

ТУРБУЛЕНТНОЕ ДИНАМО  
В ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКЕ

© 1998 г. А. А. Кабанцев, В. Б. Рева, В. Г. Соколов

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН

Поступила в редакцию 20.06.97 г.

Эффект генерации крупномасштабных магнитных полей и электрических токов мелкомасштабными турбулентными движениями проводящей среды играет важную роль не только в динамике астро/геофизических объектов, но и в физике лабораторной плазмы. В частности, этим явлением объясняется генерация тока, направленного вдоль силовой линии магнитного поля на оси тороидальных пинчей с обращенным магнитным полем (так называемый  $\alpha$ -эффект). Впервые показано, что подобный эффект имеет место и в открытых магнитных ловушках.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Вследствие нетрадиционности рассматриваемой проблемы содержание данной работы отличается разноплановым характером. Второй раздел содержит перечисление основных экспериментальных фактов, потребовавших пересмотра принятой ранее модели образования продольных токов, наблюдаемых в турбулентных плазменных струях в открытых ловушках. Читатель, не интересующийся конкретной историей этой частной проблемы, может без ущерба для дальнейшего понимания пропустить эту часть работы. В третьем разделе кратко изложены основные положения теории турбулентного динамо, называемой обычно “электродинамикой средних полей”. Особое внимание уделено физическим условиям реализации турбулентного альфа-эффекта. Для читателя, незнакомого с этим вопросом, раздел носит обязательный характер. Для более глубокого знакомства с теорией турбулентного динамо необходимо обратиться к указанной специальной литературе. Ключевое положение в данной работе занимает четвертый раздел, где показано, что альфа-эффект может возникать в открытых ловушках совершенно естественным образом вследствие неустойчивого дифференциального вращения плазменного столба в скрещенных полях. Пятый раздел содержит сравнительный анализ предсказаний построенной для открытой ловушки модели альфа-эффекта и экспериментальных результатов, касающихся преимущественно установки АМБАЛ-М. И наконец, в заключительном разделе формулируются основные результаты, полученные в данной работе, и кратко обсуждаются возможности влияния альфа-эффекта на физику открытых ловушек.

2. ПРОДОЛЬНЫЙ ТОК В МИШЕННОЙ  
ПЛАЗМЕ ОТКРЫТЫХ ЛОВУШЕК МАЛ,  
АМБАЛ-Ю, АМБАЛ-М, ГДЛ

Уже в первых наших экспериментах по заполнению открытых магнитных ловушек квазистационарными плазменными струями, неустойчивыми относительно дифференциального вращения в скрещенных  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  полях, было обнаружено возникновение в образующемся плазменном столбе значительного продольного тока [1, 2]. Величина этого тока достигала в отдельных случаях 3 кА и более, что составляет 20–30% от разрядного тока в источнике плазмы. Первоначально это явление было полностью приписано токам, выносимым из дугового источника с кольцевой геометрией газоразрядного канала в аксиальном магнитном поле [3] вследствие замагничности в нем плазмы и изолированности по магнитному потоку катодного кольца от анода [4].

Однако по мере накопления экспериментальных данных о пространственном и временном распределении этого продольного тока, его функциональных зависимостях от параметров плазмы и условий эксперимента стали появляться факты, не укладывающиеся в рамки принятой модели для продольного тока  $I_{\parallel}$  как тока выноса, т.е. как части разрядного тока  $I_{arc}$ , выносимой из источника плазмы. Приведем лишь наиболее наглядные из таких фактов: значительное падение (до 200 А) полного продольного тока  $I_{\parallel}$  в протяженном плазменном столбе при инверсии в нем радиального электрического поля  $E_r$ , приводящей к подавлению неустойчивости дифференциального вращения [5] и падению аномального сопротивления плазменного столба; увеличение  $I_{\parallel}$  с ростом коэффициентов турбулентной диффузии плазмы  $D_T$ , когда растет аномальное сопротивление плазмы, и наличие порога этого эффекта по  $D_T$ ; неизменность  $I_{\parallel}$  в течение макроскопического

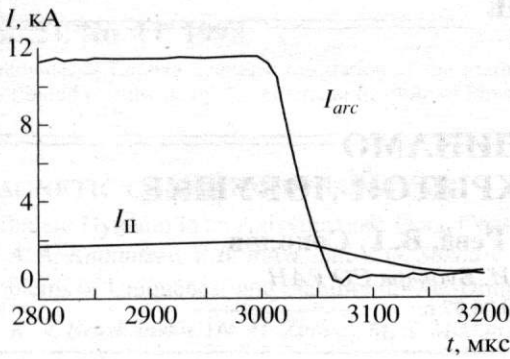


Рис. 1. Динамика полного продольного тока  $I_{\parallel}$  и тока разряда  $I_{arc}$  при быстром ( $\tau \approx \tau_{cor}$ ) выключении плазменного источника.

в условиях эксперимента времени  $\tau \approx 40$  мкс в случае быстрого выключения тока дуги в источнике и, соответственно, наличие периода, когда  $I_{\parallel} \geq I_{arc}$  (рис. 1); быстрое (относительно скиновых времен) формирование профиля тока  $j_{\parallel}(r)$  с максимумом на оси [6].

Обобщая, можно сказать, что постепенно стала проявляться четкая связь величины наблюдаемого тока  $I_{\parallel}$  с уровнем турбулентности плазменного столба, количественной мерой которого может служить коэффициент турбулентной диффузии  $D_T$ , который определялся в эксперименте по скорости изменения радиального профиля плотности плазмы [4, 7]. В своей совокупности приведенные факты (их число было бы нетрудно увеличить, выбраны просто наиболее наглядные из них) выявили физическую несовместимость принятой модели тока выноса с экспериментальными данными и потребовали коренного изменения представлений о физической природе основной части наблюдаемого продольного тока  $I_{\parallel}$ , ограничивая долю тока выноса уровнем  $300 \pm 100$  А, что соответствует величине обратного тока, возвращающегося непосредственно по периферии плазменного столба на анод источника плазмы [6]. В то же время наблюдаемая зависимость  $I_{\parallel}$  от  $D_T$  дает несомненную подсказку в поисках возможного механизма генерации  $I_{\parallel}$  и в конечном итоге позволяет найти то единственное, что объясняет целое.

### 3. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ТУРБУЛЕНТНОГО ДИНАМО

Генерация крупномасштабных магнитных полей и токов мелкомасштабными турбулентными движениями проводящей среды играет важную роль в динамике астро/геофизических объектов [8]. Однако и в физике лабораторной плазмы это явление имеет место. В частности, именно действием турбулентного динамо объясняется генерация тока, направленного вдоль силовой линии маг-

нитного поля на оси тороидальных пинчей с обращенным магнитным полем [9] (так называемый *альфа-эффект*). Ниже мы покажем, что подобный эффект имеет место и в осесимметричных открытых магнитных ловушках.

Сравнительно общая теория турбулентного динамо была развита на основе теоретических идей Штеенбека и Краузе [10, 11], которые исследовали поведение средних электромагнитных полей, т.е. крупномасштабных компонент электромагнитных полей в электропроводящей среде с турбулентным движением. В рамках этой теории наиболее четко выявляются условия для генерации крупномасштабных полей мелкомасштабной турбулентностью. Согласно антидинамо теореме Каулинга [12], самоподдерживающаяся генерация крупномасштабного электрического тока и магнитного поля невозможна при любой осесимметричной конфигурации силовых линий и симметричном движении проводящей среды. Полностью беспорядочная, т.е. однородная, изотропная и зеркально-симметричная турбулентность влияет только на скорость диссипации средних магнитных полей и электрических токов, приводя к ее усилению почти во всех физически интересных случаях. Самым слабым возможным отклонением турбулентности от полностью беспорядочной является случай однородной и изотропной турбулентности, но без зеркальной симметрии. Привлечение феномена турбулентности с отличной от нуля *средней спиральностью*  $h \equiv \langle \mathbf{u} \cdot \text{rot} \mathbf{u} \rangle \neq 0$  флуктуирующего поля скорости  $\mathbf{u}$ , т.е.  $\langle \mathbf{u} \rangle = 0$ , нарушающей зеркальную симметрию движений проводящей среды, позволяет построить уравнения, описывающие самогенерацию электрического тока и магнитного поля. (Здесь и далее угловые скобки означают усреднение по ансамблю пульсаций.) В частности, однородная, изотропная, но зеркально-несимметричная турбулентность приводит к весьма необычному эффекту появления *средней электродвижущей силы (э.д.с.)*  $\mathbf{F}_{em}$ , коллинеарной среднему магнитному полю  $\mathbf{B}_0$ , — так называемому *альфа-эффекту* [10, 11]. Этот эффект по своей природе пропорционален квадрату пульсаций скорости и величине среднего магнитного поля и возрастает с увеличением магнитного числа Рейнольдса [13, 14].

Анализ общих свойств уравнений, описывающих пульсации, показывает [13, 14], что в общем виде *полярный вектор*  $\mathbf{F}_{em}$  в случае однородной и изотропной турбулентности выглядит как

$$\mathbf{F}_{em} = \alpha \mathbf{B}_0 - \beta \text{rot} \mathbf{B}_0, \quad (1)$$

т.е. выражается через *аксиальный вектор*  $\mathbf{B}_0$  и *полярный вектор*  $\text{rot} \mathbf{B}_0$ . Соответственно параметры  $\alpha$  и  $\beta$  являются *псевдоскаляром* и *истинным скаляром*. Из этого соотношения видно, что закон

Она для средних полей в турбулентной проводящей среде существенно модифицируется и может быть записан в виде

$$\mathbf{j} = \sigma_T(\mathbf{E} + \alpha\mathbf{V}_0 + \mathbf{U}_0 \times \mathbf{V}_0), \quad (2)$$

где

$$\sigma_T = \frac{\sigma_0}{1 + \mu_0\sigma_0\beta} \quad (3)$$

– эффективная электропроводность турбулентной среды, которая оказывается меньше “номинальной” электропроводности  $\sigma_0$ , а  $\mathbf{U}_0$  – средняя скорость движения проводящей среды ( $\mathbf{U} \equiv \mathbf{U}_0 + \mathbf{u}$ ). В соответствии с такой модификацией закона Ома далее понятие турбулентной э.д.с. будем использовать, как правило, в более узком смысле, подразумевая под ней только первый член в правой части определения (1), т.е.  $\mathbf{F}_{em} = \alpha \cdot \mathbf{V}_0$ . В приближении случайных волн и высокой проводимости среды можно получить следующие соотношения для параметров  $\alpha$  и  $\beta$  [13, 14]:

$$\alpha = -\frac{1}{3} \int_0^\infty \langle \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) \cdot \text{rot} \mathbf{u}(\mathbf{r}, t - \tau) \rangle d\tau, \quad (4)$$

$$\beta = \frac{1}{3} \int_0^\infty \langle \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{u}(\mathbf{r}, t - \tau) \rangle d\tau. \quad (5)$$

Оценивая значения интегралов (4) и (5), находим по порядку величины:

$$\alpha \approx -\frac{1}{3} \langle \mathbf{u} \cdot \text{rot} \mathbf{u} \rangle \tau_{cor} = -\frac{1}{3} h \tau_{cor}, \quad (6)$$

$$\beta \approx \frac{1}{3} \langle \mathbf{u}^2 \rangle \tau_{cor} = D_T. \quad (7)$$

Очевидно, что условие  $\alpha \neq 0$  указывает на то, что турбулентность имеет спиральность. В случае зеркальной симметрии величина  $h$  должна быть, с одной стороны, неизменной, так как все статистические свойства поля  $\mathbf{u}$  не изменяются при отражении, а с другой – должна изменить знак, так как  $h$  – псевдоскаляр. Поэтому для зеркально-симметричной турбулентности  $h = 0$  и, в соответствии с (6),  $\alpha = 0$ .

Возможность появления тока, параллельного локальному среднему полю  $\mathbf{V}_0$ , находится в разительном противоречии с привычной ситуацией, когда индуцированный движением проводящей среды ток перпендикулярен полю  $\mathbf{V} \equiv \mathbf{V}_0 + \mathbf{b}$  (где  $\langle \mathbf{b} \rangle = 0$ ). Кажется парадоксальным, что два векторных поля  $\mathbf{V}$  и  $\mathbf{u} \times \mathbf{V}$ , которые везде перпендикулярны друг другу, тем не менее после усреднения могут иметь компоненты, которые параллельны друг другу. Очевидно, что для создания альфа-эффекта необходима некоторая конечная диссипация, роль которой сводится к сдвигу фазы

возмущений поля  $\mathbf{V}$  относительно фазы индуцирующих их возмущений поля скорости  $\mathbf{u}$ , т.е. к операции, имеющей решающее значение для создания отличной от нуля средней э.д.с.  $\mathbf{F}_{em} \equiv \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle$ , коллинеарной среднему магнитному полю  $\mathbf{V}_0$ .

С другой стороны, для превращения механической энергии в магнитную требуется такая деформация проводящей среды, которая существенно растягивает силовые линии магнитного поля. Необходимым условием для существования эффекта динамо при этом является достаточная интенсивность такой деформации, чтобы индукционный эффект этого движения уравновешивался или превосходил бы тоже необходимый, как отмечалось выше, диссипативный эффект. Их отношение выражается магнитным числом Рейнольдса  $R_m$ , представляющим собой ограничение снизу на скорость деформации. Следует ожидать, что в случае динамо это число должно превышать некоторое пороговое значение, близкое по порядку величины к единице. Теория дает значение  $R_m = \pi$  [13].

Прежде чем корректно сформулировать условия, при которых обоснованы приведенные выше результаты, заметим, что эти условия не являются фундаментальной частью магнитной гидродинамики средних полей. Например, замечательное соотношение (1) на них не основано. Однако эти условия позволяют рассчитать некоторые реальные модели довольно простым образом.

Введем теперь два масштаба, характеризующих изменения поля турбулентных скоростей  $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$  во времени и пространстве, т.е. время корреляции  $\tau_{cor}$  и длину корреляции  $\lambda_B$ . Поскольку флуктуационная часть магнитного поля  $\mathbf{b}$  возникает вследствие взаимодействия поля  $\mathbf{u}$  со средним магнитным полем  $\mathbf{V}_0$ , которое слабо зависит от времени и координат, то масштабы  $\tau_{cor}$  и  $\lambda_B$  характеризуют также и поле  $\mathbf{b}$ . Заметим, что длину корреляции здесь мы сразу обозначили несколько необычным символом  $\lambda_B$ . Дело в том, что в интересующем нас случае, как это будет показано ниже, корреляции между одновременными флуктуациями в открытой ловушке распространяются на длины порядка масштаба характерной неоднородности магнитного поля  $\lambda_B \equiv \langle |B_0(dB_0/dz)^{-1}| \rangle$ . Вопрос же о временных корреляциях флуктуаций требует учета диссипативных процессов.

Первым условием, которое обычно используют при нахождении турбулентной э.д.с.  $\mathbf{F}_{em}$  как функционала от среднего магнитного поля  $\mathbf{V}_0$  [13, 14], является *двухмасштабность* турбулентности, т.е. что характерные времена  $\tau_{cor}$  и длины  $\lambda_B$  корреляции флуктуаций малы по сравнению с соответствующими масштабами изменения для средних полей:

$$\tau_{cor} \ll T, \quad \lambda_B \ll L. \quad (8)$$

Второе допущение – пренебрежение членами второго порядка по флуктуациям – оправдано при наличии *достаточно быстрой диссипации*, обеспечивающей приближение случайных волн или малость числа Струхалы  $Sh$  (и, соответственно, сдвиг фаз между пульсациями  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{b}$ ):

$$Sh \equiv \frac{u_0 \tau_{cor}}{\lambda_B} \ll 1. \quad (9)$$

Здесь мы использовали обозначение  $u_0$  для среднеквадратичной флуктуации скорости, т.е.  $u_0 \equiv \langle \mathbf{u}^2 \rangle^{1/2}$ .

Третье приближение – пренебрежение диссипативным членом в уравнении индукции – будет вполне оправдано в случае *преобладания индукции* над диссипацией (предел большой проводимости или значительность магнитного числа Рейнольдса  $R_m$ ) [14]:

$$R_m \equiv \mu_0 \sigma_0 u_0 R \geq \pi. \quad (10)$$

Четвертым условием, безусловно, необходимым для реализации альфа-эффекта, как это следует из выражений (4) и (6), является наличие *средней спиральности*  $h$  турбулентных движений плазмы:

$$h = \langle \mathbf{u} \cdot \text{rot} \mathbf{u} \rangle \neq 0. \quad (11)$$

В совокупности эти четыре условия (8)–(11) являются достаточными для реализации альфа-эффекта в турбулентной проводящей среде.

#### 4. МОДЕЛЬ АЛЬФА-ЭФФЕКТА В ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКЕ

Известно, что ненулевую спиральность можно ожидать только при наличии среднего вращательного движения. Турбулентное движение, не обладающее изначальной спиральностью, приобретает ее, если участвует во вращении. Замечательной особенностью открытой магнитной ловушки является то, что в результате неоднородного азимутального вращения плазменного столба в скрещенных  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  полях в ней естественным образом возникает спиральная турбулентность, допускающая широкие возможности для исследования ее свойств в силу простоты топологии удерживающего магнитного поля. Существование достаточно сильных квазистационарных неоднородных электрических полей – общее правило для высокотемпературной плазмы. Если такое поле в плазме скрещено с внешним магнитным полем, то возникает дрейфовое вращательное течение плазмы со сдвигом скорости. При превышении некоторого порога по величине сдвига скорости такое дифференциальное вращение становится неустойчивым – развивается плазменный аналог неустойчивости Кельвина–Гельмгольца (КГ) [4, 15, 16] и движение плазмы становится сильно турбулентным. Здесь следует учесть, что, помимо *аксиаль-*

*ного вектора* угловой скорости вращения плазменного столба  $\mathbf{\Omega}(r)$ , в открытой ловушке физически выделенным оказывается и *полярный вектор*  $\mathbf{e}_z$ . Эта выделенность следует уже из геометрических соображений, т.е. из наличия значительных продольных градиентов полей и параметров плазмы. Таким образом, имеем турбулентность при наличии *аксиального* вектора  $\mathbf{\Omega}$  и *полярного* вектора  $g\mathbf{e}_z$ , из которых естественным образом составляется *псевдоскаляр*  $g(\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{\Omega})$ , отвечающий за появление средней э.д.с.  $\mathbf{F}_{em}$ , коллинеарной среднему магнитному полю  $\mathbf{B}_0$ .

Рис. 2 схематически иллюстрирует образование и движение дрейфовых вихрей в неоднородном магнитном поле на участке между соседними экстремумами  $\mathbf{B}_0(z)$  и поясняет механизм появления средней спиральности  $h \equiv \langle \mathbf{u} \cdot \text{rot} \mathbf{u} \rangle \neq 0$  турбулентных движений в плазменной струе, неустойчивой относительно дифференциального вращения в скрещенных полях. Ранее нами было показано [4], что при заполнении открытой ловушки плазмой из дугового источника с изолированными по магнитному потоку кольцевыми электродами в образующийся плазменный столб “выносятся” крайне неоднородное радиальное электрическое поле  $E_r(r)$  и развивается неустойчивость КГ. Развитие неустойчивости приводит к образованию вытянутых вдоль магнитного поля дрейфовых вихрей (вихревых трубок, конвективных ячеек), формирующихся вокруг локальных минимумов и максимумов возмущенного потенциала. Форма поперечного сечения дрейфовых вихрей определяется в общем случае формой образующихся эквипотенциалей. Другими словами, единственный вихрь представляет собой вытянутую вдоль среднего магнитного поля  $\mathbf{B}_0$  конвективную ячейку, в которой с помощью внешних граничных условий создан экстремум потенциала (или область с немонотонным электрическим полем, скрещенным с магнитным полем). Отметим, что данное определение вовсе не предполагает, чтобы поперечное сечение плазменного вихря было округлым по форме. Оно может иметь и более сложную структуру, при том лишь условии, что эта форма определяется, как было сказано выше, формой образующихся эквипотенциалей. На рис. 2 для простоты дрейфовые траектории  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  движения частиц плазмы по эквипотенциалам во вращающейся системе отсчета представлены в виде развернутых относительно друг друга эллипсов. Знак завихренности этого движения при заданном направлении магнитного поля  $\mathbf{B}_0$  определяется направлением электрического поля в конвективной ячейке. В случае неустойчивости КГ флуктуации плотности и потенциала в возникающем ансамбле азимутальных электростатических волн оказываются в противофазе [4], т.е. при  $dn/dr < 0$  всплывающие (по радиусу) вихри образуются вокруг локальных



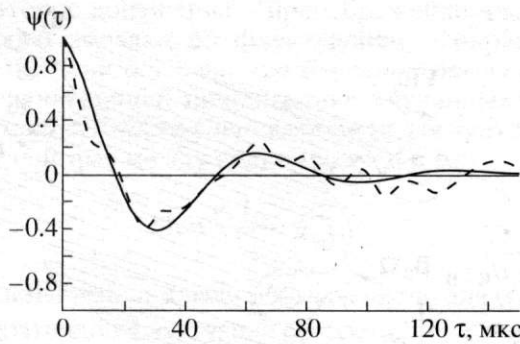


Рис. 3. Автокорреляционная функция флуктуаций потенциала: пунктирная линия – экспериментальная зависимость, сплошная – расчет по формуле (17) с  $\tau_{cor} = 34$  мкс.

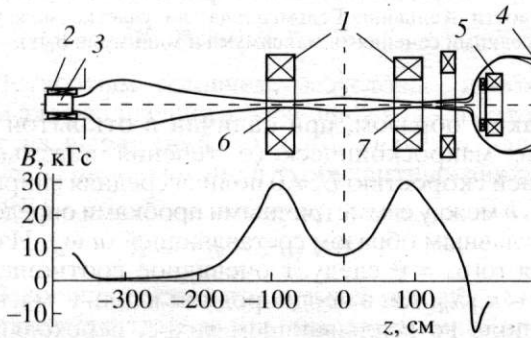


Рис. 4. Концевая система установки АМБАЛ-М и силовая линия, выходящая из источника плазмы. Ниже – магнитное поле на оси. 1 – катушки пробкотрона, 2 – соленоид источника плазмы, 3 – источник плазмы, 4 – плазмодриемник, 5 – катушка полукаспа, 6 – входная пробка, 7 – выходная пробка.

Таким образом, параметр  $\alpha$  и, следовательно, величина турбулентной э.д.с.  $F_{em}$  действительно оказываются пропорциональными интенсивности турбулентности, выраженной через  $D_T$ , деленной на некоторый пространственный масштаб неоднородности среднего магнитного поля  $B_0$ .

Прежде чем перейти к сравнению предсказаний построенной здесь модели альфа-эффекта для открытой ловушки, покажем, что в нашем случае имеют место именно те физические условия (8)–(11) для реализации альфа-эффекта, которые были рассмотрены выше. Эти оценки необходимы для представления общей физической ситуации в обсуждаемом эксперименте [6, 17]. Выберем временной интервал  $T = 1000$ – $1300$  мкс от начала рабочего импульса источника, когда параметры плазмы в ловушке оказываются близки в совокупности к некоторому квазистационарному уровню. В этот момент максимум мощности в спектре флуктуаций плазмы на внутренних радиусах плазменного столба приходится на область частот вблизи 16 кГц, что соответствует первой азимутальной моде  $m = 1$ ,  $\omega_1 = 2\pi f_1 \approx 10^5$  с<sup>-1</sup>. Время кор-

реляции флуктуаций  $\tau_{cor}$  определяем, аппроксимируя экспериментально полученную автокорреляционную функцию (рис. 3) с помощью соотношения

$$\psi(\tau) = \langle x(t)x(t+\tau) \rangle = \langle x^2(t) \rangle \exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_{cor}}\right). \quad (17)$$

Получаем, что  $\tau_{cor} \approx 3 \times 10^{-5}$  с  $\approx \pi/\omega_1 \ll T$ . Отсюда следует, что время диссипации по порядку величины соответствует обратной частоте энергосодержащей моды, что, впрочем, вполне естественно для нашего случая развитой турбулентности. Также с использованием экспериментальных результатов ( $\delta r \approx 1.4 \times 10^{-2}$  м,  $U_z \approx 0.6 \times 10^5$  м/с) [7] и заданного распределения магнитного поля в ловушке АМБАЛ-М (рис. 4) получаем оценки на среднеквадратичную величину пульсаций радиальной скорости  $u_r \approx 1.7 \times 10^3$  м/с и их характерный масштаб длины  $\lambda_B \approx 0.5$  м  $\ll L \approx 6$  м. Отсюда следуют оценки на число Струхала

$$Sh \equiv \frac{u_r \tau_{cor}}{\lambda_B} \approx 0.1 \ll 1, \quad (18)$$

на магнитное число Рейнольдса (при  $T_e \approx 50$  эВ)

$$Rm \equiv \mu_0 \sigma_0 u_r \delta r \approx 16 > \pi, \quad (19)$$

на среднюю спиральность турбулентных движений плазмы

$$h \equiv \langle \mathbf{u} \cdot \text{rot} \mathbf{u} \rangle \approx \frac{\langle u_r^2 \rangle}{\lambda_B} \approx 6 \times 10^6 \text{ м/с}^2, \quad (20)$$

а также на коэффициент турбулентной диффузии

$$D_T = \frac{1}{3} \langle u_r^2 \rangle \tau_{cor} \approx 30 \text{ м}^2/\text{с}. \quad (21)$$

Заметим, что полученное таким образом значение  $D_T$  согласуется с его средней по сечению плазменного столба величиной, определенной по скорости изменения радиального распределения  $n(r, z(t))$  [4, 7], что подтверждает надежность сделанных здесь оценок. Таким образом, в эксперименте действительно реализуются условия (8)–(11), в совокупности достаточные для осуществления альфа-эффекта.

Для получения оценок основных интересующих нас величин обратимся к соотношениям (15), (16), справедливым в предельном случае высокой проводимости. Находим

$$\alpha \approx -\frac{D_T}{\lambda_B} \approx 60 \text{ м/с}, \quad (22)$$

$$F_{em} = \alpha B_0 \approx -\frac{D_T B_0}{\lambda_B} \approx -45 \text{ В/м}. \quad (23)$$

Здесь и далее используем значение коэффициента  $D_T$ , полученное при номинальном магнитном поле в источнике  $B_0 = 0.75$  Тл. В силу же боровского характера зависимости  $D_T(B)$  [4, 7] произведение  $D_T B_0$  оказывается постоянным вдоль

плазменного столба (при условии постоянства градиента электрического потенциала по магнитному потоку  $\Omega(z) = -\partial\phi/rB_0\partial r = \text{const}$ ).

5. СРАВНЕНИЕ ПРЕДСКАЗАНИЙ МОДЕЛИ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Теперь, когда мы показали, что в открытой ловушке в экспериментах с плазменной струей, неустойчивой относительно дифференциального вращения, выполняются все оговоренные выше условия для действия альфа-эффекта, на первый план выходит вопрос о поиске конкретных доказательств его проявления. Эффект возникновения в плазменном столбе значительных продольных токов и его зависимость от уровня турбулентности плазмы, о чем говорилось во втором разделе, являются, несомненно, наблюдаемым фактом [1, 2, 6 17], и обсуждению может подлежать только интерпретация этого результата. Безусловно, одним из таких доказательств было бы прямое измерение разности потенциалов  $\Delta U$  в направлении вдоль магнитного поля, возникающей на всей длине плазменного столба в результате действия альфа-эффекта. Для параметров турбулентности и магнитного поля в ловушке АМБАЛ-М ( $D_T \approx 30 \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $B_0 = 0.75 \text{ Тл}$ ) получаем следующую оценку на величину этой разности потенциалов:

$$\Delta U = \int_0^L F_{em} dz \approx -D_T B \int_0^L \frac{dz}{\lambda_B(z)} \approx -270 \text{ В.} \quad (24)$$

Однако кроме турбулентной э.д.с. в плазме присутствует и квазистационарное электрическое поле  $E_z(r, z)$ , связанное с наличием продольных градиентов плотности и температуры плазмы, вклад которого в измеряемую разность потенциалов может достигать нескольких ( $T_e/e$ ), т.е. оказывается одного порядка с (24).

Однако возможность более точной проверки в эксперименте предсказаний формулы (24) все-таки существует, и связана она с пороговым характером действия альфа-эффекта в зависимости от интенсивности турбулентных движений (10). Поэтому в случае “медленного” выключения источника энергии турбулентных движений плазмы (дугового разряда) можно ожидать скачкообразного изменения потенциала центрального электрода при прохождении уровня турбулентности через зону  $R_m \approx \pi$ . На рис. 5 представлен такой резкий скачок ( $\tau < \tau_{cor}$ ) “плавающего” потенциала центрального электрода на выходе из источника, наблюдаемый в установке АМБАЛ-М в момент порогового “выключения” э.д.с. при  $R_m \approx \pi$ , т.е. на спаде турбулентности по окончании разряда в источнике плазмы. В этом случае можно пренебречь изменением распределений плотности и температуры плазмы за время  $\tau \ll \tau_{rel}$ , где  $\tau_{rel}$  – ха-

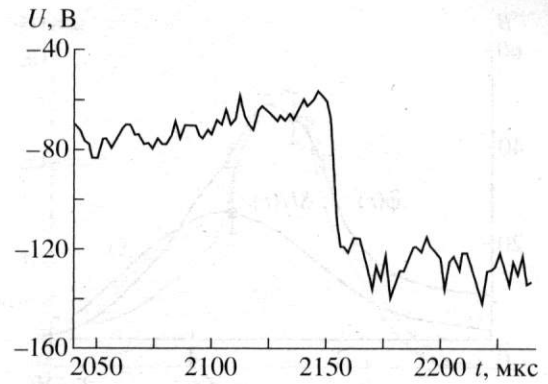


Рис. 5. Скачок разности потенциалов на длине плазменного столба в ловушке АМБАЛ-М при прохождении уровня турбулентности через зону  $R_m \approx \pi$ .

рактерное время релаксации плотности или температуры, и считать, что это изменение разности потенциалов  $\Delta U$  на длине плазменного столба всецело связано с исчезновением действия турбулентной э.д.с., а именно

$$\Delta U = \int_0^L F_{em}(R_m = \pi) dz \approx -60 \text{ В,} \quad (25)$$

что хорошо согласуется с экспериментом. Временная привязка этого скачка в соответствии со статистической природой определяющего его процесса флуктуирует от выстрела к выстрелу с характерным разбросом порядка 100 мкс. Подобный скачок потенциала наблюдается на “плавающих” зондах (рис. 12 в [17]) по всей длине плазменного столба (с поправкой амплитуды на радиальное и аксиальное положение зонда). Скачок потенциала на центральном электроде отсутствует в случае автономной работы источника, т.е. при отсутствии магнитного поля в открытой ловушке, когда плазменная струя “выбрасывается” на стенки вакуумной камеры непосредственно вблизи выхода из источника.

Для экспериментальной проверки предсказаний модели относительно радиальной зависимости турбулентной э.д.с. был выбран участок плазменного столба протяженностью  $\Delta z = 40 \text{ см}$  с центром во входной по течению струи пробке концевой системы АМБАЛ-М ( $z = -86 \text{ см}$ ) (рис. 4), где продольные градиенты плотности и температуры плазмы минимальны [17]. Измерялась радиальная зависимость разности потенциалов между двумя зондами с аксиальными координатами  $z = -106 \text{ см}$  и  $z = -66 \text{ см}$  (рис. 4), находящимися на одной силовой линии магнитного поля. На рис. 6 представлены полученная таким методом зависимость  $\Delta U(r)$  и измеренная же зависимости величины среднеквадратичных флуктуаций потенциала  $\tilde{\phi}(r) \propto D_T(r)$ . Видно неплохое соответствие их профилей. Что касается абсолютной величины турбулентной э.д.с.,

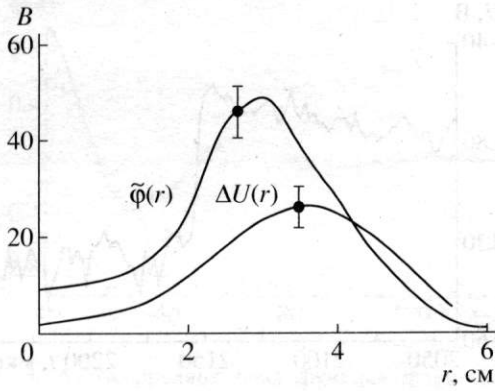


Рис. 6. Измеренные радиальные зависимости турбулентной э.д.с. ( $\Delta U$ ) и коэффициента диффузии ( $D_T \sim \phi$ ) во входной пробке АМБАЛ-М.

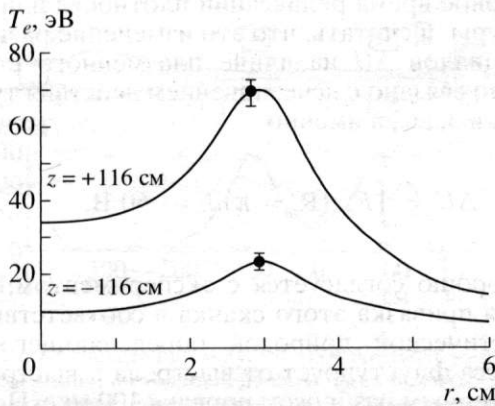


Рис. 7. Измеренные радиальные зависимости электронной температуры во входной ( $z = 116$  см) и выходной ( $z = -116$  см) пробках АМБАЛ-М.

к примеру, в максимуме распределения  $\Delta U(r)$ , то теория предсказывает:

$$\Delta U = D_T B \int_{-106}^{-66} \frac{dz}{\lambda_B(z)} = -0.74 D_T B \approx -17 \text{ В.} \quad (26)$$

Это несколько меньше ее экспериментального значения, что, впрочем, объясняется все-таки присутствием (см. ниже) положительного продольного градиента температуры электронов порядка  $dT_e/dz \sim 0.1$  эВ/см.

Перейдем теперь к рассмотрению пространственных распределений плотности тока  $j_{\parallel}(r, z) = \sigma_T F_{em}$ , мощности джоулевой диссипации  $P_J = j_{\parallel} F_{em}$  и температуры электронов  $T_e(r, z)$ , обусловленных действием турбулентной э.д.с.  $F_{em}$ . Энергия джоулева тепловыделения, производимого токами, берется из энергии турбулентного движения, имеющего среднюю спиральность. Как уже было отмечено выше, турбулентная электропроводность плазмы  $\sigma_T$  связана с ее классическим значением  $\sigma_0$

соотношением  $\sigma_T = \sigma_0 / (1 + \mu_0 \sigma_0 D_T)$ . В случае  $\mu_0 \sigma_0 D_T \gg 1$  (при  $D_T \approx 30 \text{ м}^2/\text{с}$  и  $T_e \geq 10$  эВ имеем  $\mu_0 \sigma_0 D_T \geq 2$ ) электропроводность плазмы оказывается сильно подавлена турбулентностью и зависимость  $\sigma_T$  от  $T_e(r)$  практически выпадает, так что получаем следующую оценку:

$$\sigma_T \leq (\mu_0 D_T)^{-1} \approx 2.7 \times 10^4 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}, \quad (27)$$

т.е. аномальное сопротивление плазмы достигает максимума в слое  $\text{max}(D_T(r))$  и, соответственно,  $\text{max}(F_{em}(r))$ . Полученная величина  $\sigma_T$  примерно соответствует классическому значению  $\sigma_0$  при  $T_e \approx 7$  эВ. Вследствие аномального сопротивления плазмы максимальная плотность тока, генерируемого действием турбулентной э.д.с., оказывается ограничена сверху величиной (без учета падения напряжения на конечном сопротивлении вакуумной камеры)

$$j_{\parallel}(r, z) = \sigma_T F_{em} \leq \frac{B}{\mu_0 \langle \lambda_B \rangle}, \quad (28)$$

т.е.  $j_{\parallel}(z) \propto B(z)$  и практически не зависит от  $r$  при  $T_e(r) > 10$  эВ.

На рис. 7 представлены экспериментальные зависимости  $T_e(r)$ , полученные в разных сечениях плазменного столба в установке АМБАЛ-М. Обращают на себя внимание значительный и последовательный рост температуры электронов вниз по течению плазменной струи (и по направлению тока электронов), а также подобные немонотонные профили  $T_e(r)$  с максимумом на радиусе, примерно соответствующем максимуму  $D_T(r)$  (рис. 6). Используя указанные профили  $T_e(r)$  и  $D_T(r)$  в качестве входных параметров для  $\sigma_T$  и  $F_{em}$ , получаем следующие параметрические зависимости:  $j_{\parallel}(r, T_e) = \sigma_T(r, T_e) F_{em}(r)$ , представленные на рис. 8. В качестве параметра  $T_e$  здесь указана температура электронов на оси. Есть очевидное соответствие этих расчетных профилей  $j_{\parallel}(r, T_e)$  в плане динамики заполнения приосевой полости с ростом  $T_e(z_k)$  и экспериментально полученных профилей  $j_z(r, z_k)$  [6]. Возрастание плотности тока вблизи оси вниз по течению плазменной струи обеспечивается увеличением в этой зоне электропроводности плазмы с ростом температуры электронов, в то время как на радиусах, соответствующих максимуму э.д.с., электропроводность оказывается сильно подавлена турбулентностью (28).

Высокая плотность тока и аномально низкая турбулентная проводимость плазмы в зоне максимума э.д.с. приводят к значительной плотности мощности джоулевой диссипации  $P_J = j_{\parallel} F_{em} \leq 30 \text{ Вт/см}^3$ , что при плотности плазмы  $n_e \sim 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  соответствует темпу нагрева электронов  $dT_e/dt \sim 20$  эВ/мкс. Эта мощность на порядки превышает мощность, получаемую в данных условиях электронами от более горячих ионов в результате парных кулоновских столкновений [17]



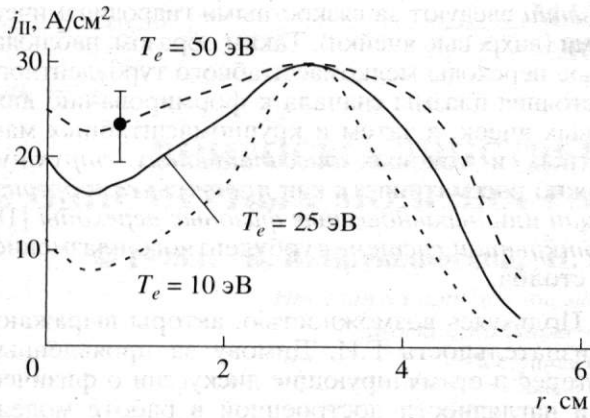


Рис. 8. Расчетные профили плотности продольного тока для различных нормировок распределений электронной температуры.

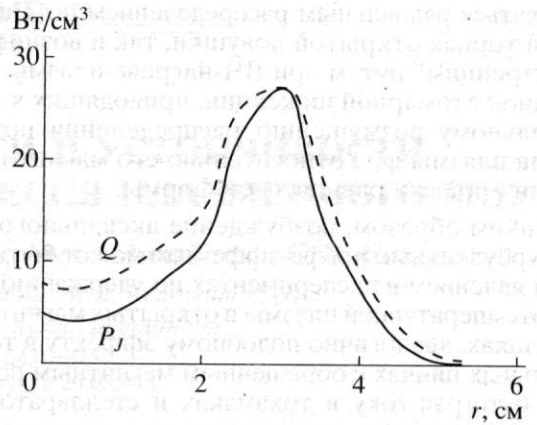


Рис. 9. Расчетный профиль джоулева тепловыделения  $P_J(r)$  и экспериментальная зависимость дивергенция плотности потока энергии в электронной компоненте  $Q(r)$ .

и, следовательно, полностью определяет изменение энергосодержания в электронной компоненте. С другой стороны, и вкладом поперечной электронной теплопроводности, оцениваемой по порядку величины как  $n_e D_T (\partial T_e / \partial r) \sim 1$  Вт/см<sup>2</sup>, и вкладом продольной электронной теплопроводности, подавленной, как и электропроводность, действием турбулентной э.д.с., а также и потенциальным барьером во входной пробке [17], в энергобаланс электронов можно пренебречь. Таким образом, мощность потерь из единицы объема определяется главным образом дивергенцией плотности потока энергии в электронной компоненте, определенной как  $Q = (5/2) j_{\parallel} (\partial T_e / \partial z) / e$ . Приравняв дивергенцию плотности потока энергии плотности мощности джоулева нагрева, получаем следующее простое условие на продольный градиент температуры электронов для установившегося квазистационарного их течения:

$$\frac{\partial T_e}{\partial z} = \frac{2}{5} e F_{em}. \quad (29)$$

Как видно, с учетом  $F_{em}(z) = D_T B / \lambda_B \approx \text{const}$ , следует ожидать линейного роста  $T_e(r, z)$  по длине плазменного столба с характерным продольным градиентом в максимуме  $T_e(r)$  около 0.2 эВ/см. На рис. 9 дается сравнение расчетного профиля  $P_J(r)$  и профиля  $Q(r)$  дивергенции плотности потока энергии в электронной компоненте, полученного с использованием экспериментальных данных (рис. 6 здесь и рис. 5 в [6]) на участке  $-116 \leq z \leq +116$  см (рис. 4) установившегося профиля плотности тока  $j_{\parallel}(r, z) \approx \text{const}$ . Очевидно их неплохое (поразительное) соответствие, что позволяет сделать вывод об адекватности экспериментальных профилей  $T_e(r, z_k)$  (рис. 7) внутренней структуре принятой модели турбулентного альфа-эффекта. Таким образом, система связей определяющих физических параметров замкнулась, и мы полу-

чили самосогласованную модель, позволяющую рассчитать основные параметры плазмы в концевой системе АМБАЛ-М, задавшись распределениями  $B(z)$  и  $D_T(r)$ , — параметром, контролируемым источником энергии дифференциального вращения плазменного столба.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ. АЛЬФА-ЭФФЕКТ И ФИЗИКА ОТКРЫТЫХ ЛОВУШЕК

Впервые показано, что неустойчивое дифференциальное вращение плазмы в открытой ловушке приводит к появлению средней турбулентной э.д.с.  $F_{em} = \alpha B_0$ , коллинеарной среднему магнитному полю  $B_0$ , и возбуждению аксиального тока  $j_{\parallel}$  в результате действия альфа-эффекта. Возникающее при этом азимутальное магнитное поле  $B_{\theta}$  оказывается порядка радиальной компоненты создаваемого катушками поля  $B$ . Физическая природа источника энергии такого термодинамически неравновесного вращения не играет принципиальной роли. Наблюдается удовлетворительное количественное соответствие результатов экстраполяции теории альфа-эффекта к условиям эксперимента и экспериментальных фактов. Это впервые позволило без введения свободных параметров определить основные пространственные характеристики квазистационарных распределений плотности электрического тока  $j_{\parallel}(r, z)$ , плотности мощности джоулевой диссипации  $j_{\parallel} \cdot F_{em}$  и температуры электронов  $T_e(r, z)$ , а также объяснить наблюдаемую асимметрию потерь ионов и электронов из концевого пробкотрона АМБАЛ-М.

Построена модель альфа-эффекта для открытых ловушек, показывающая, что турбулентное динамо может появляться в них совершенно естественным образом вследствие неустойчивого дифференциального вращения плазменного столба в скрещенных полях. Неустойчивое дифференциальное вращение плазмы в общем случае может как

задаваться радиальным распределением потенциала на торцах открытой ловушки, так и возникать "внутренним" путем при ВЧ-нагреве плазмы или мощной атомарной инжекции, приводящих к значительному возмущению распределения потенциала плазмы  $\phi(r)$  относительно его магнитогидродинамически равновесной формы.

Таким образом, возбуждение аксиального тока турбулентным альфа-эффектом может быть общим явлением в экспериментах по удержанию высокотемпературной плазмы в открытых магнитных ловушках, аналогично подобному эффекту в тороидальных пинчах с обращенным магнитным полем или бутстрэп-току в токамаках и стеллараторах. Однако в отличие от тороидальных систем влияние альфа-эффекта на физику удержания в открытых ловушках значительно многообразнее. Альфа-эффект может оказывать влияние на устойчивость плазмы в открытой ловушке посредством изменения топологии удерживающего магнитного поля, а также обеспечивая хороший электрический токовый контакт плазмы с проводящими торцами ловушки; на ее нагрев и продольное удержание. Однако подробное рассмотрение всех возможных факторов влияния альфа-эффекта на физику открытых ловушек, несомненно, представляет самостоятельный интерес и выходит за рамки данной работы.

Замечательным результатом электродинамики средних полей является то, что турбулентность и диссипация не всегда являются причиной разрушения крупномасштабных структур, но в определенных условиях могут и создавать их. При наличии источника и стока (энергии, вещества или информации) физическая система является *открытой* и способной к *самоорганизации* и образованию *диссипативных структур*. Под термином "*открытая система*" мы здесь понимаем *термодинамически открытую систему*, в отличие от *открытой* (зеркальной) магнитной ловушки. С термодинамической точки зрения плазма в зеркальной магнитной ловушке с непрерывно вводимыми веществом и мощностью является *открытой системой*, а в таких системах довольно типичным является образование упорядоченных структур (*самоорганизация*). Способность той или иной структуры к *самоорганизации* характеризуется количеством энергии, диссипируемой при этом в среде за единицу времени. Формирование крупномасштабных структур в магнитных ловушках с дифференциальным вращением плазменного столба может быть обусловлено как процессами диссипации, связанными с вязкостью (в том числе и коллективной) при дифференциальном вращении, так и с чисто плазменными коллективными механизмами диссипации. В рассмотренном нами случае такой плазменный механизм (альфа-эффект) обеспечивает большой темп (джоулевой) диссипации энергии дифференциального вращения, и плазменные *эффекты самооргани-*

*зации* следуют за вязкостными гидродинамическими (вихревые ячейки). Таким образом, наблюдаемые переходы мелкомасштабного турбулентного состояния плазмы сначала к формированию вихревых ячеек, а затем и крупномасштабных магнитных и токовых *диссипативных структур* можно рассматривать как *процессы самоорганизации* или *неравновесные фазовые переходы* [18] в *открытой системе* турбулентного плазменного столба.

Пользуясь возможностью, авторы выражают признательность Г.И. Димову за проявленный интерес и стимулирующие дискуссии о физической наглядности построенной в работе модели турбулентного альфа-эффекта для открытых ловушек.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. Вып. 6. С. 724.
2. Bender E.D., Chupriyanov V.E. et al. // ISPP-8 "Piero Caldirola", Physics of Alternative Magnetic Confinement Schemes, SIF. Bologna, 1991. P. 157.
3. Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 5. С. 970.
4. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. // Там же. 1990. Т. 16. Вып. 6. С. 700.
5. Кабанцев А.А. // Тр. Всесоюз. совещания по открытым ловушкам. М.: ИАЭ, 1989. С. 40.
6. Ахметов Т.Д., Давыденко В.И. и др. // Препринт № 97-4. Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 1997.
7. Кабанцев А.А. // Препринт № 95-80. Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 1995.
8. Паркер Е. Космические магнитные поля. Т.1-2. М.: Мир, 1982.
9. Gimblet C.G., Watkins M.L. // Proc. of the 7th European Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys. Lausanne, 1975. V. 1. P. 103.
10. Steenbeck M., Krause F. // Z. Naturforsch. 1966. Bd. 21A. S. 369.
11. Steenbeck M., Krause F. // Ibid. 1966. P. 1285.
12. Cowling T.G. // Mon. Not. Roy Astr. Soc. 1934. V. 94. P. 39.
13. Моффат Г. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. М.: Мир, 1980.
14. Краузе Ф., Рэдлер К.Х. Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. М.: Мир, 1984.
15. Jassby D.L. // Phys. Fluids. 1972. V. 15. P. 1590.
16. Piič D.B., Rognlien T.D. et al. // Phys. Fluids. 1973. V. 16. P. 1042.
17. Ахметов Т.Д., Белкин В.С. и др. // Физика плазмы. 1997. Т. 23. С. 988.
18. Климонтович Ю.Л. // УФН. 1996. Т. 166. С. 1231.