

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

**К 80-летию со дня рождения академика Б.Б. Кадомцева**

*Научная сессия Отделения физических наук  
Российской академии наук, 10 декабря 2008 г.*

В.П. Смирнов; С.В. Мирнов; Л.М. Коврижных; А.В. Гуревич, А.Н. Карапшин,  
В.А. Рябов, А.П. Чубенко, А.Л. Щепетов; В.И. Ильгисонис

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200907d.0765

10 декабря 2008 г. в конференц-зале Физического института имени П.Н. Лебедева РАН состоялась научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук, посвящённая 80-летию со дня рождения академика Б.Б. Кадомцева. На сессии были представлены доклады:

1. **Смирнов В.П.** (Институт ядерного синтеза Российского научного центра "Курчатовский институт", Москва). *К 80-летию Бориса Борисовича Кадомцева (вступительное слово).*

2. **Мирнов С.В.** (Государственный научный центр РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", г. Троицк, Московская обл.). *Академик Б.Б. Кадомцев и Интернациональный термоядерный экспериментальный реактор (ИТЭР).*

3. **Кругляков Э.П.** (Институт ядерной физики им. Г.И. Буддера СО РАН, Новосибирск). *Открытые магнитные системы для удержания плазмы.*

4. **Коврижных Л.М.** (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва). *Термоядерные исследования на стеллараторах.*

5. **Гуревич А.В.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Нелинейные явления в ионосферной плазме.*

6. **Ильгисонис В.И.** (Институт ядерного синтеза Российского научного центра "Курчатовский институт", Москва). *Классические результаты Б.Б. Кадомцева и вращение плазмы в современных токамаках.*

Краткое содержание вступительного слова и докладов 2, 4, 6, а также статья, написанная на основе доклада 5, публикуются ниже.



Борис Борисович Кадомцев  
(09.11.1928 – 19.08.1998)

PACS numbers: **01.60.+q, 01.65.+g, 52.55.Fa**  
DOI: 10.3367/UFNr.0179.200907e.0765

**К 80-летию  
Бориса Борисовича Кадомцева  
(вступительное слово)**

В.П. Смирнов

Сегодня у нас необычная сессия. В последнее время в Отделении физических наук РАН было проведено до-

вольно много сессий, посвящённых 100-летию выдающихся российских учёных. А сегодня только 80 лет исполнилось бы Борису Борисовичу Кадомцеву, и все мы ещё очень хорошо помним его, и кажется, что прямо сейчас сюда, в этот зал, зайдёт и он.

Прежде всего, я хочу вам передать, что Евгений Павлович Велихов очень хотел присутствовать на этом заседании и произнести вступительное слово, но его многочисленные нагрузки по Общественной палате — я сегодня с ним общался — просто действительно не

позволили ему это сделать. Поэтому Е.П. Велихов просил передать свои извинения присутствующим за невозможность личного участия в этом собрании и просил меня произнести несколько слов вместо него.

Нет с нами Бориса Борисовича... Это такая колоссальная потеря для всего Курчатовского института, занимающегося плазмой, и, я думаю, что для всего российского физического сообщества, и не только российского, но и мирового. Доклады, которые предполагается здесь заслушать, фактически отражают ту большую деятельность Бориса Борисовича в области физики горячей плазмы и термоядерного синтеза, которую он проводил на протяжении всей своей активной работы в Курчатовском институте. Б.Б. Кадомцевым были сформулированы научные основы реактора токамак, и он впервые с Л.А. Арцимовичем сформулировал очень важное утверждение: термояд на основе токамака может быть осуществлён — термоядерный реактор может быть построен, причём он может быть построен несмотря на те многочисленные неустойчивости и проблемы физики, которые существуют. Об анализе этих неустойчивостей, в частности неустойчивостей магнитогидродинамических (МГД) процессов, расскажет сегодня С.В. Мирнов.

Борис Борисович внёс колоссальный вклад в решение проблемы термоядерного синтеза, и когда мы встречаемся на нашей традиционной конференции — конференции МАГАТЭ по термояду, происходящей раз в два года, то те идеи, которые выдвинул Борис Борисович, всё время возникают вновь, и народ об этом помнит.

Мы также должны сказать, что не только физика горячей плазмы и управляемый термоядерный синтез потеряли великого учёного, который мог с колоссальной ясностью разобраться в сложных процессах. Научные интересы Бориса Борисовича, конечно, не ограничивались физикой плазмы и термоядом, и всех нас, кто имел хотя бы какое-то достаточно близкое взаимодействие с Борисом Борисовичем, удивляло то, с какой лёгкостью он воспринимал совершенно различные направления в физике. И когда ему объясняли, скажем я или мои товарищи, работы, выходившие, казалось бы, за пределы его повседневной научной активности, он очень быстро всё схватывал и задавал вопросы, относящиеся к самой сути. Это было удивительной особенностью Бориса Борисовича.

Ещё я хочу сказать, что он был замечательным педагогом. В течение длительного времени он был заведующим кафедрой физики и химии плазмы в Московском физико-техническом институте (МФТИ), и многие из тех, кто сейчас составляют ударную силу в теории плазмы, и не только в теории, но и в эксперименте, и не только, может быть, в России, но и в других странах, прошли через эту кафедру, слушали его лекции, усвоили систему осознания физических процессов, которые он так или иначе внушал студентам. И продолжающиеся работы его учеников фактически несут в себе тот самый след, который он оставил всем нам.

Нам особенно, конечно, приятно, что сегодня, отмечая 80-летие Б.Б. Кадомцева, мы имеем весьма положительные и вместе с тем обязывающие шаги в развитии термояда. Всем хорошо известно, что мы в составе международной кооперации строим Международный экспериментальный термоядерный реактор (ИТЭР). Строительство этого реактора является продолжением

активности, связанной с исследованиями в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова, которые начались ещё в 1970-х годах, и в этих исследованиях Б.Б. Кадомцев играл очень важную и значительную роль. При работе над проектом ИТЭР Б.Б. Кадомцев был постоянным членом Международного научно-консультационного комитета проекта международного термоядерного реактора ИТЕР, разрабатываемого под эгидой МАГАТЭ, и привлёк в этот комитет выдающихся представителей нашей техники и нашей ядерной науки. Среди них нужно отметить академика В.А. Глухих, Е.О. Адамова, который своей критикой внёс очень позитивный вклад в проектирование ИТЭРа, М.И. Солонина (сейчас члена-корреспондента РАН). В общем, это была славная команда, которая отлично поработала, так поработала, что вклад России, внесённый в самые сложные времена падения финансирования и поддержки государством науки, оказался соизмеримым с вкладом прочих участников проекта.

Б. Б. Кадомцев много думал о термояде как об источнике энергии, и он имел и позитивные, а в ряде случаев, так сказать, и негативные суждения о том или ином конкретном решении, касающемся термояда. Но он в то же время понимал, что дорога к овладению термоядерной энергией является очень сложной и она потребует многих усилий, в том числе и усилий физиков, занимающихся фундаментальными исследованиями.

Следует сказать и о другом направлении, которое начало развиваться по инициативе Б.Б. Кадомцева. В Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова был создан отдел, который возглавил Виктор Владимирович Орлов. Этот отдел занимался инженерно-физическими аспектами термоядерного реактора и, в частности, анализом возможности создания гибридных термоядерных реакторов. Сегодня эта идея после полного отрицания, связанного с активностью "зелёных" снова возродилась, и не только у нас (у нас она, скорее, пока имеет "акустическую" силу, а не реальную, но, тем не менее, мы её обсуждаем). А вот в других странах — участницах термоядерной активности — идея гибридного реактора тоже получает сейчас всё большее и большее звучание. Соединенные Штаты предлагают нам взаимодействовать, Китай имеет совершенно активное и очень направленное желание решить вопросы создания топлива для атомной энергетики на гибридных установках. Одним словом, деятельность Бориса Борисовича и как учёного, и как руководителя, реального руководителя термоядерной программы в Курчатовском институте, проложила и открыла очень много направлений. Вот на меня смотрит Александр Григорьевич Литvak. Я должен сказать, что благодаря поддержке Кадомцева были заказаны и развивались работы по гиротронам, которые совершенно замечательно, на высочайшем физическом и техническом уровне выполнил Институт прикладной физики РАН (Нижний Новгород), руководимый в настоящее время академиком А.Г. Литваком. И вот этот широкий круг исследований, которые были проведены в Курчатовском институте во времена, когда Кадомцев возглавлял отдел плазменных исследований, является очень важным и имеет чрезвычайно большие перспективы.

В докладах, которые будут представлены на этой сессии, будет подробно рассказано о развитии ряда идей Б.Б. Кадомцева на современном этапе.

PACS numbers: **01.65.+g, 28.52.-s, 52.55.Fa**  
 DOI: 10.3367/UFNr.0179.200907f.0767

## **Академик Б.Б. Кадомцев и Интернациональный термоядерный экспериментальный реактор ИТЭР**

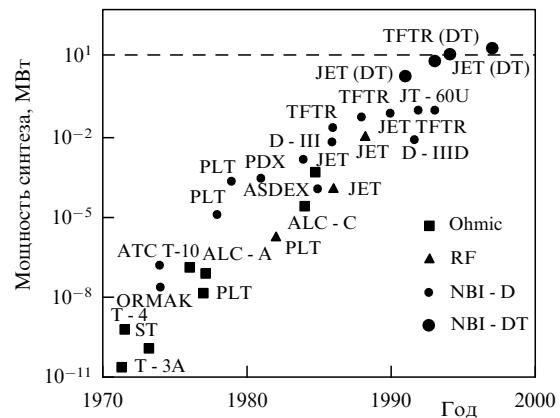
С.В. Мирнов

Кадомцев Борис Борисович (1928–1998), физик, академик РАН (1970). Основные труды по физике плазмы (устойчивость, явления переноса, термоизоляция и др.) и проблеме управляемого термоядерного синтеза. Государственная премия СССР (1970), Ленинская премия (1984).

Большой российский энциклопедический словарь, 2007 г.

Академик Борис Борисович Кадомцев принадлежал к физикам, о которых среди коллег принято говорить в превосходных степенях. Диапазон его профессиональных интересов поражает. Вышедший уже посмертно двухтомник его трудов содержит не только широко известные работы по физике высокотемпературной плазмы, давно ставшие классическими, но и работы по квантовой механике, прошёдшей, как первая любовь, через всю его жизнь (Б.Б. был учеником Д.И. Блохинцева), работы по поведению вещества в сверхсильных магнитных полях, теории нелинейных и стохастических процессов, магнитным перезамыканиям, теории солитонов и шаровой молнии и, конечно, по проблеме управляемого термоядерного синтеза. Во все эти вопросы Борис Борисович вносил своё оригинальное видение. Посаженные им семена ждут своего часа. Среди них, в частности, интерпретация известного эффекта Соколова — появления когерентной добавки у возбуждённого атома водорода, пролетающего вблизи поверхности металла. Своей интерпретации квантовой механики и эффекта Соколова Борис Борисович посвятил книгу *Динамика и информация* [2]<sup>1</sup>, которую закончил незадолго до своей смерти. В определённой степени это его взгляд "за край горизонта". Как знать, но, может быть, лет через 20 в соответствующих энциклопедических словарях Б.Б. Кадомцев будет упомянут уже не только в качестве одного из основоположников теории устойчивости и переноса термоядерной плазмы, но и среди творцов новой интерпретации квантовой механики.

Автору случилось взаимодействовать с Борисом Борисовичем лишь в сравнительно узкой области его научной деятельности, касающейся устойчивости и переноса плазмы в токамаках. Отсюда выбор обсуждаемой темы. Несмотря на видимую узость этого предмета, он многие годы оставался для Б.Б. Кадомцева одним из первостепенных, поскольку непосредственно касался его научной и административной деятельности в качестве директора Института ядерного синтеза Российского научного центра "Курчатовский институт". Эта деятельность проходила на фоне стремительного прогресса зарубежных исследований в области управляемого термоядерного синтеза, исследований, получивших исходный задающий импульс в виде концепции "токамак", выдвинутой в нашей стране А.Д. Сахаровым и И.Е. Таммом в начале 1950-х годов и впервые обретшей "научное гражданство" в середине 1960-х, под руководством



**Рис. 1.** Прогресс токамаков. Ohmic — только омический нагрев плазмы, RF — высокочастотный, NBI-D и NBI-DT — нагрев нейтральными пучками дейтерия соответственно без трития и с тритием.

ством Л.А. Арцимовича — предшественника Б.Б. Ка-  
домцева на директорском посту Курчатовского инсти-  
тута.

На рисунке 1, заимствованном автором из демонстрационных материалов Принстонской лаборатории физики плазмы (PPPL) (США), приведена динамика роста мощностидейтерий-дейтериевого (DD) и дейтерий-тритиевого (DT) термоядерного синтеза, произведённого в период 1970 – 1996 гг. на токамаках, созданных в разных странах. Исходные точки (нижняя часть кривой) — достижения отечественных токамаков: Т-3А, Т-4 и Т-10, в конце 1960-х – начале 1970-х годов.

Итоговый успех токамаков — выход термоядерных установок на уровень первых демонстрационных атомных станций — стал физической базой для создания первого в мире Международного термоядерного экспериментального реактора ИТЭР (ITER) промышленного масштаба, сооружаемого сегодня во Франции силами международной коалиции (Европа, Индия, Китай, Россия, США, Южная Корея, Япония). Нелишне вспомнить, что дипломатическая и организационная активность вокруг этого проекта была инициирована нашей страной в 1985 г. в ходе известной встречи М.С. Горбачева и Р. Рейгана. И если осуществление последующих дипломатических и организационных шагов в развитии проекта ИТЭР с российской стороны легло в основном на плечи Е.П. Велихова, то роль главного отечественного эксперта по физике токамаков принадлежала Б.Б. Ка-домцеву как одному из признанных основоположников современной физики высокотемпературной плазмы.

Принято считать, что первое конкретное обращение Кадомцева к физике и возможным перспективам токамаков как термоядерных реакторов, ставшее затем программным, было сделано им в статье "Неустойчивость плазмы и управляемые термоядерные реакции" [9], опубликованной в УФН в 1967 г. Статья эта была явно инициирована Л.А. Арцимовичем, который в том же номере журнала в обзоре состояния термоядерных исследований, предшествующем статье Кадомцева, сообщал о том, что так называемой бомбовской диффузии в отечественных токамаках Т-3 и ТМ-3 не обнаружено — энергетическое время жизни плазмы в них превысило расчётное "бомбовское" в десять раз, и затем следовало резюме [10]: "Этот результат есть главная

<sup>1</sup> См. также статьи [3–8].

опора осторожного оптимизма, с которым мы в настоящее время смотрим на дальнейшие перспективы разработки рассматриваемого направления исследований [т.е. на токамаки]".

Несмотря на всю деликатность формы, для того времени это было весьма радикальное утверждение. Дело в том, что в наиболее серьёзных зарубежных термоядерных установках (стеллараторах) в то время наблюдалась почти универсальная аномально высокая утечка плазмы поперёк сильного магнитного поля — турбулентная диффузия, названная "бомовской" по имени американского учёного Д. Бома, наблюдавшего её в 1940-е годы в газовом разряде в сильном магнитном поле. Оказалось эта диффузия действительно универсальной, от идеи термоядерного синтеза в замкнутых магнитных ловушках (токамаках и стеллараторах) пришлось бы отказаться. Доказательством универсальности бомовской диффузии занимались в то время многие серьёзные теоретики. Борис Борисович, в том числе, отдал немалую дань этому предмету.

Крушение в токамаках бомовской универсальности выглядело в этом контексте явным нонсенсом. Дело в том, что концепция токамака рассматривалась в те времена многими физиками и у нас, и за рубежом как физически порочная, в отличие от стеллараторной. Электронный поток, образующий ток, текущий по плазме вдоль сильного магнитного поля токамака для придания ему винтовой геометрии, казался дополнительным энергетическим резервуаром целого букета магнитогидродинамических и кинетических неустойчивостей. Более того, оказалось плазма в токамаке вдруг макроскопически устойчивой, продольное электрическое поле, приложенное к плазменному витку, должно было бы постепенно перевести все токонесущие электроны в релятивистский электронный пучок (плазменный бетатрон). От токамаков можно было ожидать ухудшения "по сравнению с Бомом", но никак не улучшения.

Однако реальность оказалась сложнее априорных представлений. Как впервые было продемонстрировано Е.П. Горбуновым и К.А. Разумовой (токамак ТМ-2, 1962 г.), в обычном макроскопически устойчивом режиме токамака переход токонесущих электронов в бетатронное ускорение не произошёл. Это — одно из фундаментальных физических явлений, на котором основана современная концепция токамака. Впоследствии было установлено, что переходу электронов в ускорение воспрепятствовала некоторая кинетическая неустойчивость электронного пучка, разбрасывающая ускоряемые электроны по углам. Спонтанное подавление этой неустойчивости в ряде экзотических режимов токамака тут же превращает его в сверхмощный бетатрон.

Первое объяснение природы этой спасительной для токамаков кинетической неустойчивости электронов было дано Б.Б. Кадомцевым и О.П. Погуце [11] в 1967 г. с привлечением механизма аномального доплеровского эффекта. Тем самым с токамаков было снято важное принципиальное ограничение. Отсутствие универсальной бомовской диффузии открывало перед этими магнитными ловушками термоядерные перспективы. В том, по-видимому, и заключалась идея Арцимовича — выступить совместно с Кадомцевым как с одним из ведущих специалистов именно в области плазменной турбулентности, казавшейся тогда многим безграничной. Какие выводы делает Кадомцев в своей программной статье?

"Некоторое время назад ввиду нескончаемого потока статей, в которых обнаруживались всё новые и новые виды неустойчивостей, казалось, что мы никогда не достигнем полного описания неустойчивостей разрежённой плазмы в сильном магнитном поле. К счастью, в последнее время ситуация стала улучшаться. Несмотря на то, что активность в области исследований неустойчивостей плазмы сохраняется на прежнем уровне, становится ясно, что реальную угрозу для удержания высокотемпературной плазмы в магнитном поле представляет лишь некоторое ограниченное число неустойчивостей" [9]. То есть море опасных неустойчивостей ограничено. Это заявление понравилось не всем — пессимизм в отношении устойчивости высокотемпературной плазмы был в то время правилом хорошего тона. В качестве наиболее опасной из остающихся неустойчивостей Кадомцев назвал дрейфово-температурную неустойчивость, проявлением которой должна была стать повышенная утечка плазмы поперёк магнитного поля, напоминающая функционально бомовскую, но умноженную на отношение ларморовского радиуса иона к малому радиусу плазменного шнура. Сегодня перенос такого типа носит название гиробомовского и принят как наиболее вероятный для ИТЭРа, но уже не на основе теоретического предвидения, а на основе анализа фактических данных, полученных в ходе многочисленных экспериментов на реальных токамаках (см. рис.1) за прошедшие сорок лет.

Экспериментальная база 1966 года не позволяла делать такие обобщения. Но уже позволяла проводить рассуждения в "долях от Бома". Задавшись предельно возможной (с точки зрения теоретика) индукцией магнитного поля  $B_T = 10$  Тл, создаваемого с помощью сверхпроводников, и невероятно высокой по тем временам температурой плазмы  $T = 10$  кэВ, Кадомцев вычислил минимальные размеры токамака-реактора с зажиганием дейтерий-тритиевой смеси. При бомовской утечке малый радиус тора  $a$  оказался равным 14 м, что, очевидно, находилось за пределами разумного. При утечке на два порядка меньшей (время жизни "100 Бомов") радиус  $a$  принял более приемлемое значение — 1,4 м. Так величины  $a = 1,4$  м,  $B = 10$  Тл стали ориентировочными параметрами токамака-реактора DT-синтеза.

Возможность уменьшить плазменные потери до уровня 1/100 от бомовских в 1967 г. казалась практически недостижимой. В заключение Б.Б. Кадомцев предостерегал энтузиастов управляемого синтеза [9]: "Для достижения управляемых термоядерных реакций на этом пути [т.е. токамаков] необходимо преодолеть огромные технические трудности, связанные с проблемой создания магнитного поля порядка 10 Тл в объёме порядка многих кубометров. Эти выводы носят предварительный характер. Чтобы получить уверенность в их правильности, необходимо провести обширные физические исследования...".

Дальнейшие физические исследования, действительно, прояснили ситуацию. Уже через год на Новосибирской конференции под эгидой Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ) (1968 г.) Л.А. Арцимовичем было сообщено, что энергетическое время жизни плазмы, полученной на отечественных токамаках Т-3 и ТМ-3, превысило бомовское в 40 раз. У недоверчивых зарубежных учёных созрело предложение проверить

на токамаке Т-3 наши измерения ключевого параметра эксперимента — электронной температуры — прямым методом лазерного рассеяния, только что разработанным в Англии. Ещё через год (в 1969 г.) совместная советско-английская группа успешно провела такие измерения и, как с шумом было объявлено газетчиками, "получила результаты даже более высокие, чем сообщалось русскими". (Русские измеряли среднюю температуру по диамагнетизму плазмы, а лазер давал локальную. Совпадение оказалось глубоко в классе точности измерений.)

Прямое доказательство существования в токамаках электронной температуры порядка 1 кэВ стало для многих сенсацией и вызвало перестройку ряда ведущих исследовательских программ за рубежом. К новым программам были привлечены серьёзные силы и созданы крупные токамаки (см. рис. 1), оснащённые средствами дополнительного нагрева плазмы — пучками нейтральных атомов (NBI, см. рис. 1), системами высокочастотного нагрева плазмы (RF, см. рис. 1) и современной диагностикой. В итоге в 1979 г. на токамаке PLT (Princeton Large Torus) (США) была получена ионная температура около 10 кэВ, а в 1997 г. на токамаке JET (Joint European Torus) в эксперименте с DT-смесью (NBI-DT, см. рис. 1) был достигнут так называемый режим перевала — примерное равенство полученной мощности термоядерного синтеза (около 17 МВт) и теплового потока из горячей зоны плазменного шнуря, т.е. тепловых потерь плазмы. Эти экспериментальные результаты положены в основу ИТЭРа. Разрыв между бомовским временем и реальным энергетическим временем жизни плазмы (около 1 с) достиг при этом нескольких сотен раз, что позволило снизить тороидальное поле ИТЭР с 10 Тл до 6 Тл при малом радиусе шнуря 2 м. Тем самым концепция токамака-реактора приобрела конкретные очертания, оставаясь примерно в тех энергетических пределах, которые декларировались Б.Б. Кадомцевым в 1967 г. (Напомним, что исходный тороидальный магнитный реактор, предложенный в начале 1950-х годов А.Д. Сахаровым и И.Е. Таммом, имел тот же малый радиус 2 м и магнитное поле 5 Тл, но был рассчитан на DD-синтез, а не на DT-синтез!)

В 1973 г., после смерти Л.А. Арцимовича, Б.Б. Кадомцев занял его место руководителя отдела плазменных исследований (впоследствии Института ядерного синтеза) Института атомной энергии им. И.В. Курчатова. Переход в новое качество был произведен Кадомцевым под определённым давлением "трудящихся масс", которые не желали видеть в кресле директора "чужих" академиков.

Как признавался сам Борис Борисович в интервью, данном им *Литературной газете* накануне этих драматических событий, он был по характеру учёным-одиночкой, взаимодействующим не более чем с одним-двумя аспирантами. Однако в новом качестве ему пришлось попутно становиться то общественным, то хозяйственным деятелем, оставаясь при этом в душе скептически мыслящим учёным, постоянно опасающимся спонтанного возникновения новой плазменной неустойчивости, способной вдруг превратить в бессмыслицу ту или иную акцию его директорской деятельности. Похоже, это его тяготило. Он не был прирождённым руководителем масс. Но "токамачная" наука определённо выиграла от такого перехода — напряжённые размышления

директора о судьбах направления, лидирующего в его институте, материализовались в виде некоторых свежих плодотворных идей, давших новые импульсы экспериментальным и теоретическим исследованиям. Две наиболее популярные физические идеи Б.Б. Кадомцева оказали, по мнению автора, экспериментирующего в области устойчивости плазмы, наиболее глубокое воздействие на понимание физиками-плазменщиками процессов, определяющих макроскопическую устойчивость токамаков ("пределы токамака"). Эти идеи органически вошли в физическую базу ИТЭРа:

1. Идея магнитного перезамыкания в ходе развития крупномасштабных неустойчивостей токамака (*модель внутреннего срыва по Кадомцеву*, 1975 г.).
2. Идея идеальной винтовой неустойчивости типа *вакуумных пузырей* в условиях малого магнитного шара (совместно с О.П. Погуце, 1973 г.).

Идея магнитного перезамыкания для объяснения перехода идеальных (без изменения полного магнитного потока) винтовых неустойчивостей в резистивные, развивающиеся с существенными потерями магнитных потоков, была почерпнута Кадомцевым из астрофизики. Первым примером успешного применения идеи магнитного перезамыкания стала его интерпретация так называемого внутреннего срыва или "пилообразных колебаний" — характерной неустойчивости центральной части плазменного шнуря токамака, проявляющейся в строго периодических релаксационных колебаниях электронной температуры его центральной зоны.

Как показал эксперимент, релаксациям предшествует развитие винтового возмущения  $m = 1$ , резонансного (т.е. совпадающего по геометрии) с замкнутой винтовой магнитной структурой, создаваемой плазменным током вблизи центра.

Для того чтобы наглядно продемонстрировать механизм этого явления, Кадомцев воспользовался ранее введённым им совместно с О.П. Погуце так называемым дополнительным магнитным полем  $\mathbf{B}^*$ , определённым в окрестности некоторой выделенной замкнутой винтовой магнитной структуры как векторная разность реального магнитного поля  $\mathbf{B}$  и расчётного — магнитного поля указанной замкнутой магнитной структуры, если распространить её на всю интересующую нас область. То есть в зоне, занятой этой структурой, поле  $\mathbf{B}^*$  тождественно равно нулю. В этой зоне все магнитные силовые линии имеют одну винтовую геометрию и поэтому не могут пересекаться при движении относительно друг друга. Такая магнитная конфигурация получила название конфигурации с *нулевым магнитным широм*.

Отличие поля  $\mathbf{B}^*$  от нуля означает, что соответствующие силовые линии имеют угол наклона, отличный от заданного замкнутой магнитной структурой, и они должны были бы пересекаться при своём относительном движении, т.е. перезамыкаться (случай *ненулевого шир*). Электропроводящая плазма, вмороженная в магнитное поле, должна препятствовать такому пересечению и перезамыканию. А именно, в области предполагаемого пересечения обязаны индуцироваться препятствующие ему электрические токи — *экстратоки*. Тем самым в токамаках обеспечивается сохранение магнитных потоков и магнитной конфигурации, удерживающей плазму. Аномально быстрая диссипация индуцированных токов означает столь же быстрое перезамыкание магнитных

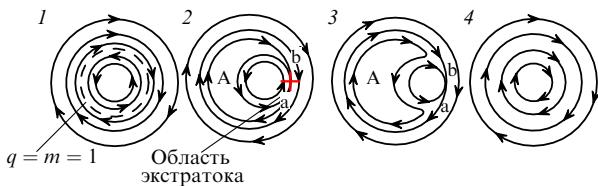


Рис. 2. Схема внутреннего срыва в токамаке, "по Кадомцеву".

полей  $\mathbf{B}^*$ , потерю магнитных потоков и соответственно магнитной и плазменной энергии.

Реально наблюдаемая аномально быстрая диссипация экстратоков имеет, очевидно, бесстолкновительную природу, её основа, вероятнее всего, — некоторая разновидность кинетической неустойчивости электронного пучка в плазме. В астрофизике для описания наблюдаемого там аномально быстрого магнитного перезамыкания используют известную модель Свита–Паркера. В токамаках, к сожалению, процессы магнитного перезамыкания протекают более резко. Физика этих процессов — один из предметов современных исследований.

На рисунке 2 изображена принципиальная схема внутреннего срыва в токамаке по Кадомцеву. Физическая причина внутреннего срыва согласно его модели — это чрезмерная концентрация плазменного тока вблизи оси токового шнуря из-за преимущественного нагрева плазмы в центре и, следовательно, возрастания там её электропроводности. В результате концентрации плазменного тока в центральной области шнуря образуется замкнутая винтовая магнитная структура (показанная на рис. 2 штриховой линией), созданная магнитными силовыми линиями, замыкающимися на себя через один обход вокруг тора ( $m = 1$ ). Это первое необходимое условие внутреннего срыва. На рисунке 2 представлена предполагаемая Кадомцевым эволюция распределений поля  $\mathbf{B}^*$  в центре шнуря. Рассмотрены четыре характерные позиции. Позиция 1 — начальная стационарная, с кольцевой замкнутой магнитной структурой (штриховая линия), максимальным магнитным потоком и энергией, накопленными в центре шнуря. Плотность тока спадает от центра к периферии шнуря, соответственно этому поле  $\mathbf{B}^*$  меняет знак при переходе через штриховую линию. Позиция 2 — развитие в центре идеальной, т.е. сохраняющей полный магнитный поток, винтовой ( $m = 1$ ) неустойчивости — провокатора внутреннего срыва. Причина появления этой неустойчивости — второе необходимое условие срыва — накопление вблизи оси чрезмерно высокой энергии плазмы. Её видимое проявление — винтовой ( $m = 1$ ) сдвиг токовой оси относительно центра шнуря. Область  $a-b$  — зона генерации экстратока (отмеченная крестиком), препятствующего дальнейшему сдвигу винтового токового возмущения наружу, пока ещё при сохранении полного магнитного потока, охватываемого винтовой осью возмущения. Позиция 3 — собственно внутренний срыв — диссипация экстратока, означающая перезамыкание магнитных полей  $\mathbf{B}^*$ , направленных навстречу друг другу по обе стороны от зоны замкнутой винтовой магнитной структуры ( $m = 1$ ), выдавливание наружу горячей плазмы бывшего центра шнуря, потеря магнитного потока и образование в центре относительно холодного магнитного острова  $A$  с однородным распределением  $\mathbf{B}^*$ , т.е. ликвидация замкнутой структуры  $m = 1$  во всей центр-

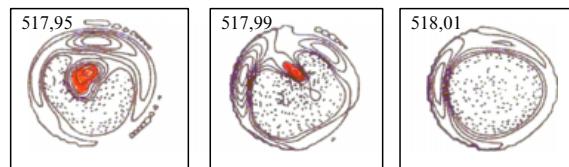


Рис. 3. Временная (микросекундная) последовательность SX-профилей при развитии внутреннего срыва в токамаке "Tokamak de Varenna" [12].

ральной области (позиция 4), что означает уплощение токового распределения в центре шнуря. Таким образом, начавшись с идеальной неустойчивости, процесс переходит к диссипативной неустойчивости, сопровождающейся потерями магнитной и тепловой энергии плазмы. Принципиальная особенность внутреннего срыва — его локальность. Внутренний срыв не вызывает каких-либо радикальных ухудшений состояния плазменного шнуря токамака в целом. Вслед за уплощением токового распределения в центре наступает спокойная фаза, в ходе которой обострённый профиль тока восстанавливается и процесс повторяется в виде квазистационарных релаксаций.

Модель Кадомцева получила широкую известность. Она неоднократно подтверждалась экспериментально, идея магнитного перезамыкания прочно вошла в арсенал физиков-токамачников".

На рисунке 3 в качестве примера приведены снимки, полученные с помощью рентгеновской томографии, центральной области шнуря в ходе внутреннего срыва на канадском токамаке "Tokamak de Varenna". Контуры равной интенсивности мягкого рентгеновского излучения примерно соответствуют равной температуре электронов. Легко видеть, как горячее ядро за несколько десятков микросекунд "выдавливается" из центра, а его место занимает холодная зона, практически следуя схеме рис. 2.

Следующая конструктивная идея Б.Б. Кадомцева (совместно с О.П. Погуце) позволяет объяснить природу большого срыва в токамаке. Это идея идеальной винтовой неустойчивости типа вакуумных пузырей в условиях малого магнитного шара.

Большой срыв (или просто срыв) в токамаке в отличие от внутреннего захватывает всю зону протекания тока, охлаждая за несколько сотен микросекунд весь шнур — от периферии до центра. Это — самая серьёзная неустойчивость, угрожающая токамаку как реактору. Зона развития неустойчивости срыва окаймляет область допустимых режимов токамака, реально определяя его предельные параметры ("пределы токамака"). Первый вопрос, который она вызывает: что определяет быстроту её развития и стремительность переноса холодной плазмы с периферии в центр шнуря? Идея вакуумных пузырей даёт ответ на этот вопрос. Схематически она представлена на рис. 4.

Если задать на границе шнуря возмущение в виде вакуумного пузыря — вакуумной трубки (рис. 4а), ориентированной вдоль винтового поля токамака, созданного суперпозицией тороидального магнитного поля  $\mathbf{B}_T$  и полоидального поля тока  $\mathbf{B}_p$ , то запасённая в таком пузыре магнитная энергия должна быть равна величине  $(B_T^2 + B_p^2)/8\pi$ , умноженной на объём трубки. Если выбрать теперь такую же трубку в

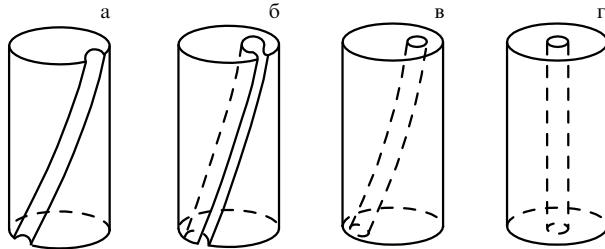


Рис. 4. Последовательность проникновения вакуумного пузыря в центр шнура [13].

центре шнура (рис. 4г), то её магнитная энергия будет пропорциональна уже только  $B_T^2/8\pi$  (полоидальное магнитное поле в центре пренебрежимо мало). Таким образом, вакуумному пузырю энергетически выгодно переместиться с периферии в центр шнура, т.е. возникнувший на краю вакуумный пузырь оказывается потенциально неустойчивым. Процесс такого перемещения показан на рис. 4б, в. Что может ему воспрепятствовать? Легко показать, что воспрепятствовать может магнитный шир. Такое перемещение возможно лишь в условиях нулевого шира по всему сечению шнура, когда возмущение, продвигаясь к центру, только "раздвигает" магнитные силовые линии, не пересекая их. Магнитные потоки оказываются при этом невозмущёнными, т.е. речь идёт об идеальной винтовой неустойчивости с характерным для неё исключительно высоким инкрементом. Но нулевой шир в условиях токамака должен соответствовать идеально плоскому распределению тока по сечению, несущественному в условиях реального эксперимента, когда плотность тока следует за электронной температурой (т.е. электропроводностью) плазмы, разной в различных частях шнура. В действительности именно магнитный шир обеспечивает существование плазменного шнура в токамаке, предотвращая прорыв в центр холодной плазмы с его периферии. Однако, как можно было видеть уже на примере развития внутреннего срыва, внутренняя неустойчивость может приводить к уплощению токового распределения в центре шнура, т.е. вызывать локальное снижение магнитного шира. Эксперименты (С.В. Мирнов, И.Б. Семёнов, токамак Т-4, 1976 г.) показали, что за несколько десятков микросекунд до развития большого срыва в центре шнура развивается мощный единичный аналог внутреннего срыва, захватывающий уже не только область развития возмущения  $m = 1$ , но и область  $m = 2$ . Итогом этого становится падение магнитного шира практически во всей горячей зоне плазменного шнура, т.е. выполнение условий проникновения в центр "холодных пузырей" по модели Кадомцева–Погуце. Выяснение механизма срыва, определение его предшественников и области безопасной работы токамака-реактора — эти задачи явились в период создания физической базы ИТЭРа одними из приоритетных для Б.Б. Кадомцева.

На чём основана наша уверенность в том, что, в ИТЭРе будет достигнута запланированная мощность DT-синтеза 500 МВт? Необходимая для этого температура плазмы (более 10 кэВ) сегодня уже получена, необходимая плотность плазмы  $n$  порядка  $10^{20} \text{ м}^{-3}$  для современных токамаков не является рекордно высокой (рекорд —  $n \approx 10^{21} \text{ м}^{-3}$ ). Рекордно большим должно

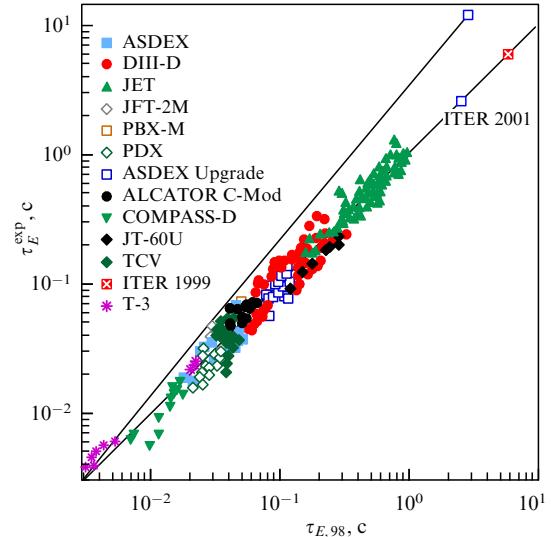


Рис. 5. Экспериментально найденные значения  $\tau_E$  и экстраполяции  $\tau_{E,98}$  и  $\tau_{E,68}$ .

стать энергетическое время жизни  $\tau_E$ . Оно должно достичь 3–5 с (сегодняшнее значение 1 с).

Параметрический анализ баз данных, полученных на разных токамаках с магнитной геометрией, подобной геометрии ИТЭРа, позволил вывести "скейлинг" ИТЭРа для  $\tau_E$ :

$$\tau_{E,98} = 0,0365 I_p^{0,97} B_T^{0,08} P_H^{-0,63} n^{0,41} M^{0,20} R^{1,93} \left( \frac{a}{R} \right)^{0,23} k^{0,67} \text{ с},$$

где  $2a$  — поперечный размер в метрах,  $R$  — большой радиус тора [м],  $I_p$  — ток [МА], текущий по плазме,  $n$  — плотность [ $10^{19} \text{ м}^{-3}$ ],  $B_T$  — тороидальное магнитное поле [Тл],  $P_H$  — мощность [МВт] нагрева,  $M$  — масса ионов в массе протона,  $k$  — удлинение плазменного шнура по вертикали. Параметры ИТЭРа дают  $\tau_E$  около 4 с. Рисунок 5 позволяет оценить отклонение от этого закона реальных  $\tau_E$ , полученных на разных токамаках. Округляя и пренебрегая степенями с показателями, меньшими 0,2, этот закон можно записать в более понятном виде:

$$\tau_{E,98} \sim I_p n^{0,4} R^{1,7} a^{0,2} P_H^{-0,6} k^{0,7}.$$

В таком виде он оказывается очень похожим на закон подобия, представленный Л.А. Арцимовичем в 1968 г. на Новосибирской конференции МАГАТЭ:  $\tau_{E,68} \sim B_p a^2 n^{1/3}$ , или  $\tau_{E,68} \sim I_p n^{0,33} a$ , так как  $B_p \sim I_p/a$ .

Подставив в это выражение параметры ИТЭРа, физик в 1968 г. (абсолютные значения  $\tau_E$  составляли тогда 1–6 мс) получил бы значение 12 с, всего лишь в три раза большее, чем то, которое получил бы тот же физик тридцатью годами позднее. Экстраполяция 1968 г. представлена верхним лучом на рис. 5. Таким образом, можно констатировать, что даже при увеличении  $\tau_E$  в 1000 раз токамак как физический объект демонстрирует удивительно стабильное подобие. Очевидно, оно сохранится — при переходе от сегодняшних токамаков до ИТЭРа  $\tau_E$  должно возрасти только в четыре раза.

Настораживает, однако, важная отличительная особенность выражения для  $\tau_{E,98}$  — убывающая зависимость от мощности нагрева  $\sim P_H^{-0,6}$ . Закон подобия  $\tau_{E,68}$  её не обнаруживал, поскольку он был получен в условиях

только омического нагрева плазмы, при котором  $P_H$  изменяется незначительно. Эта особенность допускает, однако, простую физическую интерпретацию. Учитывая, что  $\tau_E = W/P_H$ , где  $W$  — тепловая энергия плазмы, можно исключить  $P_H$  из правой части выражения для  $\tau_{E,98}$  и получить его в новой записи:

$$\tau_{E,98} \sim \left(\frac{1}{\beta_T}\right)^{1.7} V^{1/2} B_T^{0.6},$$

где  $V$  — объём плазмы,  $\beta_T$  — отношение давления плазмы к давлению тороидального магнитного поля  $B_T^2/8\pi$  — второй важнейший параметр, характеризующий удержание горячей плазмы в токамаке. Скорее всего, возрастание именно этого параметра, т.е. энергии нагреваемой плазмы, является ответственным за деградацию  $\tau_{E,98}$  по мере увеличения  $P_H$ . Очевидно, что оптимизация этого параметра станет одной из основных задач экспериментальной программы ИТЭР, тем более, что от этого прямо зависит коммерческая привлекательность токамака как реактора.

Если же  $\beta_T$  оставить на запланированном уровне (1,5 %), то коммерчески эффективным может оказаться использование токамака как реактора-бридера — "дожигателя" отходов традиционной атомной энергетики. Расчёты показывают, например, что введение в термоядерный реактор, аналогичный ИТЭРу, ториевого ( $^{232}\text{Th}$ ) бланкета позволило бы получить электрическую мощность до 1 ГВт и вырабатывать в год до 2 т  $^{233}\text{U}$  — горючего для атомной энергетики. Такого количества  $^{233}\text{U}$  могло бы хватить для производства ещё 2 ГВт электрической мощности. (Заметим, что электрическая мощность 3 ГВт примерно соответствует половине мощности Красноярской ГЭС.) Таковы ставки. При этом очевидно — путь от ИТЭРа до коммерчески эффективных энергосистем потребует усилий и времени не меньшего, чем, скажем, переход от первых атомных реакторов Ферми и Курчатова до современных промышленных гигантов. Но сделан первый, психологически самый трудный, шаг: установлено — это физически возможно.

Мы горды тем, что первая физическая термоядерная реакция была осуществлена в конце 1960-х—начале 1970-х годов в нашей стране, на наших токамаках. Что мировая наука подхватила и развила эту идею (см. рис. 1, 5). Что теория поведения термоядерной плазмы в токамаках была в основном создана нашими учёными и с энтузиазмом была также воспринята и развита за рубежом. Одна из лидирующих ролей в этом общемировом процессе принадлежала Борису Борисовичу Кадомцеву.

## Список литературы

1. Кадомцев Б Б *Избранные труды* (М.: Физматлит, 2003)
2. Кадомцев Б Б *Динамика и информация* 2-е изд. (М.: Редакция журнала "Успехи физических наук", 1999)
3. Кадомцев Б Б УФН **173** 1221 (2003) [Kadomtsev B B *Phys. Usp.* **46** 1183 (2003)]
4. Кадомцев Б Б, Питаевский Л П УФН **167** 1133 (1997) [Kadomtsev B B, Pitaevskii L P *Phys. Usp.* **40** 1081 (1997)]
5. Кадомцев Б Б, Кадомцев М Б УФН **167** 649 (1997) [Kadomtsev B B, Kadomtsev M B *Phys. Usp.* **40** 623 (1997)]
6. Кадомцев Б Б, Кадомцев М Б УФН **166** 651 (1996) [Kadomtsev B B, Kadomtsev M B *Phys. Usp.* **39** 609 (1996)]
7. Кадомцев Б Б УФН **165** 967 (1995) [Kadomtsev B B *Phys. Usp.* **38** 923 (1995)]
8. Кадомцев Б Б УФН **164** 449 (1994) [Kadomtsev B B *Phys. Usp.* **37** 425 (1994)]
9. Кадомцев Б Б УФН **91** 381 (1967) [Kadomtsev B B *Sov. Phys. Usp.* **10** 127 (1967)]
10. Арцимович Л А УФН **91** 365 (1967) [Artsimovich L A *Sov. Phys. Usp.* **10** 117 (1967)]
11. Кадомцев Б Б, Погутце О П ЖЭТФ **53** 2025 (1967) [Kadomtsev B B, Pogutse O P *Sov. Phys. JETP* **26** 1146 (1967)]
12. Janicki C et al. *Nucl. Fusion* **30** 950 (1990)
13. Kadomtsev B B, Pogutse O P, in *Proc. of the 6th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Moscow, 1973*, Vol. 1, p. 59

PACS numbers: **01.65.+g, 28.52.-s, 52.55.Hc**  
DOI: 10.3367/UFNr.0179.200907g.0772

## Современный статус стеллараторной программы

Л.М. Коврижных

### 1. Введение

В этом докладе даётся краткий обзор мировой стеллараторной программы, т.е. программы исследований, ставящей целью создание управляемого термоядерного реактора на базе магнитной ловушки стеллараторного типа. Обсуждаются основные этапы её развития, современное состояние и планы дальнейших исследований. Желая сделать излагаемый материал более доступным для широкого круга слушателей (читателей), автор позволил себе, по возможности, не приводить каких-либо математических формул и экспериментальных графиков. Это не могло не сказаться на точности некоторых утверждений и формулировок, за что автор приносит извинения специалистам.

### 2. Возникновение стеллараторной программы и основные этапы ее развития

Исследования возможности использования управляемого термоядерного синтеза (УТС) в качестве источника энергии начались практически одновременно в Советском Союзе и в США примерно в 1951 г. Однако до 1958 г. эти работы велись под грифом "секретно", и их результаты стали известны научной общественности только после II Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, сентябрь 1958 г.). В СССР исследования велись (в основном) на установках типа токамак, предложенных И.Е. Таммом и А.Д. Сахаровым, а в США — на системах стеллараторного типа, разработанных астрофизиком Л. Спирцером (L. Spitzer), профессором Принстонского университета.

Согласно легенде Л. Спирцер находился в отпуске, катаясь на горных лыжах, когда прочёл отчёт, в котором сообщалось, что в Аргентине некий Р. Рихтер успешно продемонстрировал возможность управляемого термоядерного синтеза. Естественно, подобная новость возбудила научное сообщество, и вскоре после возвращения в Принстон Л. Спирцер с коллегами разработал программу работ по изучению возможности осуществления УТС и предложил экспериментальную установку для его реализации. Эта установка, представляющая собой, так же как и токамак, тороидальную магнитную ловушку, получила название "стелларатор" (от англ. stellar — звёздный). Предлагая подобную систему, Спирцер исхо-

дил, по-видимому, из следующих соображений: 1) магнитные силовые линии не должны выходить из замкнутого объёма (топологического тора); 2) они должны лежать на поверхностях вложенных друг в друга тороидов; 3) угол прокручивания силовой линии не должен быть слишком мал (углом прокручивания, или углом вращательного преобразования, называют угол, на который поворачивается силовая линия по малому азимуту тора при её полном обороте вокруг главной оси тора); 4) система должна допускать возможность работы в стационарном режиме.

Обе указанные установки (токамак и стелларатор) удовлетворяют этим требованиям, за исключением последнего пункта, но в токамаке магнитные поверхности, являющиеся поверхностями постоянного давления плазмы, возникают из-за наличия омического тока, протекающего по плазме, а в стеллараторе они создаются с помощью системы внешних проводников с током, специальным образом уложенных на вакуумной камере. Эти токи и создают вращательное преобразование, необходимое для компенсации тороидального дрейфа частиц и удержания их внутри замкнутого объёма (тороида). Заметим, что последнее требование весьма существенно, так как промышленный источник электроэнергии должен, очевидно, работать в непрерывном режиме, а для токамака обеспечение стационарного режима представляется довольно сложной задачей, поскольку омический ток, создающий магнитное поле, которое обеспечивает равновесие плазмы, создаётся вихревым электрическим полем. Для стелларатора этой проблемы нет, так как его магнитное поле создаётся внешними проводниками, которые могут быть сверхпроводящими и питаться от обычного генератора тока.

В Принстонской лаборатории физики плазмы (PPPL) была разработана и создана серия стеллараторов — установок, получивших названия моделей А, В, С, а также был разработан (но не осуществлён!) проект модели D, на котором предполагалось продемонстрировать управляемую термоядерную реакцию.

Но эксперименты на последней модели, стеллараторе С, к сожалению, закончились неудачей. Вопреки ожиданиям и теоретическим оценкам время жизни плазмы в системе оказалось очень коротким, тогда как эксперименты на советском токамаке Т-3 продемонстрировали весьма эффективный нагрев плазмы и её достаточно хорошее удержание. В результате в 1969 г. стеллараторные исследования в США были прекращены, стелларатор С был переделан в токамак и началось триумфальное шествие токамаков по миру (как шутил тогдашний директор PPPL Г. Фурс (H. Furth), "каждая домашняя хозяйка в Америке захотела иметь в доме свой маленький токамак").

Такое интенсивное развитие токамаков отрицательно сказалось на финансировании и общем развитии стеллараторной программы. Однако, несмотря на возросший скептицизм в отношении стеллараторных систем и некоторое падение интереса к ним со стороны мирового термоядерного сообщества, в СССР (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН), Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН (ИОФАН), Харьковский физико-технический институт (ХФТИ)<sup>1</sup>), ФРГ и

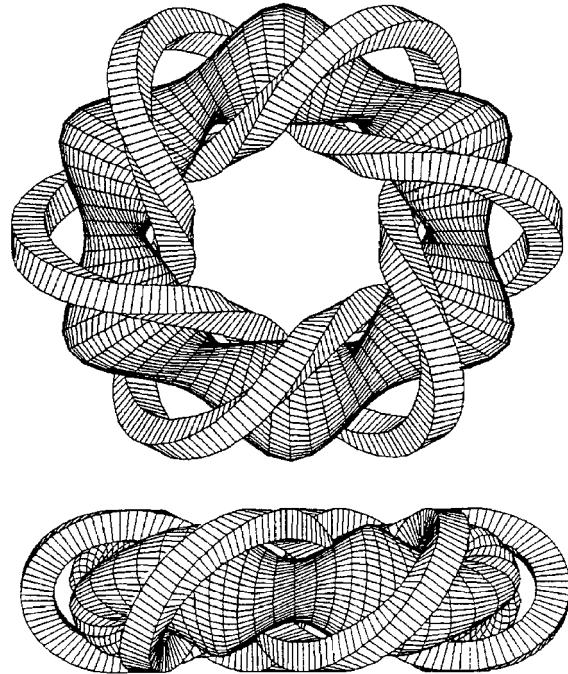


Рис. 1. Винтовые проводники, создающие магнитное поле, и форма магнитных поверхностей стелларатора ATF.

Японии стеллараторные исследования продолжались и вскоре привели к интересным и обнадёживающим результатам и, как следствие, к возобновлению в США стеллараторной программы и сооружению в Холифилдской национальной лаборатории<sup>2</sup> стелларатора ATF (Advanced Toroidal Facility) (Oak Ridge, 1988–1994 гг.). В то время это был самый крупный стелларатор с мощными источниками нагрева, позволявший непрерывно поддерживать разряд в течение одного часа, т.е. работать практически в стационарном режиме. Однако по не очень понятным причинам через шесть лет эксперименты на нём были прекращены, а установка была демонтирована, несмотря на целый ряд полученных на ней интересных результатов. Представление об этом стеллараторе можно получить из рис. 1, на котором показаны винтовые проводники, создающие магнитное поле, и форма удерживаемой плазмы, и рис. 2, на котором изображён общий вид установки.

Результаты исследований, проведённых в СССР, ФРГ и Японии, оказались весьма впечатляющими, что позволяет, на мой взгляд, рассматривать сейчас стеллараторную программу как вполне реальную альтернативу программе токамака. Эти результаты, как теоретические, так и экспериментальные, кратко можно сформулировать следующим образом.

### 3. Основные результаты теоретических работ

I. Разработаны основы неоклассической теории процессов переноса (Галеев, Сагдеев; Коврижных, 1967–1969 гг. [1, 2]). Эта теория предсказывает, что при высоких температурах, характерных для термоядерного реактора, время жизни плазмы в стеллараторах оказывается меньшим, чем в токамаках. Однако измеренные времена

<sup>1</sup> Приводятся современные названия этих научных учреждений.

<sup>2</sup> До 1975 г. — Ок-Риджская национальная лаборатория.

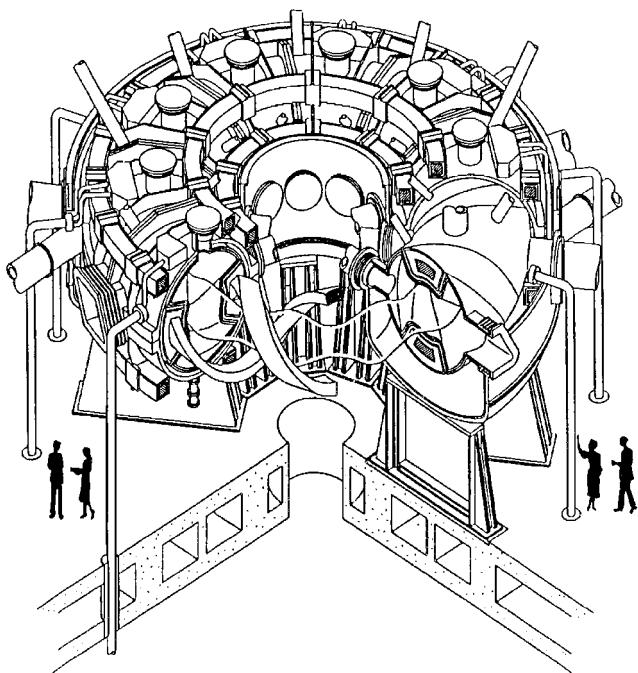


Рис. 2. Общий вид установки ATF.

жизни в токамаках и стеллараторах оказываются весьма близкими между собой, что указывает на существование ещё какого-то механизма потерь, общего для обеих этих систем.

II. Теоретически показана возможность уменьшения неоклассических коэффициентов переноса в стеллараторах (оптимизация) путём специального выбора внешних проводников, создающих винтовое магнитное поле (*Коврижных*, 1982 г. [3]). В последние годы идея оптимизации получила широкое распространение и для её разработки создаются специальные математические коды и используются мощные современные компьютеры (*Nuhrenberg и др.*).

III. Исследовано влияние возмущений магнитного поля на структуру магнитных поверхностей и показана возможность образования "магнитных островов", которые при определённых условиях могут приводить к сильному разрушению магнитных поверхностей (*Коврижных, Морозов, Соловьев*, 1961–1963 гг. [4, 5]). Эти работы показали, что для получения хороших магнитных поверхностей необходимо изготавливать токовые проводники с весьма высокой степенью точности.

IV. Получена упрощённая (усреднённая по винтовым гармоникам) система магнитогидродинамических уравнений для стеллараторов, обладающая, как и в случае токамаков, аксиальной симметрией, что позволило применить для стеллараторов методы, развитые ранее для токамаков (*Коврижных, Щепетов; Strauss*, 1980 г. [6, 7]).

V. Обнаружен эффект самостабилизации, позволивший удерживать плазму в стеллараторах при достаточно высоких значениях  $\beta$ , достигающих 10 % ( $\beta = -8\rho NT/B^2$ , где  $N$  — плотность плазмы,  $T$  — её температура,  $B$  — индукция магнитного поля) (*Коврижных, Щепетов*, 1981 г. [8]). Этот результат весьма существен, поскольку одним из основных недостатков стелларатора, не позволявших ему претендовать на прообраз термоядерного реактора, являлось слишком малое по тогдашним представлениям критическое зна-

чение  $\beta$ , при превышении которого плазма становилась неустойчивой.

VI. Разработаны математические коды для расчёта магнитных поверхностей, равновесия плазмы и её устойчивости в различных весьма сложных магнитных конфигурациях (в основном зарубежными учёными).

Замечу, что, на мой взгляд, период конца 1970-х – начала 1980-х годов был особенно продуктивным для развития теории стеллараторов. Это были годы острых дискуссий и принципиальных споров, проходивших иногда в довольно резкой форме, весьма далёкой от "политкорректности", царящей на нынешних конференциях. Однако эти споры носили чисто научный характер и практически никогда не сказывались на личных взаимоотношениях учёных.

#### 4. Важнейшие экспериментальные результаты

I. Разработаны методы измерения магнитных поверхностей, позволившие выяснить причины неудач на стеллараторе С. Скорее всего, они были связаны с плохим качеством (разрушением) магнитных поверхностей (ФИАН).

II. Показана возможность создания, нагрева и удержания плазмы в стеллараторах без омического тока.

III. Подтверждён эффект самостабилизации плазмы и осуществлён переход во вторую зону устойчивости (ATF).

IV. Разработаны и опробованы различные методы нагрева плазмы. Осуществлен режим стационарного удержания плазмы (длительность более 1 ч, ATF, LHD (Large Helical Device)).

V. На стеллараторе LHD достигнуты субтермоядерные параметры плазмы (*но не одновременно!*):  $\beta = 4,5\%$ ,  $N(0) = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_i(0) = 13,5 \text{ кэВ}$ ,  $T_e = 10 \text{ кэВ}$ ,  $NT\tau = 4,4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3} \text{ с кэВ}$ ,  $\tau > 0,02 \text{ с}$  ( $\tau$  — время жизни горячей плазмы), длительность разряда 1 ч. Заметим, что для зажигания термоядерной реакции "тройное" произведение  $NT\tau$  должно быть на полтора-два порядка больше.

#### 5. Преимущества и недостатки стеллараторов

Сформулируем теперь преимущества и недостатки стеллараторов в сравнении с токамаками.

##### *Преимущества стеллараторов:*

- возможность работы в стационарном режиме;
- отсутствие весьма опасных для токамаков неустойчивостей срыва, причиной которых является омический ток;
- наличие естественного дивертора (специальной системы для удаления примесей из плазмы и снижения тепловой нагрузки на камеру);
- возможность оптимизации магнитной конфигурации с целью уменьшения неоклассических процессов переноса (диффузии и теплопроводности);

— отсутствие предела по плотности плазмы. Скорее всего, такой предел существует, но, как показывают эксперименты, он превышает  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ , что представляется вполне приемлемым для будущего термоядерного реактора.

##### *Недостатки стеллараторов:*

- повышенные, по сравнению с таковыми для токамака, неоклассические коэффициенты переноса в области малых частот соударений. Тем не менее, как уже отмечалось, существуют методы оптимизации, позволяющие

**Таблица.** Список стеллараторов, работающих в различных странах мира

Установка	Страна	Год запуска	$V_p B, \text{ м}^3 \text{ Тл}^*$
LHD	Япония	1998	80
Heliotron J	Япония	1999	1,4
TJ-II	Испания	1997	1,4
HSX	США	1999	0,66
У-3М	Украина	1981	0,6
H-1	Австралия	1998	0,7
Л-2М	Россия	1975 (1993)	0,4
WEGA	Германия	1975 (2001)	0,16
STH	США	2005	0,2

\* Указано произведение объёма плазмы  $V_p$  на модуль индукции магнитного поля, определяющее время жизни горячей плазмы: чем больше эта величина, тем лучше удерживается плазма и тем выше её температура.

уменьшить неоклассические коэффициенты переноса. Однако если аномальные потери сравнимы с неоклассическими или превышают их, то оптимизация вряд ли окажется эффективной;

— более сложная, по сравнению с таковой в токамаках, система обмоток магнитного поля и необходимость высокой точности их изготовления;

— меньшая база экспериментальных данных, что связано с отмеченными выше успехами на токамаках и неудачами на стеллараторах в конце 1970-х — начале 1980-х гг.

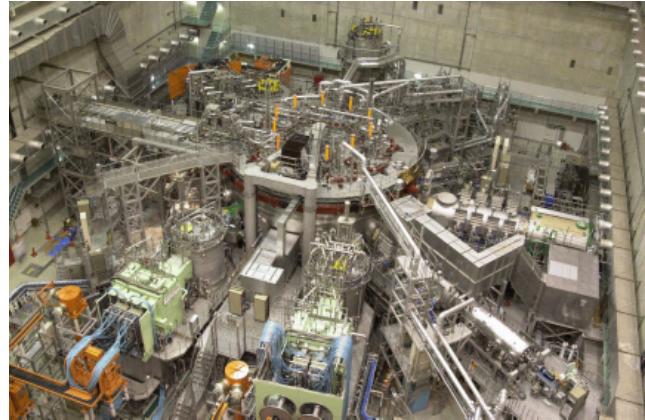
В настоящее время прототип термоядерного реактора предполагается сооружать на основе токамака (проект ИТЭР (Международный термоядерный экспериментальный реактор)). Однако будущие исследования покажут, насколько отмеченные преимущества стеллараторов весомее их недостатков и на основе какой из этих двух систем будет построен коммерческий термоядерный реактор. Пока успешно развиваются обе эти программы, дополняя друг друга, поскольку, несмотря на различие этих систем, многие процессы, протекающие в них, оказываются весьма схожими и, по-видимому, имеют одинаковую природу.

Сейчас в мире имеется девять работающих стеллараторов (см. таблицу).

Мы не будем представлять результаты, полученные на всех указанных стеллараторах, а приведём лишь их основные параметры и фотографии некоторых из них, наиболее, на наш взгляд, любопытные.

1. *Стелларатор LHD (Large Helical Device).* LHD является сейчас самым большим стелларатором в мире, сравнимым по размерам с такими крупными токамаками, как, например, Tore-Supra (Франция), JT-60 (Япония), DIII-D (США), TFTR (США, установка демонтирована), и по общему объёму плазмы уступает лишь токамаку JET (Великобритания). Специально для LHD в Японии был построен Национальный институт термоядерных исследований (NIFS), а сама установка была сооружена за сравнительно короткое время.

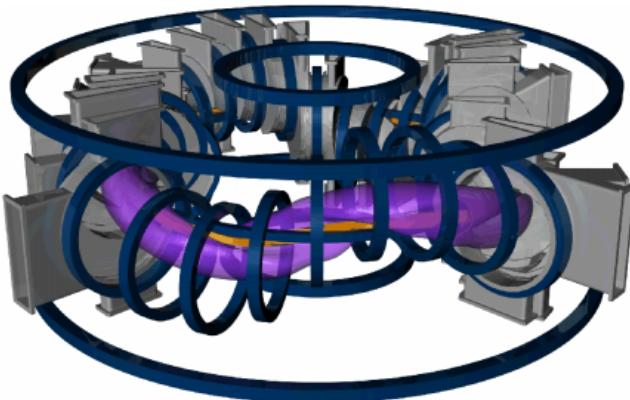
LHD является в принципе классическим стелларатором, подобным по конструкции упомянутой выше установке ATF (см. рис. 1), но со сверхпроводящими проводниками, хотя наши японские коллеги предпочитают называть его гелиотроном или торсotronом. Для того чтобы оценить размеры этого устройства, приведём некоторые значения.



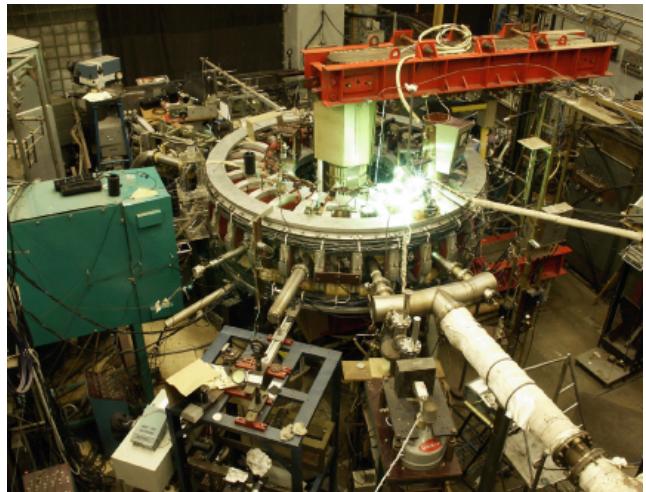
**Рис. 3.** Общий вид помещения, в котором находится установка LHD и вспомогательное оборудование.

Большой радиус плазмы  $R = 3,6$  м, малый радиус  $r = 0,6$  м, индукция магнитного поля  $B = 3$  Тл, объём плазмы  $\sim 30 \text{ м}^3$ , энергия магнитного поля порядка 1 ГДж. Установка снабжена различными источниками нагрева плазмы: мощными сверхвысокочастотными (СВЧ) и высокочастотными генераторами для нагрева при электронном циклотронном резонансе (ЭЦР) и ионном циклотронном резонансе, инжекторами высокoenергичных пучков нейтральных атомов, а также широким набором систем современных диагностик. Дальнейшее повышение плазменных параметров требует дальнейшего увеличения мощностей нагрева. Уже достигнутые температуры близки к тем, которые требуются для зажигания термоядерной реакции, однако плотность плазмы меньше необходимой для зажигания примерно на полтора-два порядка. Очевидно, что достичь зажигания на LHD не удастся, но подойти к этому пределу достаточно близко представляется вполне возможным, хотя это потребует существенного увеличения мощности нагрева. Общий вид установки LHD и вспомогательного оборудования представлен на рис. 3.

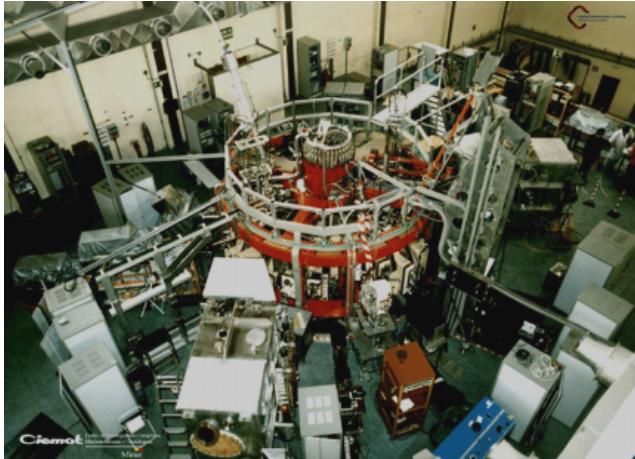
2. *Стелларатор TJ-II.* Несмотря на то, что эта установка по конструкции и методам создания магнитного поля существенно отличается от так называемого классического стелларатора, принципиально она принадлежит к классу стеллараторов, поскольку магнитное поле в ней создаётся системой внешних проводников, а не током, текущим по плазме. Этот стелларатор имеет сравнительно небольшие размеры: большой радиус плазмы  $R = 1,5$  м, её средний малый радиус  $r = 0,22$  м, индукция магнитного поля  $B = 1,2$  Тл. Из источников нагрева имеется СВЧ-нагрев на электронном циклотронном резонансе и пучки нейтральных атомов; достигнутая температура электронов плазмы порядка 1 кэВ, плотность — несколько единиц [ $10^{13} \text{ см}^{-3}$ ]. Хотя параметры плазмы, достигнутые на подобных относительно небольших установках, значительно уступают параметрам, полученным на LHD, на таких сравнительно недорогих стеллараторах может быть получена новая и весьма полезная информация как о различных физических процессах, протекающих в горячей плазме, так и о влиянии структуры магнитного поля на процессы переноса. Схематический вид проводников, создающих магнитное поле, и общий вид TJ-II приведены на рис. 4 и 5.



**Рис. 4.** Схематический вид проводников, создающих магнитное поле, вакуумной камеры и плазмы в стеллараторе TJ-II.



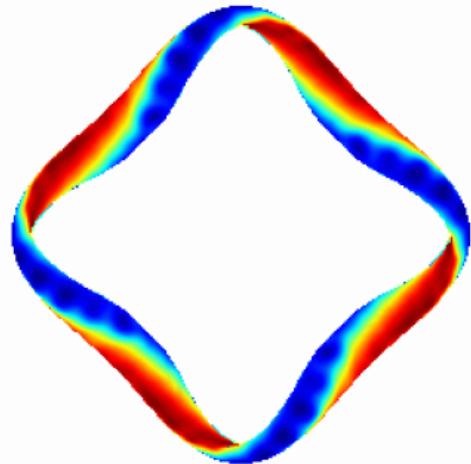
**Рис. 6.** Российский стелларатор Л-2М.



**Рис. 5.** Общий вид установки TJ-II и дополнительного оборудования.

**3. Стедларатор Л-2М.** Не могу не сказать несколько слов об этой, также небольшой, установке, во-первых, потому что она находится в моем институте (ИОФАН), а во-вторых, потому что в настоящее время она является единственным стедларатором в России. Параметры Л-2М таковы: большой радиус 1 м, малый — 11,5 см, индукция магнитного поля 1,3 Тл. Максимальная достигнутая электронная температура 1,5 кэВ, ионная — 150 эВ при плотности плазмы  $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . В настоящее время проводится монтаж и наладка нового мощного СВЧ-комплекса из двух высокоэкономичных гиротронов с мощностью 0,8 МВт каждый, которые обеспечат рекордно высокую плотность мощности нагрева (более 5 МВт  $\text{м}^{-3}$ ). Следует отметить, что коллектив Л-2М дважды разрабатывал и предлагал проекты новых более крупных установок, но из-за отсутствия финансирования проекты так и остались на бумаге, хотя этими материалами воспользовались в других странах и там были сооружены подобные установки. Общий вид Л-2М изображен на рис. 6.

**4. Стедларатор HSX (Helically Symmetric eXperiment).** Это установка с весьма сложной системой проводников, которые подобраны таким образом, чтобы выполнялось условие квазивинтовой симметрии и, таким образом, достигалась минимизация (оптимизация) процессов переноса. Иначе говоря, структура магнитного поля подбиралась так, чтобы свести к минимуму влияние



**Рис. 7.** Форма плазменного шнура в HSX (численное моделирование).

тороидальности, которая и является в стедлараторах ответственной за повышенные по сравнению с таковыми в токамаках диффузию и теплопроводность. Заметим, что приставка "квази" означает, что полной симметрии в стедлараторах добиться не удаётся; можно только сделать систему близкой к симметричной и, таким образом, не полностью устраниТЬ, а лишь уменьшить влияние тороидальности. Не считая целесообразным демонстрировать здесь фотографию реальной установки, которая, к сожалению, мало информативна, покажем лишь рассчитанную теоретически форму плазменного шнура (рис. 7) и приведем основные параметры HSX: большой "радиус" 1,2 м, малый — 0,12 м, индукция магнитного поля 0,5 Тл, мощность ЭЦР-нагрева не более 100 кВт. Несмотря на довольно длительный срок эксплуатации установки, работающему на ней коллективу пока так и не удалось ответить на главный вопрос: является ли использованная процедура оптимизации эффективной и, если да, то в какой степени?

## 6. Проектируемые и сооружаемые установки

Наряду с текущими теоретическими и экспериментальными исследованиями в нескольких институтах ведется

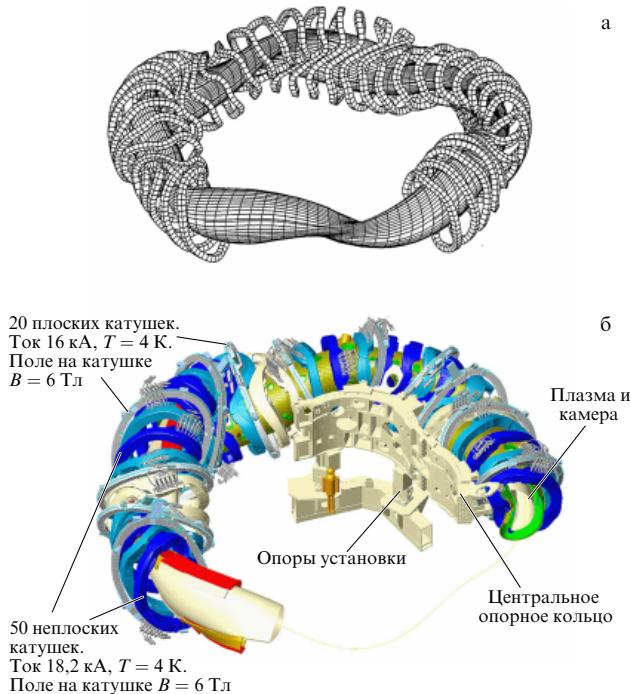


Рис. 8. (а) Модульные катушки и форма плазменного шнура в стеллараторе W-7X. (б) Макет стелларатора W-7X в сборе.



Рис. 9. Фрагмент вакуумной камеры W-7X (половина модуля).

работа по проектированию и сооружению новых установок, а также по разработке проектов будущего термоядерного реактора на базе стелларатора. Мы не будем здесь обсуждать проблемы реакторов, поскольку это ушло бы нас далеко в сторону, однако о вновь сооружаемых установках, несомненно, стоит сказать несколько слов.

В Институте физики Макса Планка (Грайфсвальд, ФРГ) уже с начала 1980-х годов началась разработка проекта нового сверхпроводящего, частично оптимизированного стелларатора с модульными катушками (заметим, что создавать стеллараторное магнитное поле можно не только непрерывными винтовыми проводниками, но и модульными катушками со специальной формой, впервые это предложили *Попов и Попрядухин* в 1966 г. [9]).

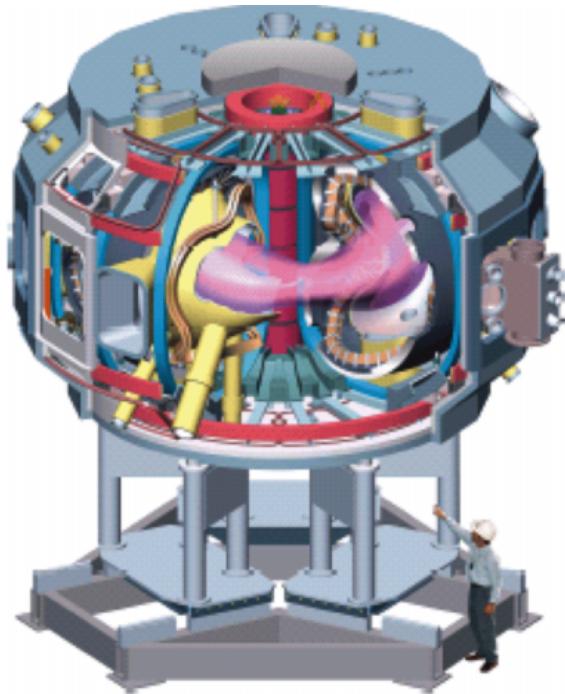


Рис. 10. Стелларатор NCSX в натуральную величину (макет).

После тщательной, но, на мой взгляд, чрезмерно длительной подготовительной работы с 2000 г. началось сооружение установки, получившей название W-7X. Окончание строительства и начало предварительных экспериментов вначале планировалось на 2005 г. Однако из-за технических сложностей, возникших при изготовлении модульных катушек с весьма сложным профилем, завершение строительства было перенесено сначала на 2009 г., а затем на 2012 г. Хотелось бы надеяться, что на этот раз работы будут завершены в срок.

Основные параметры W-7X таковы: большой радиус  $R = 5,5$  м, малый радиус плазмы  $r = 0,5$  м, индукция магнитного поля в центре плазмы  $B = 3$  Тл, энергия магнитного поля  $W = 620$  МДж. Более наглядное представление об этой грандиозной установке можно получить из рис. 8, 9.

Другим стелларатором, который спроектировали в Принстонской лаборатории физики плазмы, но за гораздо более короткое время, была установка NCSX (National Compact Stellarator eXperiment). Целью сооружения NCSX была демонстрация возможности работы при больших  $\beta$  с бутстрэп-током, но без неустойчивости срыва, уменьшение неоклассических потерь путём создания квазисимметрии и выяснение возможных ограничений на величину  $\beta$ . По размерам NCSX уступает как LHD, так и W-7X, однако он имеет всё же достаточно большие размеры, в его конструкцию заложен ряд новых идей, и эксперименты на нём могли бы привести к новым интересным результатам. Макет установки представлен на рис. 10. Средний большой радиус плазмы равен 1,42 м, малый — 0,33 м, индукция магнитного поля 2 Тл, а мощность источников нагрева должна составить 3–12 МВт. Завершение строительства и начало экспериментов планировалось на 2009 г., однако в 2008 г. работы были приостановлены (по-видимому, из-за существенного превышения финансовых затрат), а установка законсервирована.

## 7. Задачи и планы

Цели дальнейших исследований я бы сформулировал следующим образом.

I. Изучение природы аномальных потерь и возможности их подавления. Эксперименты, проведённые как на стеллараторах, так и на токамаках, показали, что наблюдаемые коэффициенты теплопроводности/диффузии заметно превышают их значения, предсказываемые неоклассической теорией. Причину этого видят в существовании некоего, пока не очень ясного, дополнительного механизма потерь, названного аномальными потерями. Поэтому необходимо выяснить физическую природу этого механизма и понять, можем ли мы влиять на него с целью полного или частичного уменьшения аномального переноса. Если да, то разработку систем, оптимизированных по переносу, следует продолжать. В противном случае оптимизация представляется мало перспективной.

II. Моделирование процессов переноса и разработка более адекватных численных кодов для изучения переноса, равновесия и устойчивости плазмы. Тут есть два пути. Один из них предполагает более или менее точное численное решение исходных уравнений, а затем и уравнений переноса. В принципе он представляется весьма привлекательным, но требует составления сложных программ, мощных компьютеров и достаточно большого времени счёта. Другой путь заключается в создании некоторой сравнительно простой аналитической модели, феноменологически учитывающей аномальные потери и допускающей достаточно простое и быстрое решение. Скорее всего, теоретики будут развивать как тот, так и другой путь.

III. Выяснение вопроса о существовании предельной плотности в стеллараторах. До сих пор предел плотности в стеллараторах не обнаружен, но это не означает, что его вообще нет. Ответ на этот вопрос весьма существен, поскольку достичь зажигания термоядерной реакции при больших плотностях можно при меньших температурах.

IV. Проверка эффективности работы дивертора. Работа реактора без дивертора невозможна. Однако конструкция дивертора не до конца разработана, а эффективность его работы не до конца выяснена.

V. Расширение международного сотрудничества, создание полной базы экспериментальных данных и уточнение скейлингов. В последние годы сотрудничество между различными коллективами, работающими в рамках стеллараторной программы, интенсивно развивается. Расширяется взаимный обмен учёными, создаются совместные рабочие группы по сбору и систематизации экспериментальных данных, полученных на разных установках, регулярно собираются и обмениваются результатами специалисты, расширяется использование Интернета и совместное использование мощных компьютеров.

VI. Повышение параметров плазмы. Это осуществляется как переходом на более крупные установки, так и увеличением мощности источников нагрева плазмы.

VII. Разработка проектов реактора на базе стелларатора. Хотя сооружение термоядерного реактора не является проблемой завтрашнего дня, однако работы в этом направлении, очевидно, следует развивать, поскольку помимо чисто физических задач на этом пути нам надо будет решить множество других проблем: инженерных,

технологических, экономических и др. В этом смысле большую помощь, несомненно, окажет разработка и сооружение Международного экспериментального термоядерного реактора (ИТЭР).

Не могу не отметить здесь, что вклад российских учёных в мировую стеллараторную программу, так же, впрочем, как и в программу токамаков, к сожалению, стремительно уменьшается. Сокращается и сотрудничество между российскими и зарубежными учёными. Причины этого, я полагаю, всем известны: это отсутствие должного финансирования и, как следствие, отсутствие новых экспериментальных установок и результатов, недостаток современного диагностического оборудования, старение научных коллективов, спад интереса молодёжи к науке и вообще падение престижа учёного. Думаю, что в этих условиях даже участие России в проекте ИТЭР окажется практически бесполезным: там просто некому будет работать.

И в заключение не могу не сказать несколько слов о человеке, вспомнить о котором мы собрались здесь, о Борисе Борисовиче Кадомцеве.

Я не был его близким товарищем и, тем более, другом. Однако я часто встречался с ним на различных конференциях, семинарах, совещаниях. И меня всегда восхищала его поразительная физическая интуиция. Стоит экспериментаторам обнаружить какой-либо новый эффект или явление, как буквально через несколько дней Борис Борисович выступает на семинаре или просто в узком кругу своих коллег и, как говорят, на пальцах объясняет суть этого явления. И что удивительно, когда через какое-то время появляется более или менее строгое теоретическое объяснение этого эффекта, часто найденное им самим, оказывается, что объяснение, данное им вначале, полностью совпадает с выводами теории. Несомненно, Б.Б. Кадомцев был замечательным учёным, теоретиком "от бога" и потеря его невосполнима, невосполнима не только для плазменного сообщества, но и для всей физической науки. Нам очень недостаёт его, и единственным утешением могут служить его замечательные обзоры и, увы, немногочисленные монографии [10–13], по которым будут, надеюсь, учиться как научные работники, так и студенты.

## Список литературы

- Галеев А А, Сагдеев Р З ЖЭТФ **53** 359 (1967) [Galeev A A, Sagdeev R Z Sov. Phys. JETP **26** 1115 (1968)]
- Коврижных Л М ЖЭТФ **56** 877 (1969) [Kovrzhnykh L M Sov. Phys. JETP **29** 475 (1969)]
- Коврижных Л М "Процессы переноса в тороидальных ловушках стеллараторного типа", Препринт № 222 (М.: ФИАН, 1982); Kovrzhnykh L M Nucl. Fusion **24** 851 (1984)
- Коврижных Л М ЖТФ **31** 888 (1961); **32** 526 (1962) [Kovrzhnykh L M Sov. Phys. Tech. Phys. **6** 643 (1962); **7** 316 (1962)]
- Морозов А И, Соловьев Л С, в сб. Вопросы теории плазмы Вып. 2 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 3
- Коврижных Л М, Шепетов С В Физика плазмы **6** 976 (1980) [Kovrzhnykh L M, Shchepetov S V Sov. J. Plasma Phys. **6** 533 (1980)]
- Strauss H R Plasma Phys. **22** 733 (1980)
- Коврижных Л М, Щепетов С В Письма в ЖЭТФ **33** 441 (1981) [Kovrzhnykh L M, Shchepetov S V JETP Lett. **33** 425 (1981)]
- Попов С Н, Попрядухин А П ЖТФ **36** (2) 390 (1966) [Popov S N, Popryadukhin A P Sov. Phys. Tech. Phys. **11** 284 (1967)]
- Кадомцев Б Б Коллективные явления в плазме 2-е изд. (М.: Наука, 1988) [Kadomtsev B B, in *Reviews of Plasma Physics* Vol. 22 (Ed. V D Shafranov) (New York: Kluwer Acad./Plenum Publ., 2001) p. 1]
- Kadomtsev B B Tokamak Plasma: a Complex Physical System (Bristol: IOP Publ., 1992)

12. Кадомцев Б Б *Динамика и информация* (М.: Редакция журнала "Успехи физических наук", 2001)
13. Кадомцев Б Б *На пульсаре* (Ижевск: РХД; М.: Редакция журнала "Успехи физических наук", 2001) [Kadomtsev B B *On the Pulsar* (London: World Scientific, 2009) (in press)]

PACS numbers: **52.80.** –s, 92.60.Pw, 94.20.wq  
DOI: 10.3367/UFNr.0179.200907h.0779

## **Нелинейные явления в ионосферной плазме. Влияние космических лучей и пробоя на убегающих электронах на грозовые разряды**

А.В. Гуревич, А.Н. Карапшин, В.А. Рябов,  
А.П. Чубенко, А.Л. Щепетов

### **1. Введение**

В этом сообщении описаны как некоторые продвижения в теории, так и результаты новых наблюдений влияния космических лучей и пробоя на убегающих электронах на грозовые процессы в атмосфере. Рассмотрено асимптотическое решение линейного кинетического уравнения, предложены соотношения подобия для пробоя на убегающих электронах. Описан созданный на Тянь-Шаньской высокогорной научной станции космических лучей Физического института им. П.Н. Лебедева РАН экспериментальный комплекс "Гроза", на котором проводятся измерения различных видов излучения в период грозовой активности. Основное внимание удалено описанию результатов наблюдения интенсивных всплесков гамма-излучения в период активной фазы грозы. Впервые зарегистрированы специфические атмосферные разряды, вызванные совместным воздействием на грозовое облако пробоя на убегающих электронах и широкого атмосферного ливня. Обнаружение интенсивных длительных всплесков гамма-излучения и их корреляции с радиоизлучением может служить первым экспериментальным свидетельством того, что собирание и доставка заряда от облаков к лидеру молнии в активный грозовой период происходят при определяющей роли пробоя на убегающих электронах, инициированного космическими лучами.

Грозовой разряд — молния — определяется тремя основными процессами:

1. Собирание электрического заряда с большого объёма облаков (по существу, инициация молнии), в которых он расположен в основном на капельках или льдинках.

2. Перенос этого заряда от облака на землю или между облаками.

3. "Сжигание" заряда в грозовом разряде (собственно, это и есть молния).

Третий процесс — возвратный удар молнии — хорошо известен и достаточно подробно изучен. Много исследований посвящено также и второму процессу — лидеру молнии, но пока всё ещё остаётся много вопросов. Что же касается первого процесса, то эта проблема практически не дискутировалась в литературе.

Дело в том, что раньше наблюдалось радиоизлучение многочисленных разрядов, происходящих в облаке. Предполагалось, что эти разряды создаются вследствие

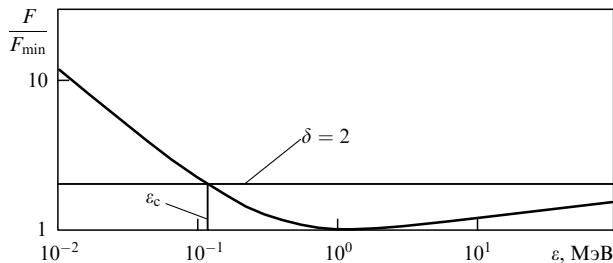
обычного пробоя воздуха. Однако, как выяснилось в результате многочисленных измерений (в последнее время очень точных), электрическое поле в грозовых облаках никогда не достигает необходимой для обычного разряда в атмосфере величины (последние измерения показывают, что этот факт можно считать точно установленным [1, 2]). Поэтому вопрос о природе собирания заряда с большого объёма облаков оставался практически полностью открытym и, по существу, не обсуждался в литературе (см., например, монографии [3, 4]).

В настоящем сообщении впервые показано, что активная фаза грозового разряда фактически сопровождается мощными потоками гамма-излучения в облаках. Одновременно наблюдается и радиоизлучение, хорошо коррелированное с гамма-излучением. Это означает, что осуществляется пробой на убегающих электронах. Величина электрического поля превосходит критическое поле пробоя на убегающих электронах. Затравкой для пробоя служат вторичные электроны космических лучей. Поэтому пробой на убегающих электронах в облаках может стать основой для объяснения процесса собирания заряда из облаков, необходимого для возникновения грозового разряда. Тем самым появляется новое направление для исследования первой и главной фазы — основополагающего процесса — грозового разряда. Вся эта проблема тесно примыкает к идеям и понятиям физики плазмы, которым были посвящены основные работы Б.Б. Кадомцева. В частности, пробой на убегающих электронах — это процесс, в котором всякое вещество ведёт себя как плазма.

Исследования атмосферных разрядов интенсивно развиваются в последние годы. Обнаружены новые виды разрядов между атмосферой и ионосферой: спрайты, эльфы, голубые джеты [5, 6]. Зарегистрированы мощные вспышки гамма-излучения (TGF — от англ. Terrestrial Gamma Flashes) [7]. Подробно изучены высотные разряды, генерирующие сверхмощные импульсы радиоизлучения (NBE — от англ. Narrow Bipolar Event) [8].

Результаты новых измерений порождают и новые вопросы. В частности, последние исследования показали, что можно считать надёжно установленным экспериментальным фактом то, что электрическое поле  $E$  в облаках значительно ниже порога электрического пробоя  $E_{th}$  [1, 2, 9]. Как же тогда инициируются молнии? Как возникают в активный период грозы многочисленные разряды, генерирующие вспышки радиоизлучения [10]? Для ответа на эти вопросы естественно привлечь новый физический процесс — пробой на убегающих электронах (ПУЭ) [11, 12], который имеет низкий порог возбуждения, соответствующий наблюдаемым в грозовой атмосфере электрическим полям.

Обычный пробой возникает вследствие нагрева электронов в электрическом поле. При этом быстрые электроны, принадлежащие хвосту функции распределения, становятся способными ионизовать вещество и, следовательно, генерировать новые свободные электроны, в то время как медленные электроны исчезают либо вследствие рекомбинации в объёме, либо на стенках разрядной камеры. При достижении достаточно высоких значений электрического поля генерация новых электронов за счёт ионизации превосходит их исчезновение в результате рекомбинации, и их количество начинает



**Рис. 1.** Зависимость силы торможения  $F$  от энергии электрона  $\varepsilon$ . Сила  $F$  нормирована на  $F_{\min}$ , параметр  $\delta = E/E_c$ .

экспоненциально возрастать. Это явление называется электрическим пробоем вещества. Характерные энергии электронов, осуществляющих ионизацию, составляют 10–20 эВ. Рекомбинация происходит в основном при низких энергиях, поэтому средняя энергия электронов  $\bar{\varepsilon}$  обычно не превосходит нескольких электронвольт. Например, в воздухе  $\bar{\varepsilon} \sim 2$  эВ.

Пробой на убегающих электронах имеет существенно иную природу [13]. В его основе лежит взаимодействие быстрых частиц с веществом. Сила торможения энергичной частицы в веществе  $F$  определяется ионизационными потерями [14]. Из рисунка 1 видно, что сила  $F$  убывает с возрастанием энергии электрона  $\bar{\varepsilon}$ . Это вызвано тем, что быстрые электроны взаимодействуют с электронами и ядрами нейтрального вещества как свободные частицы, т.е. по закону Кулона. А сечение кулоновского рассеяния — сечение Резерфорда  $\sigma \sim 1/\varepsilon^2$ . Поэтому в нерелятивистской области сила торможения  $F \sim \varepsilon \sigma N_m \sim 1/\varepsilon$ , т.е.  $F$  пропорциональна плотности молекул  $N_m$  и обратно пропорциональна энергии электрона  $\varepsilon$ . Вследствие релятивистских эффектов уменьшение силы ионизационного торможения ослабевает. При  $\varepsilon \geq 1$  МэВ эта сила достигает минимума, а затем начинает логарифмически медленно возрастать (см. рис. 1).

С уменьшением силы трения связана возможность появления убегающих электронов в веществе, помещённом в электрическое поле. Действительно, если в среде есть постоянное поле  $E$ , такое, что  $E > E_c = F_{\min}/e$ , то электрон, имеющий достаточно большую энергию  $\varepsilon > \varepsilon_c$ , будет непрерывно ускоряться полем (см. рис. 1). Такие электроны называются убегающими [15].

Пробой на убегающих электронах связан с генерацией вторичных электронов, появляющихся вследствие ионизации нейтральных молекул быстрыми убегающими частицами. Хотя подавляющее большинство вторичных электронов имеет малые энергии, но могут родиться и электроны с достаточно большой энергией  $\varepsilon > \varepsilon_c$ . Такие электроны тоже станут убегающими, т.е. будут ускоряться полем (см. рис. 1), и они могут, в свою очередь, при ионизации генерировать частицы с  $\varepsilon > \varepsilon_c$ . В результате появляется экспоненциально нарастающая лавина убегающих электронов. Вместе с ними генерируется и огромное количество медленных электронов, что в итоге и приводит к электрическому пробою вещества. Важно, что ПУЭ происходит в относительно слабом поле,  $E \geq 1,3E_c$ , которое на порядок меньше поля обычного электрического пробоя  $E_{th}$ . Например, в воздухе при атмосферном давлении  $E_{th} \approx 23$  кВ см<sup>-1</sup>, а  $E_c \approx 2,16$  кВ см<sup>-1</sup>.

Однако для осуществления ПУЭ выполнения только условия  $E \geq 1,3E_c$  недостаточно. Необходимо наличие

затравочных быстрых электронов с энергией, превосходящей критическую энергию убегания,  $\varepsilon > \varepsilon_c$ . Такие электроны в атмосфере всегда присутствуют — они эффективно генерируются космическими лучами (КЛ). Благодаря этому ПУЭ может реализоваться в грозовой атмосфере и оказать существенное влияние на развитие атмосферных электрических разрядов в активный грозовой период.

Активный грозовой период включает в себя несколько стадий: предварительный пробой, формирование и движение лидеров, основной возвратный удар, повторные возвратные удары и т.д. Можно предполагать, что в активный период в облаках электрическое поле превосходит  $E_c$  в широкой зоне [1], а в локальных областях (например, в стволе лидера) достигает и более высоких значений,  $E > E_{th}$  [3]. В этих областях могут локально развиваться пробои на убегающих электронах, сопровождающиеся импульсами гамма-излучения и радиоизлучения. Доказать существование ПУЭ и выявить его роль в атмосферных разрядах можно лишь с помощью прямых наблюдений непосредственно в грозовых облаках высокозернищих электронов и импульсов гамма-излучения, поскольку ни те, ни другие не распространяются на большие расстояния. Отметим, что важную роль могут играть не только вторичные электроны с энергией в области  $10^4$ – $10^6$  эВ, но и первичные частицы КЛ с энергией  $10^{14}$ – $10^{16}$  эВ, инициирующие широкие атмосферные ливни (ШАЛ). Типичная высота образования молний "облако–земля" составляет 4–6 км, что соответствует характерной высоте максимума числа частиц в ливнях, образуемых КЛ с энергией более  $10^{15}$  эВ. Поэтому создание на таких высотах установки, позволяющей проводить совместное, комплексное изучение высокозернищих КЛ, вспышек гамма-излучения, рентгеновского и радиоизлучений от молниевых разрядов является крайне актуальной задачей.

Тянь-Шаньская высокогорная научная станция космических лучей ФИАН (ТШВНС) представляет собой уникальное место для изучения физики грозового разряда. Созданный и в течение нескольких лет набирающий статистику комплекс "Гроза" является комплексной установкой, на которой проводятся регулярные исследования атмосферных разрядов с одновременной регистрацией излучения различных типов: электронного, гамма- и рентгеновского излучения, радиоизлучения в диапазоне 0,1–30 МГц и на частоте 250 МГц. Все детекторы комплекса "Гроза" работают непрерывно в автоматическом режиме в период сезона гроз (с мая по сентябрь). Преимуществом установки "Гроза" является также то обстоятельство, что она находится на высотах от 3340 м до 4000 м над уровнем моря, т. е. на уровне формирования грозовых облаков над горами Северного Тянь-Шаня, внутрь которых оказываются погружёнными детекторы экспериментального комплекса.

Первые результаты, показавшие существенное усиление излучения в диапазоне 100–500 кэВ во время грозы, нами были получены еще в 2002 г. [16]. Затем на установке были обнаружены корреляции коротких импульсов радиоизлучения с приходом ШАЛ [17]. Во время грозы наблюдались биполярные импульсы коротковолнового (КВ) радиоизлучения, совпадающие по времени в пределах 50 мкс с триггерными сигналами, формируемыми установкой ШАЛ. В отсутствие грозы такие импульсы никогда не наблюдались. На следующем этапе измере-

ний было установлено, что, как и в равнинных условиях [18, 19], КВ-радиоизлучение каждой молнии начинается с очень короткого биполярного импульса с длительностью нарастания порядка 100 нс [20]. Форма, ширина и амплитуда начального импульса согласовывались со значениями, предсказываемыми теорией совместного действия пробоя на убегающих электронах и ШАЛ, инициированного первичной частицей с энергией порядка  $10^{15} - 10^{16}$  эВ.

В данном сообщении представлены результаты новых наблюдений влияния космических лучей и пробоя на убегающих электронах на грозовые процессы в атмосфере. В разделе 2 кратко изложены некоторые замечания к теории пробоя на убегающих электронах. В разделе 3 описан экспериментальный комплекс "Гроза", на котором проводятся измерения различных видов излучения в период грозовой активности. Раздел 4 посвящён описанию методики отбора зарегистрированных различными детекторами комплекса "Гроза" событий, которые представляют интерес для исследования процессов в грозовой атмосфере. В разделе 5 подробно изложены основные результаты экспериментов, выполненных в течение сезона 2007 г. Среди них следует отметить наблюдение в период активной фазы грозы коротких интенсивных всплесков гамма-излучения. Впервые обнаружены специфические разряды ПУЭ-ШАЛ, вызванные совместным действием в грозовой атмосфере ПУЭ и ШАЛ. Обнаружение интенсивных длительных (10–100 мс) всплесков гамма-излучения и его корреляции с радиоизлучением может служить первым экспериментальным свидетельством того, что сабирание и перенос заряда от облаков к лидеру молнии в активный грозовой период происходит при определяющей роли ПУЭ.

## 2. Замечания к теории пробоя на убегающих электронах

### 2.1. Асимптотическое решение

Задача о пробое в кинетической теории ставится следующим образом. Рассматривается кинетическое уравнение для электронов в пространстве координат  $\mathbf{r}$  и импульсов  $\mathbf{p}$ . Электрическое поле  $E$ , плотность нейтральных молекул  $N$ , их заряд  $Z$  и другие структурные параметры вещества, определяющие соударения электронов, в наиболее простой постановке предполагаются постоянными. Интеграл соударений электронов линеаризуется. Тогда однородное, не зависящее от пространственных координат, асимптотическое по времени  $t$  решение кинетического уравнения для функции распределения электронов  $f(\mathbf{p}, t)$  носит экспоненциальный характер:

$$f(\mathbf{p}, t) \rightarrow f_{01}(p) \exp(v_1 t) + f_{02}(\mathbf{p}) \exp(v_2 t).$$

Здесь  $v_i$  — собственное число линейного кинетического уравнения,  $i = 1, 2$ ,  $f_{0i}(\mathbf{p})$  представляет собой соответствующее собственное решение.

Экспоненциальное возрастание функции распределения, а следовательно, и числа электронов и означает электрический пробой вещества. Параметр  $v_i$  определяет частоту ионизации, а  $v_i^{-1} \approx \tau_i$  — характерное время пробоя. Существование двух независимых решений линейного кинетического уравнения означает наличие в любом диэлектрике двух типов пробоя — обычного ( $v_1$ ) и ПУЭ ( $v_2$ ).

### 2.2. Соотношения подобия

Пробой на убегающих электронах может происходить в любом веществе. Поскольку взаимодействие быстрых электронов — кулоновское и, следовательно, оно всегда носит одинаковый характер, то и ПУЭ для всех веществ имеет одну и ту же структуру и обладает замечательными свойствами подобия. А именно: критическое поле  $E_c$  в любом веществе пропорционально его плотности  $\rho$ . Если  $\rho$  выражено в граммах на  $1 \text{ см}^3$ , то

$$E_c = 1,8\rho [\text{МэВ см}^{-1}].$$

Соответственно критическая энергия убегания электронов  $\varepsilon$  связана с величиной электрического поля  $E$  соотношением

$$\varepsilon \cong \frac{m_e c^2}{2\delta},$$

где  $\delta = E/E_c$ .

Характерная длина пробоя  $l$  определяет масштаб возрастания экспоненты ПУЭ:

$$l = \frac{6,1}{\rho \delta^2} [\text{см}].$$

Видно, что  $l$  быстро убывает с возрастанием величины электрического поля ( $\sim \delta^{-2}$ ).

Характерное время пробоя  $\tau_2$  также убывает ( $\sim \delta^{-3/2}$ ), а частота ионизации соответственно возрастает:

$$\tau_2 \cong 10^{-10} \rho^{-1} \delta^{-3/2} [\text{с}],$$

$$v_2 \cong 10^{10} \rho \delta^{3/2} [\text{с}^{-1}].$$

В плотных веществах с  $\rho \approx 10 - 100 \text{ г см}^{-3}$  характерные времена пробоя исключительно малы. Добавим, что эти времена быстро убывают с возрастанием параметра  $\delta$ .

Отметим, что указанные соотношения подобия справедливы в ограниченной области изменения параметров  $\delta$ :

$$1,5 \leq \delta \leq 100 - 150.$$

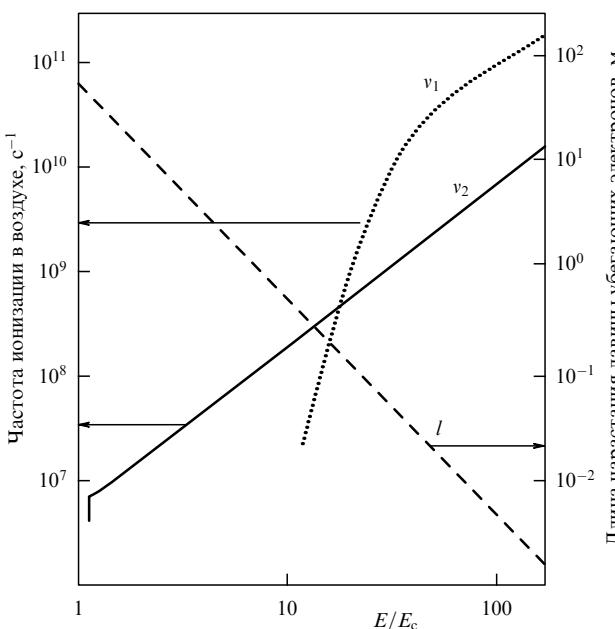
### 2.3. Пробой на убегающих электронах в атмосфере

На рисунке 2 представлена частота ионизации ПУЭ  $v_2$  для воздуха в зависимости от величины электрического поля  $E$ . Видно, что частота ионизации ПУЭ монотонно возрастает с полем  $E$  ( $\sim E^{3/2}$ ). Частота же ионизации обычного пробоя  $v_1$  вначале очень быстро возрастает с увеличением  $E$  (примерно как  $\sim E^{5,5}$ ), а затем насыщается (см. [21–23]).

Важно, что ПУЭ является возможным уже при низких значениях электрического поля, т.е. в *слабом поле*, когда выполнено условие  $E_{th} > E > E_c$ . При этом частота ионизации весьма высока:

$$v_2 > 10^7 - 10^8 \text{ с}^{-1}.$$

Обычный пробой в слабом поле невозможен, он возникает лишь при условии  $E > E_{th}$ . И хотя частота ионизации обычного пробоя очень быстро возрастает с увеличением  $E$ , она всё же остается ниже частоты ионизации ПУЭ при увеличении поля вплоть до значения  $E \simeq 2E_{th}$ . Это обстоятельство может оказаться весьма существенным и может приводить к появлению большого числа быстрых электронов в обычном разряде при  $2E_{th} \geq E \geq E_{th}$ . Можно полагать, что оно и является причиной наблюдавшихся вспышек гамма-излучения как в



**Рис. 2.** Зависимости частоты ионизации при обычном пробое в воздухе  $v_1$  и в случае ПУЭ  $v_2$  (по левой шкале) от величины электрического поля. Также показана зависимость длины нарастания лавины убегающих электронов  $l$  от величины электрического поля (по правой шкале).

лидере молнии [24–26], так и в разрядах, изучающихся в лабораторных условиях [27–29].

Таким образом, по быстроте нарастания ионизации ПУЭ оказывается основным пробоем в воздухе не только при  $E < E_{\text{th}}$ , но и при более высоких значениях поля, вплоть до  $E = 2E_{\text{th}}$ .

Вторым важным параметром, представленным на рис. 2, является характерная длина  $l$ , которая определяет минимальный пространственный размер области пробоя. Видно, что в слабых полях,  $E \sim E_c$ , характерная длина весьма велика ( $l \approx 30–50$  м). Однако с возрастанием величины электрического поля  $l$  быстро уменьшается ( $\sim E^{-2}$ ), так что уже при  $E \approx (1–2)E_{\text{th}}$  длина  $l$  становится порядка 10–30 см. При высоких полях,  $E \gg E_{\text{th}}$ , характерная длина  $l$  становится совсем малой. Это показывает, что если при малых электрических полях исследование ПУЭ возможно только в грозовых облаках, то при более высоких значениях поля для наблюдения эффекта можно использовать и лабораторные установки.

#### 2.4. Влияние космических лучей

Как мы уже упоминали, для осуществления ПУЭ кроме выполнения условия  $E > E_c$  необходимо наличие затравочных быстрых электронов с энергией, превосходящей энергию убегания ( $\varepsilon > \varepsilon_c$ ). Эти условия могут быть реализованы в грозовых облаках. Как показывают наблюдения, максимальные электрические поля в грозовых облаках в атмосфере близки к критическому полю ПУЭ  $E_c$  [1, 2, 9]. Затравочными быстрыми частицами в грозовых облаках служат вторичные электроны КЛ, средняя плотность потока которых на высотах 4–8 км сравнительно велика:  $\Phi_e \approx 10^3 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

Существенное отличие ПУЭ от обычного пробоя состоит в эффективной генерации рентгеновского и гамма-излучения. Именно наблюдение гамма-эмиссии с

энергией  $\varepsilon \sim 50–100$  кэВ служит указанием на возможное осуществление ПУЭ. Одновременно могут возбуждаться сильные электрические токи, приводящие к интенсивной генерации радиоизлучения.

Естественно, что число убегающих электронов пропорционально числу затравочных, образованных при взаимодействии первичных КЛ в атмосфере. Полное число  $N_e$  затравочных электронов в ШАЛ возрастает пропорционально энергии первичной частицы КЛ. Например, в ливне, образованном первичной частицей с энергией  $E_{\text{CR}} \approx 10^{15}$  эВ, содержится  $10^6$  затравочных электронов, а при  $E_{\text{CR}} \approx 10^{18}$  эВ —  $N_e \approx 10^{10}$ .

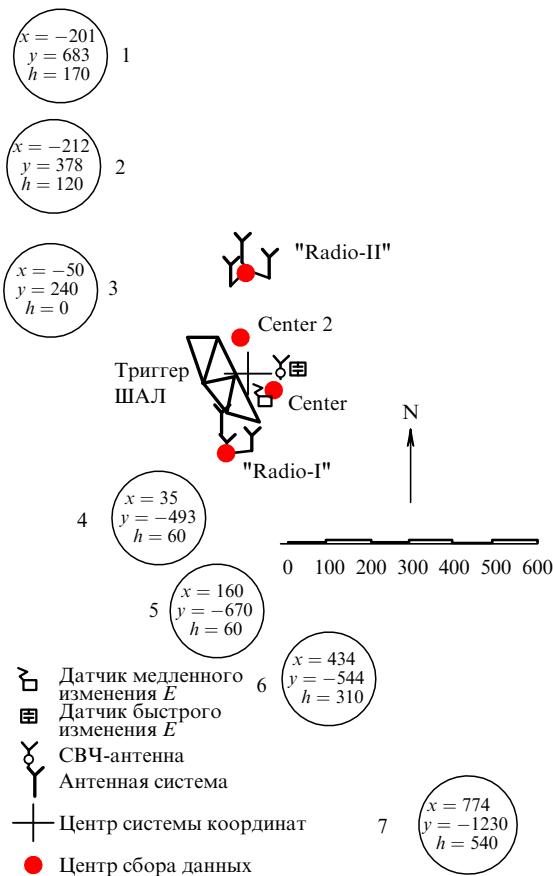
Когда ШАЛ проходит через грозовое облако, в котором  $E > E_c$ , возникает лавина убегающих электронов, экспоненциально увеличивающая число энергичных электронов ШАЛ. Одновременно в несколько миллионов раз возрастает и число тепловых электронов. Все вместе они и создают ПУЭ-ШАЛ-разряд [30]. Вследствие огромного числа высокоэнергичных электронов этот разряд должен, естественно, сопровождаться сильным импульсом гамма-излучения.

### 3. Экспериментальный комплекс "Гроза"

Экспериментальный комплекс "Гроза" состоит из следующих установок: системы регистрации ШАЛ, системы сцинтилляционных NaI-детекторов, двух независимых радиосистем, детектора скачка статического электрического поля и его высокочастотной составляющей (рис. 3). Максимальное разнесение детекторов комплекса в горизонтальной плоскости достигает 2–2,5 км, что позволяет изучать не только временнóе, но и пространственное распределение интенсивности различных видов излучения внутри облаков (и даже отслеживать перемещение источников излучения вместе с облаком). Рельеф Тянь-Шаньской станции очень удобен для исследований такого рода: благодаря двум близким склонам, окружающим горный перевал, на котором расположена станция, оказалось возможным разместить пункты регистрации излучений на различных высотах (в пределах 3,4–4 км над уровнем моря) и получить профили распределения излучений внутри облаков не только в горизонтальной, но и в вертикальной плоскости.

#### 3.1. Система регистрации широких атмосферных ливней

Система регистрации ШАЛ состоит из распределённых по территории станции нескольких десятков детекторов, созданных на основе газоразрядных счётчиков Гейгера СИ5Г. Эта ливневая система фиксирует момент прохождения ШАЛ, позволяет оценить его размер, а также энергию первичной частицы. Один детектор ШАЛ состоит из 20 счётчиков СИ5Г с запараллеленными анодами, а его чувствительная площадь составляет около  $0,6 \text{ м}^2$ . Каждый детектор ШАЛ установлен в отдельном пункте регистрации, взаимное расположение которых показано на рис. 3. Для подавления фона электронов низких энергий все детекторы ливневой системы окружены железными фильтрами толщиной 10 см. Характерный размер разнесения соседних детекторов составляет около 65 м. Чувствительная область всего массива ливневой системы равна примерно  $0,1 \text{ км}^2$ .



**Рис. 3.** Экспериментальный комплекс "Гроза": система регистрации ШАЛ (триггер ШАЛ) показана в виде многоугольника; системы сцинтилляционных NaI-детекторов показаны кружками (1–7) с указанием координат (в метрах) по высоте относительно пункта "Center", расположенного на уровне ТШВНС; две независимые радиосистемы ("Radio-I", "Radio-II"), детекторы "медленного" и "быстрого" электрического поля. На схеме соблюден масштаб расположения установок на ТШВНС.

### 3.2. Система сцинтилляционных детекторов гамма-излучения

Для регистрации мягкого гамма-излучения и жёсткого рентгеновского излучения от электронов, ускоренных в электрических полях грозового облака, используются 14 сцинтилляционных детекторов на основе кристаллов NaI. Семь пунктов регистрации расположены на склонах окружающих гор цепью, поперёк обычного направления движения грозовых облаков (см. рис. 3). Расстояние между крайними пунктами в этой цепи составляет  $\approx 2$  км, а максимальное разнесение детекторов по вертикали достигает  $\approx 600$  м. Построенная таким образом сцинтилляционная система позволяет исследовать пространственное распределение излучения внутри грозовых облаков как в горизонтальном, так и в вертикальном направлениях.

В каждом пункте регистрации размещаются два сцинтилляционных детектора, так что в одном из них кристалл NaI, соединённый с фотоэлектронным умножителем ФЭУ-49, находится внутри алюминиевого корпуса толщиной 1 мм (Sc-II), а в другом — внутри полиэтиленовой трубы с толщиной стенки 10 мм (Sc-I). В результате эти детекторы имеют различные пороги регистрации по отношению к гамма-излучению. Кроме того, в наиболее удалённых от центра системы пунктах (1, 2, 6 и 7

на рис. 3) дополнительно установлено по одному "пустому" детектору, содержащему ФЭУ-49 без кристалла NaI. Сигналы "пустых" детекторов, подключаемые к общей системе регистрации, служат для контроля за уровнем электромагнитных наводок на кабелях, соединяющих пункты их расположения с центром сбора данных.

В сцинтилляционных детекторах при прохождении частицы через кристалл NaI вырабатываются электрические импульсы с переменной амплитудой, величина которой пропорциональна энергии, рассеянной заряженной частицей или гамма-квантом внутри кристалла (в случае полного поглощения в кристалле эта амплитуда пропорциональна первичной энергии частицы или кванта). Далее сигналы сцинтилляторов подаются на быстрые амплитудные анализаторы, которые представляют собой набор параллельно работающих амплитудных дискриминаторов, настроенных на шесть порогов срабатывания. Выходные сигналы дискриминаторов являются импульсами со стандартной амплитудой и длительностью, интенсивность которых измеряется с помощью пересчётных схем раздельно для каждого из шести амплитудных диапазонов. Абсолютная энергетическая калибровка детекторов производилась с помощью источников гамма-излучения  $^{241}\text{Am}$  и  $^{137}\text{Cs}$ .

Измерения интенсивности гамма-излучения, сопровождающего прохождение грозовых облаков, проводились в режиме высокого временного разрешения. Интенсивность сигналов от каждого сцинтиллятора измерялась на протяжении временного скана, состоящего из 4000 последовательных временных интервалов длительностью по 200 мкс, что позволяет подробно исследовать временнюю развертку кратковременных вспышек излучения. Система временного сканирования работает непрерывно, сохраняя в каждый момент в своей памяти временной ход интенсивности сцинтилляционных импульсов за последние 0,8 с. Если в течение этого временного интервала поступает триггерный сигнал, то система сбора данных продолжает свою работу в течение ещё 0,4 с, после чего накопленная информация записывается на диск управляющего компьютера. Таким образом, в каждом зарегистрированном событии сохраняется временная развертка интенсивности сигналов с разрешением 200 мкс за 0,4 с до поступления триггерного сигнала и в течение 0,4 с после него.

### 3.3. Радиосистемы

Электромагнитное излучение грозовых разрядов исследовалось с помощью двух радиоустановок ("Radio-I" и "Radio-II" на рис. 3), работающих в диапазоне частот 0,1–30 МГц и позволяющих регистрировать волновую форму импульсов излучения с временным разрешением около 16 нс, а также по относительным задержкам радиосигналов определять направление на источник излучения [18, 19]. Каждая из установок содержит три антенны: две скрещенные под углом  $90^\circ$  рамочные антенны предназначены для измерения горизонтальной магнитной компоненты, а третья, штыревая, антenna используется для измерения вертикальной электрической компоненты электромагнитного поля.

Радиоустановки работают в режиме внешнего триггера с полной длительностью записи 200 мс и длительностью предыстории — записи до прихода триггерного импульса — 160 мс.

Кроме того, использовалась установка "Radio-E", предназначенная для регистрации ультракоротких волн (УКВ) радиоизлучения на частоте около 250 МГц. В состав этой установки также входят детекторы, измеряющие изменение электрического поля в грозовых условиях: квазистатическое "медленное" электрическое поле измеряется электростатическим флюксметром (типа "field mill"), а вариации электрического поля в диапазоне частот 0,5–25 кГц ("быстрое" поле) измеряются с помощью датчика конденсаторного типа.

#### 4. Отбор событий для анализа

Для изучения влияния космических лучей и пробоя на убегающих электронах на развитие разрядов в грозовой атмосфере необходимо проводить непрерывный мониторинг ШАЛ, регистрировать короткие вспышки излучений в гамма-диапазоне, рентгеновском и радиодиапазонах и исследовать их временные корреляции. В теории пробоя на убегающих электронах предполагается, что короткие вспышки гамма- и рентгеновского излучения от грозовых облаков должны возникать в результате развития лавины энергичных электронов, ускоренных в электрическом поле грозового облака. Затравочными электронами, обладающими необходимой для ускорения энергией, являются вторичные электроны КЛ. В частности, в грозовых облаках могут возникать инициированные прохождением через атмосферу ШАЛ разряды, которые порождаются частицами КЛ с энергией  $E_{CR} \geq 10^{15}$  эВ. Соответственно этим физическим механизмам генерации вспышек и были выбраны условия выработки триггерного сигнала для системы регистрации.

##### 4.1. Триггер широких атмосферных ливней

Для исследования временных корреляций момента прохождения ШАЛ и гамма-излучения, рентгеновского и радиоизлучений формировался ливневой триггер. Сигнал такого триггера вырабатывался при совпадении импульсов от четырёх соседних детекторов ливневой установки в интервале 5 мкс. Конфигурация ливневой триггерной системы, представленная на рис. 3, обеспечивает эффективный отбор ШАЛ с энергией первичной частицы  $E_{CR} \geq 10^{15}$  эВ.

##### 4.2. Триггер скачка электрического поля

Для изучения изменений интенсивностей гамма-излучения, рентгеновского и радиоизлучений, связанных с образованием и развитием молний в грозовой атмосфере, использовался триггер скачка электрического поля. Поскольку разряд облако–земля сопровождается быстрым (в течение нескольких микросекунд) падением напряжённости поля, триггерный сигнал вырабатывался датчиком вариаций электрического поля в момент резкого изменения ("скачка") напряжённости поля. Был выбран высокий порог срабатывания устройства генерации триггера, который соответствовал очень близким молниевым разрядам, что обусловило малое количество триггерных сигналов данного типа.

##### 4.3. Электромагнитный триггер

Так как длина кабельных трасс, соединяющих удалённые пункты размещения детекторов с центром регистрации,

достигает примерно 2 км, то близкие к трассе атмосферные разряды наводят электромагнитный импульс на длинный кабель. Такой электромагнитный импульс, непосредственно совпадающий с разрядом внутри грозового облака, также использовался в качестве триггерного сигнала.

#### 4.4. Статистика зарегистрированных событий

Анализ данных измерений на установке "Гроза" проводился на основе сравнения двух выборок событий, одна из которых соответствовала периоду ясной, безоблачной погоды, а другая — времени, в которое через горный перевал Тянь-Шаньской станции проходили плотные электрически заряженные облака, сопровождаемые молниевыми разрядами. В последнем случае обычно самые верхние пункты регистрации излучений (6 и 7 на рис. 3) оказывались в наибольшей степени (по сравнению с нижними пунктами) погруженными внутрь грозового облака.

Общее число событий, зарегистрированных в течение обоих периодов измерений, приведено в таблице.

**Таблица.** Статистика зарегистрированных событий в период ясной погоды и в грозовых условиях

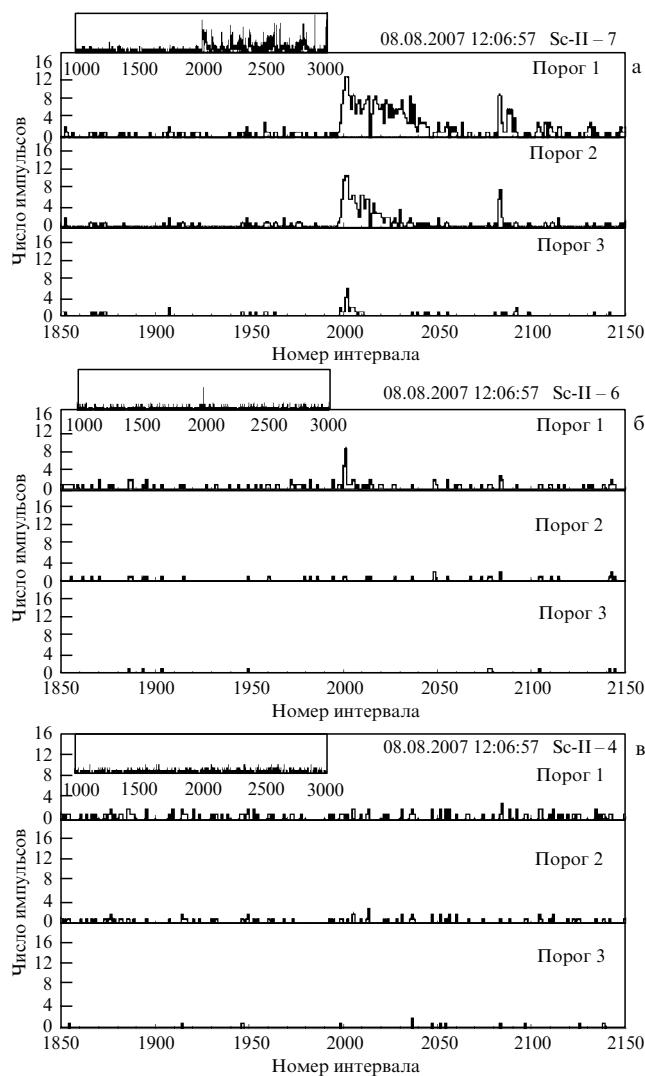
Типы событий	Число событий при ясной погоде (безоблачном небе), 11 ч. регистрации, 13 августа 2007 г.	Число событий в условиях грозы, 11 ч. регистрации, 4, 7, 8 и 15 августа 2007 г.
Триггеры ШАЛ	611	600
Число событий в час	$55 \pm 2$	$54 \pm 2$
События с триггерами ШАЛ, в которых содержатся кратко-временные вспышки гамма-излучения	0	14
Триггеры скачка электрического поля	0	13
Электромагнитные триггеры	0	503

Следует отметить, что от триггера ШАЛ и триггера скачка поля срабатывали как системы сцинтиляционных детекторов, так и радиосистемы. Что касается электромагнитного триггера, который, по сути, не вырабатывался, а возникал при близком к кабельной трассе разряде, то статистика этого типа событий в полной мере отвечает только срабатываниям сцинтиляционных детекторов. Временная синхронизация записей данных со сцинтиляционных детекторов и радиосистем показывает, что при запуске этих систем по электромагнитному триггеру наблюдается однозначная корреляция.

#### 5. Результаты эксперимента на установке "Гроза"

##### 5.1. Длительные вспышки гамма-излучения и их корреляции с радиоизлучением

Сильные электромагнитные импульсы, приводящие к выработке электромагнитного триггера, в подавляющем большинстве приводят к сильным всплескам



**Рис. 4.** Вспышки гамма-излучения, регистрируемые при запуске сцинтилляционных детекторов электромагнитным триггером. Интенсивности показаны для трёх пунктов регистрации: (а) 7 (540 м над уровнем ТШВНС); (б) 6 (310 м); (в) 4 (на уровне ТШВНС). Для каждого пункта показаны интенсивности одного счётчика при трёх порогах регистрации, соответствующих минимальной энергии регистрируемых гамма-квантов 30, 60 и 120 кэВ.

гамма-излучения. Типичный пример вспышек гамма-излучения, регистрируемых при запуске сцинтилляционных детекторов электромагнитным триггером, показан на рис. 4, где для каждого из пунктов 4, 6 и 7 приводятся временные развертки интенсивности сигналов одного из установленных на нём сцинтилляторов (того, который имеет меньший энергетический порог регистрации гамма-квантов). Для каждого из представленных детекторов временные развертки приведены в трёх энергетических диапазонах, различающихся между собой по нижним амплитудным порогам, соответствующим минимальной энергии регистрируемых гамма-квантов в 30, 60 и 120 кэВ. Оси абсцисс на рис. 4 проградуированы последовательными номерами: 200 микросекундных интервалов временной развертки; интервал с номером 2000 соответствует моменту поступления триггера.

Из верхнего графика рис. 4а видно, что за 200–400 мкс до электромагнитного триггера сцинтилляционный детектор, который находится в самой высокой точке 7,

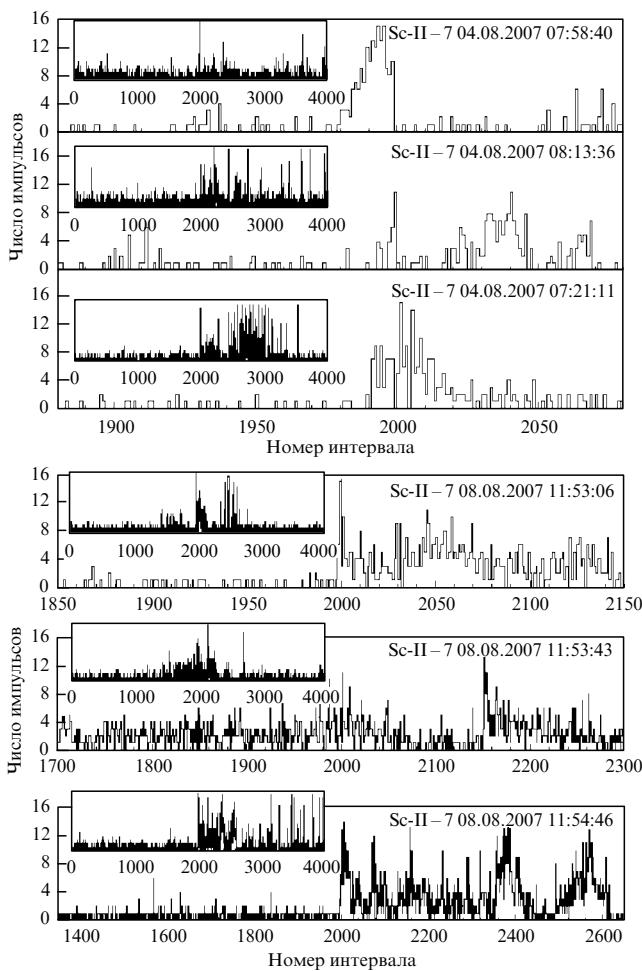
начинает регистрировать возрастание интенсивности гамма-излучения. Это излучение нарастает исключительно быстро, достигает максимума в момент триггера и продолжается затем в течение 10 мс. Как видно из врезки верхнего графика, на протяжении дальнейшей временной развертки наблюдаются многочисленные аналогичные вспышки, которые возникают вплоть до 3000-го временного интервала (200 мс после срабатывания триггера).

Фоновый уровень сигналов на протяжении первых 1600 временных интервалов рассматриваемой развертки составляет  $0,35 \pm 0,01$  импульса на интервал. В максимуме рассматриваемой вспышки число приходящихся на один временной интервал импульсов увеличивается до 10–12, что соответствует возрастанию интенсивности гамма-излучения в 30–35 раз. Средняя интенсивность сигналов во время первой вспышки (на протяжении временных интервалов с 1998-й по 2046-й) составляет  $5,9 \pm 0,3$  импульсов на интервал, в 17 раз превышая фоновую. С увеличением энергии гамма-квантов интенсивность сигналов во время вспышки быстро уменьшается, хотя и остаётся на порядок выше фоновой. Средняя интенсивность вспышки во втором энергетическом диапазоне (с порогом 60 кэВ) составляет  $3,0 \pm 0,3$  импульсов на интервал (в 15 раз выше фоновой), а в третьем (с порогом 120 кэВ) — только  $0,6 \pm 0,1$  импульсов на интервал (в 10 раз выше фоновой). Таким образом, с точки зрения статистической обеспеченности наблюдаемый эффект не вызывает сомнений.

На рисунке 4б, показана интенсивность гамма-квантов, зарегистрированная детектором (при трёх разных энергетических порогах), находящимся на 230 м ниже. Та же самая вспышка выражена гораздо слабее, проявляя себя только в сигналах с минимальным энергетическим порогом. И наконец, в детекторе, находящемся ещё на 130 м ниже (рис. 4в), какие-либо особенности в момент разряда вообще незаметны.

Описанный характер вспышки излучения представляет собой типичное явление, видимое на большинстве временных разверток событий, которые в моменты электрических разрядов зарегистрированы сцинтилляционными детекторами, оказавшимися внутри грозовых облаков. Такими вспышками сопровождаются не менее 80 % событий, зарегистрированных во время грозы с триггером от скачка поля или электромагнитным триггером, в то же время при ясной погоде такие вспышки не наблюдаются. Последнее говорит о том, что эти вспышки обусловлены присутствием электрически заряженных облаков в области расположения детекторов. Примеры других событий с длительными вспышками гамма-излучения представлены на рис. 5. В частности, на самой верхней развертке на рис. 5 вспышка гамма-излучения резко обрывается в момент срабатывания электромагнитного триггера. Возможно, это был первый возвратный удар молнии, так как обычно после него радиоизлучение на некоторое время замирает. Здесь мы видим аналогичное временное (см. развертку) замирание активности гамма-излучения.

Для длительных вспышек гамма-излучения характерным является распределение их излучения в вертикальной плоскости: все такие вспышки наиболее ярко проявляют себя в самом верхнем из детекторных пунктов, максимально погружённом внутрь грозового облака. При этом основная доля сигналов приходится на им-



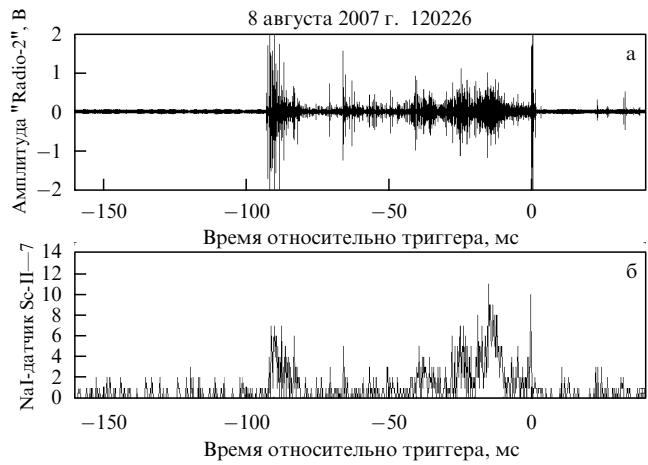
**Рис. 5.** Временные развёртки интенсивности гамма-излучения при триггере от электромагнитного импульса на высоте 540 м (пункт 7) над уровнем ТШВНС для детектора Sc-II с порогом 30 кэВ.

пульсы с наименьшим энергетическим порогом. Таким образом, можно сделать вывод о том, что область генерации излучения вспышек находится в глубине грозового облака, а основная доля генерируемого излучения состоит из гамма-квантов с невысокой энергией.

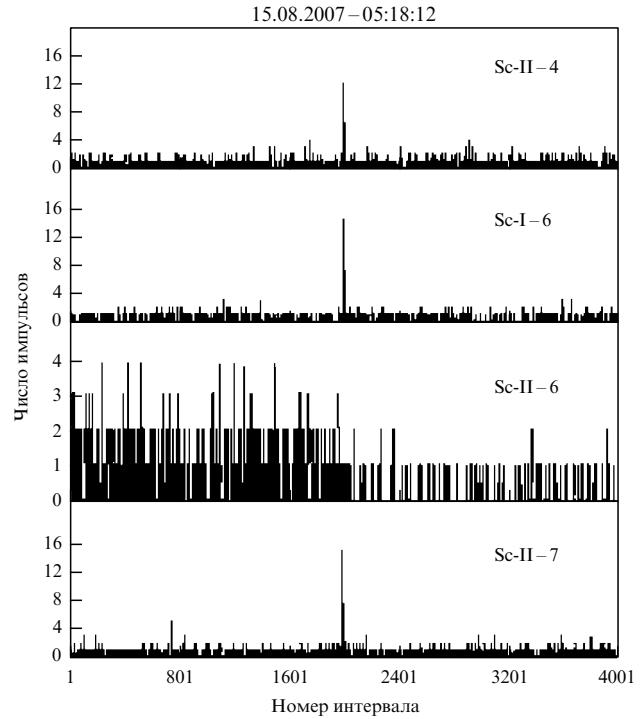
Триггером в рассматриваемых примерах служит импульс электромагнитного излучения, создающийся электрическим разрядом. В тот же момент на развёртках виден сильный импульс гамма-излучения. Следовательно, имеет место ярко выраженная корреляция электрического разряда в грозовой атмосфере со всплесками гамма-излучения. Это подтверждает совместное наблюдение гамма-излучения и радиоизлучения. Пример приведен на рис. 6, из которого видна хорошая временная корреляция гамма- и радиоизлучения в течение 100 мс.

## 5.2. Межоблачный разряд, вызванный широким атмосферным ливнем (ПУЭ-ШАЛ-разряд)

Анализ временных развёрток событий, представленных в таблице, позволил выделить в грозовых условиях четыре кратковременные интенсивные вспышки гамма-излучения, точно совпадающие по времени с триггером ШАЛ. Одно событие произошло 15 августа 2007 г. в начальной стадии грозы, остальные три — 8 августа 2007 г. в период



**Рис. 6.** Радиоизлучение (а) и вспышки гамма-излучения (б), зарегистрированные по электромагнитному триггеру.



**Рис. 7.** Временная развёртка интенсивности гамма-излучения в событиях, точно совпадающих по времени с триггером ШАЛ. Событие произошло в начальной стадии грозы.

активной фазы. Рассмотрим здесь два события: одно в начальной и одно в активной фазе.

Первое событие наблюдалось 15 августа 2007 г. в грозу, которая длилась в течение четырёх часов, с 05.18 до 09.40. Событие произошло в 05.18.12 в самой начальной стадии грозы. Широкий атмосферный ливень был зафиксирован всеми шестью детекторами системы триггера ШАЛ. Это означает, что ШАЛ был генерирован частицей КЛ с энергией не менее  $10^{16}$  эВ. Импульс гамма-излучения был зарегистрирован в трёх наблюдательных пунктах: 7, 6 и 4. Временная развёртка интенсивности гамма-квантов представлена на рис. 7. Как видно из рис. 7, можно выделить следующие характерные особенности данной вспышки: 1) сильный импульс гамма-излучения был зарегистрирован во всех наблюда-

тельных пунктах одновременно; 2) длительность вспышки укладывается в один временной интервал развертки, т.е. составляет менее 200 мкс; 3) момент гамма-вспышки во всех наблюдательных пунктах точно совпадает с моментом прихода ШАЛ; 4) в тот же момент зарегистрировано резкое падение фона гамма-излучения.

Отметим, что расстояние между наблюдательными пунктами 4 и 7 составляет порядка 1100 м и эти пункты разнесены по высоте на 600 м (см. рис. 3). Следовательно, сильное гамма-излучение покрывает значительную площадь. Из рисунка 7 можно видеть также, что наблюдаемое распределение гамма-квантов по энергии имеет вид классического ПУЭ (см. раздел 5.3): небольшое различие в случаях 30 кэВ (первый порог) и 60 кэВ (второй порог) и резкое падение в случае 120 кэВ (третий порог).

Особое внимание следует обратить на резкое изменение гамма-фона в пунктах 6 и 7, которое видно на рис. 7. Среднее значение фона в пункте 6 уменьшается точно в момент триггера в три раза. В пункте 7 фон нарастает в течение 50 мс до момента триггера и тоже резко снижается (примерно в три раза) точно в момент триггера. Повышение гамма-фона, создаваемого КЛ, является следствием увеличения потока быстрых электронов в сильном грозовом поле под действием ПУЭ. Резкое падение фона означает, что резко понизилась величина электрического поля в облаке, которое пересек ШАЛ. То есть произошёл электрический разряд облака — совместное действие ПУЭ и ШАЛ вызвало макроскопический эффект. Таким образом, мы прямо наблюдаем ПУЭ-ШАЛ-разряд (RB-EAS discharge).

Пример события, произошедшего в период активной фазы грозы, наблюданной 8 августа 2007 г., представлен на рис. 8. Гроза длилась 1 час: с 11.50 до 12.50. Событие произошло в 12.35 во время активной фазы грозы. ШАЛ был зафиксирован детекторами, расположенными в четырёх пунктах регистрации. Это означает, что энергия космической частицы была не менее  $10^{15}$  эВ. Сильный импульс гамма-излучения был зарегистрирован в трёх наблюдательных пунктах — 5, 6 и 7. Как видно из временных разверток гамма-излучения, представленных на рис. 8, сильный импульс гамма-излучения наблюдается одновременно с триггером ШАЛ во всех наблюдательных пунктах. На рисунке 8г также показан измеренный радиосигнал. Виден очень сильный импульс радиоизлучения, точно совпадающий по времени с моментом триггера ШАЛ. Это означает, что прохождение ШАЛ через грозовое облако сопровождалось сильным электрическим разрядом.

Рассмотренные события свидетельствуют о прямом наблюдении ПУЭ-ШАЛ-разряда. Это явление впервые зарегистрировано в эксперименте. Вероятность наблюдения ПУЭ-ШАЛ-разряда определяется двумя основными факторами. Во-первых, траектория первичной частицы КЛ, которая вызывает ПУЭ-ШАЛ-разряд, должна пересечь грозовое облако на расстоянии не более 400–500 м от сцинтилляционных детекторов, регистрирующих гамма-излучение. В противном случае из-за поглощения в атмосфере гамма-излучение не наблюдаемо. С другой стороны, та же траектория должна быть зафиксирована системой наблюдения ШАЛ. Эти условия сильно ограничивают количество возможных траекторий. Во-вторых, естественно, что значение электрического поля  $E$  в облаке, пересекаемом ШАЛ, должно быть выше критического поля ПУЭ:  $E > E_c$ . Последнее условие

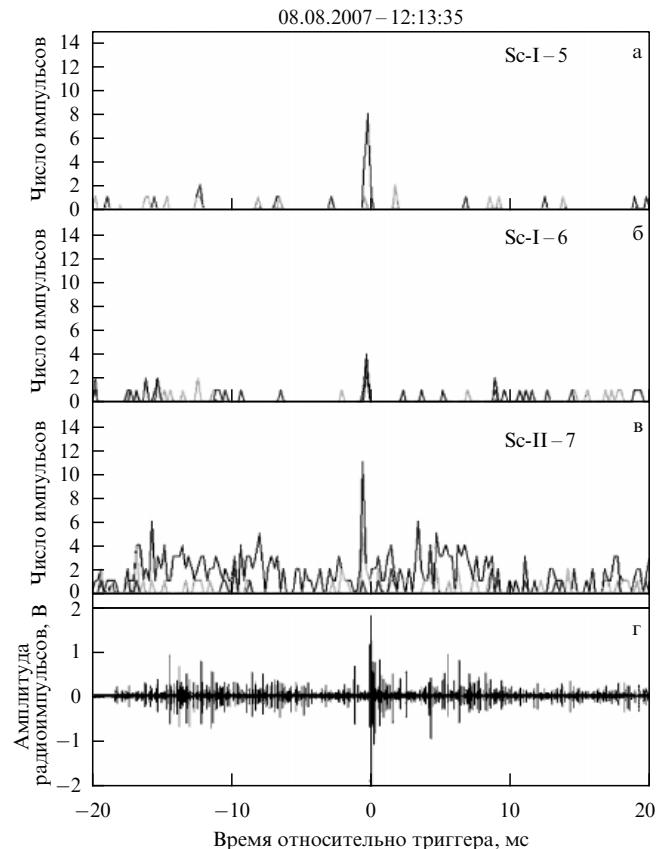


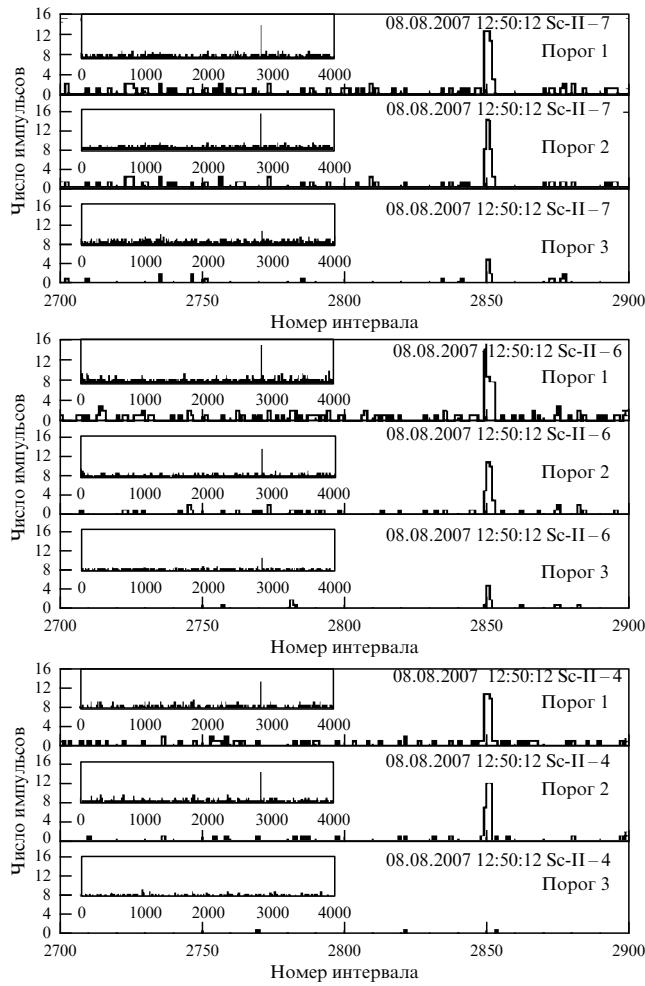
Рис. 8. Пример события, произошедшего в период активной фазы грозы, в котором наблюдается точное совпадение по времени вспышки гамма-излучения с моментом выработки триггера ШАЛ и радиоизлучения: на временных развертках (а–в) показано время вспышки, зарегистрированной сцинтилляционными детекторами в пунктах 4, 6 и 7, относительно триггерного импульса; на развертке (г) показано совпадение импульса радиоизлучения с триггерным импульсом.

более часто выполняется в период активной фазы грозы. Вследствие необходимости выполнения этих двух условий прямое наблюдение ПУЭ-ШАЛ-разряда — очень редкое событие, порядка 1 событие на 100 наблюдавшихся в грозу "простых" ШАЛ. Эта оценка соглашается с результатами наших наблюдений. Мы наблюдали всего 4 ПУЭ-ШАЛ-разряда из 600 событий, зарегистрированных по триггеру ШАЛ.

Как уже указывалось выше, теория предсказывала возможность ПУЭ-ШАЛ-разряда. Этот разряд рассматривался в теории как один из важных процессов в грозовой атмосфере. В частности, предполагалось, что ПУЭ-ШАЛ-разряд лежит в основе высотного межоблачного NBE-разряда [8]. Специфические черты NBE (Narrow Bipolar Event) — гигантская мощность радиоимпульса, слабое оптическое излучение, отсутствие ступенчатого лидера, полное развитие за время в несколько микросекунд — находятся в согласии с предсказаниями, основанными на теории ПУЭ-ШАЛ-разряда [31]. Однако сам ПУЭ-ШАЛ-разряд до сих пор никогда не наблюдался.

### 5.3. Спектр гамма-излучения ступенчатого лидера молнии

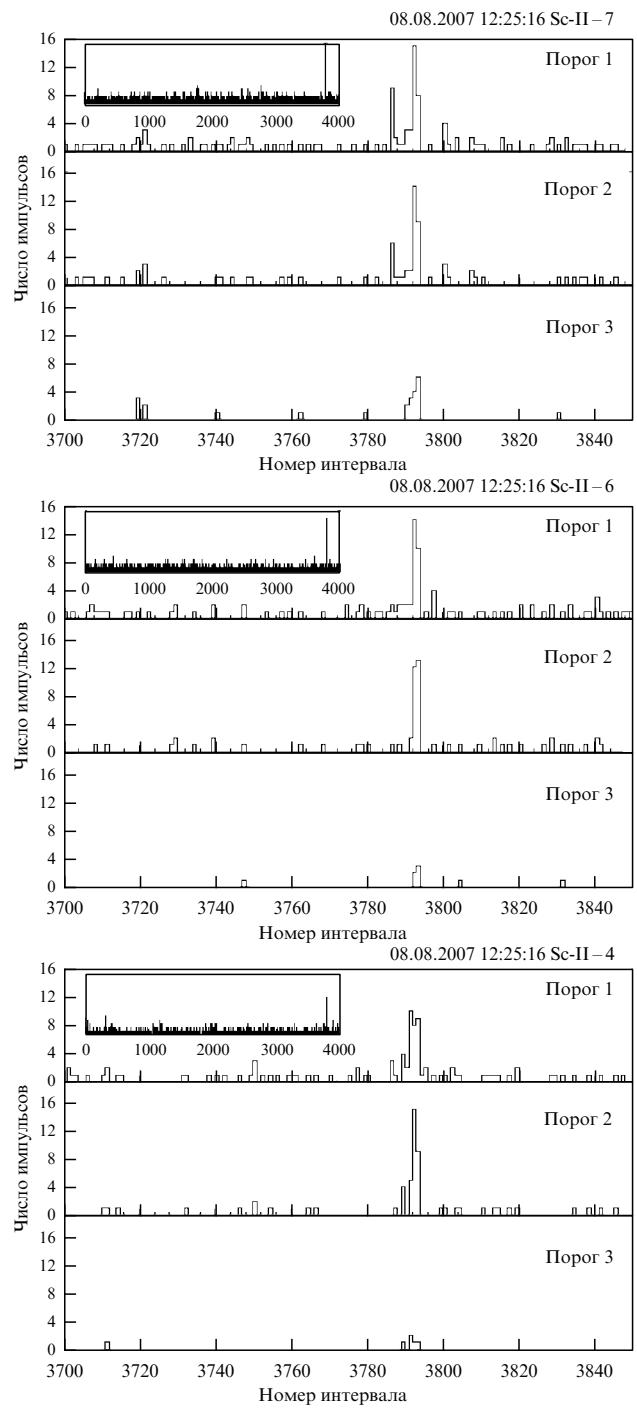
Анализ всех зарегистрированных событий с триггером ШАЛ, показал что в 14 событиях из 600 наблюдались



**Рис. 9.** Временные развертки интенсивности гамма-излучения, зарегистрированного сцинтилляционными детекторами по триггеру ШАЛ. Последовательность разверток аналогична таковой на рис. 4.

короткие интенсивные вспышки гамма-излучения длительностью 400–800 мкс. Типичные примеры регистрации сцинтилляционными счётчиками короткой вспышки гамма-излучения показаны на рис. 9 и 10, где для каждого из пунктов 4, 6 и 7 приводятся временные развертки интенсивности сигналов одного из установленных в нём сцинтилляторов (Sc-II, того, который имеет меньший энергетический порог регистрации гамма-квантов). На рисунке 9 показано событие, в котором интенсивный гамма-всплеск наблюдался спустя 170 мс после срабатывания триггера. Длительность всплеска составляет 400–600 мкс. Пространственное распределение всплеска составляет более 1 км, так как он виден одновременно на четырёх наблюдательных пунктах (7, 6, 4 и 3) при всех энергетических порогах. Временная развертка другого события показана на рис. 10.

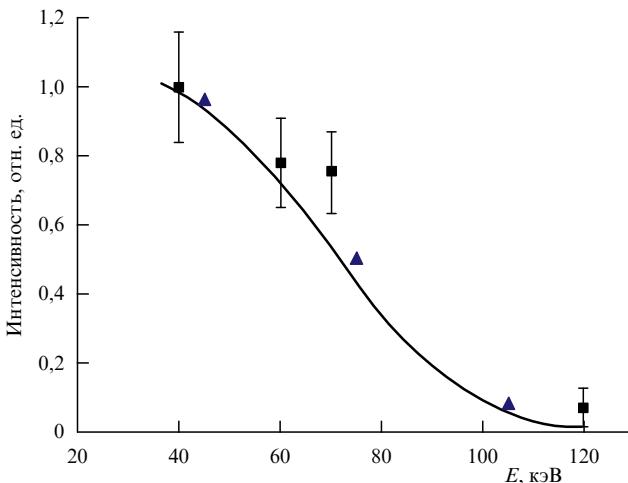
Для восстановления энергетического спектра гамма-квантов было проанализировано 14 событий. В этих событиях для каждого сцинтилляционного детектора подсчитывалось число гамма-квантов с энергиями выше 30, 40, 60, 70, 120 и 320 кэВ. При этом использовались результаты калибровки детекторов. Сопоставляя результаты наблюдений на различных энергетических порогах и во всех наблюдательных пунктах, можно увидеть, что их интегральные спектры подобны друг



**Рис. 10.** Пример события с кратковременной вспышкой гамма-излучения, аналогичного приведённому на рис. 9.

другу. Построенный таким образом характерный спектр представлен на рис. 11. Средняя энергия гамма-кванта в кратковременной вспышке составляет 80 кэВ.

Отметим, что короткие всплески гамма-излучения, связанные со ступенчатым лидером молнии, были обнаружены в работе [24]. В [25] было показано, что они хорошо коррелируют со скачками ступенчатого лидера. Последние наблюдения, в которых изучалось это явление, установили, что гамма-излучение генерируется в ступенчатом лидере перед возвратным ударом и длится 200–400 мкс [26]. Лидер проходит за это время расстояние 200–400 м. Это расстояние является характеристи-



**Рис. 11.** Интегральный спектр кратковременных вспышек гамма-излучения, зарегистрированных в событиях в грозовой атмосфере: данные, полученные на установке "Гроза", показаны квадратами с ошибками измерений, данные баллонного эксперимента — треугольниками. Приведена также теоретическая кривая.

кой поглощения гамма-квантов в атмосфере на уровне моря. На высотах ТШВНС поглощение в 1,5 раза меньше, так как оно пропорционально плотности воздуха. Поэтому естественно предположить, что наблюдаемые в нашем эксперименте короткие (400–800 мкс) интенсивные всплески гамма-излучения являются излучением ступенчатого лидера перед возвратным ударом молнии. Согласно предположениям теории гамма-излучение может генерироваться при ПУЭ в характерном для ступенчатого лидера электрическом поле  $E \simeq 2E_{\text{th}}$  (см. раздел 2.3). При этом частота ионизации ПУЭ сильно зависит от макроскопических параметров среды: величины электрического поля  $E$ , молекулярной плотности  $N_m$ . В то же время энергетический спектр, как убегающих электронов, так и гамма-излучения, генерируемого ими, имеет одну и ту же характерную форму.

На рисунке 11 нормализованный интегральный спектр, предсказываемый теорией, сопоставлен с результатами нашего эксперимента. Мы видим, что теория и эксперимент хорошо согласуются. На рисунке также представлены экспериментальные результаты, полученные во время грозы на высоте 4 км с помощью шара-зонда [32]. Электрическое поле в атмосфере, определённое в многочисленных экспериментах на шарах-зондах, принимает только малые значения — максимальное наблюдаемое значение поля  $3\text{--}9 \text{ кВ см}^{-1}$  [6, 7]. В этом случае ПУЭ инициируется вторичными электронами ШАЛ, проходящих через облако. Как видно из рис. 11, спектр гамма-излучения, полученный в эксперименте на шаре-зонде, хорошо согласуется с результатами как нашего эксперимента, так и теории. При интерпретации нашего эксперимента мы предполагаем, что ПУЭ инициируется быстрыми электронами, образующимися при пробое воздуха в сильном ( $50\text{--}60 \text{ кВ см}^{-1}$ ) электрическом поле головки ступенчатого лидера. Таким образом, несмотря на значительное различие величины электрического поля в облаке ( $3\text{--}9 \text{ кВ см}^{-1}$ ) и в ступенчатом лидере ( $50\text{--}60 \text{ кВ см}^{-1}$ ) интегральный спектр ПУЭ оказывается в обоих экспериментах достаточно близким и согласуется с теорией (см. раздел 2.3).

## 6. Заключение

В настоящем сообщении излагаются некоторые результаты теории ПУЭ и результаты экспериментальных исследований грозового разряда в атмосфере. Обсуждается связь этих проблем в контексте активной роли ПУЭ при развитии грозового разряда.

Пробой на убегающих электронах — новое и чрезвычайно общее явление, определяемое кулоновским взаимодействием быстрых электронов с веществом. В теории ПУЭ нами рассмотрены два основных новых момента. Первый связан с предложенным соотношением подобия, из которого следует, что ПУЭ для всех веществ имеет одну и ту же структуру. Вторым результатом является выделение неисследованной ранее области сильных значений поля в ПУЭ:  $2E_{\text{th}} \geq E \geq E_{\text{th}}$ . При этих значениях поля возможен как обычный пробой, так и ПУЭ. Важно, что частота ионизации для ПУЭ, т.е. быстрота его роста оказывается выше, чем при обычном пробое. Это означает, что ПУЭ в этой области может играть существенную роль. Как раз такие параметры характерны для лидера в искровом разряде, а возможно, и лидера в молнии.

Основное достижение проведённых исследований состоит в обнаружении в грозовом облаке интенсивных всплесков гамма-излучения в период активной фазы разряда. Трудность исследования грозового разряда заключается в том, что он представляет собой случайное, быстро развивающееся, масштабное явление. Поэтому важную роль играет аналогия с длинными искровыми разрядами, исследуемыми в лабораторных условиях. Одним из элементов искрового разряда является лидер, переносящий электрический заряд. Аналогичный лидер имеется и в грозовом разряде. Подробно исследован быстрый и очень мощный возвратный удар молнии. Однако принципиальное отличие искрового разряда состоит в том, что в нём имеется электрод, сбрасывающий накопленный в конденсаторе электрический заряд, тогда как в грозовом облаке электрический заряд распределён на каплях или на льдинках в километровых масштабах. Как снять этот заряд и доставить его к лидеру за несколько миллисекунд? Эта проблема ранее не обсуждалась сколько-нибудь подробно. Проводимость воздуха для переноса такого заряда недостаточно велика, её нужно повысить, по крайней мере, на 5–6 порядков. Проводимость в облаках ещё ниже, чем в воздухе. Электрическое поле в облаках, неоднократно измеренное в эксперименте, недостаточно велико для прямого пробоя воздуха. Поэтому проблема собирания и доставки заряда от облаков к лидеру молнии оставалась загадкой (см. [3, 4]). Обнаружение интенсивного гамма-излучения и его корреляции с радиоизлучением указывает на то, что ПУЭ, возможно, играет основную роль в этом процессе.

Электрические поля, превышающие критическое поле ПУЭ, наблюдаются в грозовых облаках. Число вторичных электронов в ШАЛ, попадающих на площадь порядка  $1 \text{ км}^2$  за 1 мс, составляет  $\sim 10^6$ . Эти электроны могут служить затравкой для ПУЭ. Для того чтобы установить, достаточно ли этого для выполнения необходимых условий переноса заряда облака к лидеру, требуются дальнейшие исследования.

Результаты эксперимента, который проводится на ТШВНС ФИАН на установке "Гроза", позволили впер-

вые получить представление о возможном механизме сбирания электрического заряда из облаков для генерации молний. Также впервые в этом эксперименте обнаружен разряд, вызываемый пробоем на убегающих электронах и широким атмосферным ливнем (ПУЭ-ШАЛ). Согласно предсказаниям теории именно разряд ПУЭ-ШАЛ может служить источником наблюдаемых мощных межоблачных радиоразрядов (NBE).

Подведём итог. Развитие активной фазы грозового разряда — предварительный пробой, инициация лидера, движение лидера вплоть до момента возвратного удара — полностью диктуется процессом сбирания электрического заряда с облаков. Наше исследование обнаружило, что этот процесс сопровождается мощными коррелированными потоками гамма- и радиоизлучения, создаваемых пробоем на убегающих электронах.

*Это позволяет утверждать, что именно пробой на убегающих электронах, инициируемый космическими лучами, является основным движущим механизмом грозового разряда.*

Авторы благодарны В.П. Антоновой, Л.И. Вильдановой, К.П. Зыбину, Г.Г. Митько, А.С. Наумову, М.О. Птицыну, Ю.В. Шлюгаеву за полезные обсуждения затронутых в работе вопросов.

Работа выполнена при поддержке грантом РФФИ 09-02-00462-а и грантом EOARD 067004 (ISTC 3641p).

## Список литературы

1. Marshall T C et al. *Geophys. Res. Lett.* **32** L03813 (2005)
2. Stolzenburg M et al. *Geophys. Res. Lett.* **34** L04804 (2007)
3. Базэян Э М, Раизер Ю П *Физика молнии и молниезащиты* (М.: Физматлит, 2001)
4. MacGorman D R, Rust W D *The Electrical Nature of Storms* (New York: Oxford Univ. Press, 1998)
5. Sentman D D et al. *Geophys. Res. Lett.* **22** 1205 (1995)
6. Pasko V P et al. *Nature* **416** 152 (2002)
7. Smith D M et al. *Science* **307** 1085 (2005)
8. Jacobson A R J. *Geophys. Res.* **108** (D24) 4778 (2003)
9. Marshall T C, McCarthy M, Rust W J. *Geophys. Res.* **100** (D4) 7097 (1995)
10. Rhodes C et al. *J. Geophys. Res.* **99** (D6) 13059 (1994)
11. Гуревич А В, Зыбин К П УФН **171** 1177 (2001) [Gurevich A V, Zybin K P *Phys. Usp.* **44** 1119 (2001)]
12. Gurevich A V, Zybin K P *Phys. Today* **58** (5) 37 (2005)
13. Gurevich A V, Milikh G M, Roussel-Dupre R *Phys. Lett. A* **165** 463 (1992)
14. Bethe H *Ann. Phys.* **5** 325 (1930)
15. Wilson C T R *Proc. Cambr. Philos. Soc.* **22** 34 (1924)
16. Chubenko A P et al. *Phys. Lett. A* **309** 90 (2003)
17. Gurevich A V et al. *Phys. Lett. A* **325** 389 (2004)
18. Gurevich A V, Duncan L M, Karashtin A N, Zybin K P *Phys. Lett. A* **312** 228 (2003)
19. Карапшин А Н, Шлюгаев Ю В, Гуревич А В *Изв. вузов. Сер. Радиофиз.* **48** 800 (2005) [Karashtin A N, Shlyugaev Yu V, Gurevich A V *Radiophys. Quantum Electron.* **48** 711 (2005)]
20. Антонова В П и др. *ЖТФ* **77** (11) 109 (2007) [Antonova V P et al. *Tech. Phys.* **52** 1496 (2007)]
21. Борисов Н Д, Гуревич А В, Милих Г М *Искусственная ионизированная область в атмосфере* (М.: ИЗМИРАН, 1986)
22. Papadopoulos K et al. *J. Geophys. Res.* **98** (A10) 17593 (1993)
23. Gurevich A V, Borisov N D, Milikh G M *Physics of Microwave Discharges* (Amsterdam: Gordon and Breach, 1997)
24. Moore C et al. *Geophys. Res. Lett.* **28** 2141 (2001)
25. Dwyer J R et al. *Geophys. Res. Lett.* **32** L01803 (2005)
26. Howard J et al. *Geophys. Res. Lett.* **35** L13817 (2008)
27. Dwyer J R et al. *Geophys. Res. Lett.* **32** L20809 (2005)
28. Rahman M et al. *Geophys. Res. Lett.* **35** L06805 (2008)
29. Nguyen C V, van Deursen A P J, Ebert U J. *Phys. D* **41** 234012 (2008)
30. Gurevich A V, Zybin K P, Roussel-Dupre R A *Phys. Lett. A* **254** 79 (1999)
31. Gurevich A V, Zybin K P, Medvedev Yu V *Phys. Lett. A* **349** 331 (2006)
32. Eack K et al. *J. Geophys. Res.* **101** 29637 (1996)

PACS numbers: 01.65.+g, 52.35.-g, 52.55.-s  
DOI: 10.3367/UFNr.0179.200907i.0790

## Классические результаты Б.Б. Кадомцева и вращение плазмы в современных токамаках

В.И. Ильгисонис

### 1. Введение. Этапы работы в Курчатовском институте

В докладе рассказывается о трёх теоретических работах Б.Б. Кадомцева в области управляемого термоядерного синтеза, которые, по мнению автора, дают представление об определённых периодах научной деятельности Бориса Борисовича в Курчатовском институте. Кадомцев как теоретик работал весьма продуктивно, круг его интересов, как известно, был весьма широк, поэтому выбор таких работ не может не быть субъективным. Среди работ первого периода выделяется цикл, относящийся к так называемому энергетическому принципу устойчивости [1]. Другие две его работы, представленные в настоящем докладе, — это работы по неустойчивости на запертых частицах [2] и редуцированным уравнениям для описания динамики плазмы [3]. Каждая из этих работ стала в определённом смысле этапной, открыв целое направление для дальнейших исследований. Существенно, что все они служат яркими примерами продуктивности теории, которая впоследствии блестяще подтверждалась экспериментами. В докладе отмечается, какое значение имеют эти работы сейчас, как их результаты преломляются с учётом нового явления, которое не обсуждалось в те годы, — явления вращения плазмы. В современных токамаках плазма может вращаться с высокой скоростью, и это вращение в настоящее время рассматривается как весьма существенный фактор улучшения удержания плазмы. Вращение требует модификации большинства результатов, полученных для неподвижной равновесной плазмы.

К первому этапу работы Б.Б. Кадомцева в Курчатовском институте можно условно отнести годы с 1956-го по 1962-й. В 1956 г. Борис Борисович приходит в Курчатовский институт в теоретический сектор Михаила Александровича Леонтovichа, который оценил способного молодого человека и взял его на работу. Большая заслуга Леонтovichа состоит в том, что ему всего за несколько лет удалось собрать небольшой, но весьма успешный коллектив ярких теоретиков с большими потенциальными возможностями. В случае с Кадомцевым весьма велика и заслуга Виталия Дмитриевича Шафранова, который привёл своего однокашника Бориса Кадомцева в теоретический сектор к Михаилу Александровичу.

Первые работы Бориса Борисовича были посвящены кинетике; они отчасти продолжали его предыдущую деятельность в Обнинске, но очень скоро он, благодаря своей способности выделять главное, переключается на задачи макроскопического удержания плазмы. Вообще, это умение Кадомцева быстро выделять главное в любой проблеме и сосредоточиваться на её ключевых аспектах весьма характерно для всей его последующей деятельности. В значительной степени именно это умение быстро выдвинуло его в ряд ведущих фигур в новой науке — теории высокотемпературной плазмы. Он начинает работать над теорией устойчивости, и эта тематика так

или иначе будет разрабатываться им на протяжении всей жизни. На этом этапе им выполнен ряд ключевых работ по магнитогидродинамической (МГД) устойчивости плазмы в магнитных ловушках и, в частности, сформулирован энергетический принцип устойчивости МГД-равновесий, речь о котором пойдет ниже. Кульминацией этой деятельности стала экспериментальная проверка принципа "минимума В" в лаборатории М.С. Иоффе [4]. Логическим завершением данного этапа стала защита докторской диссертации в 1961 г. и избрание Бориса Борисовича членом-корреспондентом АН СССР в 1962 г.

На втором этапе (1962 – 1970 гг.) Борис Борисович разрабатывает теорию турбулентности замагниченной плазмы и связанных с ней процессов переноса. В конце концов наступает понимание того, что бомбовская диффузия, казавшаяся долгое время непреодолимым препятствием на пути к реализации термоядерного синтеза, не является неизбежной для токамака и может быть устранена. Это обстоятельство позволило затем перейти к разработке концепции термоядерного реактора на основе токамака. В то же время Кадомцев продолжает поиски "ключевой" для токамака неустойчивости и в её поисках приходит к открытию неустойчивости на запертых частицах. В 1970 г. его избирают действительным членом АН СССР и присуждают Государственную премию СССР.

Следующий этап, с 1971-го г. по 1990-й г., — это период, в который в Курчатовском институте, как, впрочем, и во всем мире, строятся крупные токамаки: сначала Т-10, на котором с помощью мощного гиротронного нагрева очень быстро были получены рекордно высокие параметры плазмы, потом Т-15 — уникальный токамак со сверхпроводящими обмотками. В это время Бориса Борисовича интересует физика токамака "в целом", он разрабатывает принципы самоорганизации плазмы в токамаке. В теории устойчивости он обращается к ключевой для работы токамаков неустойчивости срыва; к этому же времени относится ряд его важных достижений в физике нелинейных явлений, в частности известные уравнения Кадомцева – Петвиашвили и Кадомцева – Погуце. О последних пойдёт речь в разделе 4. В 1984 г. Б.Б. Кадомцев становится лауреатом Ленинской премии. Данный этап естественно завершается переходом к разработке крупных международных проектов, инициатором которых выступил Евгений Павлович Велихов. После 1990 г. Кадомцевым был написан ряд обзоров по физике плазмы в токамаках, ставших в значительной степени основой проекта Международного термоядерного реактора ИТЭР, в котором Борис Борисович активно участвовал. История развития концепции токамака от первой идеи до ИТЭРа описана самим Кадомцевым в обзоре [5]. Заслуги Бориса Борисовича перед международным термоядерным сообществом оценены присуждением ему в 1998 г. премии им. Дж.К. Максвелла Американского физического общества.

## 2. Энергетический принцип устойчивости

Во второй половине 1950-х годов задача обеспечения макроскопической устойчивости плазмы в термоядерных системах, и в первую очередь МГД-устойчивости, выходит на передний план. Довольно быстро стала понятна важная роль желобковой неустойчивости в

магнитных ловушках, при которой плазма вытянутыми вдоль направления магнитного поля языками просачивается сквозь магнитные силовые линии, практически не возмущая магнитное поле. Эта неустойчивость является МГД-аналогом неустойчивости Рэля – Тейлора, которую естественно анализировать с энергетической точки зрения.

Для простых гамильтоновых систем достаточно очевиден следующий "энергетический принцип устойчивости" статических равновесий: в силу положительной определённости кинетической энергии положительная определённость потенциальной энергии гарантирует (по теореме Ляпунова) устойчивость исходного равновесия. Первым идею такого подхода применительно к задачам МГД высказал, по-видимому, Лундквист в 1951 г. [6]. В течение последующих шести лет эти идеи активно развивались Крускалом, Калсрудом, Шлютером, Розенблютом, Лонгмайром и др. (см., например, [7, 8]), был получен ряд важных результатов, и в 1958 г. исчерпывающая математическая формулировка энергетического принципа для произвольных МГД-систем была дана в работе [9] Бернштейна, Фримана, Крускала и Калсруда (БФК). К этому времени и в работах Кадомцева, и в работах вышеперечисленных авторов уже фигурировали основные составляющие энергетического принципа БФК [10]. Однако полнота и общность формулировок БФК привели к тому, что именно работа [9] ассоциируется теперь с энергетическим принципом МГД-устойчивости и является одной из самых цитируемых в физике плазмы. После опубликования этой статьи появляется целый поток работ по применению энергетического принципа для описания устойчивости конкретных магнитных систем, конкретных мод и т.п.

Для МГД-системы с гамильтонианом

$$H = K + W = \int_{\Gamma} \frac{\rho \mathbf{V}^2}{2} d^3r + \int_{\Gamma} \left( \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right) d^3r \quad (1)$$

энергетический принцип устойчивости формулируется как требование положительной полуопределённости второй вариации потенциальной энергии

$$\delta^2 W \geq 0 \quad (2)$$

в окрестности статического положения равновесия  $\mathbf{V} = \mathbf{0}$ ,  $\nabla p = \text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B}/4\pi$  (использованы стандартные обозначения:  $\mathbf{V}$ ,  $p$  — соответственно макроскопическая скорость и давление плазмы с показателем адиабаты  $\gamma$ , удерживаемой магнитным полем  $\mathbf{B}$  в объёме  $\Gamma$ , который для простоты считается фиксированным). Величину  $\delta^2 W$  удобно выразить в терминах смещения элемента плазмы  $\xi$ :

$$\begin{aligned} \delta^2 W = & -\frac{1}{2} \int \xi \mathbf{F}(\xi) d^3r = \\ & = \int d^3r \frac{1}{4\pi} \left\{ \text{rot}^2 [\xi \times \mathbf{B}] + [\xi \times \text{rot} [\xi \times \mathbf{B}]] \text{rot } \mathbf{B} + \right. \\ & \left. + \xi \nabla p \text{div } \xi + \gamma p \text{div}^2 \xi \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

В данном выражении отчётливо прослеживается физическая природа возможной неустойчивости: второй и третий члены в правой части (3) ответственны за два возможных механизма неустойчивости, связанных соответственно с протекающим в плазме электрическим

током и с её давлением, тогда как возмущение магнитного поля и сжимаемость плазмы являются стабилизирующими факторами. Продуктивность энергетического принципа тесно связана с самосопряжённостью (эрмитостью) линеаризованного силового оператора  $\mathbf{F}$ , понимаемой в обычном смысле,

$$\int_{\Gamma} \boldsymbol{\eta} \mathbf{F}(\boldsymbol{\xi}) d^3r = \int_{\Gamma} \boldsymbol{\xi} \mathbf{F}(\boldsymbol{\eta}) d^3r$$

(векторы  $\boldsymbol{\xi}$  и  $\boldsymbol{\eta}$  произвольны и обращаются в нуль на границе области интегрирования  $\Gamma$ ).

Самосопряжённость  $\mathbf{F}$  гарантирует необходимость условия устойчивости (2) и его полноту для систем с магнитными поверхностями, к которым относится большинство известных магнитных ловушек. Другими словами, можно доказать утверждение, что если для какого-то смещения  $\boldsymbol{\xi}$  потенциальная энергия отрицательна, то найдётся собственная мода уравнения малых колебаний

$$\rho \ddot{\boldsymbol{\xi}} = \mathbf{F}(\boldsymbol{\xi}),$$

которая будет экспоненциально нарастать во времени [9]. Причём набор собственных мод образует полную систему.

Кадомцев применяет данный принцип для анализа желобковых мод и находит условие устойчивости

$$\nabla p \nabla U + \frac{\gamma p (\nabla U)^2}{U} > 0, \quad (4)$$

где  $U = \int dl/B$  — интеграл вдоль силовой линии магнитного поля (по длине желобка). Первый член в (4) описывает благоприятный для устойчивости эффект "средней магнитной ямы", который возникает при нарастании магнитного поля от зоны удержания плазмы, а второй учитывает стабилизирующий эффект сжимаемости плазмы. Это и ряд других практических приложений энергетического принципа были затем суммированы Кадомцевым в исключительно полном и ясно написанном обзоре [1].

Важный нюанс энергетического принципа состоит в следующем. Теорема Ляпунова требует знакопределённости функционала (строгого неравенства в (2)). В связи с этим возникает вопрос о роли *нейтральных* смещений, не меняющих потенциальную энергию  $W$ , т.е. таких, которые, на языке собственных мод, отвечают нулевой частоте. Именно эти смещения могут быть подозрительными с точки зрения нелинейной неустойчивости. Более того, можно показать, что в МГД-системах такие нейтральные смещения всегда существуют, причем они нетривиальны, т.е. не сводятся к глобальным сдвигам и поворотам плазмы как целого, не представляющим интереса для рассматриваемой проблемы. Но оказывается, что в системах со вложенными магнитными поверхностями, не находящихся в состоянии граничной устойчивости, нейтральные возмущения сводятся к преобразованиям перенумерации жидких элементов, которые не возмущают физические величины, характеризующие состояние плазмы, — давление, плотность и магнитное поле [11]. Таким образом, для статических равновесий плазмы в системах с магнитными поверхностями энергетический принцип в форме (2), (3) является исчерпывающим. Однако существование маркировоч-

ных симметрий указывает на возможность сдвига равновесия вдоль таких преобразований, т.е. на течения. Поэтому попытка обобщения этого подхода на случай плазмы с течениями кажется естественной.

Такая попытка делается уже в 1960 г. Фриманом и Ротенбергом [12], которые получили энергетическое условие из общего линеаризованного уравнения движения

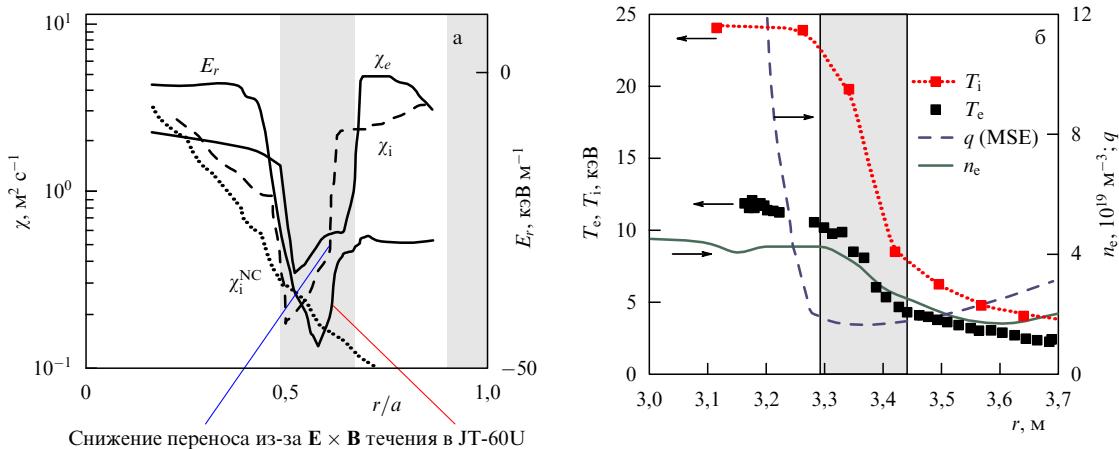
$$\rho \ddot{\boldsymbol{\xi}} + 2\rho (\mathbf{V} \nabla) \dot{\boldsymbol{\xi}} - \mathbf{F}(\boldsymbol{\xi}) = 0, \quad (5)$$

где  $\rho$ ,  $\mathbf{V}$  — стационарные значения массовой плотности и скорости течения плазмы, а оператор  $\mathbf{F}$  модифицирован по сравнению с оператором  $\mathbf{F}$  в (3), но по-прежнему сохраняет свойство эрмитовости. Консервативность системы (антисимметричный оператор с  $\dot{\boldsymbol{\xi}}$  в (5) выпадает при интегрировании из уравнения баланса энергии) вновь позволяет получить по аналогии со статическим энергетическим принципом достаточное условие устойчивости в виде

$$\begin{aligned} \delta^2 W \approx \int_{\Gamma} d^3r \left\{ -\frac{1}{\rho} \operatorname{rot}^2 [\boldsymbol{\xi} \times \rho \mathbf{V}] - [\boldsymbol{\xi} \times \operatorname{rot} [\boldsymbol{\xi} \times \rho \mathbf{V}]] \operatorname{rot} \mathbf{V} + \right. \\ + \frac{\mathbf{V}^2}{\rho} \operatorname{div}^2 (\rho \boldsymbol{\xi}) + \left( \boldsymbol{\xi} \nabla \frac{\mathbf{V}^2}{2} - 2\mathbf{V} (\mathbf{V} \nabla) \boldsymbol{\xi} \right) \operatorname{div} (\rho \boldsymbol{\xi}) + \\ + \operatorname{rot}^2 [\boldsymbol{\xi} \times \mathbf{B}] + [\boldsymbol{\xi} \times \operatorname{rot} [\boldsymbol{\xi} \times \mathbf{B}]] \operatorname{rot} \mathbf{B} + \\ \left. + \boldsymbol{\xi} \nabla p \operatorname{div} \boldsymbol{\xi} + \gamma p \operatorname{div}^2 \boldsymbol{\xi} \right\} \geq 0, \end{aligned} \quad (6)$$

которое в отличие от условия в статическом случае оказывается слишком "жёстким" (далёким от необходимого) и не удовлетворяется для систем, представляющих сколько-нибудь практический интерес за исключением весьма частных случаев (например, при течении плазмы строго вдоль силовых линий магнитного поля,  $\mathbf{V} \parallel \mathbf{B}$ ). Интерес к этой деятельности пропадает почти на 20 лет, поскольку роль макроскопического движения плазмы (течения) считается несущественной при скорости течения много меньшей звуковой скорости. Отметим, что это соображение не вполне корректно, так как характерный размер пространственной неоднородности течения может заметно отличаться от размера областей неоднородности давления, плотности плазмы или магнитного поля, что может сделать существенным учёт движения плазмы и при гораздо меньших скоростях. Однако в ранних термоядерных экспериментах такая возможность не отмечалась.

Возобновление интереса к течениям плазмы связано с появлением новых мощных средств нагрева плазмы в современных токамаках. При нескомпенсированной инъекции пучков быстрых атомов плазма в токамаках приходит во вращение, скорость которого может по порядку величины достигать звуковой скорости. При этом регистрируются так называемые режимы *улучшенного удержания*, возникновение которых связывают с появлением относительно узких слоев неоднородного вращения. На рисунке 1 представлено характерное для таких режимов явление так называемого транспортного барьера. В узком слое наблюдается скачок электрического поля и соответственно скорости вращения плазмы. Скачок температуры именно в этом слое соответствует резкому снижению эффективной теплопроводности в данной области. Наличие такого слоя позволяет значи-

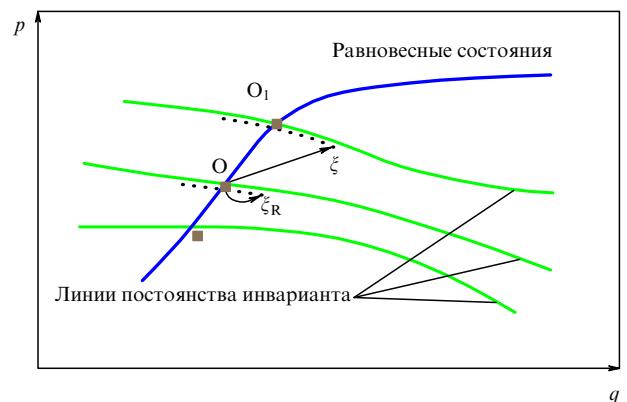


**Рис. 1.** Транспортный барьер на японском токамаке JT-60U (см. [13]). (а) Показаны скачки электрического поля  $E_r$  и эффективных коэффициентов ионной  $\chi_i$  и электронной  $\chi_e$  теплопроводностей в зоне барьера. Видно, что ионная теплопроводность уменьшается до уровня  $\chi_i^{\text{NC}}$ , рассчитанной по неоклассической (NC) теории (пунктирная кривая). (б) Большой градиент температур  $T_e$ ,  $T_i$  и плотности  $n_e$  в этой зоне иллюстрирует понятие "транспортный барьер";  $q$  — коэффициент запаса устойчивости, измеренный методом MSE (Motional Stark Effect — динамический эффект Штарка).

тельно увеличить допустимые значения параметров плазмы, удерживаемой внутри барьера. Указанные обстоятельства сделали очевидной актуальность исследования эффектов вращения плазмы и в задачах устойчивости, и в тесно связанных с ними задачах теории переноса.

Одна из возможных причин слишком большого разрыва между достаточным условием устойчивости Фримана и Ротенберга (6) и необходимым условием МГД-устойчивости — недоучёт связей между смещением и скоростью, свойственных реальной динамике системы. Сказанное можно пояснить на простом примере, иногда называемом задачей Прендергаста. Рассмотрим движение заряда по симметричному холму в поле тяжести и в вертикальном магнитном поле. Магнитное поле не меняет энергии заряда, и умозаключения, сделанные из анализа знака второй вариации потенциальной энергии, свидетельствуют о возможной неустойчивости при любом уклоне холма. Положительная определённость потенциальной энергии гарантирует устойчивость лишь в гравитационной яме, хотя ясно, что магнитное поле оказывает влияние на динамику заряда. При достаточной величине магнитного поля равновесие на макушке холма или вращение вокруг него может оказаться устойчивым. В этом несложно убедиться, поскольку задача решается точно. Излишняя свобода в варьируемых функциях может быть устранена учётом присущих системе законов сохранения, отличных от закона сохранения энергии. Так, в данной задаче должен сохраняться обобщённый момент импульса. В общем случае при наличии дополнительных инвариантов движения, показанных на условной фазовой плоскости линиями уровня (рис. 2), вместо произвольных смещений  $\xi$  достаточно исследовать возмущения  $\xi_R$ , сохраняющие значение таких инвариантов. Любопытно, что следование этой процедуре и учёт закона сохранения обобщённого момента импульса в вариациях позволяет в нашем примере получить точный (необходимый и достаточный) критерий устойчивости.

Применительно к гидродинамике эта идея была выдвинута В.И. Арнольдом [14, 15], который в 1965 г. предложил при анализе устойчивости течений уч-



**Рис. 2.** Иллюстрация случая вырожденного равновесия (тёмная кривая — синяя в электронной версии статьи). Колебания (показаны точками) происходят вдоль линий постоянства инварианта.

тывать сохранение завихренности. В МГД завихрённость не сохраняется, но в системах с магнитными поверхностями сохраняется (при определённых условиях) перекрёстная спиральность  $I_1$  и её "двойник"  $I_2$ :

$$I_1 = \int \mathbf{V} \mathbf{B} d^3r, \quad I_2 = \int \mathbf{V} \mathbf{D} d^3r. \quad (7)$$

Здесь  $\mathbf{D}$  — линейно независимый с  $\mathbf{B}$  вмороженный в плазму бездивергентный вектор, также касательный к магнитным поверхностям; интегрирование в (7) выполняется по объёму между любыми близкими магнитными поверхностями. Учёт по схеме Арнольда ограничений на варьируемые функции, накладываемых условием сохранения величин (7) в вариациях, позволил получить общие равновесия с течениями и, одновременно, более мягкое по сравнению с условием (6) Фримана — Ротенберга условие устойчивости [16, 17]. В общем виде устранение излишней свободы в вариациях независимых переменных (координат и импульсов "жидких элементов" среды) обеспечивается расщеплением возмущений в соответствии с инвариантностью величин вида

$$\int_{\Gamma} \lambda \mathbf{P} \mathbf{V} d^3r,$$

где  $\mathbf{P}$  — канонический импульс (с учётом возмущения),  $\mathbf{V}(\mathbf{r})$  — равновесное поле скоростей в объёме  $\Gamma$ ,  $\lambda$  — весовой фактор, связанный с топологией системы. Существенно, что такое расщепление учитывается как в первой, так и во второй вариациях функционала. При этом, хотя из рассмотрения первой вариации получается условие равновесия самого общего функционального вида, условие устойчивости может быть всё ещё далёким от необходимого.

Методически полезно отметить распространённое в литературе заблуждение, что, формально добавив к варьируемому функционалу сохраняющиеся величины (такие, например, как наши интегралы (7)) с неопределёнными множителями Лагранжа и проведя варьирование нового функционала, можно автоматически получить улучшенное (более мягкое) условие устойчивости. Эта процедура, изложенная, например, в известном обзоре [18], позволяет получить лишь более общий класс равновесий, но не ограничивает возмущения в вариациях и, следовательно, приводит к потере информации об уже найденных интегралах движения при исследовании выпуклости функционала, т.е. снова к более жёсткому условию устойчивости, чем по методу Арнольда. Таким же недостатком страдает и подавляющее большинство работ по исследованию нелинейной устойчивости и устойчивости течений, выполненных позднее в соответствии с рецептами [18].

Другая чисто физическая причина трудностей энергетического подхода — волны с отрицательной энергией. Действительно, если устойчивые колебания в рассматриваемой системе могут обладать не только положительной, но и отрицательной энергией, энергетический анализ возмущений для исследования их устойчивости может быть непродуктивен. Заметим, что Кадомцев не обошёл своим вниманием феномен волн с отрицательной энергией, однако в известной работе [19] рассматривалось лишь взаимодействие электромагнитных волн в средах с различной дисперсией. Для наших же целей важно, что отрицательной энергией могут обладать и МГД-колебания. Действительно, из уравнения Фримана — Ротенберга (5) формально следует дисперсионное уравнение для собственной частоты  $\omega$ :

$$A\omega^2 - 2B\omega - C = 0, \quad (8)$$

где для  $\xi$  в виде нормальных мод

$$\xi(\mathbf{r}, t) = \hat{\xi}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) \quad (9)$$

коэффициенты  $A = \int \rho |\hat{\xi}|^2 d^3 r$ ,  $B = -i \int \rho \hat{\xi}^* (\mathbf{V} \nabla) \hat{\xi} d^3 r$  и  $C = - \int \hat{\xi}^* \mathbf{F}[\hat{\xi}] d^3 r$  вещественны по определению. Решение (8) имеет вид

$$\omega = \frac{B + s\sqrt{B^2 + AC}}{A}, \quad (10)$$

где  $s = 1$  либо  $s = -1$  для определённой собственной волны. Следовательно, собственная волна неустойчива, только если  $B^2 + AC < 0$ . Энергию собственной моды можно записать в виде

$$E = \frac{1}{2} (A|\omega|^2 + C) \exp(2\gamma t), \quad (11)$$

где инкремент  $\gamma = \text{Im } \omega$ . Так как энергия сохраняется,  $E$  в (11) не может зависеть от времени и должна быть равна нулю для любой неустойчивой собственной моды с  $\gamma \neq 0$ .

Энергия устойчивой собственной моды с  $\gamma = 0$  даётся выражением

$$E = s\omega \sqrt{B^2 + AC} \quad (12)$$

и может быть либо положительной (волны положительной энергии, ВПЭ), либо отрицательной (волны отрицательной энергии, ВОЭ). Последние существуют как собственные моды с  $-B^2/A < C < 0$  и  $\text{sign}(B) = -s$ . Из (8), (12) следует, что все ВОЭ асимметричны, т.е. они имеют пространственную зависимость в направлении стационарного течения, так что  $B \neq 0$ . Как указано в [20], существует интервал параметров равновесия, в котором могут существовать волны с положительной и отрицательной энергией. Когда частоты таких волн совпадают (условия резонанса), энергия может переходить из ВОЭ в ВПЭ, что приводит к неустойчивости. По сути, такие пары ВОЭ и ВПЭ являются универсальным механизмом любой асимметричной неустойчивости в идеальной МГД-системе с потоками.

Собственные моды с чисто вещественными или чисто мнимыми собственными значениями, которые образуют на плоскости  $\text{Re } \omega - \text{Im } \omega$  симметричный относительно начала координат спектр, будем называть симметричными. В частности, они отвечают статическим равновесиям или модам, однородным вдоль направления течения ( $B = 0$ ). Для симметричных мод работает стандартный энергетический принцип, поскольку их энергия (12) всегда неотрицательна и проходит через нуль при переходе из зоны устойчивости в зону неустойчивости. Этот принцип, разумеется, нарушается при возбуждении в системе ВОЭ, поскольку нуль энергии может достигаться и в целиком устойчивой зоне.

Отмеченной неприятности, связанной с ВОЭ, также можно избежать с помощью учёта нужного числа дополнительных интегралов движения, по крайней мере, в случае дискретного спектра. Линейное уравнение движения (5) имеет бесконечный набор интегралов типа энергии [21], но не сводящихся к ней:

$$E_n = \frac{1}{2} \int \left( \rho |\xi^{(n+1)}|^2 - \xi^{*(n)} \mathbf{F}[\xi^{(n)}] \right) d^3 r, \quad (13)$$

где  $\xi^{(n)}$  —  $n$ -я производная по времени. В основном эти интегралы независимы.  $E_0$  соответствует энергии, интеграл  $E_1$  — инвариантам типа (7). Инварианты высшего порядка (13) не имеют очевидных нелинейных аналогов. Используя рекуррентное соотношение, которое следует немедленно из (5),

$$\xi^{(n+2)} = -2(\mathbf{V} \nabla) \xi^{(n+1)} + \frac{\mathbf{F}[\xi^{(n)}]}{\rho}, \quad (14)$$

все интегралы (13) можно выразить через начальные возмущения  $\dot{\xi}_0 = \xi|_{t=0}$  и  $\xi_0 = \xi|_{t=0}$ . В частности,

$$E_1(\dot{\xi}_0, \xi_0) = \frac{1}{2} \int \left( \frac{1}{\rho} |\mathbf{F}[\xi_0] - 2\rho(\mathbf{V} \nabla) \dot{\xi}_0|^2 - \dot{\xi}_0^* \mathbf{F}[\xi_0] \right) d^3 r. \quad (15)$$

Следуя подходу Арнольда [15], интегралы движения (13) можно ввести в функционал Ляпунова с помощью множителей Лагранжа  $\lambda_n$ :

$$U(\dot{\xi}_0, \xi_0) = \sum_{n=0}^N \lambda_n E_n(\dot{\xi}_0, \xi_0). \quad (16)$$

Следующая теорема предоставляет достаточное условие для формальной устойчивости системы, описываемой уравнением (5).

**Теорема.** *Если существуют вещественные числа  $\lambda_n$  и целое число  $N \in [0, \infty]$  такие, что форма (16) положительно определена для всех  $\xi_0$  и  $\dot{\xi}_0$ , то форма (16) является функционалом Ляпунова и состояние равновесия формально (спектрально) устойчиво.*

Доказательство этой теоремы и более детальное изложение данного подхода см. в [22]. Теорема при определённых предположениях также обеспечивает необходимые условия спектральной устойчивости, т.е. если система устойчива, то тогда существуют  $\lambda_n$  такие, при которых функционал  $U$  неотрицателен при любом возмущении.

Продуктивность описанного подхода можно проиллюстрировать на простом и наглядном примере неустойчивости Рэлея – Тейлора вращающегося холодного гравитирующего газа. Все равновесные величины могут зависеть только от радиуса  $r$  в цилиндрической системе координат  $(r, \varphi, z)$ . Равновесная скорость выражается в виде

$$\mathbf{V} = r\Omega(r)\mathbf{e}_\varphi, \quad r\Omega^2(r) = \frac{\partial\Phi}{\partial r}, \quad (17)$$

где  $\Omega(r)$  — угловая частота вращения в гравитационном поле с потенциалом  $\Phi(r)$ ,  $\mathbf{e}_\varphi = r\nabla\varphi$ . Условие устойчивости такого вращения хорошо известно: это известный критерий Рэлея (необходимое и достаточное условие спектральной устойчивости), сводящееся в данном случае к требованию вещественности так называемой эпиклической частоты  $\kappa$ :

$$\kappa^2 = 4\Omega^2 + r \frac{\partial\Omega^2}{\partial r} \geq 0. \quad (18)$$

Теперь применим к этой задаче описанный выше вариационный метод. Заметим, что в этом случае все инварианты (13) локальны и для вращающихся с частотой  $\Omega(r)$  мод первые два инварианта  $E_0$  и  $E_1$  имеют вид

$$\begin{aligned} E_0 &= \frac{1}{2}(|\dot{\xi}|^2 - \dot{\xi}^{*T}\hat{\mathbf{B}}\dot{\xi}) = \\ &= \frac{1}{2}\left(|\dot{\xi}_r|^2 + |\dot{\xi}_\varphi|^2 + |\dot{\xi}_z|^2 + r \frac{\partial\Omega^2}{\partial r} |\xi_r|^2\right), \\ E_1 &= \frac{1}{2}\left(|\hat{\mathbf{B}}\dot{\xi} - 2\Omega\hat{\mathbf{A}}\dot{\xi}|^2 - \dot{\xi}^{*T}\hat{\mathbf{B}}\dot{\xi}\right) = \\ &= \frac{1}{2}\left[\left|r \frac{\partial\Omega^2}{\partial r} \dot{\xi}_r - 2\Omega\dot{\xi}_\varphi\right|^2 + \left(4\Omega^2 + r \frac{\partial\Omega^2}{\partial r}\right)|\dot{\xi}_r|^2\right] \end{aligned} \quad (19)$$

(здесь  $\hat{\mathbf{B}}$  — матрица:  $B_{ij} = 2r\Omega\Omega'\delta_{i1}\delta_{j1}$ ,  $\delta$  — символ Кронекера). Если в качестве  $U$  выбрать  $E_1$ , положив в (16)  $\lambda_{i \neq 1} = 0$ , то мы придём к условию спектральной устойчивости, которое в точности представляет собой критерий Рэлея (18). Энергетический принцип ( $U = E_0$ ) даёт, как следует из (19), более жёсткое достаточное условие устойчивости:  $r\partial\Omega^2/\partial r \geq 0$ . Это подтверждает эффективность предлагаемого нами метода.

Другой пример связан с магнитовращательной (или, если следовать латинской терминологии, магниторотационной) неустойчивостью (МВН) Е.П. Велихова [23], которая, как полагают, может быть ответственна за

турбулентные процессы в аккреционных дисках. Рассчитаем значения энергий и частот собственных мод в эксперименте, моделирующем явление магнитовращательной неустойчивости. Рассмотрим несжимаемую проводящую жидкость, вращающуюся поперёк однородного магнитного поля  $\mathbf{B} = B_0\mathbf{e}_z$  с угловой скоростью

$$\mathbf{V} = r\Omega(r)\mathbf{e}_\varphi, \quad \Omega(r) = \frac{\Omega_1 r_1^2}{r^2}, \quad (20)$$

заданной в цилиндрической системе координат  $(r, \varphi, z)$ . Выберем для определённости  $r_2/r_1 = 5$ , где  $r_1$  и  $r_2$  — соответственно внутренний и внешний радиусы канала, в который помещена жидкость,  $\Omega_1$  — угловая скорость на радиусе  $r_1$ . Подробное исследование устойчивости такого потока было представлено в [20, 24] для нормальных мод в виде  $\xi(\mathbf{r}, t) = \xi(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t + im\varphi + ik_z z)$ .

На рисунке 3 показаны частота и энергия собственных осесимметричных ( $m = 0$ ) и неосесимметричных волн ( $m = 1$ ) в зависимости от значения параметра равновесия  $\Omega_1/\omega_A$ , характеризующего скорость вращения ( $\omega_A$  — альвеновская частота). Зона неустойчивости закрашена. В осесимметричном случае (рис. 3а) только волны с положительной энергией могут быть возбуждены в системе. Точка слияния двух ветвей на рис. 3а соответствует значение  $\Omega_1/\omega_A \approx 2,0$ , которое является порогом магнитовращательной неустойчивости для  $m = 0$ . Природа осесимметричной МВН не имеет отношения к волнам с отрицательной энергией и может быть объяснена механизмом, схожим с неустойчивостью Рэлея – Тейлора [23].

Для мод с  $m = 1$  (рис. 3б) положительная и отрицательная энергии могут сосуществовать в системе, когда  $\Omega_1/\omega_A > 1$ . Порог неустойчивости в этом случае  $\Omega_1/\omega_A \approx 1,7$  (что соответствует радиальной моде с  $n_r = 0$ ), когда частоты ВОЭ и ВПЭ совпадают, согласно сказанному выше. Дискретность спектра также позволяет воспользоваться описанным комбинированным функционалом (16). Подробно этот пример разобран в [22].

Таким образом, обобщение классического энергетического принципа на случай динамических равновесий, т.е. течений, возможно, хотя и не универсально.

### 3. Неустойчивость на запертых частицах

На втором этапе работы в Курчатовском институте Борис Борисович много размышляет о природе турбулентности плазмы в токамаке и тесно связанной с ней проблеме аномального переноса частиц и энергии поперёк магнитного поля. По словам Олега Павловича Погуце — ученика и ближайшего в те годы соратника Бориса Борисовича — Кадомцеву хотелось придумать нечто столь же простое, как желобковая неустойчивость, но чтобы это "ничто" было бы характерным для токамака. В результате этих размышлений он приходит к представлениям о неустойчивости на запертых частицах [2, 25], природа которой может быть проиллюстрирована следующим образом.

В токамаках, как, впрочем, и в ряде других торoidalных систем со вложенными магнитными поверхностями, образованными силовыми линиями с эргодической намоткой, желобковая неустойчивость плазмы низкого (по сравнению с давлением магнитного поля) давления стабилизируется магнитным широм — перекрещенностью силовых линий магнитного поля на

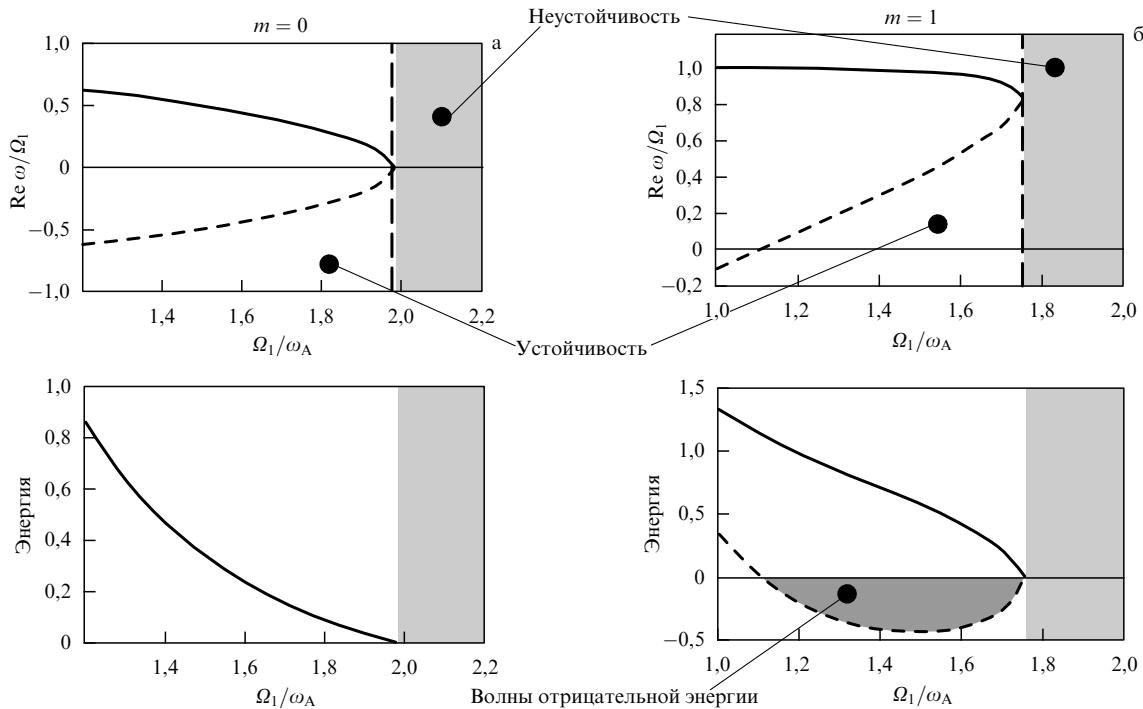


Рис. 3. Энергия (в произвольных единицах) и частота наиболее неустойчивых собственных мод: (а) осесимметричных с  $m = 0$  и (б) несимметричных с  $m = 1$ . Область неустойчивости выделена цветом [20].

соседних магнитных поверхностях. Физически эта стабилизация достигается эффективным перераспределением локального возмущения электростатического потенциала по всей магнитной поверхности за счёт быстрого (с тепловой скоростью) перетекания электрических зарядов вдоль силовых линий магнитного поля. В результате этого магнитная поверхность должна стать эквипотенциалю, что препятствует просачиванию локализованных в полоидальном направлении желобков плазмы по радиусу, которое характерно для открытых ловушек. Однако представления о свободном перетекании зарядов по магнитной поверхности за счёт их движения вдоль силовых линий магнитного поля не вполне корректны. На рисунке 4 изображены проекции типичных траекторий заряженных частиц в магнитном поле токамака на его полоидальное (слева) и тороидальное (справа) сечения (для определенности изображена ситуация, в которой направление тороидального тока совпадает с направлением тороидального магнитного поля; показаны траектории положительно заряженных частиц). На рис. 4а показаны так называемые пролётные частицы, траектории которых охватывают и магнитную, и геометрическую ось токамака, лишь слабо отклоняясь от соответствующей магнитной поверхности. Толщина траектории на рисунке определяется диаметром ларморовской орбиты частицы. На рисунке 4б показаны траектории частиц, косинус пинч-угла (т.е. угла  $\alpha$  между направлениями скорости частицы и магнитного поля) которых невелик. Такие частицы весьма чувствительны к неоднородности магнитного поля вдоль траектории и могут оказаться запертными между магнитными пробками, формируемыми на магнитной поверхности в результате неоднородности тороидального магнитного поля ( $B_T \sim 1/r$ , где  $r$  — расстояние до оси токамака). Из-за внешней схожести полоидальные проекции траекторий запертых частиц иногда именуют "банановыми".

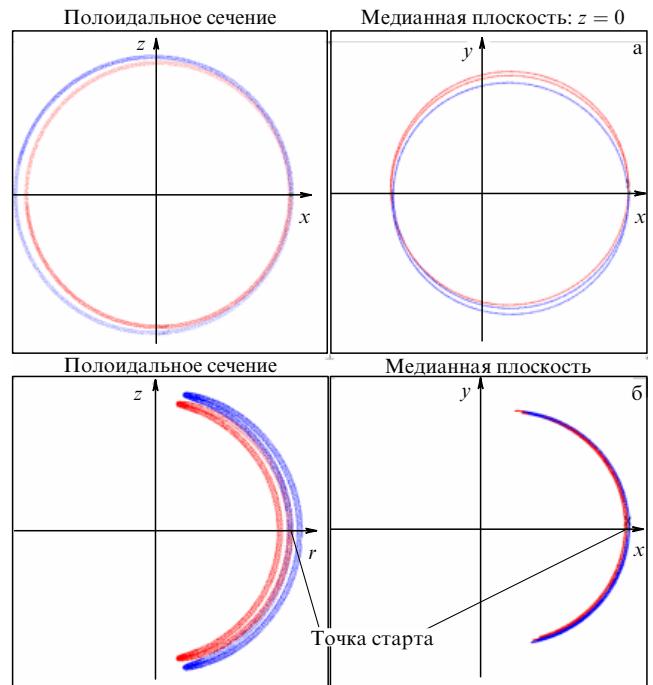


Рис. 4. Типичные траектории пролётных (а) и запертых (б) частиц в токамаке, стартующих из одной точки с противоположными скоростями. Тёмный цвет (синий в электронной версии) соответствует  $v > 0$ , светлый (красный) —  $v < 0$ .

орбитами. Таким образом, траектория запертой частицы не охватывает всю магнитную поверхность, а локализуется лишь в некоторой её области. Поэтому для достаточно низкочастотных процессов можно представить себе, что из-за такого характера движения частиц не происходит точной компенсации возмущения элект-

рического потенциала за счёт продольного движения вдоль силовых линий. Запертая частица просто не может сдвинуться под действием возмущения — ей препятствуют магнитные пробки. Разумеется, доля запертых частиц относительно невелика. Максимальное значение пробочного отношения на магнитной поверхности радиусом  $\rho$  равно

$$\Pi = \frac{1 + \varepsilon}{1 - \varepsilon}, \quad (21)$$

и запертными оказываются частицы, питч-угол  $\alpha$  которых удовлетворяет соотношению

$$\left| \cos \alpha \right| = \left| \frac{v_{\parallel}}{v} \right| \leqslant \sqrt{\frac{\Pi - 1}{\Pi}} \approx \sqrt{2\varepsilon},$$

где  $\varepsilon = \rho/R$ ,  $R$  — большой радиус токамака (радиус магнитной оси). Таким образом, доля запертых частиц (при изотропном распределении в фазовом пространстве)  $\sim \varepsilon \ll 1$ , и заряды, образующиеся за счёт запертых частиц, в значительной степени компенсируются перераспределением пролётных частиц. Вследствие этого эффекта инкремент неустойчивости на запертых частицах относительно невелик [2].

Как же на эту неустойчивость может повлиять вращение плазмы? Казалось бы, на периферии токамака тороидальное вращение не должно сильно сказаться на неустойчивости, потому что оно просто будет приводить к согласованному смещению частиц вдоль тора, как запертых, так и пролётных; эффект же полоидального вращения не столь очевиден. Действительно, вращение замагниченной плазмы (т.е. совместное движение ионов и электронов) обычно связано с присутствием радиального электрического поля (электрический дрейф — единственный тип дрейфового движения, скорость которого не зависит от знака заряда), причём в токамаке центральная область плазменного шнура обычно заряжена отрицательно. Заметим, что, как видно из рис. 4б, стартующая вдоль направления поля положительно заряженная запертая частица отклоняется из-за тороидального дрейфа *вовнутрь* и в присутствии радиального электрического поля набирает кинетическую энергию. Этого избытка может хватить на прохождение через магнитную пробку, в результате чего частица станет пролётной. Для частицы с энергией  $E$  пробочное отношение в (21) следует эффективно уменьшить в  $1 + e\phi'\Delta_b/E$  раз, где  $\phi(\rho)$  — электрический потенциал,  $\Delta_b$  — полуширина банановой орбиты. Частица, стартующая из той же точки в противоположную сторону, дрейфует наружу от стартовой магнитной поверхности и, следовательно, запирается сильнее. Для электронов направления дрейфов противоположны, но меняется и знак заряда, фигурирующий в приведённой выше поправке для пробочного отношения. Более любопытна ситуация в центре шнура. Здесь, как известно, при некоторых значениях  $|\cos \alpha|$  существует асимметрия в пространстве скоростей: одна из двух частиц, стартующих в противоположных направлениях, может оказаться пролётной, в то время как другая — запертой (рис. 5). Теряющая скорость при движении от центра пролётная частица все равно останется пролётной, а запертая — запертой; лишь уменьшаются радиусы их орбит в полоидальном сечении. При этом надо иметь в виду, что, как видно из рис. 5, траектории частиц в центральной

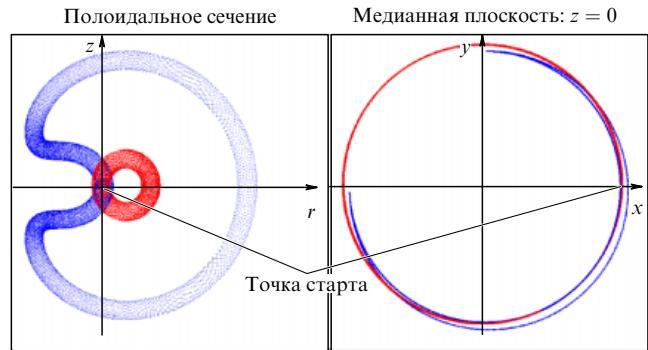


Рис. 5. Асимметрия траекторий частиц, стартующих из одной точки с противоположными скоростями в центре токамака.

области далеки от следования магнитным поверхностям, а вращение уменьшает данное отличие. Разумеется, при противоположном знаке  $\phi'(\rho)$  эффект тоже будет противоположным.

Тем не менее из сказанного можно заключить, что явление неустойчивости на запертых частицах не претерпевает серьёзных изменений во вращающейся плазме.

#### 4. Редуцированные магнитогидродинамические уравнения

Семидесятые годы XX в. — это время, в которое во всём мире ведётся строительство крупных токамаков. Рекордные достижения курчатовского Т-10 и принстонского PLT (Princeton Large Torus) открыли путь крупным токамакам следующего поколения: Т-15 в СССР, TFTR (Tokamak Engineering Test Reactor) и Doublet III в США, Tore-Supra во Франции, JET (Joint European Torus) в Великобритании и JT-60 в Японии. В эти годы Кадомцев формулирует концепцию перехода от физических исследований к созданию термоядерной энергетики. Его привлекают идеи самоорганизации плазмы, для их воплощения необходим аппарат нелинейных уравнений. Учёта нелинейности требует и самая опасная для плазмы токамака неустойчивость срыва, развивающаяся вначале как винтовая мода, но приводящая к выбросу плазмы и токового канала на стенку камеры. О физике такой неустойчивости рассказывалось в докладе С.В. Мирнова на этой сессии (см. с. 767 настоящего выпуска УФН). Здесь же мы остановимся на созданном для описания этой неустойчивости формализме.

Необходимость получения упрощённой (но адекватной рассматриваемому явлению) нелинейной модели вызвана тем, что и МГД-уравнения, и дрейфовые уравнения оказываются весьма сложными для полного трёхмерного моделирования, в первую очередь, из-за своей многомасштабности. Так, в МГД-явлениях участвуют физические процессы, имеющие совершенно разные (различающиеся на несколько порядков) пространственные и временные масштабы: альвеновские, тепловые, инерционные, резистивные и так далее, и так далее. Прямое численное моделирование таких комплексных явлений не проходит: накапливающиеся на малых масштабах погрешности приводят обычно к неконтролируемым ошибкам на больших масштабах. Кроме того, производительность даже лучших суперкомпьютеров пока не позволяет осуществлять такие расчёты с требуемой точностью за обозримое время. Борис Борисович на

этом этапе решает предпринять попытку получения упрощённых (редуцированных) уравнений, пригодных для практического численного моделирования; в данном случае он ориентировался как раз на динамику винтовых мод, в том числе и нелинейную.

Ключевой идеей работы было получение уравнений, описывающих низкочастотную нелинейную динамику плазмы в токамаках, путём исключения из исходных МГД-уравнений более высокочастотных устойчивых магнитозвуковых осцилляций. Практически это можно было реализовать, проведя разложение по характерному для токамаков малому параметру — отношению полоидального и торoidalного магнитных полей  $\epsilon = B_\perp/B_0 \ll 1$  — и перейдя в результате от трёхмерной задачи к двумерной. Несколько позднее идея редуцированных уравнений для токамаков и стеллараторов развивалась в работах таких известных учёных, как М. Розенблют, Р. Хазелтин, Р. Уайт, а также в большом числе работ Х. Страуса (см., например, [26]), вследствие чего полученные впервые Кадомцевым и Погуце [3] уравнения нередко ассоциируют с именем Страуса.

Исключительно важным упрощением в описании нелинейной динамики альвеновских возмущений стало уравнение вмороженности для эффективного магнитного поля, определяемого лишь одной скалярной потоковой функцией  $\psi$ :

$$\mathbf{B}_* = \mathbf{B}_\perp - \mu \frac{\rho}{R} B_0 \mathbf{e}_\theta = \nabla \zeta \times \nabla \psi, \quad (22)$$

где  $\mu$  — угол вращательного преобразования в токамаке с большим радиусом  $R$ ,  $\mathbf{e}_\theta = \rho \nabla \theta$  и  $R \nabla \zeta$  — орты в полоидальном и торoidalном направлениях соответственно. При  $\epsilon \ll 1$  уравнение вмороженности магнитного поля сводится к уравнению вмороженности поля  $B_*$ , автоматически выполняемому на несжимаемых течениях  $c \mathbf{v} \approx \mathbf{v}_\perp$ ,  $\operatorname{div} \mathbf{v}_\perp = 0$ , с вмороженным потоком  $\psi$ :  $\partial \psi / \partial t + \mathbf{v} \nabla \psi = 0$ . Уравнение Эйлера редуцируется при этом к

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \nabla P = \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B}_* \nabla) \mathbf{B}_*,$$

где

$$P = \frac{1}{8\pi} (2B_0 B'_\zeta + B_\perp^2 + 4\mu^2 \frac{\rho^2}{R^2} B_0^2) + \frac{\mu B_0 \psi}{2\pi R^2}$$

играет роль давления. Тем самым задача о движении плазмы сводится к задаче о двумерном течении несжимаемой идеально проводящей жидкости с вмороженным в неё магнитным полем  $\mathbf{B}_*$ . Эти редуцированные уравнения позволили просто и наглядно промоделировать эволюцию так называемых пузырей в токамаке, явление срыва и ряд других нелинейных явлений. Данная процедура редуцирования, предложенная Кадомцевым и Погуце для идеальной одножидкостной МГД-модели, стала основой для целого направления в нелинейной динамике замагниченной плазмы; положенные в её основу принципы применялись впоследствии для упрощения более сложных моделей и, в частности, двухжидкостных диссипативных уравнений Брагинского, используемых для описания периферийной плазмы.

При всех достоинствах данной процедуры редуцирования она не лишена некоторых недостатков. Нетрудно заметить, что возмущениями  $B_\parallel$  и  $\operatorname{div} \mathbf{v}_\perp$  можно прене-

бречь лишь в главном порядке разложения по параметру  $\epsilon$ , так что процедура не вполне самосогласована: динамика системы нарушает предположения, в рамках которых она была выведена. Кроме того, данные редуцированные уравнения не допускают стационарных состояний с течениями, что связано с нарушением симметрии перемаркировки, присущей исходным МГД-уравнениям (как уже отмечалось в разделе 2, именно наличие симметрии перемаркировки означает допустимость стационарных течений в рассматриваемой гидродинамической системе). Для преодоления этих недостатков и обобщения подхода Кадомцева и Погуце в отделе теории плазмы Курчатовского института под руководством В.П. Пастухова разрабатывается метод адиабатического разделения быстрых и медленных движений, который позволяет редуцировать идеальные и слабодиссипативные динамические системы с использованием различных малых параметров [27]. Данный метод является, по существу, обобщением классического метода Ван-дер-Поля на случай континуальных лагранжиевых систем.

Суть метода можно кратко описать следующим образом. Пусть в слабодиссипативной системе есть быстрые устойчивые колективные степени свободы с характерными частотами  $\sim \omega_F$  и медленные колективные степени свободы с частотами  $\sim \omega_S \sim \epsilon \omega_F$ , где, как и раньше,  $\epsilon \ll 1$  (предполагаемая малость отклонения системы от идеальности также связана с величиной  $\epsilon$ ). По аналогии с преобразованием симметрии перемаркировки ищется адиабатическое преобразование обобщённых (потоковых) координат  $\alpha^i$  в виде  $\delta_a \alpha^i = -\xi_a \nabla \alpha^i$ , которое не меняет лагранжиан с точностью до членов порядка  $\epsilon^2$ :

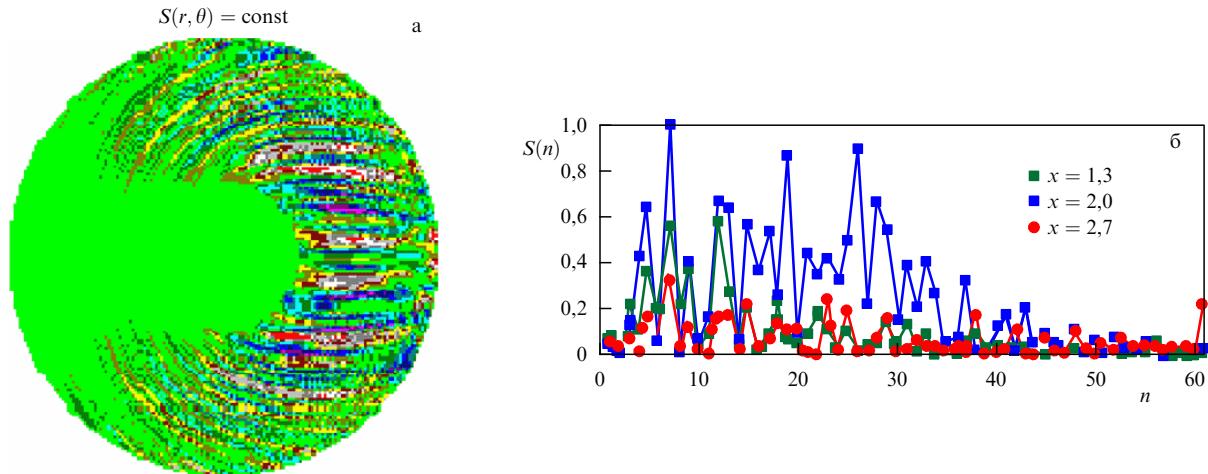
$$\int_{\Omega} L(\{\alpha^i\}, \{\partial_t \alpha^i\}, \{\nabla \alpha^i\}, \epsilon) d^3r = O(\epsilon^2).$$

Поле скоростей медленного (адиабатического) движения имеет ту же функциональную структуру и не возмущает быстрые степени свободы. Тогда редуцированное уравнение движения определяется из принципа наименьшего действия Гамильтона с использованием  $\xi_a$  в качестве варьируемой переменной.

Простейшая модель турбулентной конвекции и транспорта строится на основе одножидкостной МГД с параметром адиабатичности  $\epsilon^3 \sim \chi/c_s a \ll 1$  и адиабатическим полем скоростей

$$\mathbf{v}_a = \frac{\mathbf{B}_p \times \nabla \Phi}{B_p^2} \sim \epsilon c_s.$$

Здесь  $\chi$  — коэффициент классической теплопроводности, служащей "затравочным" диссипативным процессом,  $c_s$  — скорость звука в плазме с поперечным размером  $a$  и полоидальным магнитным полем  $\mathbf{B}_p$ ,  $\Phi$  — вмороженный в плазму торoidalный магнитный поток (по некоторым причинам, обсуждение которых выходит за рамки данного доклада, использование величины  $\Phi$  вместо полоидального потока  $\psi$ , фигурирующего в (22), может быть предпочтительнее). Характерные частоты исследуемой низкочастотной конвекции  $\omega \sim \epsilon k_\perp c_s$  значительно ниже характерных частот следующих устойчивых ветвей колебаний: магнитозвуковой с частотой  $\omega \sim k_\perp c_A$ , альвеновской с частотой  $\omega \sim k_\parallel c_A$ , продольной звуковой с часто-



**Рис. 6.** Сечение изоэнтропийных поверхностей (а) и спектр флюктуаций энтропии ( $n$  — волновое число) в режиме развитой МГД-турбулентности (б) [28].

той  $\omega \sim k_{\parallel} c_s$ . Процедура редуцирования, формализованная как разложение по параметру  $\epsilon$  интеграла действия, позволяет отсечь указанные устойчивые степени свободы и получить самосогласованные уравнения для низкочастотной конвекции плазмы. Вместо простейшего выражения для  $P$ , фигурирующего в уравнениях Кадомцева — Погуце, в данной схеме появляются уравнение переноса тепла, записываемое для энтропийной функции плазмы, и уравнение для флюктуаций тепловой энергии, учитывающие все виды источников и стоков энергии (высокочастотный нагрев, омический нагрев, вязкое тепловыделение, потери на излучение и пр.) в рассматриваемой системе [27].

Полученные таким способом редуцированные уравнения позволяют реализовать на типовых персональных компьютерах уникальную процедуру численного расчёта самосогласованной нелинейной динамики плазменной системы на временах порядка времени жизни системы (заметим, что наиболее передовые из имеющихся в мире гирокинетических кодов, в которых редукция проведена только по одному быстрому времени — периоду ларморовского вращения заряженных частиц, позволяют рассчитывать лишь несколько десятков характерных времён развития турбулентного процесса). Результаты этих расчётов демонстрируют универсальные свойства развитой турбулентности плазмы, которые наблюдаются в экспериментах и на токамаках, и на других плазменных установках. К их числу относятся:

- широкий частотный спектр наблюдаемых колебаний, в котором могут присутствовать одна или несколько доминирующих частот;
- перемежаемость и негауссова статистика;
- недиффузионный характер поперечного (по отношению к направлению магнитного поля) переноса частиц и энергии;
- формирование и присутствие в плазме долгоживущих нелинейных структур ("филаментов", "блобов", "стримеров" и др.);
- ярко выраженные черты самоорганизации динамических и транспортных процессов (самосогласованность профилей плазменных параметров, L-H-переходы, "транспортные барьеры" и др.).

Сказанное иллюстрируется показанной на рис. 6 типичной картиной сечений изоэнтропийных поверхностей и спектра флюктуаций энтропийной функции. Широкий спектр флюктуаций не приводит, тем не менее, к осцилляциям усреднённого пространственного профиля энтропии, равно как и других параметров плазмы, которые остаются квазистационарными. В этом и состоит явление турбулентной самоорганизации — отклонение от установившегося профиля приводит к мгновенному увеличению колебаний и переносов, компенсирующих это отклонение. Практический вывод, который делается из описанной физической картины, состоит в возможности управления турбулентным транспортом путём пространственного перераспределения источников вводимой в систему мощности и частиц [28].

В заключение хотелось бы подчеркнуть ещё раз, что очень многие проблемы, важность которых Б.Б. Кадомцев понимал на раннем этапе развития теории высокотемпературной плазмы, в частности, такие как турбулентность и самоорганизация плазмы, механизмы и способы подавления крупномасштабных неустойчивостей, физика процессов переноса и нелинейная динамика, и на современном этапе работ по термоядерному синтезу, этапе перехода к установкам реакторного масштаба, имеют чрезвычайно важное значение. Огромная заслуга Кадомцева заключается ещё и в том, что, благодаря его потрясающему физическому чутью, чувству предвидения и умению выделять главное, разработанные им принципы и подходы к решению указанных проблем сохраняют свою актуальность и продолжают с успехом развиваться в работах его последователей — теоретиков нынешнего поколения, как это было отчасти проиллюстрировано в настоящем докладе.

Я выражаю искреннюю признательность М.С. Аксентьевой, благодаря чьей настойчивости и энтузиазму появилась письменная версия данного доклада.

### Список литературы

1. Кадомцев Б Б, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 2 (Под ред. М А Леоновича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 132
2. Кадомцев Б Б *Письма в ЖЭТФ* 4 15 (1966) [Kadomtsev B B *JETP Lett.* 4 10 (1966)]

3. Кадомцев Б Б, Погуце О П *ЖЭТФ* **65** 575 (1973) [Kadomtsev B B, Pogutse O P *Sov. Phys. JETP* **38** 283 (1974)]
4. Gott Yu V, Ioffe M S, Tel'kovskii V G *Nucl. Fusion Suppl.* (1) 177 (1962)
5. Кадомцев Б Б *УФН* **166** 449 (1996) [Kadomtsev B B *Phys. Usp.* **39** 419 (1996)]
6. Lundquist S *Phys. Rev.* **83** 307 (1951)
7. Hain K, Lüst R, Schlüter A Z. *Naturforsch. A* **12** 833 (1957)
8. Rosenbluth M N, Longmire C L *Ann. Physics* **1** 120 (1957)
9. Bernstein I B et al. *Proc. R. Soc. London A* **244** 17 (1958)
10. Брагинский С И, Кадомцев Б Б, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* Т. 3 (Отв. ред. М А Леонтьевич) (М.: Изд-во АН СССР, 1958) с. 300 [Braginskii S I, Kadomtsev B B, in *Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions* Vol. 3 (Ed. M A Leontovich) (New York: Pergamon Press, 1959)]
11. Ilgisonis V I, Pastukhov V P *Письма в ЖЭТФ* **61** 186 (1995) [*JETP Lett.* **61** 189 (1995)]
12. Frieman E, Rotenberg M *Rev. Mod. Phys.* **32** 898 (1960)
13. Koide Y (JT-60 Team) *Phys. Plasmas* **4** 1623 (1997)
14. Арнольд В И *ДАН СССР* **162** 975 (1965) [Arnol'd V I *Sov. Math. Dokl.* **6** 773 (1965)]
15. Арнольд В И *ПММ* **29** 846 (1965) [Arnol'd V I *J. Appl. Math. Mech.* **29** 1002 (1965)]
16. Ильгисонис В И, Пастухов В П *Физика плазмы* **22** 228 (1996) [Ilgisonis V I, Pastukhov V P, *Plasma Phys. Rep.* **22** 208 (1996)]
17. Hameiri E *Phys. Plasmas* **5** 3270 (1998)
18. Holm D D et al. *Phys. Rep.* **123** 1 (1985)
19. Кадомцев Б Б, Михайловский А Б, Тимофеев А В *ЖЭТФ* **47** 2266 (1964) [Kadomtsev B B, Mikhailovskii A B, Timofeev A V *Sov. Phys. JETP* **20** 1517 (1965)]
20. Khalzov I V, Smolyakov A I, Ilgisonis V I *Phys. Plasmas* **15** 054501 (2008)
21. Ильгисонис В И, Хальзов И В *Письма в ЖЭТФ* **82** 647 (2005) [Ilgisonis V I, Khalzov I V *JETP Lett.* **82** 570 (2005)]
22. Ilgisonis V I, Khalzov I V, Smolyakov A I *Nucl. Fusion* **49** 035008 (2009)
23. Велихов Е П *ЖЭТФ* **36** 1398 (1959) [Velikhov E P *Sov. Phys. JETP* **9** 995 (1959)]
24. Khalzov I V, Ilgisonis V I, Smolyakov A I, Velikhov E P *Phys. Fluids* **18** 124107 (2006)
25. Кадомцев Б Б, Погуце О П *ЖЭТФ* **51** (6) 1734 (1966) [Kadomtsev B B, Pogutse O P *Sov. Phys. JETP* **24** 1172 (1967)]
26. Strauss H R *Phys. Fluids* **19** 134 (1976)
27. Пастухов В П, Чудин Н В *Физика плазмы* **27** 963 (2001) [Pastukhov V P, Chudin N V *Plasma Phys. Rep.* **27** 907 (2001)]
28. Pastukhov V P, Chudin N V, in *22nd IAEA Fusion Energy Conf., October 2008, Geneva*, Preprint TH/P8-26 (2008)