

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ*)

И. В. Курчатова

Среди важнейших проблем современной техники особое место по своему значению занимает проблема энергетического использования термоядерных реакций. Необычайно интересная и вместе с тем очень трудная задача управления термоядерными процессами привлекает в настоящее время внимание физиков всех стран мира.

Исследования в этой области ведутся под руководством академика Л. А. Арцимовича в нашем институте. Руководящая роль в разработке теоретических вопросов принадлежит академику М. А. Леоновичу**).

Как известно, термоядерные реакции могут возникнуть в том случае, если температура вещества настолько велика, что становится заметной вероятность преодоления кулоновского потенциального барьера при тепловых столкновениях атомных ядер. Особенно большой интерес представляет возбуждение термоядерных реакций в дейтерии и в смеси дейтерия и трития, так как в этом случае для получения заметного эффекта требуется относительно меньшая температура.

Первыми сведениями о процессах взаимодействия дейтронов физика обязана великому основателю современного учения об атомном ядре—Эрнесту Резерфорду. В одной из своих последних работ он исследовал ядерные реакции, возникающие в результате столкновения двух дейтронов. В то время нельзя было и подозревать о том, что обна-

руженные им новые факты приблизят перспективу овладения источниками энергии, скрытыми в горячих недрах сияющего над нами солнца и далеких звезд.

Интенсивность термоядерных реакций в дейтерии должна очень быстро возрастать при повышении температуры—вплоть до температур порядка нескольких миллиардов градусов.

Представление об условиях, необходимых для экспериментального обнаружения термоядерных реакций, можно получить, рассматривая конкретные примеры. При плотности вещества, соответствующей в нормальных условиях твердому телу, для получения одного нейтрона в секунду в 1 г дейтерия требуется температура около $2 \cdot 10^5$ градусов. В сильно разреженном газе при концентрации порядка 10^{13} атомов на 1 см^3 для получения такого же эффекта от 1 г дейтерия необходимо создать температуру около $5 \cdot 10^5$ градусов в объеме, равном $30\,000 \text{ м}^3$.

Таким образом, для того чтобы приблизиться хотя бы к порогу возникновения термоядерных реакций, мы должны поднять температуру вещества до очень высокого уровня. При этом уровне температуры дейтерий в стационарных условиях должен представлять собой плазму с ионизацией, близкой к 100%.

Запас энергии, который необходимо сосредоточить в плазме для того, чтобы ее температура поднялась до значений, при которых термоядерные реакции станут достаточно интенсивными, относительно невелик. При температуре 10^6 градусов тепловая энергия, аккумулированная в 1 г дейтерия, составляет всего лишь несколько киловатт-часов.

*) Лекция, прочитанная 25 апреля 1956 г. в английском научно-исследовательском атомном центре в Харуэлле.

**) Некоторые работы Л. А. Арцимовича и М. А. Леоновича помещены в этом номере журнала.

Примерно столько же энергии требуется, чтобы вскипятить воду в большом семейном самоваре.

Поэтому если найти такой метод нагревания плазмы, при котором тепловые потери практически сведены к нулю, то можно даже при помощи сравнительно маломощного источника энергии вызвать возникновение интенсивных термоядерных реакций. Главная трудность, однако, состоит именно в том, чтобы исключить тепловые потери, очень быстро растущие с повышением температуры, так как теплопроводность плазмы пропорциональна $T^{5/2}$. При нагревании вещества всего лишь до нескольких десятков тысяч градусов эти потери в случае отсутствия термоизоляции становятся настолько большими, что дальнейшее повышение температуры оказывается невозможным.

При нагревании вещества большой плотности появляется еще одно серьезное препятствие: нужно как-то преодолеть огромные механические силы, которые возникают из-за повышения давления с температурой. Пытаясь нагреть твердый или жидкий дейтерий, мы обнаруживаем, что уже при $T=10^5$ градусов давление превышает миллион атмосфер. Поэтому в веществе с большой плотностью термоядерную реакцию можно возбудить только на очень короткий промежуток времени, и такой процесс всегда будет носить характер взрыва (быть может, впрочем, и неопасного) или кратковременной пульсации.

Рассматривая возможные пути осуществления контролируемых термоядерных реакций большой интенсивности, мы обнаруживаем перед собой очень широкий горизонт различных направлений, по которым можно пойти, пытаемся решить эту задачу.

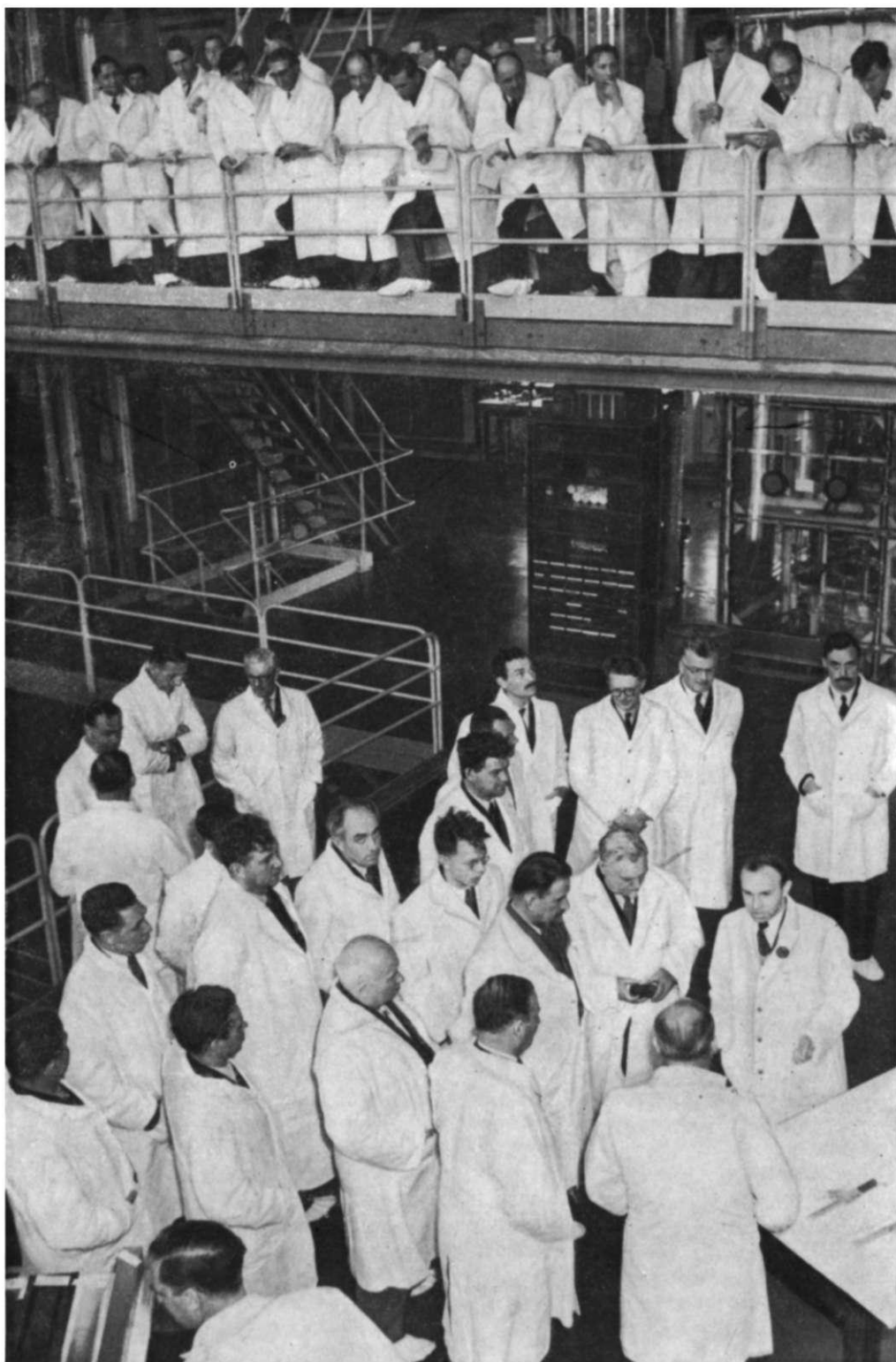
На одном краю этого горизонта лежат направления, связанные с разработкой методов получения стационарных термоядерных реакций, на другом — путь, основанный на идее мгновенного повышения температуры при импульсных процессах очень малой длительности. Однако при любом выборе направления исследований мы всегда встречаемся с одним и тем же вопросом: как изолировать плазму, нагретую до очень высокой температуры, от стенок сосуда, в котором она заключена. Другими словами, как удерживать в плазме быстрые частицы в течение промежутка времени, достаточного для того,

чтобы заметная их часть успела прореагировать друг с другом.

Одна из идей, возникающих в связи с этим вопросом, заключается в том, чтобы использовать для термоизоляции плазмы магнитное поле. Впервые на это в 1950 г. указали академик Сахаров и академик Тамм. В достаточно сильном магнитном поле электроны и ионы могут свободно передвигаться только вдоль силовых линий. В плоскости, перпендикулярной линиям поля, движение частиц будет происходить по окружностям малого радиуса. Центры этих окружностей могут перемещаться только за счет столкновений и при каждом столкновении лишь на расстояние порядка радиуса кривизны траектории частицы. Если радиус кривизны траектории мал по сравнению с длиной свободного пробега, то диффузия частиц и теплопроводность плазмы в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю, будут резко уменьшены. Теория процессов, происходящих в полностью ионизированной плазме показывает, что при больших значениях напряженности поля H и высоких температурах коэффициент поперечной теплопроводности обратно пропорционален H^2 и на много порядков меньше, чем в отсутствие магнитного поля. В этих условиях нужно, однако, считаться с потерями энергии на излучение.

Магнитное поле, необходимое для термоизоляции, можно создать, пропуская через плазму достаточно сильный электрический ток. При прохождении тока будет происходить также и нагревание плазмы за счет джоулевых потерь и работы электродинамических сил. Эти соображения послужили основанием для развертывания теоретических и экспериментальных исследований физических процессов, происходящих в плазме, когда через нее проходит сильный электрический ток.

Остановимся сначала на исходных теоретических представлениях, которые предпослаивали накоплению экспериментальных фактов. Во время прохождения тока должно происходить сжатие плазмы под действием электродинамических сил (притяжение параллельных токов). При этом температура плазмы должна повышаться. Если под действием электродинамического сжатия образуется плазменный шнур, оторванный от стенок камеры, то температура в шнуре может быть оценена из условия равновесия



21 апреля 1956 г. Н. А. Булганин, Н. С. Хрущев и сопровождающие их лица посетили научно-исследовательский атомный центр в Харуэлле (Англия). На снимке: в одной из экспериментальных лабораторий.

электродинамических сил и давления. Простой расчет показывает, что при таком квазистационарном процессе сжатия температура плазмы должна расти пропорционально квадрату силы тока. Если электроны и ионы находятся в тепловом равновесии друг с другом, то, как известно, температура плазмы выражается следующей формулой:

$$T = \frac{I^2}{4Nk},$$

где I —сила тока в электромагнитной системе единиц, N —число ионов одного знака на 1 см длины разрядной камеры и k —постоянная Больцмана. Исследование условий теплового равновесия показало, что при $N \sim 10^{17}$ температура электронов и ионов должна быть практически одинаковой. При существенно меньших значениях N будут нагреваться только электроны.

Оторванный от стенок плазменный шнур может существовать только в тот промежуток времени, когда сила разрядного тока возрастает. При постоянной силе тока шнур должен разваливаться и касаться стенок.

Очевидно, что посредством пропускания тока через плазму нельзя осуществить термоядерную реакцию с постоянным выходом в течение длительного времени. Можно рассчитывать только на периодическое осуществление циклов разогрева плазмы с возбуждением интенсивных термоядерных реакций в той фазе каждого цикла, которой соответствует максимальная величина тока. Расчеты ожидаемого термоядерного эффекта привели к парадоксальному на первый взгляд результату. Оказалось, что общее число элементарных актов ядерного взаимодействия за один цикл разогрева при заданной максимальной силе тока не должно зависеть от длительности этого цикла. Поэтому можно было надеяться на возбуждение очень интенсивных термоядерных реакций при кратковременных импульсных разрядах в дейтерий, если сила тока достаточно велика. На основании теоретических расчетов следовало ожидать, что уже при силе тока около 300 кА должно появиться заметное нейтронное излучение термоядерного происхождения. При силе тока в несколько миллионов ампер оно должно достигнуть чрезвычайно большой интенсивности. Таковы были теоретические прогнозы, которые имелись перед началом экспериментальных работ.

Дальнейшее развитие представлений о характере процессов, которые имеют место в плазме при прохождении больших токов, целиком определялось новыми фактами, обнаруженными в результате экспериментального исследования мощных импульсных разрядов.

Результаты этих экспериментов совершенно изменили характер той картины, которая была создана первыми попытками теоретического изучения проблемы.

Экспериментальные исследования мощных импульсных разрядов проводились в широком диапазоне изменения основных параметров, характеризующих начальные условия разряда*). Изучались процессы прохождения тока через водород, дейтерий, гелий, аргон, ксенон и газовые смеси (дейтерий—гелий, дейтерий—аргон, дейтерий—ксенон) с разными содержаниями компонентов. Начальные давления газа изменялись от 0,005 мм рт. ст. до 1 ат. Основные опыты производились с прямыми разрядными трубками. Длина разрядного промежутка в различных опытах варьировалась от нескольких сантиметров до двух метров, а диаметр от 5 до 60 см. Разряд питался напряжением в несколько десятков киловольт. Максимальная сила тока в разряде составляла от 100 кА до 2 млн. а, а скорость нарастания тока изменялась в пределах от 10^{10} а/сек до 10^{12} а/сек. Максимальная мгновенная мощность, выделявшаяся в плазме, доходила до 40 млн. квт. Источниками электрического питания разряда служили батареи высоковольтных конденсаторов. Шины, собирающие ток от конденсаторов и подводящие его к разрядному промежутку, конструировались так, чтобы свести к минимуму паразитную индуктивность электрического контура, ограничивающую величину тока и скорость его нарастания. При напряжении, равном 50 кВ, и общей емкости конденсаторных батарей, достигающей нескольких сот микрофард, паразитная индуктивность контура вместе с включающим устройством доводилась (в тех случаях, когда изучались процессы с максимальной скоростью нарастания тока) до 0,02—0,03 мкГн.

Для изучения импульсных разрядов большой мощности были разработаны и

*) В Англии в последние годы импульсные разряды изучались Крэггом с сотрудниками, Кузинсом и Уором и др.

использованы методы осциллографического измерения различных параметров, характеризующих состояние плазмы во время прохождения тока. Кроме осциллографической

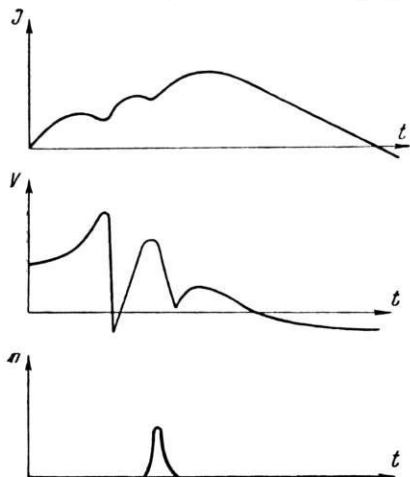


Рис. 1. Общий характер изменения напряжения и тока в импульсном разряде и нейтронный импульс, сопровождающий разряд.

методики, применялась также сверхскоростная киносъемка (до двух миллионов кадров в секунду) и фотографирование при помощи ячеек Керра, снабженных специальными затворами электровзрывного действия.

Кроме величины разрядного тока и напряжения, осциллографировалась также интенсивность отдельных спектральных линий свечения плазмы, интенсивность нейтронного и рентгеновского излучений, импульсы давления, регистрируемые при помощи пьезоэлементов, а также мгновенные значения напряженностей магнитного и электрического полей в различных точках плазмы. Для измерения магнитных и электрических полей использовались зонды в виде миниатюрных катушек, петель и игольчатых электродов, которые могли помещаться в разных местах внутри разрядной камеры.

Многочисленные результаты, полученные в этом цикле экспериментальных исследова-

ний, не укладываются в рамки данного сообщения. Здесь можно кратко коснуться только небольшой доли этого экспериментального материала.

Наибольший интерес представляет изучение первой фазы импульсного разряда, в течение которой ток в плазме нарастает от нуля до максимального значения. В опытах, о которых здесь говорится, длительность этой фазы составляла от 3 до 30 мксек. В самой начальной стадии разряда, после пробоя газа, происходит плавное нарастание тока и напряжения в разрядном промежутке. Затем в некоторый момент времени наблюдается уменьшение напряжения, происходящее резким скачком. На осциллограмме тока в тот же момент времени появляется более или менее сильно выраженный излом (см. рис. 1, на котором схематически изображен общий характер изменения тока и напряжения во время процесса, а также осциллограммы на рис. 2 и 3). После первого срыва напряжения сначала очень быстро возрастает, а затем опять резко падает. В момент, соответствующий второму срыву напряжения, на осциллограмме тока появляется следующий излом. Иногда наблюдаются три последовательных нарушения плавного хода тока и напряжения в первой фазе разряда.

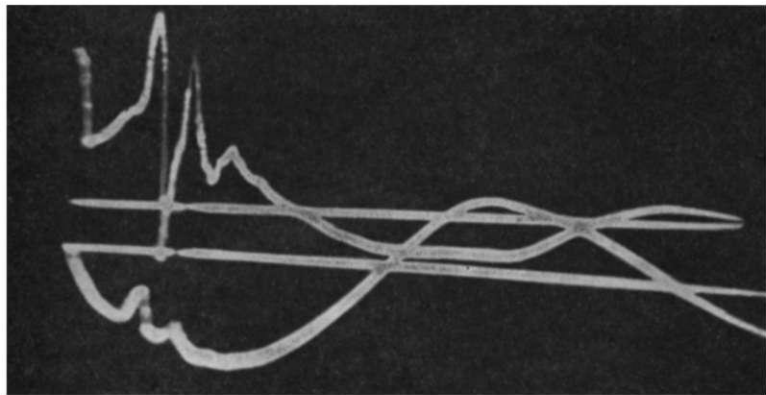


Рис. 2. Осциллограмма тока и напряжения для разряда в дейтерии при $V_0=40$ кВ и $P_0=5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.

Эти характерные черты импульсных разрядов с большой силой тока выражены особенно отчетливо в тех случаях, когда разряд происходит в газе с небольшим атомным весом (водород, дейтерий, гелий) и начальное давление невелико.

При скорости нарастания тока порядка 10^{11} а/сек интервал времени от пробоя газа до момента появления первого срыва напряжения составляет несколько микросекунд.

Длительность этого интервала времени является закономерной функцией параметров, характеризующих начальные условия разряда. При заданном диаметре разрядной трубки она изменяется приблизительно как корень четвертой степени от массы газа, приходящейся на 1 см длины разрядного промежутка.

При импульсном разряде с большой скоростью нарастания тока индуктивное падение напряжения в плазме значительно превосходит активное. Поэтому, пользуясь осциллограммами тока и напряжения, можно найти зависимость индуктивности плазменного шнура от времени и из этих данных определить, как на разных стадиях процесса изменяется радиус этого шнура. Такой анализ показывает, что во всех случаях самая начальная стадия процесса характеризуется увеличением индуктивности, обусловленным сжатием плазмы по направлению к оси раз-

и резкого падения напряжения индуктивность начинает уменьшаться. Это означает, что этот момент времени соответствует максимальной степени сжатия плазменного шнура. Вслед за этим происходит быстрое расширение плазмы. Если на осциллограмме тока наблюдается несколько изломов, то это озна-

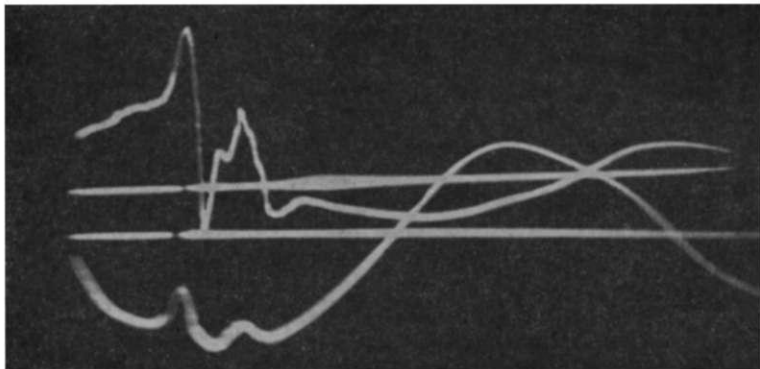


Рис. 3. Осциллограмма тока и напряжения для разряда в дейтерии при $V_0=40$ кВ и $P_0=0,2$ мм рт. ст.

чает, что происходят последовательные сжатия и расширения шнура.

Эти выводы, полученные из анализа осциллограмм тока и напряжения, полностью подтверждаются данными, которые получены при помощи сверхскоростной киносъемки импульсных разрядов в трубках с прозрачными стенками. На прилагаемой фотографии (рис. 4) даны четыре последовательных кадра, полученных при киносъемке импульсного разряда в дейтерии при давлении 0,1 мм рт. ст. и максимальной силе тока около 200 кА. Эти кадры, следующие друг за другом через полмикросекунды, захватывают небольшой интервал развития процесса вблизи момента времени, которому соответствуют излом тока и падение напряжения. Минимальный диаметр плазменного шнура соответствует именно этому моменту времени (кадры киносъемки сфазированы с осциллограммами тока и напряжения).

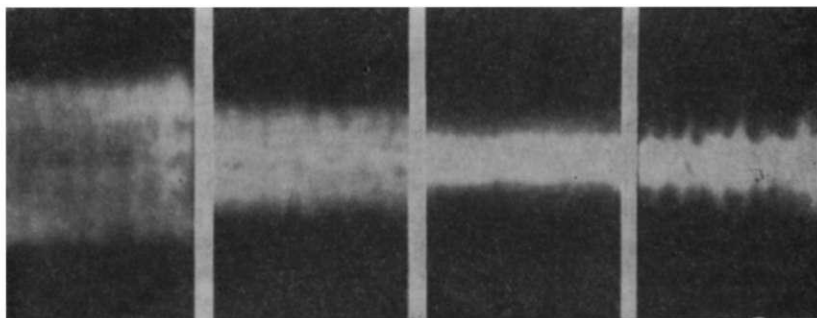


Рис. 4. Кадры киносъемки импульсного разряда.

рядной трубки. Плазма сжимается тем быстрее, чем больше начальная скорость нарастания тока (т. е. величина производной $\frac{dI}{dt}$) и чем меньше плотность газа. В момент появления излома на осциллограмме тока

Следующий снимок (рис. 5) получен путем использования киносъемочной аппаратуры в режиме непрерывной фоторегистрации. Узкая щель, расположенная перпендикулярно к оси разрядной трубки, вырезает короткий участок разрядного промежутка, и его

полей в плазме. На основании измерений магнитного поля можно нарисовать следующую картину распределения тока в плазме. Непосредственно после пробоя область, занятая током, представляет собой тонкий цилиндрический слой, прилегающий к стенкам

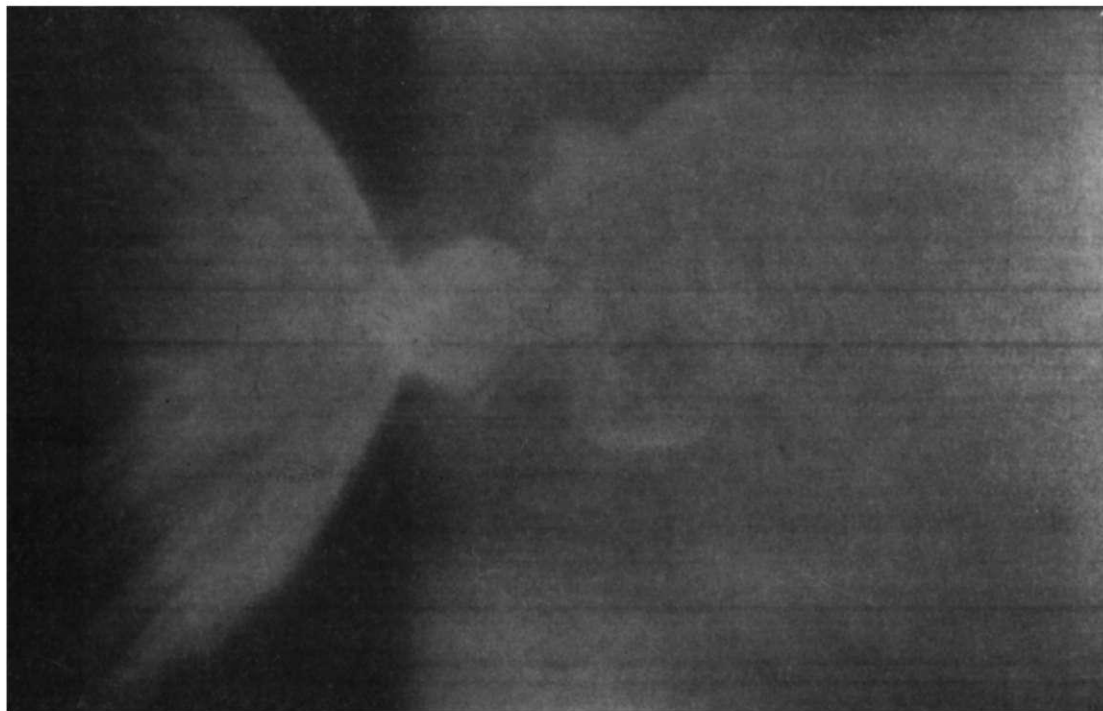


Рис. 5. Фоторазвертка разряда в дейтерии при давлении $P_0=10$ мм рт. ст. Электроды полусферические. Расстояние между электродами 45 мм. Масштаб развертки 1 мксек=18 мм. $I_{\max}=1,2 \cdot 10^6$ а. $T/4=9,5$ мксек. Диаметр камеры 180 мм.

изображение развертывается с большой скоростью вдоль киноленты. При этом на пленке получается непрерывная картина изменения диаметра небольшого участка плазменного шнура. Приведенный снимок сделан при разряде в дейтерии с максимальной силой тока около миллиона ампер. Начальное давление газа составляло 10 мм рт. ст. Отчетливо видны момент максимального сжатия и последующее развитие процесса.

На рис. 6 приведен снимок сжимающегося плазменного шнура, полученный при помощи ячеек Керра.

Ценные сведения об основных физических процессах, происходящих во время интенсивного импульсного разряда, дают измерения напряженности магнитного и электрического

разрядной трубки. Внутренняя граница этого слоя сначала медленно, а затем более быстро стягивается по направлению к оси. Благодаря движению внутренней границы тока он через некоторый промежуток времени заполняет всю трубку. Момент времени, когда ток доходит до оси, практически совпадает с первым изломом на его осциллограмме. Плотность тока вблизи оси разряда в этот момент времени в несколько десятков раз превосходит среднюю плотность тока по сечению трубки. При последующих расширениях и сжатиях плотность тока в центральной области радиусом в несколько сантиметров продолжает оставаться все время очень высокой, хотя и испытывает заметные колебания.

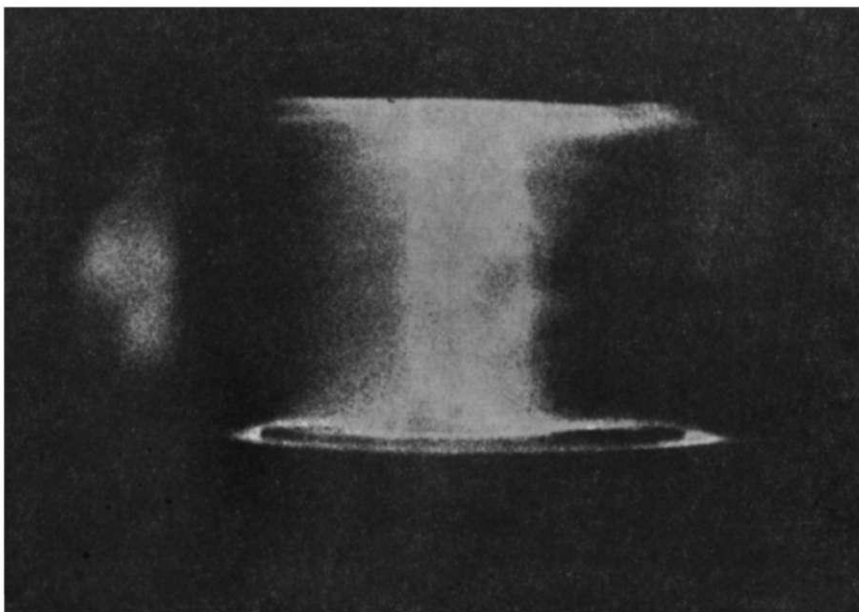


Рис. 6. Момент сжатия канала разряда. Экспозиция 0,2 мксек. Снимок получен при помощи ячейки Керра. Разряд в дейтерии при давлении $P_0=1$ мм рт. ст. Расстояние между электродами 45 мм, диаметр камеры 180 мм.

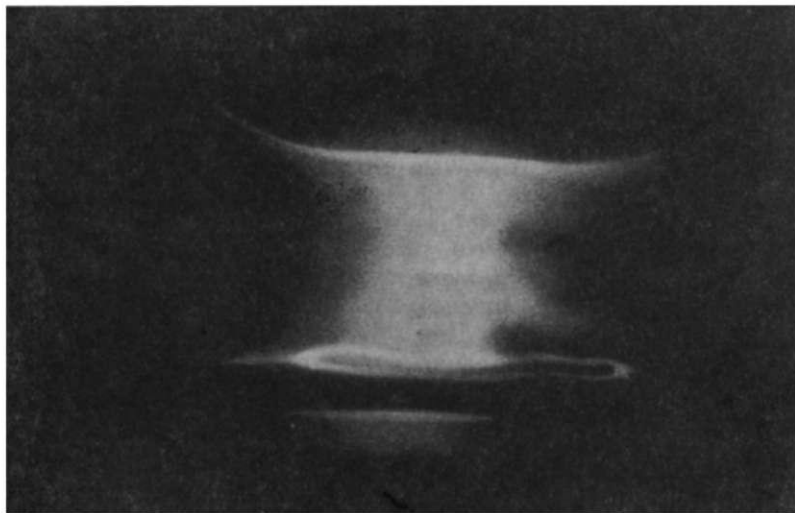


Рис. 7. Снимок разряда, полученный при помощи ячейки Керра спустя 2,2 мксек после старта. Экспозиция 0,2 мксек. Начальное давление дейтерия $P_0=1$ мм рт. ст. Расстояние между электродами 40 мм.

Распределение плотности тока по сечению разрядной трубки в различные моменты времени схематически изображено на рис. 8. Слева показано распределение плотности тока в самой начальной стадии разряда. Рисунок в центре относится к тому моменту времени, когда происходит движение тока

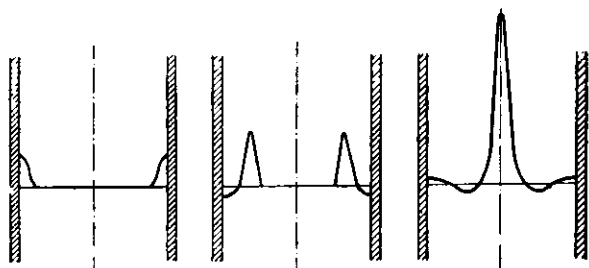


Рис 8. Распределение плотности тока по сечению разрядной трубки разные моменты времени.

к оси. Справа приведено распределение плотности тока после первого сжатия плазменного шнура. Интересной особенностью этой стадии процесса является то, что в некоторой зоне разряда ток изменяет направление и течет в обратную сторону.

Величиной, непосредственно характеризующей динамику процессов импульсного разряда, является скорость движения ионизированного газа. В плазме с достаточно высокой проводимостью эта скорость определяется отношением напряженности продольного электрического поля E к величине магнитного поля H :

$$v = \frac{cE}{H}.$$

Измерения E и H показывают, что в импульсном разряде с быстрым нарастанием тока скорость радиального движения плазмы может иметь очень большую величину. Для газов с малой плотностью максимальная скорость при сжатии и расширении плазменного шнура достигала сотен километров в секунду. Это означает, что кинетическая энергия направленного движения ионов в плазме достигает нескольких сотен электрон-вольт.

Одним из наиболее интересных эффектов, наблюдаемых при мощных импульсных разрядах в легких газах, является возникновение жестких излучений. В 1952 г., вскоре после начала экспериментальных исследований им-

пульсных разрядов, было обнаружено, что при достаточно большой силе тока разряд в дейтерии становится источником нейтронов.

Первые опыты, поставленные для изучения этого явления, показали, что нейтроны появляются в таких условиях, когда максимальная сила тока в разряде достигает 400—500 $\kappa\text{а}$ и начальное давление дейтерия составляет около 0,1 мм рт. ст. Нейтронное излучение наблюдалось в довольно узком интервале давлений, и его интенсивность быстро возрастала при увеличении напряжения на разрядной трубке, т. е. при увеличении максимальной величины тока. Индикатором нейтронов в этих первых экспериментах служила радиоактивность серебряной мишени, помещавшейся в парафиновом блоке вблизи разрядной трубки. Так как можно было предположить, что наблюдаемое нейтронное излучение связано только с бомбардировкой ускоренными дейтонами дейтерия, адсорбированного электродами или стенками трубки, то были поставлены контрольные опыты, которые не подтвердили этого простейшего предположения.

На ранней стадии исследования вполне естественно было допустить, что нейтроны возникают в результате термоядерных реакций в плазме, нагретой до высокой температуры. Этот эффект заранее ожидался, и в пользу такой точки зрения говорило прежде всего то обстоятельство, что он был обнаружен в условиях, полностью соответствующих априорным теоретическим предсказаниям. Наблюдавшаяся в первых опытах зависимость нейтронного излучения от давления и величины тока качественно соответствовала предположению о том, что это явление вызвано термоядерным механизмом. Однако через очень короткий промежуток времени возникли серьезные сомнения в правильности такой привлекательной гипотезы. Они появились после того, как было установлено, что нейтроны возникают и при сравнительно небольших значениях силы тока в разрядах, с максимальной силой тока около 150 $\kappa\text{а}$. Согласно первоначальным расчетам интенсивность термоядерных реакций при силе тока около 150 $\kappa\text{а}$ должна была бы практически равняться нулю.

В дальнейших опытах для регистрации нейтронов были использованы сцинтилляционные счетчики с выходом на осциллограф. При помощи этой методики было уста-

новлено, что нейтроны всегда возникают перед вторым изломом на осциллограмме тока, т. е. в тот момент, когда плазма испытывает вторичное сжатие (рис. 9). В момент первого сжатия плазмы нейтроны не возникают. Испускание нейтронов всегда имеет характер короткого импульса с крутым фронтом. Нарастание этого импульса происходит за несколько десятых микросекунды. Эти основные результаты осциллографического исследования противоречат первоначальному предположению о том, что испускание нейтронов является результатом квазистационарного нагрева плазмы, при котором температура растет пропорционально квадрату силы тока.

В процессе дальнейшего изучения было обнаружено много интересных фактов, относящихся к нейтронному излучению плазмы. В частности, было установлено, что в разрядных трубках специальной конструкции нейтроны могут возникать при довольно больших значениях плотности дейтерия вплоть до начальных давлений порядка нескольких десятков миллиметров рт. ст. Этот факт указывает на то, что нейтронное излучение является весьма нетривиальным эффектом.

Было обнаружено, что импульсный разряд является источником не только нейтронов, но и жестких рентгеновских лучей. Жесткое рентгеновское излучение возникает при прохождении больших токов через водород, дейтерий и гелий. Излучение при разрядах в дейтерий всегда состоит из коротких импульсов. Импульсы, вызываемые нейтронами и рентгеновскими квантами, могут быть точно сфазированы на осциллограммах. При этом оказывается, что они возникают одновременно. Энергия рентгеновских квантов, появляющихся при импульсных электрических процессах в водороде и дейтерии, достигает 300—400 кэв. Следует отметить, что в тот момент, когда возникают кванты с такой большой энергией, напряжение, приложенное к разрядной трубке, составляет всего лишь около 10 кв.

Теоретический анализ сложных явлений, которые происходят в плазме импульсного разряда, пульсирующей под действием электродинамических сил, находится пока в такой стадии, что ряд фактов еще не получил надлежащего объяснения. Однако общая картина процесса постепенно проясняется, и некоторые характерные черты явлений становятся понятными.

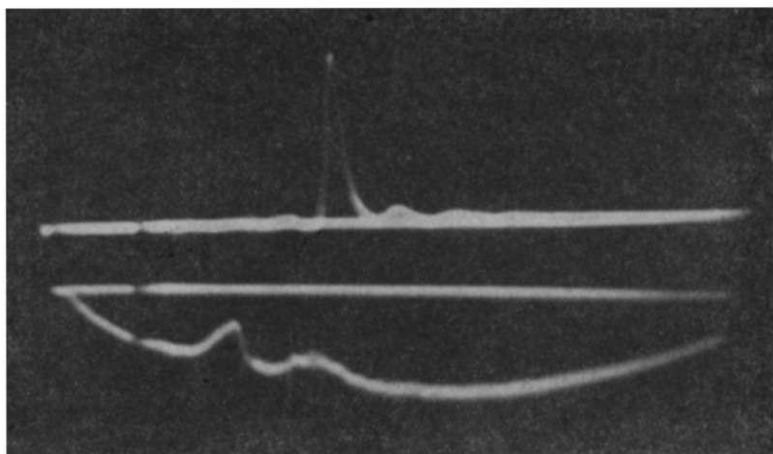


Рис. 9. Осциллограмма тока и нейтронного импульса для разряда в дейтерии при $V_0 = 40$ кв и $P_0 = 5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.

В настоящее время совершенно ясно, что процессы сжатия и расширения плазмы не являются квазистационарными процессами, для которых характерно равновесие сил внешнего и внутреннего давления.

В уравнениях, описывающих динамику импульсного процесса, главную роль играет член, учитывающий изменение количества движения ионизированного газа под действием сил магнитного давления. Поэтому кинетическая энергия направленного движения может на некоторых стадиях процесса значительно превосходить тепловую энергию, сосредоточенную в плазме.

В начальной стадии разряда внутреннее давление в плазме очень мало, поэтому электродинамические силы создают в плазме ускорение, направленное по радиусу к оси разрядной трубки. Работа электродинамических сил расходуется, таким образом, не на повышение температуры, а на сообщение кинетической энергии сходящемуся цилиндрическому слою плазмы. На этой стадии

разрядная трубка работает как своеобразный ускоритель, в котором частицы разгоняются магнитным полем. Так как заряженные частицы разных знаков двигаются с одинаковой скоростью, то при этом ионы приобретают большую кинетическую энергию, в то время как энергия электронов из-за их малой массы почти не изменяется. С точки зрения газодинамики процесс сжатия следует рассматривать как явление, при котором в плазме образуется цилиндрическая ударная волна, сходящаяся к оси. Перед внутренним фронтом этой волны вначале находится нейтральный газ. При движении волны газ увлекается вместе с заряженными частицами плазмы, и одновременно с этим происходит ионизация его атомов. Поэтому масса вещества, приходящего в движение, постепенно возрастает, и общее число электронов и ионов в плазме быстро увеличивается.

Если вычислить скорость, которую сжимающийся газ приобретает в результате работ магнитных сил, то можно определить длительность процесса сжатия. Оказывается, что она должна быть приблизительно пропорциональна величине $\sqrt{\frac{M}{V_0}}$, где M — масса

газа, приходящаяся на единицу длины разрядной трубки, а V_0 — начальное напряжение. Это вполне соответствует эмпирически найденной зависимости, характеризующей длительность промежутка времени от пробоя до первого излома на осциллограмме тока.

Последняя стадия кумулятивного сжатия наступает тогда, когда ускоренная магнитным полем плазма достигает оси. В этот момент значительная часть энергии направленного движения превращается в тепло, что приводит к резкому повышению давления и температуры плазмы. В фазе максимального сжатия температура плазмы достигает величины порядка миллиона градусов. Характер процессов, происходящих в момент максимального сжатия, еще не очень ясен, однако очевидно, что после момента максимальной кумуляции должна возникнуть расходящаяся ударная волна, увлекающая плазму по направлению к стенкам. При возникновении расходящейся волны внутри нее должна образоваться зона разрежения. Расходящаяся волна должна быстро затормозиться под действием сжимающих ток электродинамических сил, благодаря чему вновь наступает фаза сжатия. Она отличается от

первой фазы тем, что при повторном сжатии плотность вещества во внутренней зоне разряда мала, и газ в этой зоне, повидимому, практически полностью ионизирован. Благодаря этому в фазе повторного сжатия создаются условия, благоприятствующие ускорению в продольном электрическом поле некоторой группы ионов и электронов, находящихся вблизи оси разряда, т. е. в той области, где магнитное поле мало. Здесь можно увидеть некоторую аналогию с ускорительным механизмом, предложенным Ферми в теории происхождения космических лучей. Плазма, обладающая высокой электропроводностью, движется вместе со своим магнитным полем и для частиц во внутренней зоне играет роль сходящейся магнитной стенки, от которой запертые внутри нее электроны и ионы многократно отражаются, каждый раз увеличивая свою энергию. Ускорение ионов и электронов в продольном электрическом поле вблизи оси разряда возможно и является той причиной, которая вызывает появление нейтронов и жесткого рентгеновского излучения. Напряженность продольного электрического поля в фазе второго сжатия очень велика. Она может во много раз превосходить величину, обусловленную одним лишь внешним напряжением, приложенным в этот момент времени к разрядной трубке.

Однако следует заметить, что далеко не все стороны этого ускорительного механизма выяснены. Следует отметить, что при некоторых условиях благодаря влиянию полей, создаваемых объемными зарядами, ускорение ионов в продольном электрическом поле оказывается возможным и за пределами центральной зоны разряда. Существенную роль в процессе ускорения частиц в плазме могут играть некоторые виды неустойчивости, свойственные плазменному шнуру. В частности, большое значение для ускорения электронов может иметь один из видов этой неустойчивости, наблюдаемый на опыте. Он заключается в самопроизвольном зарождении продольного магнитного поля в плазме благодаря вихревому закручиванию плазменного шнура.

Если после второго сжатия произойдет еще несколько радиальных колебаний плазменного шнура, то процесс ускорения частиц может несколько раз повториться. На опыте до сих пор удавалось наблюдать не более

трех последовательных колебаний. Это, однако, может объясняться тем, что в некоторый момент времени начинает сказываться взаимодействие плазмы со стенками разрядной камеры, приводящее к испарению материала стенок и появлению заметного количества посторонних газов в объеме.

Мы рассмотрели некоторые черты явлений, обнаруженных при исследовании мощных импульсных разрядов в газах с малой плотностью. Перспективы дальнейшей работы в этом направлении в значительной мере зависят от того, удастся ли создать условия, при которых плазменный шнур будет испытывать во время увеличения тока много-

кратные колебания, не касаясь стенок. Есть серьезные сомнения в том, что это удастся сделать.

Оценивая перспективы различных направлений, которые могут привести к решению задачи получения термоядерных реакций большой интенсивности, мы не можем сейчас полностью исключить дальнейшие попытки достигнуть этой цели путем использования импульсных разрядов. Вместе с тем мы должны тщательно изучать и другие варианты решения задачи. Значительный интерес представляют те, в которых могут быть использованы стационарные процессы.
