрытию соседних возмущенных магнитных поверхностей перейдут на силовую линию, не связанную с первоначальной, это приведет к поперечному переносу.

С помощью (6) можно сделать оценку сверху для потоков частиц, считая, что флуктуирующие величины полностью коррелированы между собой. Обозначая через Γ_E и Γ_B электростатический и магнитный потоки, получим $\Gamma_E \sim c\tilde{n}\tilde{E}_{\varphi}/B$ и $\Gamma_B \sim u_{0\parallel}\tilde{n}\tilde{B}_r/B$. Отношение этих потоков:

$$\frac{\Gamma_B}{\Gamma_E} \sim \frac{u_{0\parallel}\tilde{B}_r}{c\tilde{E}_{\varphi}} \quad (7)$$

Флуктуации электрического поля можно оценить как $\tilde{E}_{\varphi} \sim m\tilde{\varphi}/a$, где m — азимутальное модовое число, a — радиус плазмы, $\tilde{\varphi}$ — амплитуда флуктуаций потенциала. Подставляя в (7) экспериментальные значения параметров плазмы в транспортирующей области $m \sim 1 \div 5$, $a \sim 10$ см, $\tilde{\varphi} \sim 100$ В, $\tilde{B}_r \sim 5$ Гс, $B \sim 1$ кГс, $u_{0\parallel} \sim 3 \cdot 10^6$ см/с, получим $\Gamma_B/\Gamma_E \sim 0,02/m \ll 1$, т.е. магнитный поток в сечении $z = -243$ см много меньше электростатического. Из выражения для Γ_E можно также оценить сверху коэффициент диффузии $D_{\perp} \sim |\Gamma_E/(dn/dr)| \sim c\tilde{E}_{\varphi}\Delta r/B \sim cm\tilde{\varphi}\Delta r/(aB) \sim 10^6$ см²/с. Эта оценка завышена, поскольку мы считали корреляцию между \tilde{n} и \tilde{E}_{φ} полной.

Электростатический перенос подробно исследовался в [12], а в данной работе мы остановимся на магнитном переносе. Из сказанного выше ясно, что для экспериментального определения турбулентного потока частиц необходимо проводить одновременные измерения флуктуаций плотности и радиального магнитного поля в одной точке и находить среднее по времени от их произведения. Такие измерения были выполнены с помощью ленгмюровского зонда, измеряющего плотность плазмы в режиме ионного тока насыщения, и расположенного рядом магнитного зонда, ориентированного таким образом, чтобы измерять радиальное магнитное поле.

На рис. 7 показаны зависимости тока на ленгмюровский зонд, и радиального магнитного поля от времени.

Для отталкивания электронов на зонд подается напряжение смещения $U_{см} = -70$ В. Видно, что ток на зонд испытывает значительные (до 50–100%) флуктуации относительно среднего значения в данный момент времени. Полагая, что регистрируемый ионный ток на зонд отличается от плотности лишь постоянным множителем, далее под плотностью мы будем понимать соответствующим образом нормированную величину тока.

На рис. 8 осциллограммы плотности и радиального магнитного поля показаны вместе для интервала времени от 900 до 1900 мкс. В таком увеличенном масштабе видно, что, начиная примерно с 1000 мкс, одновременно начинают выделяться низкочастотные ($\nu \sim 10$ кГц) колебания плотности и магнитного поля. Амплитуда этих колебаний растет, и интервалы между соседними максимумами тоже увеличиваются со временем. Дальнейшее развитие этой картины прерывается отключением источника плазмы при $t \approx 1700$ мкс.

Построение спектров флуктуаций плотности и магнитного поля показывает, что наибольшая мощность находится в области частот $\nu \lesssim 100$ кГц, причем выделяются отдельные максимумы, соответствующие НКГ (см. рис. 9 в логарифмическом масштабе). Легко за-

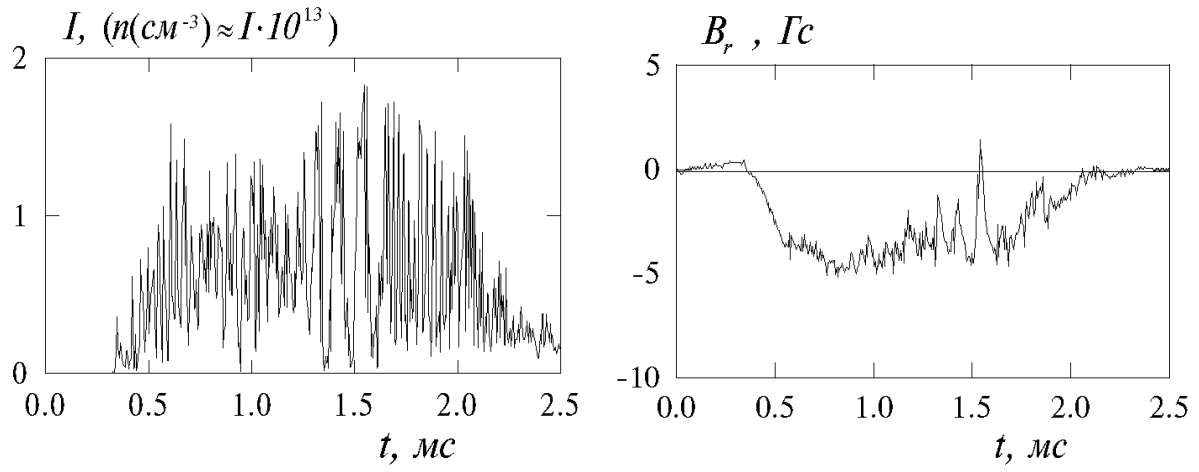


Рис. 7: Типичные зависимости тока на зонд и радиального магнитного поля от времени ($z = -243$ см, $r = 16$ см).

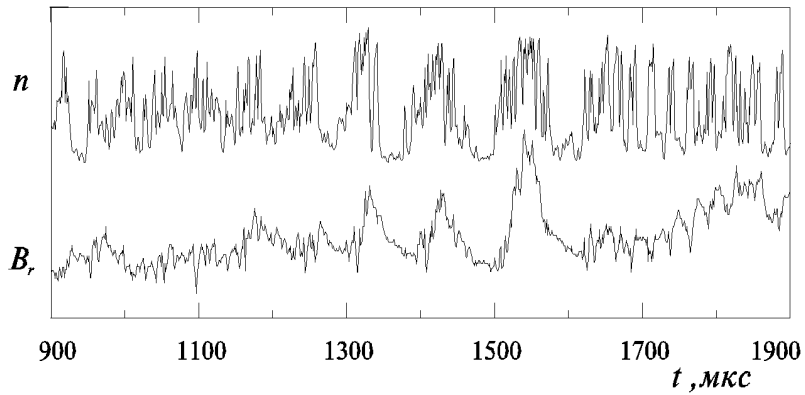


Рис. 8: Зависимости $I_{\text{зонд}}(t)$ и $B_r(t)$ из рис. 7 в увеличенном масштабе по времени ($z = -243$ см, $r = 16$ см).

метить также, что пики в спектрах плотности и магнитного поля находятся на одинаковых частотах, и это говорит о взаимосвязи между измеряемыми величинами.

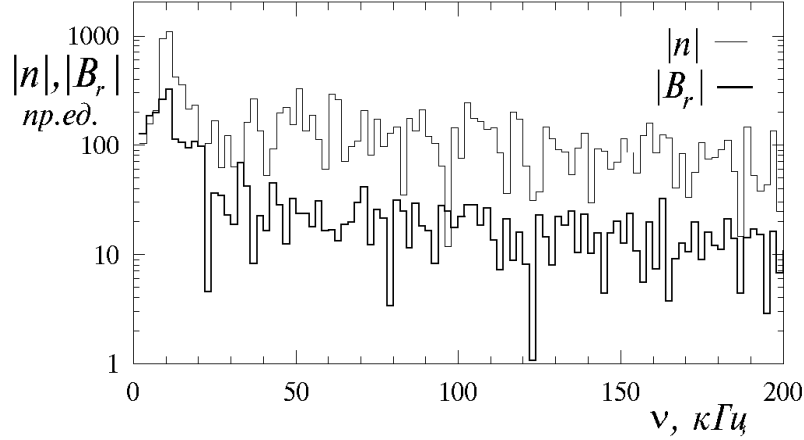


Рис. 9: Спектры плотности и радиального магнитного поля ($z = -243$ см, $r = 16$ см).

Значение $\langle \tilde{n}(t) \tilde{B}_r(t) \rangle$ можно находить непосредственно усреднением по заданному временному интервалу, однако удобнее перейти к фурье-разложениям. Если $\tilde{n}(\omega) \equiv |\tilde{n}(\omega)| e^{i\theta_n(\omega)}$ и $\tilde{B}_r(\omega) \equiv |\tilde{B}_r(\omega)| e^{i\theta_B(\omega)}$ — фурье-преобразования исходных сигналов, то

$$\langle \tilde{n}(t) \tilde{B}_r(t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{n}^*(\omega) \tilde{B}_r(\omega) d\omega = 2 \int_0^{\infty} |C(\omega)| \cos\theta(\omega) d\omega, \quad (8)$$

где $C(\omega) = \tilde{n}^*(\omega) \tilde{B}_r(\omega)$, а $\theta(\omega) = \theta_B(\omega) - \theta_n(\omega)$ — сдвиг фаз между колебаниями магнитного поля и плотности. Такая запись позволяет определить, какие частоты имеют особое значение в переносе частиц. Тогда для потока имеем $\Gamma_B^{myp6} = \int_0^{\infty} \Gamma(\omega) d\omega$, где $\Gamma(\omega) = 2u_{0||} |C(\omega)| \cos\theta(\omega) / B$.

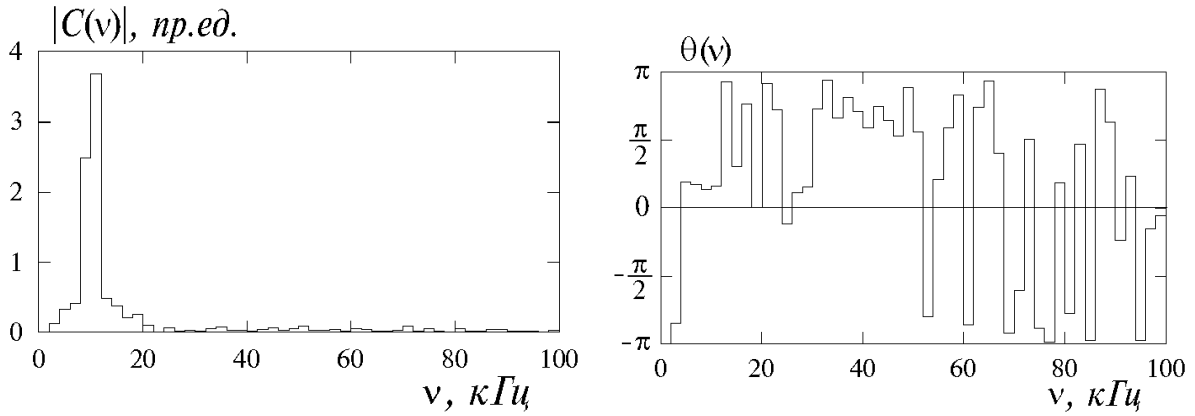


Рис. 10: Взаимный спектр флуктуаций плотности и радиального магнитного поля и разность фаз между ними ($z = -243$ см, $r = 16$ см).

На рис. 10 показаны графики функций $|C(\omega)|$ и $\theta(\omega)$ для сечения $z = -243$ см на радиусе $r = 16$ см. Вычисленный по ним поток $\Gamma(\omega)$ приведен на рис. 11.

Из рисунка хорошо видно, что поток частиц есть только в узком диапазоне частот в окрестности 10 кГц, а вне этого интервала либо мала функция $|C(\omega)|$, либо взаимная фаза исключает вклад в поток. Такая картина наблюдается на всех радиусах в данном сечении, а характерный пик на частоте 10 кГц изменяется по амплитуде и меняет знак при радиальном перемещении зондов.

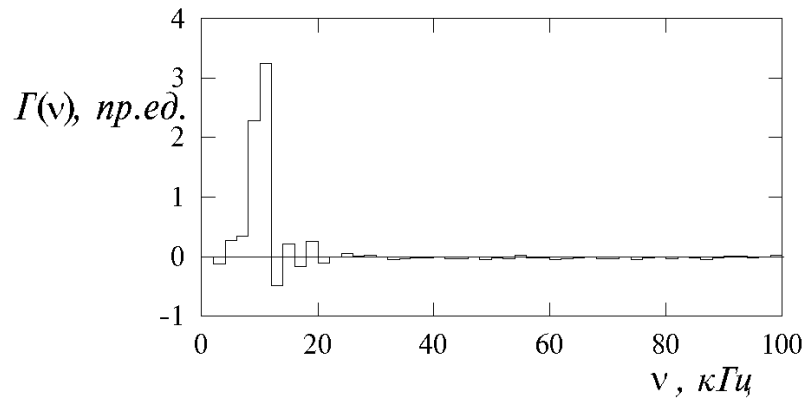


Рис. 11: Зависимость потока частиц от частоты ($z = -243$ см, $r = 16$ см).

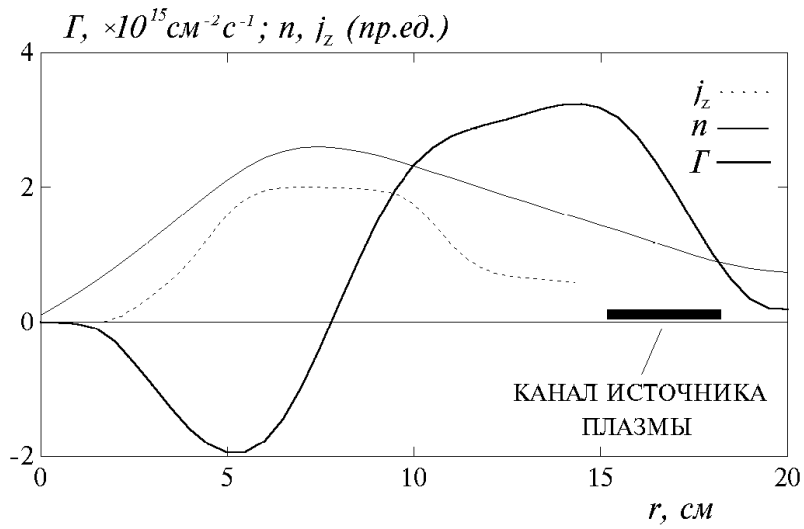


Рис. 12: Зависимость проинтегрированного по всем частотам потока частиц от радиуса ($z = -243$ см).

Заметим также, что вычисление потока в моменты времени, предшествующие раскатке низкочастотных колебаний, показанных на рис. 8, дает на порядок меньшую величину.

Радиальный профиль интегрального потока, усредненный по нескольким сериям измерений приведен на рис. 12. На этом же рисунке изображены профили плотности плазмы и плотности продольного тока, а также проекция разрядного канала источника плазмы.

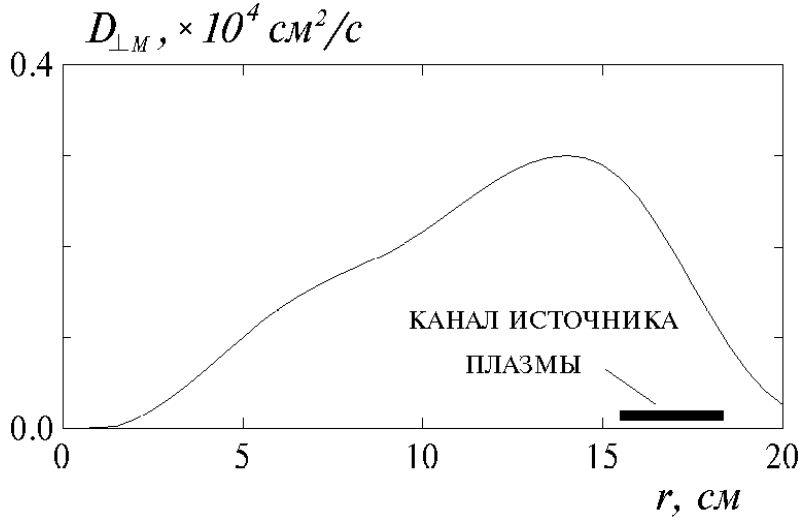


Рис. 13: Радиальный профиль коэффициента диффузии на магнитных флуктуациях ($z = -243$ см).

На рис. 13 показана зависимость коэффициента магнитной диффузии, определенного по формуле $D_{\perp M} \sim -\Gamma/(dn/dr)$ с использованием экспериментальных профилей плотности и потока частиц. В данном сечении максимальная величина коэффициента диффузии на магнитных флуктуациях $D_{\perp M} \sim 0,3 \cdot 10^4$ см²/с, что по крайней мере на порядок меньше электростатического коэффициента диффузии и согласуется с приведенными выше предварительными оценками.

5 Флуктуации магнитного поля и пространственная модуляция плотности плазмы

Рассмотрим теперь некоторые свойства флуктуаций азимутального магнитного поля. Прежде всего, построим частотные спектры сигналов. В течение рабочего импульса изменяются параметры разряда в источнике плазмы, происходит постоянное накопление плазмы на всей длине установки, и плотность, а также другие параметры плазмы, изменяются. Поэтому практически отсутствует необходимый для аккуратного спектрального анализа интервал времени, на котором состояние плазмы было бы стационарно. Как следствие, приходится ограничиваться сравнительно узким временным окном $T \lesssim 250$ мкс, что ухудшает частотное разрешение спектра, поскольку минимальный интервал частот, доступный для разрешения $\Delta\nu \sim 1/T$. Это означает, что в условиях нашего эксперимента наилучшее разрешение составляет 4 кГц.

На рис. 14 изображены спектры азимутального магнитного поля в транспортирующей области, полученные фурье-разложением исходных осциллограмм. На обоих спектрах видны узкие пики в низкочастотной области, особенно отчетливо проявляющиеся для $z = -168$ см. Эти максимумы, значительно превосходящие уровень фоновых флуктуаций, связаны, вероятно, с вышеупомянутой неустойчивостью. Хотя спектры имеют одинаковый масштаб по вертикали, сравнение их амплитуд затруднено тем, что плотность плазмы падает примерно на два порядка от источника ко входной пробке, потоковая скорость электронов, напротив, увеличивается, а поскольку генерируемое магнитное поле зависит от комбинации этих параметров, то абсолютная калибровка спектров вряд ли возможна. Тем

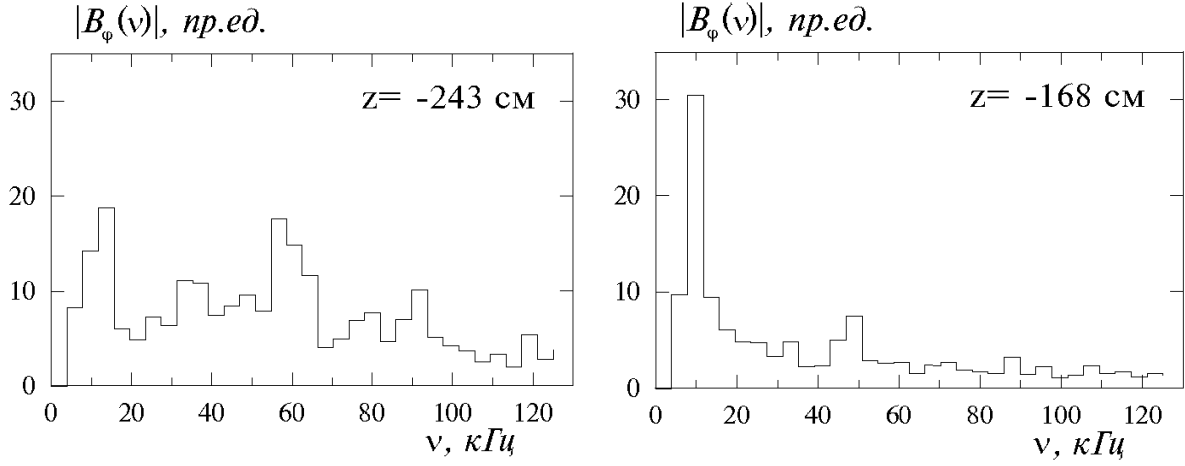


Рис. 14: Спектры флуктуаций азимутального магнитного поля в сечениях $z = -243$ см ($r = 9$ см) и $z = -168$ см ($r = 7$ см) при $t = 1600$ мкс. Вертикальные масштабы на обоих рисунках одинаковы.

не менее, можно сделать общий вывод о том, что в спектрах присутствуют четко выраженные низкочастотные пики, а сами спектры достаточно быстро спадают с частотой.

Спектральный анализ дает информацию о колебаниях в том или ином диапазоне частот, однако удобно ввести еще одну характеристику флуктуирующего поля, в котором присутствуют колебания разных частот — его среднеквадратичную величину на интервале времени T :

$$\langle \tilde{B} \rangle \equiv \left(\frac{1}{T} \int_0^T B^2(t) dt \right)^{1/2},$$

причем из исходного сигнала предварительно вычитается его постоянная составляющая и линейная зависимость от времени.

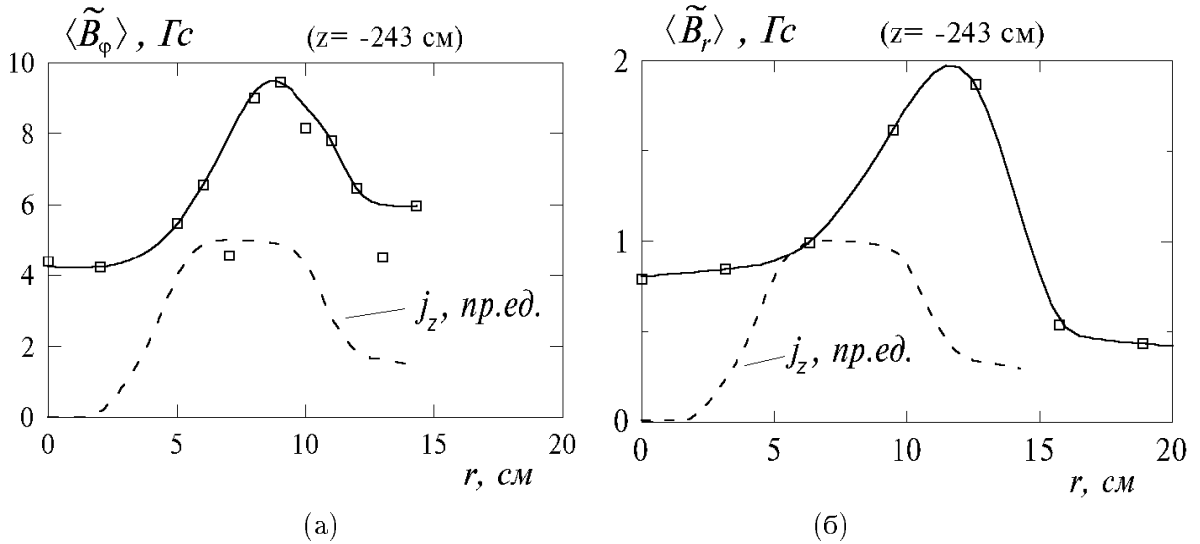


Рис. 15: Радиальная зависимость среднеквадратичных флуктуаций азимутальной (а) и радиальной (б) компонент магнитного поля. Штриховой линией обозначен профиль плотности тока в произвольных единицах.

На рис. 15 показаны радиальные профили среднеквадратичных флуктуаций магнитного поля, усредненных по интервалу $T = 250$ мкс в окрестности момента времени 1400 мкс. На этих же рисунках для справки приведены профили плотности тока в произвольных единицах. Из рис. 15 видно, что флуктуации магнитного поля в сечении $z = -243$ см значительны даже в области, где плотность тока равна нулю.

Радиальное магнитное поле, измеряемое магнитным зондом, может возникать по разным причинам. Во-первых, при заполнении ловушки плазмой магнитное поле несколько изменяется по отношению к вакуумному. Этот эффект можно разбить на два слагаемых: изменение абсолютной величины поля и его направления, т.е. формы силовых линий. Зная распределение давления в ловушке, можно вычислить и новое распределение магнитного поля и соответствующую ему форму силовых линий из условия поперечного равновесия плазмы в параксиальном приближении $B_z^2(r, z) + 8\pi p_\perp(r, z) = B_v^2(z)$, где $B_v(z)$ — вакуумное поле на оси системы. Тогда поправка к радиальному магнитному полю, связанная с изменением наклона силовых линий, будет $\delta B_{r1} \sim B_{vz}\delta\alpha$ (α — угол наклона силовой линии, δ обозначает возмущение соответствующей величины при появлении плазмы), а поправка из-за изменения величины поля — $\delta B_{r2} \sim \delta B_{vz}\alpha \sim -\alpha 4\pi p_\perp/B_v$, причем обе эти поправки пропорциональны радиусу, т.е. должны обращаться в нуль на оси установки. В нашем случае расчет равновесия показывает, что изменение наклона силовых линий является более существенным фактором и оцениваемая таким образом поправка к магнитному полю соответствует по величине и по знаку экспериментально измеряемому радиальному магнитному полю.

Во-вторых, радиальное магнитное поле создается из-за азимутальной асимметрии продольного тока, которая может возникать, например, вследствие азимутальной модуляции плотности электронов, переносящих ток ($j_1 = n_1 e u_{||ez}$; индекс “1” обозначает возмущение соответствующей величины). Напомним, что в предыдущем разделе было показано, что плотность плазмы и радиальное магнитное поле имеют сходные спектры с пиками на одних и тех же частотах, и коррелированы друг с другом. Рассмотрим азимутально неоднородное возмущение плотности тока $j_1(r, \varphi) = j_1 \cdot f_1(r) \cos(m\varphi - \omega t)$, где m — номер азимутальной гармоники, а функция $f_1(r)$ описывает радиальный профиль возмущенной плотности тока. Зная $j_1(r, \varphi)$, находим зависимости $B_{1r}(r, \varphi)$ и $B_{1\varphi}(r, \varphi)$. При $r = 0$ ненулевой вклад дает только мода $m = 1$, что позволяет оценить возмущение плотности тока в данной моде. Для простоты выберем ступенчатый радиальный профиль плотности тока:

$$f_1(r) = \begin{cases} 1, & \text{если } r_1 < r < r_2 \\ 0, & \text{если } r < r_1 \text{ или } r_2 < r \end{cases}$$

Несложные вычисления показывают, что если в профиле плотности тока существует внутренняя полость, то есть $r_1 > 0$ (полый токовый цилиндр), то внутри этой полости магнитное поле, создаваемое током, не зависит от радиуса, а при $r > r_1$ начинается монотонное уменьшение поля, причем снаружи от тока (при $r > r_2$) поле спадает как $B_r \propto r^{-(m+1)}$. Подобную картину мы наблюдаем в сечении $z = -243$ см (рис. 15), где внутренняя полость еще не заполнена, а флуктуирующее магнитное поле почти постоянно в диапазоне $0 < r < 4$ см, где плотность тока равна нулю. Магнитное поле от колебаний с азимутальными числами $m > 1$ равно нулю на оси, затем нарастает, достигает максимума на некотором радиусе и спадает снаружи от токов. Поэтому результирующий профиль магнитных флуктуаций со всеми модовыми числами, который и измеряется в эксперименте, как правило, имеет максимум на некотором расстоянии от оси.

Амплитуда магнитного поля B_r в колебаниях с $m = 1$ при $r = 0$ будет $\max(B_r) = 2\pi j_1(r_2 - r_1)/c$. Отсюда находим амплитуду плотности тока в первой моде j_1 и полный ток, текущий в каждом знакопостоянном по азимуту участке: для первой моды $I_1 = j_1 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \varphi d\varphi \int_0^\infty f_1(r)r dr$, что дает $I_1[\text{A}] = j_1(r_2^2 - r_1^2) = 5(r_1 + r_2)B_r(r=0)[\text{Гс}]/\pi$. Считая, что радиальный профиль возмущенной плотности тока не отличается от равновесного, из экспериментально определенного профиля тока оцениваем r_1 и r_2 , и с учетом величины флуктуаций магнитного поля на оси получаем для сечения $z = -243$ см возмущение плотности тока $j_1 \simeq 2 \text{ А/см}^2$ при равновесной плотности тока $j_0 \simeq 4 \text{ А/см}^2$ и полный ток в каждом знакопостоянном по азимуту участке $I_1 \simeq 200 \text{ А}$, в то время как полный продольный электронный ток составляет в этом сечении $I_0 \simeq 1600 \text{ А}$.

Азимутальную структуру возмущений плотности, в принципе, можно определить по

сдвигу фаз между сигналами с двух зондов, расположенных на одном радиусе на близких азимутах, однако мы использовали другой метод. Если возмущение плотности плазмы зависит от угла как $\exp(im\varphi)$, то можно показать, что снаружи от токов радиальное магнитное поле спадает как $B_r \propto r^{-(m+1)}$. Поэтому, измеряя радиальную зависимость амплитуды спектра магнитного поля на некоторой частоте, можно определить модовое число, соответствующее этой частоте. Зависимость $m(\omega)$, полученная таким способом, приведена на рис. 16.

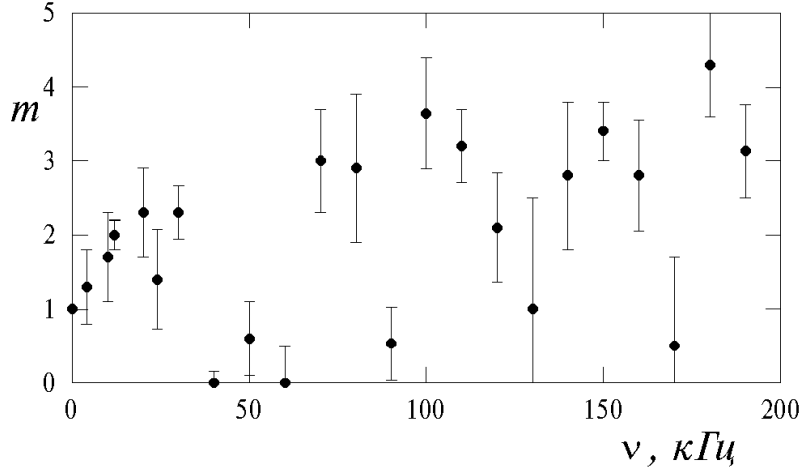


Рис. 16: Азимутальное модовое число, определенное по закону уменьшения радиального магнитного поля $B_r \propto r^{-(m+1)}$ ($z = -243$ см).

Видно, что $m \sim 1 \div 2$ при частотах меньше 50 кГц, а затем с увеличением частоты номер моды растет вплоть до $m \sim 4$ при $\nu \simeq 200$ кГц. Большой разброс экспериментальных точек связан, по-видимому, с отсутствием усреднения $m(\omega)$ по ансамблю измерений. Наибольшие флуктуации магнитного поля в эксперименте наблюдаются на частотах $\nu \lesssim 30$ кГц. Из рис. 16 видно, что в этом диапазоне частот модовое число $m \sim 1 \div 2$.

6 Заключение

В работе изучен продольный электронный ток величиной $\simeq 1$ кА, текущий по плазме во время разряда в источнике плазмы на установке АМБАЛ–М. С помощью подвижного магнитного зонда измерено радиальное распределение плотности тока в нескольких сечениях и выяснено, что вблизи источника плазмы профиль плотности тока имеет кольцевую структуру, а затем внутренняя полость постепенно заполняется по мере удаления от источника.

Были измерены флуктуации азимутального и радиального магнитных полей, выявлены их характерные свойства. В транспортирующей области измерен радиальный профиль потока частиц, вызванный флуктуациями радиального магнитного поля, оценен соответствующий коэффициент поперечной диффузии.

Анализ спектров и радиальных профилей флуктуаций магнитного поля и плотности показал, что флуктуации магнитного поля связаны с модуляцией плотности и тока в струе плазмы. Характерные пространственные неоднородности имеют модовые числа $m \sim 1 \div 2$ с модуляцией плотности тока $\sim 50\%$.

Авторы выражают благодарность Г. И. Димову за постоянный интерес к работе и ценные замечания, и А. Д. Беклемишеву за полезные обсуждения.

Работа выполнена на установке АМБАЛ–М при поддержке Миннауки России и Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты 95-02-05316 и 96-02-19296).

Литература

- [1] **Г. И. Димов**, *Осесимметричная амбиполярная ловушка*. — ВАНТ, серия: Термоядерный синтез, 1990, вып. 1, с. 19.
- [2] **V. S. Belkin, E. D. Bender, et al.**, *First phase of AMBAL-M experiment*. — In: Proc. Int. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion, 1993, Novosibirsk, Russia, p. 37–49.
- [3] **A. A. Kabantsev and S. Yu. Taskaev**, *High-temperature plasma flows for use in open traps*. — In: Proc. Int. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion, 1993, Novosibirsk, Russia, p. 463–472.
- [4] **А. А. Кабанцев, В. М. Карлинер, В. Г. Соколов и др.**, *Транспортировка интенсивных плазменных струй в неоднородных магнитных полях*. — Препринт 89–46 ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1989.
- [5] **S. J. Zweben, C. R. Menyuk, and R. J. Taylor**, *Small-scale magnetic fluctuations inside the Macrotor tokamak*. — Phys. Rev. Lett. **42**(19), 1270–1274 (1979).
- [6] **P. C. Liewer**, *Measurements of microturbulence in tokamaks and comparisons with theories of turbulence and anomalous transport*. — Nucl. Fusion **25**(5), 543–621 (1985).
- [7] **L. Giannone, R. C. Gross, and I. H. Hutchinson**, *Internal magnetic probe measurements of MHD activity and current profiles in a tokamak*. — Nucl. Fusion **27**(12), 2085–2099 (1987).
- [8] **D. E. Graessle, S. C. Prager, and R. N. Dexter**, *q dependence of magnetic turbulence in a tokamak*. — Phys. Fluids B **3**(9), 2626–2639 (1991).
- [9] **T. D. Rempel, A. F. Almagri, S. Assadi, et al.**, *Turbulent transport in the Madison Symmetric Torus reversed-field pinch*. — Phys. Fluids B **4**(7), 2136–2141 (1992).
- [10] **G. Fiksel, S. C. Prager, P. Pribyl, et al.**, *Measurement of magnetic fluctuation induced energy transport in a tokamak*. — Phys. Rev. Lett. **75**(21), 3866–3869 (1995).
- [11] **А. А. Кабанцев, С. Ю. Таскаев**, *Низкочастотная дрейфовая неустойчивость плазменной струи желобкового типа*. — Физика Плазмы **16**(6), 700–709 (1990).
- [12] **А. А. Кабанцев**, *Экспериментальное исследование процессов поперечного переноса в турбулентной плазменной струе*. — Препринт 95–80 ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1995.
- [13] **Т. Д. Ахметов, В. С. Белкин, Е. Д. Бендер и др.**, *Создание горячей стартовой плазмы в концевой системе АМБАЛ-М*. — Препринт 96–81 ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1996.

*Т.Д. Ахметов, В.И. Давыденко, А.А. Кабанцев,
В.Б. Рева, В.Г. Соколов, С.Ю. Таскаев*

**Продольный ток и магнитные флуктуации
в стартовой плазме установки АМБАЛ–М**

*T.D. Akhmetov, V.I. Davydenko, A.A. Kabantsev,
V.B. Reva, V.G. Sokolov, and S.Yu. Taskaev*

**Longitudinal current and magnetic fluctuations
in the initial plasma of the AMBAL–M device**

ИЯФ 97-4

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 29.01. 1997 г.

Сдано в набор 3.02.1997 г.

Подписано в печать 3.02.1997 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.8 печ.л., 1.5 уч.-изд.л.

Тираж 210 экз. Бесплатно. Заказ N° 4

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