1958 г. Июнь Т. LXV, вып. 2

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ОСУЩЕСТВЛЕНИЮ УПРАВЛЯЕМЫХ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ *)

ПОЛУЧЕНИЕ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

П. К. Тоунманн, Е. П. Батт, Р. Каррутерс, А. Н. Деллис, Д. У. Фрай, А. Гибсон, Г. Н. Хардинг, Д. Ж. Лис, Р. У. Макуиртер, Р. С. Пиз, С. А. Рамсден и С. Уард

ВВЕДЕНИЕ

Для создания термоядерного реактора необходимо выполнение двух основных условий: во-первых, изоляции находящегося при высокой температуре газа от стенок сосуда и, во-вторых, получения температур, достаточно высоких для осуществления ядерных реакций между легкими элементами. Эти два условия являются взаимозависимыми. Плохая изоляция приводит к настолько большим потерям энергии, что температуры газа, превышающие 10^6 °К, не могут быть получены.

Описанная ниже экспериментальная установка была разработана для изучения условий термоизоляции ионизированного водорода (или дейтерия) магнитным полем разрядного тока, а также для достижения температур, достаточно высоких, чтобы можно было обнаружить ядерные реакции в дейтерии. Эта установка, известная под названием «Зета», была сооружена в Исследовательском центре по атомной энергии в Харуэлле.

Принципы, лежащие в основе удержания газа при высоких температурах с помощью собственного магнитного поля газоразрядного тока, обсуждались рядом авторов [1-3].

При прохождении сильного тока через газ, находящийся при низком давлении, канал электрического разряда испытывает сжатие; это хотя и обеспечивает кратковременную термоизоляцию газа от стенок трубки, тем не менее быстро вызывает появление нестабильностей и искажений, что приводит к бомбардировке стенок электронами и положительными ионами. Последующие охлаждение и рекомбинация делают невозможным поддержание высоких температур дольше, чем на короткое время сжатия [4-8]. Влияние этих нестабильностей может быть резко уменьшено с помощью совокупности аксиального магнитного поля, параллельного направлению тока разряда, и полей токов Фуко, индуцируемых в окружающих металлических стенках при изменении положения канала тока.

*) Nature 181, № 4604, стр. 217—233 (1958). Перевод Е. В. Пискарева и С. Д. Фанченко. См. также в этом номере стр. 313.

Наряду с экспериментальными указаниями на стабильность разряда в прямой трубке[13], сообщались результаты [9-12] теоретического изучения его стабильности в аксиальном магнитном поле.

Предварительные результаты, приведенные в настоящей статье, показывают, что относительно длительная стабильность может быть достигнута в тороидальной трубе с металлическими стенками. Выход нейтронов и кинетические температуры ионов измерялись в ограниченной области изменения условий опыта. Наблюдавшиеся интенсивности ядерных реакций не противоречат интенсивностям, ожидаемым в термоядерном процессе.

УСТАНОВКА

«Зета» представляет собой кольцеобразную разрядную алюминиевую трубу с диаметром сечения 1 *м* и средним диаметром кольца 3 *м*, заполненную газом при низком давлении. Газ, обычно находящийся при давле-

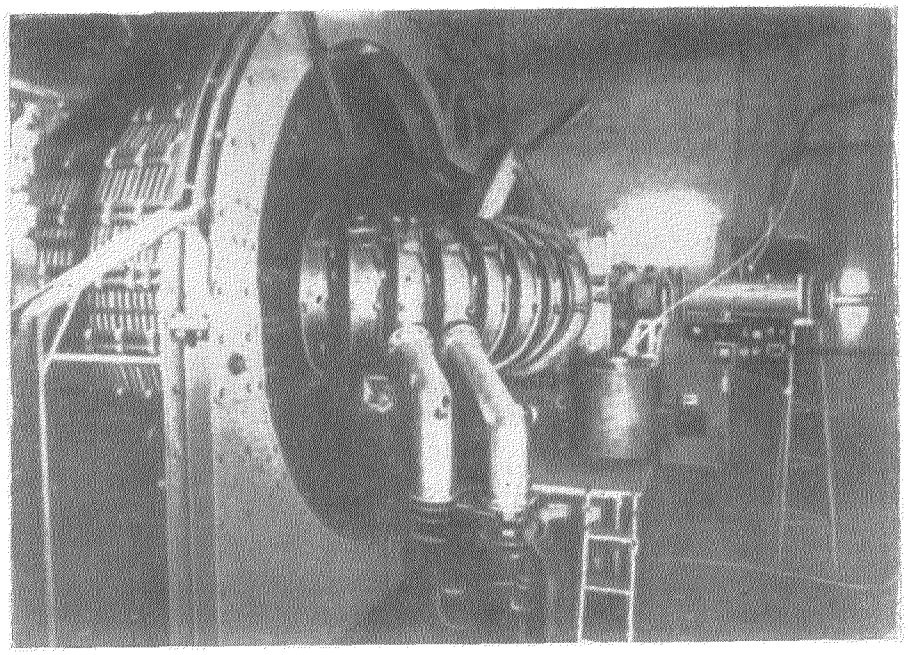

Рис. 1. Фотография установки «Зета». Установка помещается в комнате с бетонными стенами толщиной в 3 фута для защиты от излучений.

нии 10^{-4} *мм* рт. ст., становится слабо проводящим под действием радиочастотного разряда. Заключенная в тороидальном сосуде плазма образует вторичную обмотку большого импульсного трансформатора с железным сердечником. На первичную обмотку трансформатора разряжается батарея конденсаторов, накапливающая до 10^5 джоулей энергии, что приводит к направленному импульсу тока в газе, максимальная величина которого достигает 200 000 *а*. Импульс тока в газе продолжается около 4 *мсек* и повторяется каждые 10 *сек*. Постоянное аксиальное магнитное поле создается с помощью токонесущих обмоток, надетых на тор. Это поле может меняться от 0 до 400 *гаусс*.

На рис. 1 изображена разрядная трубка с трансформатором, а также присоединенный к ней вакуумный спектрограф.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Типичные осциллограммы тока и напряжения приведены на рис. 2. Верхняя осциллограмма представляет собой напряжение обхода, измеренное с помощью витка, надетого на окруженный разрядной трубкой железный сердечник. Длина области разряда составляет около 1000 *см*, так что начальное электрическое поле на границе ионизированного газа достигает приблизительно 2 *в/см*. Когда напряжение в витке становится равным

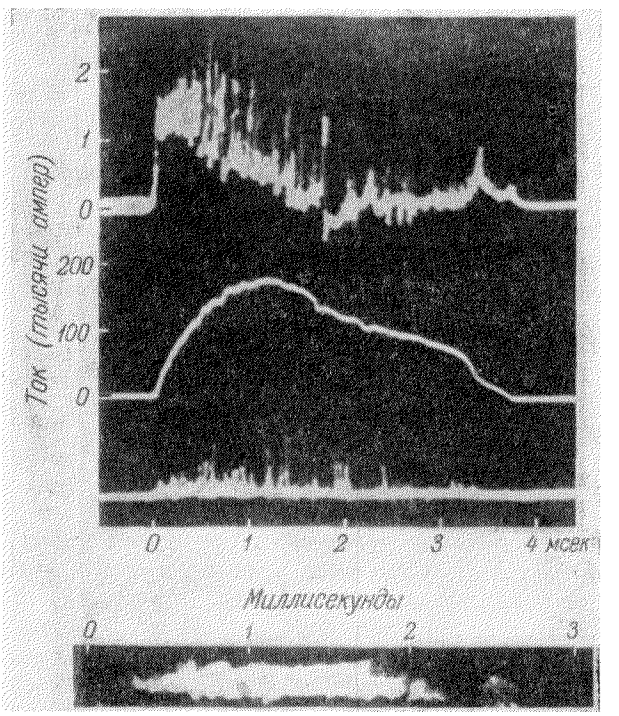

Рис. 2 (вверху). Осциллограммы напряжения обхода трансформатора и вторичного тока I_s. На нижней осциллограмме изображены импульсы, возникающие в сцинтилляционном нейтронном счетчике от протонов отдачи. Условия: газ-дейтерий +5% азота +10% кислорода, давление $0{,}13\times10^{-3}$ *мм* рт. ст., максимальное поле 160 *гаусс*.

Рис. 3 (внизу). Фоторазвертка диаметра светового канала разряда в гелии. Условия: начальное давление газа $0{,}25\times10^{-3}$ *мм* рт. ст., аксиальное поле 160 *гаусс*, максимальный ток 130 000 *а*. Стенки трубки соответствуют границам темной области.

нулю, первичная обмотка закорачивается, предотвращая таким образом возможность реверсирования заряда на конденсаторах. На второй осциллограмме изображен протекающий в газе ток, который продолжает сохраняться в течение около 2 *мсек* после того, как первичная обмотка трансформатора закорачивается.

С уменьшением силы тока плазма расширяется, пока не достигает стенок. Затем она охлаждается. Этот процесс сопровождается внезапным увеличением сопротивления, и соответствующее увеличение в $|dI/dt|$ приводит к появлению сильного нестационарного напряжения, которое может

достигать десятков киловольт. Возникновение опасных неустановившихся напряжений этого типа предотвращается с помощью добавления приблизительно 5% азота, что не оказывает влияния на выход нейтронов.

СТАБИЛЬНОСТЬ

Измерения с магнитными и ленгмюровскими зондами, наряду с фоторазверткой диаметра светового канала разряда через щель в вакуумной камере, показывают, что канал разряда квазистабилен и оторван от стенок в течение большей части импульса тока. Рис. 3 воспроизводит развертку фотографий диаметра светового канала разряда в гелии. Границы черной области соответствуют внутреннему диаметру трубы. Наблюдавшийся свет обязан своим происхождением искровым линиям примесей и линии 4686 Å (He II). Фоторазвертки разряда в дейтерии трудно интерпретировать, поскольку свет испускается нейтральными атомами и ионами примесей, поступающими в канал тока из стенок.

Благодаря тенденции кольцевого тока к расширению, центр канала разряда смещается по направлению к внешней стенке. Токи Фуко, индуцированные в металлических стенках, толщина которых составляет 25 *мм* алюминия, противодействуют этому расширению. Измерения магнитных полей внутри плазмы воспроизводимы и показывают, что аксиальное магнитное поле B_z увлекается газом. На оси величина поля возрастает приблизительно в 10 раз по сравнению с начальной его величиной. Вообще результирующиеся силовые линии магнитного поля, образованные компонентами B_υ и B_z, являются спиралями, шаг которых меняется по сечению плазмы. Стабильность разряда с подобной конфигурацией магнитного поля теоретически не рассчитывалась.

Наличие магнитного зонда, диаметр которого составляет 2,5 *см*, сильно увеличивает сопротивление разряда и уменьшает выход нейтронов.

Диаметр разрядного канала, определенный с помощью измерения магнитного поля и по фоторазвертке светового диаметра разряда, составляет от 20 до 40 *см* при максимальной силе тока. Изучение прохождения микрорадиоволн с длиной волны в 4 *мм* показывает, что плотность электронов превышает $6 \cdot 10^{-13}$ *см*$^{-3}$. Такая плотность находится в соответствии с предположением, что весь первоначально имевшийся газ ионизирован и находится в канале разряда.

ИЗЛУЧЕНИЯ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ

Испускание нейтронов, возникающих в реакции D+D, наблюдается при токах в дейтерии, превышающих 84 *ка*. Излучение имеет место в интервале времени около 1 *мсек*, середина которого совпадает с максимальным значением тока.

В таблице указаны средние количества нейтронов, испускаемых в импульсе при различных значениях максимального тока.

На рис. 4 изображена гистограмма, показывающая изменение среднего количества испускаемых нейтронов в течение импульса тока.

В третьей колонке таблицы приведены температуры, требуемые для получения наблюдавшихся выходов нейтронов в предположении существования термоядерного процесса. При вычислении этих величин было предположено, что диаметр разрядного канала составляет 20 *см*, нейтроны испускаются равномерно в течение 1 *мсек* и весь первоначально имевшийся дейтерий содержится в канале разряда. Поскольку скорость реакции является чрезвычайно чувствительной функцией температуры, изменения указанных параметров не оказывают сильного влияния на вычислен-

ную температуру T_c. Сравнение вычисленных и спектроскопически наблюдавшихся температур проведено ниже, на рис. 6.

Условия: газ $O_2+5\%N_2$. Давление: $0{,}12\cdot10^{-3}$ *мм* рт. ст.; $B_z = 160$ *гаусс*

Ток (тыс. ампер)	Полный выход нейтронов в импульсе	T_c,°К (вычисленная)
84	$0{,}4\cdot10^4$	$2{,}4\cdot10^6$
117	$3{,}1\cdot10^4$	$2{,}9\cdot10^6$
126	$9{,}2\cdot10^4$	$3{,}3\cdot10^6$
135	$14{,}2\cdot10^4$	$3{,}6\cdot10^6$
141	$26{,}5\cdot10^4$	$3{,}8\cdot10^6$
150	$41{,}6\cdot10^4$	$4{,}0\cdot10^6$
177	$108\cdot10^4$	$4{,}5\cdot10^6$
178	$125\cdot10^4$	$4{,}6\cdot10^6$
187	$134\cdot10^4$	$4{,}65\cdot10^6$

В исследованном интервале давлений ($0{,}8—10{,}0\cdot10^{-4}$ *мм* рт. ст.) выход нейтронов уменьшался с увеличением давления. Нейтроны наблю-

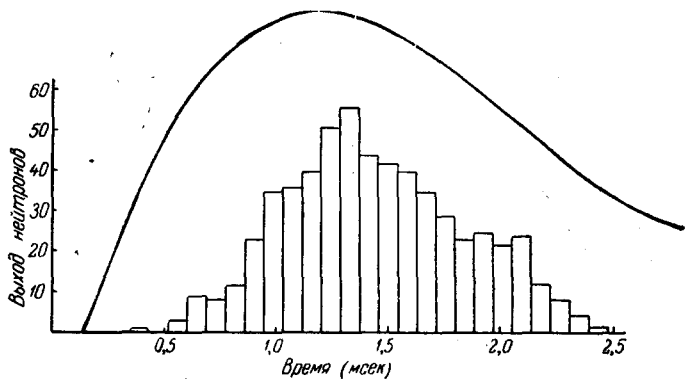

Рис. 4. Гистограмма, показывающая числа нейтронов, сосчитанные в различные периоды импульса.

дались и в том случае, когда до 25% первоначально имевшегося газа было азотом, но их выход сильно уменьшался.

Результаты, полученные с направленным нейтронным счетчиком, перемещавшимся вокруг тора, показали, что с точностью до множителя 2 испускание нейтронов было однородным и не возникало из локализованных источников.

Между временем испускания нейтронов и флуктуациями напряжения в течение импульса тока не было обнаружено никакой корреляции. Тем не менее нейтроны возникают и в конце импульса, в момент появления нестационарного напряжения, однако число их может быть сведено на нет путем добавления азота.

В начале импульсов тока наблюдались рентгеновские лучи. Их средняя энергия была заключена в интервале 20—30 *кв*, и в среднем во всей трубке испускалось порядка 10^6 квантов на импульс. Количество и энергия рентгеновских квантов не чувствительны к давлению газа и току, но их интенсивность возрастает с увеличением аксиального магнитного поля.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Интенсивности как дуговых, так и искровых линий сильно менялись за период импульса. Вообще линии испускания нормальных атомов и ионов вплоть до трижды ионизированных достигали максимальной интенсивности раньше, чем ток становился максимальным. На рис. 5 приведены изменения интенсивности линий 4686 Å (HeII) и 2781 Å (OV).

Для оценки кинетической температуры ионов при разряде в дейтерии и неоне использовалось доплеровское уширение искровых линий света, испущенного в радиальном направлении. Небольшие количества кислорода и азота, вводимые в дейтериевый разряд, позволяют получить искровые линии в удобной части спектра. Ширина этих линий составляет около 1 Å и может быть измерена с помощью кварцевого спектрографа, обладающего дисперсией в 20 Å/*мм*.

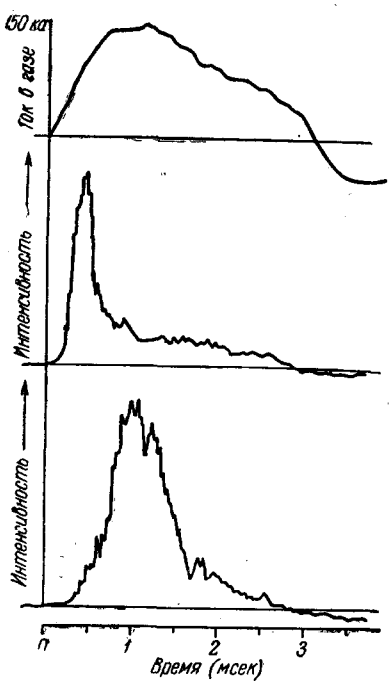

Рис. 5. Зарегистрированные фотоумножителем изменения в интенсивности двух выбранных искровых линий за время импульса тока.

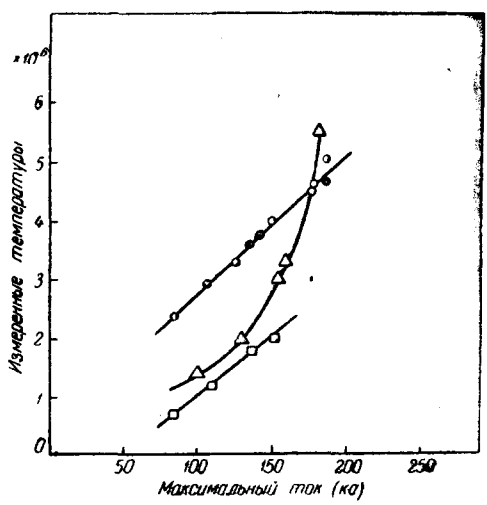

Рис. 6. Ионная температура, определенная из доплеровского уширения линий OV и NIV в функции максимального тока. Условия: начальное давление газа $0{,}13\times\times10^{-3}$ *мм* рт. ст., дейтерия +5% азота, $B_z=160$ *гаусс*. Для сравнения приведена оцененная по наблюдавшемуся нейтронному выходу температура дейтерия.

Расчеты показывают, что эффекты как Штарка, так и Зеемана дают пренебрежимо малый вклад в уширение линий. Наблюдавшееся уширение может быть в значительной степени обязано движению массы газа, но ни зондовые измерения, ни фоторазвертки диаметра светового канала разряда не указывают на существование такого движения. Вклад в уширение линий за счет небольших нестабильностей и турбулентности еще будет измеряться.

В интервале длин волн 400—2500 Å было идентифицировано до 300 линий испускания. Наиболее заметными являются линии кислорода, азота, алюминия и углерода. Была обнаружена сильная линия кислорода (O VI). В этом интервале длин волн свыше 400 линий остаются неотождествленными.

Линия O V использовалась для определения доплеровской ширины без учета временного разрешения, так как она обладает максимальной интенсивностью вблизи максимума тока. Для линии 3479 Å (N IV) это не так, и свет пропускался в спектрограф в течение 1 *мсек* в момент максимума тока.

Кинетические температуры, полученные посредством наблюдения зависимости уширения линий O V и N IV от максимального тока, приведены на рис. 6. Было найдено, что ионные температуры уменьшаются с увеличением начального давления дейтерия. Никаких удовлетворительных измерений температуры электронов до сих пор проведено не было.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эти предварительные результаты показывают, что в тороидальной трубке возможно получение стабильной высокоионизированной плазмы, изолированной от стенок. Водород поддерживался в течение миллисекунд в состоянии практически полной ионизации с плотностью частиц, лежащей в интервале 10^{13}—10^{14} *см*$^{-3}$. Средняя энергия ионов плазмы составляла примерно 300 электрон-вольт, и есть основания считать, что электронная температура была того же порядка величины. Как время изоляции плазмы, так и высокая электрическая проводимость достаточны для подробного изучения магнитодинамических процессов.

Для отождествления термоядерного процесса необходимо показать, что ответственными за ядерные реакции являются случайные соударения между дейтериевыми ионами. В принципе это может быть сделано путем вычисления распределения по скоростям реагирующих ионов дейтерия, которое может быть получено в результате точного определения как энергии, так и направления испускания нейтронов. Полученный до сих пор поток нейтронов недостаточен для достижения требуемой точности измерений.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. F. Post, Rev. Mod. Phys. **28**, 338 (1956). Перевод в УФН, **61**, 491, 1957.
2. R. S. Pease, Proc. Phys. Soc. **B 70**, 11 (1957).
3. L. C. Burkhart, R. E. Dunaway, J. W. Mather, J. A. Phillips, G. A. Sawyer, T. F. Stratton, E. J. Stovall and J. L. Tuck, Journ. Appl. Phys. 28, 519 (1957).
4. И. В. Курчатов, Атомная энергия **1**, № 3, 65 (1956).
5. Л. А. Арцимович, А. М. Андрианов, О. А. Базилевская, Ю. Г. Прохоров и Н. В. Филиппов, Атомная энергия **1**, № 3, 76 (1956).
6. S. Colgate*).
7. S. Berglung, R. Nilsson, P. Chlin, K. Siegbahn, I. Sundstrom and S. Svennerstedt, Nuclear Instruments **1**, 233 (1957) *).
8. S. Curran and K. W. Allen*).
9. В. Д. Шафранов, Атомная энергия **1**, № 5, 38 (1956).
10. R. F. Tayler, Proc. Phys. Soc. B **70**, 1049 (1957).
11. M. Rosenbluth*).
12. R. J. Bickerton*).
13. А. Л. Безбатченко, И. Н. Головин, Д. П. Иванов и Н. А. Явлинский, Атомная энергия **1**, № 5, 26 (1956).

---

*) Доклады III Международной конференции по ионизационным явлениям в газах, Венеция, 1957.