

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

S. I. Andreev, T. V. Gavrilova, Исследование импульсного стабилизированного разряда в воздухе при давлении свыше 100 ат ,
ТВТ, 1974, Volume 12, Issue 6, 1293–1297

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt7480>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.175

May 14, 2025, 02:43:04



УДК 533.9.07

**ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО СТАБИЛИЗИРОВАННОГО
РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ ПРИ ДАВЛЕНИИ СВЫШЕ 100 ат**

*С. И. Андреев, Т. В. Гаврилова**

Для исследования физических свойств плазмы при давлениях выше 100 ат и температурах до 20 000° К необходимо создание специального источника. Существенную трудность представляет при этом получение оптически прозрачного слоя плаз-

* В разработке конструкции источника плазмы и предварительных экспериментах принимала участие М. В. Засолоцкая.

мы с надежно контролируемым пространственным распределением температуры (T , °К) и плотности (ρ , г/см³). Имеющиеся источники, использующие электрические дуги [1–3], адиабатическое сжатие газа [4], разряды с испаряющейся стенкой [5, 6], ударные трубы [7, 8] и мощные импульсные разряды в газах [9, 11] (см. также [12]) представляются нам мало пригодными для решения этой задачи.

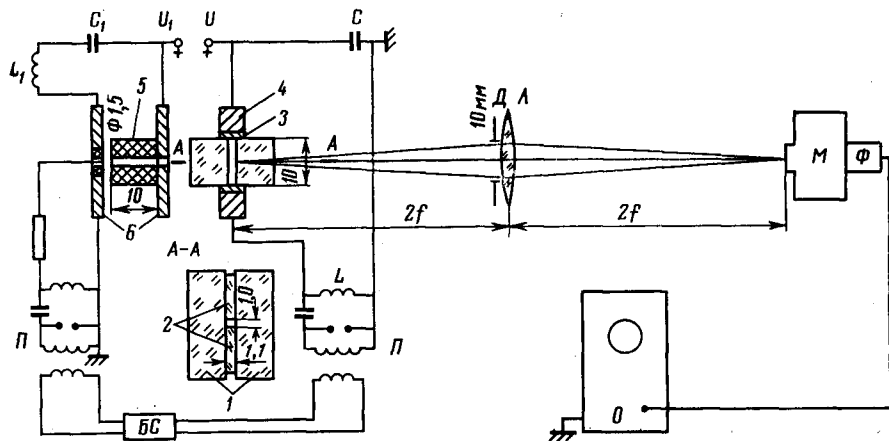


Рис. 1. Конструкция источника плазмы и оптическая схема измерения температуры. Источник плазмы:

1 — кварцевые пластины; 2 — кварцевые прокладки; 3 — платиновые электроды; 4 — вольфрамовый цилиндр; $C=3,75$ мкф, $L=51$ мкгн. Просвечивающий источник: 5 — фторопластовый напильник; 6 — стальные электроды; $C_1=0,1$ мкф; $L_1=0,1$ мкгн, $u_1=20$ кв; М — монохроматор ДМР-4; $f=120$ мм — фокусное расстояние ахромата Δ ; D — диафрагма; Ф — фотоэлектронный умножитель ФЭУ-53М; О — двухлучевой осциллограф ОК-17; П — поджиги; БС — блок синхронизации

В данной работе исследуется импульсный разряд, стабилизированный кварцевыми стенками, который удовлетворяет указанным выше требованиям. Замкнутость объема, в котором развивается разряд, позволяет получать высокое давление плазмы. Целесообразно выбрать прямоугольное сечение разрядной кюветы, чтобы тщательно исследовать распределение T и ρ в тонком пристеночном слое. При этом открывается возможность контролировать процесс испарения кварца со стенок.

Конструкция источника плазмы и оптическая схема для определения температуры приведены на рис. 1. Плазменный объем размером $1,0 \times 1,1 \times 10$ мм³ ограничен двумя кварцевыми пластинами 1 размером $10 \times 10 \times 30$ мм³ и двумя прямоугольными кварцевыми прокладками 2 размером $1,1 \times 10 \times 10$ мм³. Обработка поверхностей пластин и прокладок обеспечивала при их сжатии образование оптического контакта. Это исключало возможность появления щелей между ними.

Плоские полированные электроды из платины 3 приваривались точечной сваркой к вольфрамовым цилиндрам 4 и плотно закрывали с торцов плазменный объем (сжатие указанных элементов конструкции осуществлялось струбцинами, которые на рис. 1 не показаны). Режим разряда был близок к аperiодическому с амплитудой тока, достигающей 330 а, и длительностью ~ 50 мксек. Начальное напряжение на конденсаторе варьировалось от 1,0 до 2,2 кв. Тем самым достигалось соответствующее изменение температуры. Размеры объема и режим разряда выбирались таким образом, что в момент времени, соответствующий максимуму температуры, газодинамическое движение отсутствовало, т. е. давление p равномерно распределялось по объему. Начальное давление воздуха p_0 составляло 1 ат. Расширение искрового канала приводило к заполнению сечения кюветы за время, не превышающее 1 мксек, а радиальные колебания плотности прекращались меньше, чем за 5 мксек. Контролировать наличие квазистационарности оказалось возможным по стабильности импульса излучения из пристеночного слоя толщиной порядка 10^{-1} мм.

Температура плазмы определялась из уравнения переноса излучения. Его решение для однородного слоя имеет вид

$$b_{\lambda} = b_{\lambda p} (1 - e^{-\tau_{\lambda}}). \quad (1)$$

Здесь b_{λ} — спектральная яркость источника, $вт/см^2$ стер.А; τ_{λ} — оптическая толщина плазменного слоя; $b_{\lambda p}$ — яркость равновесного излучения, однозначно зависящая от температуры. Достаточно измерить яркость b_{λ} и прозрачность плазмы $e^{-\tau_{\lambda}}$, чтобы определить $b_{\lambda p}(T)$, а по ней найти и температуру плазмы T .

Измерения проводились фотоэлектрическим методом на трех длинах волн $\lambda=570, 585$ и 644 нм ($\Delta\lambda=0,6$ нм). Амплитуда сигнала яркости b_λ сравнивалась с величиной сигнала от эталонного источника света ЭВ-45, излучающего в широком интервале длин волн по закону Планка с температурой $(40\,000 \pm 1000)^\circ\text{K}$ [13]. Прозрачность плазмы измерялась при просвечивании ее в момент максимума яркости коротким импульсом с крутым фронтом. Источник просвечивания схематически показан на рис. 1. На рис. 2 приведены осциллограммы, показывающие измерение прозрачности.

Величина $e^{-\tau_\lambda}$ представляет собой отношение амплитуд просвечивающего сигнала после прохождения слоя плазмы 2 и в отсутствие ее 1.

Температура, определенная по этим данным из уравнения (1), соответствует истинной только в случае однородного слоя. Если слой неоднороден, то для нахождения температуры в любой его точке следует знать, как меняются яркость и прозрачность плазмы от середины к краям. Для этого поперечно перемещали плазменный объем относительно щели монохроматора (x — координата этого перемещения, отсчитываемая от оси плазменного столба). Разрешение оптической схемы позволяло получить распределения яркости $b_\lambda(x)$ и прозрачности плазмы $e^{-\tau_\lambda}(x)$ с шагом $0,1$ мм. Далее обычным методом разбиения сечения на однородные зоны находилось распределение истинной температуры плазмы T по сечению (рис. 3).

Малая величина погрешности непосредственных измерений определялась высокой стабильностью регистрируемых импульсов излучения. Полученные значения температуры в центре плазменного столба T_c при различных начальных напряжениях приведены в таблице. Полученные данные обрабатывались методом наименьших квадратов. Погрешность результатов не превышала (4–6)% (доверительная вероятность $\alpha=0,9$).

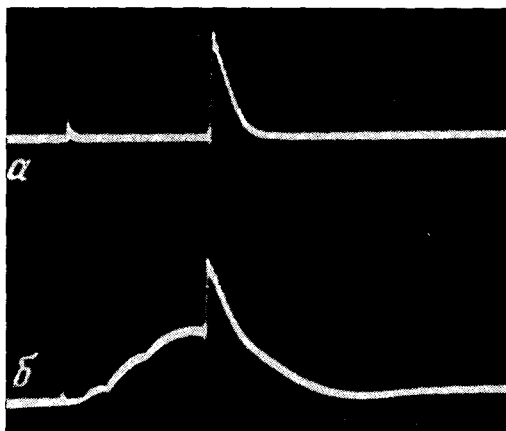
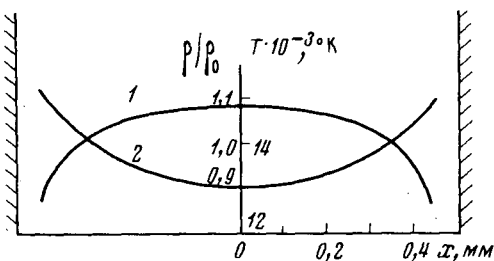


Рис. 2. Осциллограммы спектральной плотности яркости:

a — просвечивающий импульс (длительность по основанию ~ 7 мксек); *b* — просвечивающий импульс, ослабленный плазмой (его амплитуда отсчитывается от уровня собственного излучения плазмы)

Рис. 3. Распределение температуры плазмы (кривая 1) и относительной плотности ρ/ρ_0 ($\rho_0=1,29 \cdot 10^{-3}$ г/см³) (кривая 2) по сечению. Давление по сечению постоянно $p=(108 \pm 7)$ ат, $U=1,4$ кв



Давление и плотность плазмы определялись расчетным методом в предположении, что химический состав и масса газа не меняются при нагревании. Это предположение в наших условиях можно считать выполненным.

Хотя конструкция источника и не является вакуумно герметичной, однако обеспечивает пренебрежимо малый уход газа из объема за время разряда. Это достигается

$u, \text{кв}$	1,0	1,4	1,8	2,2
$T_c \cdot 10^{-3}, ^\circ\text{K}$	$13,4 \pm 0,8$	$14,9 \pm 0,6$	$16,5 \pm 0,6$	$18,1 \pm 0,8$
$\rho_c \cdot 10^3, \text{г/см}^3$	$1,16 \pm 0,05$	$1,18 \pm 0,04$	$1,14 \pm 0,03$	$1,14 \pm 0,04$
$p, \text{ат}$	93 ± 7	108 ± 7	125 ± 8	147 ± 9
$n_e \cdot 10^{-18}, \text{см}^{-3}$	1,36	2,82	5,30	8,60

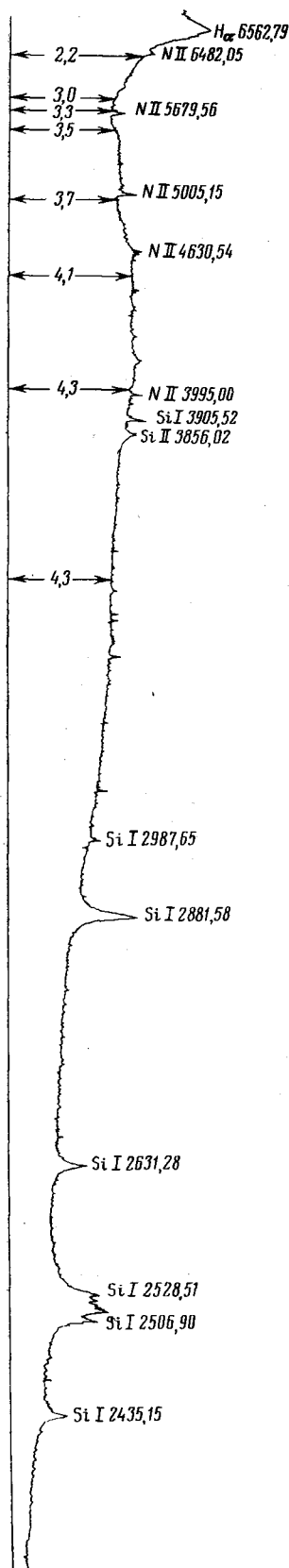


Рис. 4. Спектр излучения исследуемого разряда ($T = 14\,900\text{ K}$, $p = 108\text{ ат}$). Спектрограф ИСП-30. Пленка КН-4С. Стрелками указаны значения $\int_0^\infty b_\lambda dt$ в $10^{-5}\text{ Дж/см}^2\text{стерА}$

ся благодаря высокому качеству обработки кварцевых пластин и прокладок, а также достаточно сильному прижиму электродов к кварцу. Нарушение герметизации легко обнаруживалось по значительному уменьшению сигнала b_λ , а также по резкому изменению характера спектра: на более слабом фоне появлялись многочисленные линии. Кроме того, сделать вывод об отсутствии выдувания у электродов можно было и по форме пятна, образующегося на полированных поверхностях электродов после серии опытов.

Поступление в плазму материалов стенки и электродов контролировалось спектроскопически. Линии платины в спектре не наблюдались (рис. 4) ни при одном из рабочих режимов. При длительностях $\sim 10\text{ мксек}$ этого можно было ожидать, основываясь на данных [14], где изучалось время, необходимое для появления линий материала электродов (платины) в спектре излучения искры в воздухе при использовании разрядного промежутка длиной $0,1\text{ см}$. Кроме того, из данных [15–17] следует, что пары материала электродов образуются при давлении ниже 100 ат , и поэтому не могут попасть в область горячей плазмы с более высоким давлением. По той же причине испаряющийся со стенок кварц тоже должен возбуждаться и излучать позднее максимума температуры, когда давление плазмы понижается*. Экспериментально действительно наблюдалось значительное запаздывание излучения линий кремния по отношению к излучению линий азота.

Условия неизменности массы и постоянства давления по сечению определяются равенствами

$$\sum_{i=1}^n \rho_i S_i = \rho_0 S,$$

$$\rho_1 T_1 (1 + z_1) = \rho_2 T_2 (1 + z_2) = \dots = \rho_n T_n (1 + z_n) = p \cdot \mu / R. \quad (2)$$

Здесь S_i — площади зон, см^2 ; S — площадь сечения плазменного столба, содержащего n зон, $R = 8,314\text{ Дж/град} \cdot \text{моль}$, $\mu = 28,97$; $z = z(T)$ — относительное увеличение концентрации частиц, связанное с их диссоциацией и ионизацией, взятое по данным таблиц [19]. Эта система равенств при использовании n измерений температуры (на различных расстояниях от стенки) позволяет найти p и распределение ρ по сечению. Для одного из режимов распределение относительной плотности ρ/ρ_0 по сечению показано на рис. 3. В таблице приведены значения плотности в центре плазменного столба $\rho_{\text{ц}}$ для всех режимов, а также рассчитанные величины давления с указанием погрешности. Там же приведены значения электронной концентрации n_e , взятые по таблицам [19].

Таким образом, описанный источник позволяет получать оптически прозрачную плазму без заметного влияния примесей при давлениях свыше 100 ат с равномерным и надежно контролируемым распределением ее температуры и плотности. Благодаря этому он может быть использован для изучения физических свойств плотной плазмы.

* Следует отметить, что потенциалы ионизации платины и кремния близки: $I_0(\text{PtI}) = 8,15\text{ эв}$, $I_0(\text{SiI}) = 8,96\text{ эв}$. Близки также энергии возбуждения последних линий [18]: $E_b(\text{PtI}_{3064,7}) = 4,0\text{ эв}$ и $E_b(\text{SiI}_{2881,6}) = 5,1\text{ эв}$.

В этом источнике были проведены исследования оптических, транспортных и термодинамических свойств плазмы воздуха, которые будут опубликованы отдельно.

Ленинград

Поступило в редакцию
18 IX 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. *H. Maesker. Z. Naturforsch., 11a, 457, 1956.*
2. *А. Е. Шейншлин, Э. И. Асиновский, В. А. Батулин, В. М. Батенин. Ж. техн. физ., 33, 1169, 1963.*
3. *Э. И. Асиновский, Е. В. Дрозанова, А. В. Кириллин, А. Н. Лагарьков. Теплофизика высоких температур, 5, 739, 1967.*
4. *Э. И. Асиновский, А. В. Кириллин, Ю. С. Коршунов, А. Т. Кунавин. В сб. III Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Изд. МГУ, 1971, стр. 131.*
5. *Л. Д. Горшкова, В. А. Горшков, И. В. Подмошенский. Теплофизика высоких температур, 7, 1, 1968.*
6. *Н. Н. Огурцова, И. В. Подмошенский. В сб. Низкотемпературная плазма. «Мир», 1967, стр. 432.*
7. *Е. М. Кудрявцев, Н. Н. Соболев, Л. Н. Туницкий, Ф. С. Файзуллоев. Тр. ФИАН СССР, 18, 159, 1962.*
8. *Е. Н. Амбарцумян, П. В. Ионоу, А. А. Коньков. В сб. Исследования по физической газодинамике (под ред. А. С. Предводителя). «Наука», 1966, стр. 62.*
9. *Р. В. Митин, Ю. Р. Князев, В. И. Петренко, С. Е. Боровик. Ж. техн. физ., 35, 1214, 1965.*
10. *В. С. Комельков, Д. С. Парфенов. Докл. АН СССР, 111, 1215, 1956.*
11. *С. И. Андреев, Р. А. Лууконен. В сб. III Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Изд. МГУ, 1971, стр. 188.*
12. *Г. Грим. Спектроскопия плазмы. Атомиздат, 1969.*
13. *М. И. Демидов, Н. Н. Огурцова, И. В. Подмошенский. Оптико-механ. пром., № 1, 1, 1960.*
14. *Т. Ф. Зыкова. В сб. Спектроскопия. Методы и применение. «Наука», 1964, стр. 47.*
15. *С. Л. Манделштам, Н. К. Суходрев, В. П. Шабанский. Материалы X Всес. совещания по спектроскопии, 2, 148, Львов, 1958.*
16. *Н. К. Суходрев. Тр. ФИАН СССР, 15, 123, 1961.*
17. *Л. И. Гречишин, Л. Я. Минько. В сб. Генераторы низкотемпературной плазмы. «Энергия», 1969, стр. 155.*
18. *А. Н. Зайдель. Основы спектрального анализа. «Наука», 1965.*
19. *Н. М. Кузнецов. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. «Машиностроение», 1965.*