

ОМИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ПЛОТНОЙ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

С. Г. Алиханов, Э. Л. Бояринцев, И. К. Конкашбаев, В. А. Корнилов
(Новосибирск)

Изучается возможность омического нагрева водородной плазмы в квазистационарном разряде без внешнего магнитного поля (время разряда 180 мксек, $I_{max} = 160$ ка). Получен устойчивый столб, свободный от примесей, с температурой около 10 эв и плотностью $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Численный расчет процесса нагрева сравнивается с экспериментальными данными.

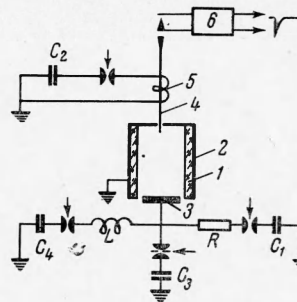
В связи с различными применениями высокотемпературной и достаточно плотной плазмы представляют интерес системы с джоулевым нагревом. На ранней стадии исследований по управляемому термоядерному синтезу изучалась возможность применения для этой цели квазистационарного разряда в прямых и тороидальных трубках. Однако интерес к такому способу нагрева был ограничен уменьшением эффективности нагрева с увеличением температуры. В идеализированном случае — при учете потерь только за счет тормозного излучения электронов и при отсутствии продольного магнитного поля — ток ограничен величиной $\sim 10^6$ а, что соответствует температуре ~ 100 эв. Кроме того, в экспериментах по медленным z-пинчам плазменный шнур еще на ранней стадии нагрева становился жертвой многочисленных магнитогидродинамических неустойчивостей.

Предложенная Альфвеном система с «газовой изоляцией» [1] является попыткой получения устойчивого столба плазмы в простейшей системе z-пинча без продольного магнитного поля. Однако роль холодной оболочки в данном случае сводится в большей степени к уменьшению поступления примесей со стенок, теоретически незначительно увеличивая время развития гидромагнитных неустойчивостей [2]. Опубликованные эксперименты проводились с кратковременным пропусканием тока ($t < 10^{-5}$ сек) и не могли поэтому дать достаточной информации об устойчивости такого разряда.

Из предварительных экспериментов можно было заключить, что столб плазмы с сечением, близким к сечению камеры, макроскопически устойчив. Так как разряд происходил в «грязной» плазме, то в дальнейших экспериментах основное внимание уделялось созданию предварительно нагретой, почти однородной по радиусу, чистой водородной плазмы с температурой выше 1 эв при помощи быстрого импульсного разряда. В плазму, образовавшуюся после протекания этого разряда, вводился основной нагревающий ток длительностью порядка 100 мксек. Скорость нарастания тока выбиралась таким образом, чтобы плазма в основном удерживалась магнитным полем собственного тока.

Причину отсутствия макроскопической неустойчивости плазмы, вопреки предсказаниям теории [3], по-видимому, следует искать в тех свойствах разряда в плотной плазме, которыми пренебрегается в упрощенной магнитогидродинамической модели. Можно предположить, что при определенных условиях неустойчивые моды хотя и присутствуют, но вследствие нелинейных эффектов (конечная проводимость, диссипативные процессы, излучение и т. д.) амплитуда их существенно ограничена.

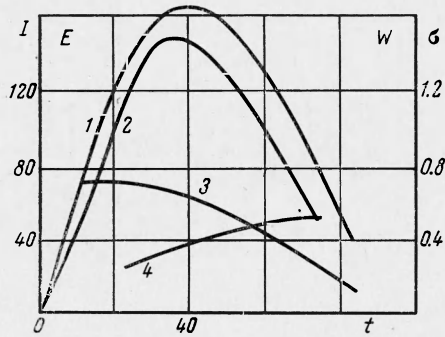
1. Схема экспериментальной установки представлена на фиг. 1. Разряд осуществлялся в керамической камере 1 с внутренним диаметром 5 см и высотой, равной 15 см. Эта камера впрессовывалась в стальной цилиндр 2, который являлся обратным токопроводом. Опыты проводились в водороде при начальном давлении 20 мм рт. ст. Предварительно плазму получали при помощи быстрого импульсного разряда с током 100 ка. Для обеспечения пробоя газового промежутка на некотором расстоянии от стенок камеры использовался слаботочный разряд (0.5а) между потенциальным электродом 3 и подвижной частью заземленного электрода 4. Подвижный электрод представлял собой стальной стержень диаметром 0.2 см, который в исходном состоянии находился на расстоянии 0.2 см от электрода 3. Стержень приводился в движение при помощи электродинамического «молотка» 5; время движения 7 мсек. Выйдя из рабочей камеры, подвижный электрод в конечном положении запускал схему готовности 6, которая выдавала инициирующий импульс для включения быстрого импульсного разряда. В плазму, образовавшуюся после протекания этого разряда с регулируемой задержкой до 10 мксек от начала быстрого разряда, вводился ток батареи конденсаторов ($C_4 = 1.5 \cdot 10^{-3}$ ф, $U = 5$ кв). Скорость нарастания этого основного тока регулировалась включением соответствующей индуктивности L и составляла 5 ка/мк сек, а величина амплитуды тока варьировалась до 200 ка.



Фиг. 1. Схема установки

В эксперименте проводились: скоростная фотосъемка разряда, временная развертка спектра излучения, измерялось газокинетическое давление, продольное электрическое поле и компоненты магнитного поля.

Поведение плазменного столба изучалось при помощи установки СФР-2М. Съемка в режиме фоторегистратора велась через кварцевое окно поперечной щели камеры, а в режиме «луны времени» — через ряд отверстий ($d = 0.2$ см) в стенке стального цилиндра. В последнем случае керамическая камера заменялась камерой из органического стекла. В обоих видах развертки применялся фильтр, поглощающий красную часть спектра (более 5000 \AA).



Фиг. 2. Электрические характеристики разряда (t , мксек); $p_0 = 20$ мм рт. ст. Водород. 1 — ток I , ка; 2 — мощность W , Мвт/см³, вкладываемая в плазму; 3 — напряженность электрического поля E , в/см; 4 — проводимость плазмы σ , мо/см

кости, перпендикулярной оси камеры, повышало чувствительность измерений и давало возможность следить за развитием с точностью до 0.05 см.

Газокинетическое давление измерялось пьезодатчиками в пристеночной области и на оси камеры вблизи электрода. Датчики вместе с измерительной аппаратурой находились под потенциалом плазмы. Пьезодатчик состоял из цилиндра титаната бария диаметром 1 см и высотой 0.2 см и акустически согласующего латунного стержня длиной 50 см.

В конструкции датчика была устранена возможность появления механических деформаций, приводящих к искажению импульса давления.

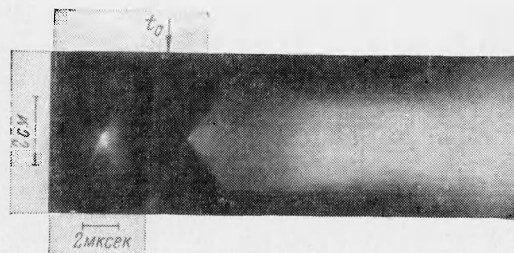
Проверка частотных свойств и чувствительности датчиков производилась на ударной трубе.

Продольное электрическое поле измерялось в центральной части камеры двойными штыревыми или кольцевыми электродами, удаленными друг от друга на расстояние 1 см.

Ток разряда регистрировался калиброванным поясом Роговского, а напряжение — при помощи емкостного делителя.

2. На фиг. 2 приведены кривые тока, напряженности электрического поля и мощности $W = jE$, вводимой в плазму. Ток практически затухает в течение первого полупериода, так что основная доля энергии (9 кдж) вкладывается за первый полупериод и составляет 55% запасенной.

На СФР-грамме основного разряда (фиг. 3) видна фаза кумуляции и расхождения ударной волны предварительного разряда. Затем виден нерасширяющийся устойчивый столб основного разряда, область свечения которого равна примерно половине сечения камеры, что согласуется с эффективным сечением токового канала, определенным из измерений давления. Кадры сверхскоростной киносъемки разряда также подтверждают отсутствие колебаний. Появляющаяся затем (после 20 мксек) мощная вспышка свечения по всей камере делает дальнейшее наблюдение токового канала невозможным.

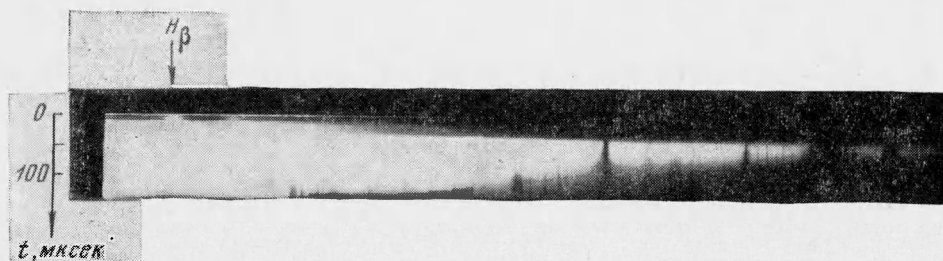


Фиг. 3. Непрерывная развертка разряда

Заметим, что все экспериментальные данные здесь и в дальнейшем приведены для водорода с начальным давлением $p_0 = 20 \text{ mm Hg}$ при основном токе $I_0 = 160 \text{ ка}$ и токе быстрого импульсного разряда $I_B = 100 \text{ ка}$, с частотой $f_B = 500 \text{ кгц}$.

Анализ зондовых измерений азимутальных и аксиальных составляющих напряженности магнитного поля показал, что радиальные смещения плазменного шнура не наблюдаются в течение почти всего времени протекания тока, за исключением небольших осцилляций ($\Delta r \sim 0.2 \text{ см}$) в начале разряда.

На основании СФР-грамм и зондовых измерений можно сделать вывод об отсутствии макроскопических неустойчивостей столба плазмы.



Фиг. 4. Развертка спектра излучения во времени; H_β — водородная линия серии Бальмера (4861 \AA)

Оптические исследования показывают, что в начале разряда в спектре излучения наблюдаются линии водорода и сплошной спектр в видимой и ультрафиолетовой областях ($6000\text{—}2600 \text{ \AA}$). Примерно после 20 мксек от начала тока наблюдаются мощная вспышка континуума и линии примесей со стенок, переходящие в дальнейшем в линии поглощения (фиг. 4).

Из измерений давления следует, что в максимуме тока газокинетическое давление не полностью уравновешивается магнитным полем и частично (25%) удерживается стенками.

На основании полученных данных можно составить следующую картину развития разряда. К моменту включения основного тока в камере имеется почти однородная частично ионизованная водородная плазма. Из-за существующего небольшого градиента температуры с самого начала разряда формируется токовый канал, с сечением примерно равным половине сечения камеры. Баланс энергии в столбе плазмы определяется джоулевым нагревом и излучением. Энергия излучения идет на подогрев холодных слоев плазмы вне токового канала и на испарение и нагрев вещества стенок, в пользу чего свидетельствует появление линий примесей и возрастание давления на стенках при почти постоянном сечении проводящего столба плазмы. Временная зависимость мощности, вводимой в плазму, оказалась такой, что радиус шнура оставался постоянным в течение всего процесса протекания разряда.

3. Для проверки основных представлений о механизме сильноточного разряда рассмотрим простейшую модель разряда в цилиндрической камере радиуса R_0 . Используя цилиндрическую систему координат, будем считать, что все характеристики столба плазмы не зависят от z и ϕ , а зависят только от r , что справедливо для длинного столба, когда приэлектродными процессами можно пренебречь.

В действительности это не совсем так, потому что отношение длины камеры к радиусу столба равно примерно 6.

Воспользуемся каналовой моделью разряда. Обычно принято делить столб плазмы на проводящий канал I радиуса R_1 с постоянной температурой по радиусу и окружающую его оболочку холодного газа 2.

Предположение о постоянстве температуры по радиусу в проводящем канале оправдано большой теплопроводностью.

При этом плотность тока постоянна, а распределение температуры T и давления p газа показано на фиг. 5.

Из оценки разности электронной и ионной температур по передаче энергии [4]

$$\frac{T_e - T_i}{T} \approx \frac{j^2 m_i}{e^2 n^2 T} \sim 10^{-2} \quad (3.1)$$

следует, что с достаточной степенью точности

$$T_e = T = T$$

Составим уравнение баланса энергии для оболочки. Столб плазмы нагревается джоулевым теплом и охлаждается излучением и теплопроводностью. При наших условиях мощность потерь тепла на теплопроводность мала по сравнению с мощностью излучения, поэтому теплопроводностью оболочки можно пренебречь. Таким образом, давление в оболочке определяется в основном поглощением излучения токового канала и поступлением вещества, испаренного со стенок излучением. Для простоты будем считать, что энергия излучения поглощается в оболочке и с некоторым коэффициентом γ превращается в давление. Порядок величины этого коэффициента можно оценить, считая, например, температуру области (2) постоянной. При этом изменение давления

$$\Delta p_2 = T \Delta n, \quad \Delta n = n \frac{W_r}{J + p_2}$$

Здесь J — потенциальная энергия испарения и ионизации; p_2 — давление в оболочке; W_r — мощность излучения из токового канала. Отсюда для коэффициента рекуперации имеем

$$\gamma = \frac{p_2}{J + p_2} \approx 0.1$$

Следовательно, уравнение баланса энергии на единицу длины

$$\frac{3}{2} \frac{dp_2}{dt} (\pi R_0^2 - \pi R_1^2) - \frac{5}{2} p_2 \frac{d}{dt} (\pi R_0^2 - \pi R_1^2) = \gamma W_r \pi R_1^2 \quad (3.2)$$

Составим уравнение баланса энергии для токового канала. Будем полагать, что плазма в канале с самого начала полностью ионизована. Так как проводимость [5] и полная мощность излучения резко спадают при температуре ниже $T_0 \approx 1$ эв, то это обстоятельство можно учесть, аппроксимировав кривую мощности излучения функцией

$$W_z(T < T_0) = 0, \quad W_r(T > T_0) = W_r$$

Фиг. 5. Распределение давления и температуры в каналовой модели

Плотность электронов в разряде может быть около 10^{18} см⁻³ (исходя из начального давления 20 мм рт. ст.), поэтому при температурах 1—5 эв излучение при рекомбинации на основной уровень может быть заперто. Так как в каналовой модели температура по радиусу постоянна, то возможность использования уравнения переноса излучения исключена, и поэтому мощность потерь энергии на излучение учтем более простым образом, считая, что плазма излучает как черное тело в интервале частот ν' , ν'' , где $k(\nu) r \gg 1$. Точность при такой замене достаточна.

Таким образом, мощность излучения можно записать в виде

$$W_r = \varepsilon_* + \varepsilon_r + \frac{2}{R_1} 2\pi \int_{\nu'}^{\nu''} \varepsilon(\nu) d\nu + 4\pi \int_{\nu''}^{\infty} \varepsilon_L(\nu) d\nu \quad (3.3)$$

Здесь $\varepsilon(\nu)$ — функция Планка; $\varepsilon_L(\nu)$ — спектральная плотность мощности Лаймановского континуума; ε_* — мощность тормозного излучения; ε_r — мощность рекомбинационного излучения при переходах на уровни с главным квантовым числом, большим 1.

Уравнение баланса энергии для токового канала

$$\frac{3}{2} \frac{dP}{dt} + \operatorname{div} \left(\frac{3}{2} P \mathbf{V} \right) + P \operatorname{div} \mathbf{V} = \operatorname{div} \mathbf{q} \quad \left(\operatorname{div} \mathbf{q} = \frac{j^2}{\sigma} - W_r, \sigma = \sigma_0 T^{3/2} \right) \quad (3.4)$$

проинтегрируем по сечению, считая плотность тока постоянной по радиусу и давление соответственно параболическим. Если время разряда меньше времени скинирования, то, согласно работе [6], можно полагать

$$\mathbf{V} = \mathbf{r} = v_0 \mathbf{r} / R_1.$$

После интегрирования уравнение (4) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \frac{dp_2}{dt} \pi R_1^2 + \left(\frac{5}{2} p_2 + \frac{1}{4} p_1 \right) \frac{d(\pi R_1^2)}{dt} + \frac{3}{4} \frac{d}{dt} (p_1 \pi R_1^2) = \\ = \frac{I^2}{\sigma \pi R_1^2} - W_r \pi R_1^2 \quad \left(p_1 = \frac{I^2}{\pi R_1^2} \right) \end{aligned} \quad (3.5)$$

Температура плазмы в токовом канале радиуса R_1 определяется из условия

$$\int_0^{R_1} n(r) 2\pi r dr = N_0$$

и равна

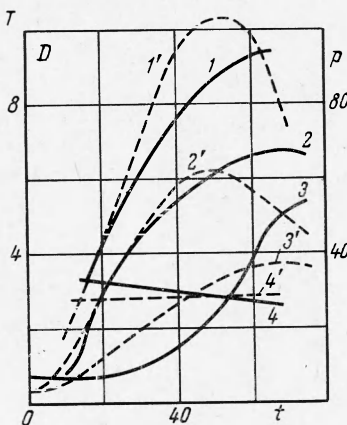
$$\bar{T} = \frac{p_2 + 1/2 p_1}{p_2} \frac{\pi R_1^2(t)}{\pi R_1^2(t=0)} T_0 \quad (3.6)$$

В расчете задавался полный ток, измеренный при эксперименте, форма которого достаточно хорошо аппроксимируется синусоидой. Уравнения (3.2) и (3.5) решались численно.

Коэффициент рекуперации γ , определенный из сравнения численного решения с экспериментальными данными, равен 0.05. Измерение концентрации электронов по Штарк-эффекту возможно только в начале разряда с ошибкой, превышающей обычные 20% вследствие градиентов температуры и плотности по радиусу.

Согласие экспериментальных данных с расчетом достигается при плотности в токовом канале $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что примерно совпадает со значением концентрации электронов 10^{18} см^{-3} , измеренной по штарковскому уширению H_β в начале разряда. На

Фиг. 6. Сравнение экспериментальных данных с расчетными. Максимум основного тока соответствует 37 мксек. Сплошные кривые — экспериментальные, пунктирные — расчетные; 1 и 1' — температура, 2 и 2' — давление на оси, 3 и 3' — давление в пристеночной области, 4 и 4' — диаметр токового канала



фиг. 6 приведены графики давления p атм, температуры T_0 эв и диаметра плазменного шнура D см, полученные при расчете. Там же нанесены экспериментальные данные. Различие экспериментально измеренных и вычисленных величин лежит в пределах ошибки эксперимента ($\Delta p / p \approx 20\%$, $\Delta T / T \approx 20\%$). Кроме того, различие расчета с экспериментом (особенно в конце процесса разряда) может быть объяснено упрощениями. В частности, γ полагалась постоянной, хотя в действительности по мере увеличения концентрации примесей в оболочке коэффициент поглощения излучения, а следовательно, и коэффициент рекуперации увеличивается.

В заключение авторы благодарят Г. И. Будкера за внимание и поддержку и Т. С. Мельникову — за помощь в спектроскопических измерениях.

Поступила 18 III 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Alfvén H., Smars E. A. Gas-Insulation of a Hot Plasma. Nature, 1960, vol. 188, p. 801.
2. Murty G. S. Influence of Surrounding Neutral Medium on the Stability of a Fluid Cylinder Carrying an Axial Current. Arkiv Fysik, 1961, vol. 19, p. 511.
3. Кадомцев Б. В. Гидромагнитная устойчивость плазмы. Вопросы теории плазмы, Госатомиздат, 1963, вып. 2.
4. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме. Вопросы теории плазмы. Госатомиздат, 1963, вып. 1.
5. Gresing D. Transport Properties of Hydrogen. Amer. Inst. Aeronaut. Astron., 1965, vol. 3., p. 1422.
6. Брагинский С. И., Шафранов В. Д. Плазменный шнур при наличии продольного магнитного поля. Сб. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций», Изд-во АН СССР, 1958, т. 2.