

- А. М. Розанова, В. А. Русаков. ЖЭТФ, 40, 1618 (1961); Phys. Rev. Letters, 6, 552 (1961); М. Х. Аникина, М. С. Журавлева, Д. М. Котляревский, З. Ш. Манджавидзе, А. Н. Мествиришвили, Д. В. Нягу, Э. О. Оконов, Н. И. Петров, В. А. Русаков, Г. Г. Тахтамышев, Л. В. Чхаидзе, У. Цзун-фань. ЖЭТФ, 46, 59, 1964; Д. М. Котляревский, А. Н. Мествиришвили, Д. В. Нягу, Э. О. Оконов, Н. И. Петров, В. А. Русаков, Л. В. Чхаидзе, У. Цзун-фань. «Ядерная физика», 1, 1035 (1965).
64. В. П. Дзелепов, В. П. Дмитриевский, Б. И. Замолотчиков, В. В. Кольга. «Успехи физ. наук», 85, 651 (1965).
65. В. Г. Соловьев. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. М., Госатомиздат, 1963.
66. Н. Н. Боголюбов, В. В. Толмачев, Д. В. Ширков. Новый метод в теории сверхпроводимости. М., Изд-во АН СССР, 1958.
67. V. G. Soloviev. Atom. Energy Rev., 3, 117 (1965).
68. Программы и тезисы ежегодных всесоюзных совещаний по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Минск, 1965; Москва, 1966; Киев, 1963; Тбилиси, 1964 и др.).
69. Л. А. Малов, С. М. Поликанов, В. Г. Соловьев. Препринт ОИЯИ Е-2115. Дубна, 1965.
70. И. Бланк, И. Улегла. Препринт ОИЯИ Е-2047. Дубна, 1965.
71. Препринт ОИЯИ Е-2214. Дубна, 1965; И. Квитек, Ю. П. Понов, Ю. В. Рябов. «Ядерная физика», 2, 677 (1965); Ван Ши Ди, Ван Юн-чан, Е. Дерменджиев, Ю. В. Рябов. «Атомная энергия», 19, 43 (1965).
72. Ю. А. Александров, Г. М. Самосват. Препринт ОИЯИ Р-2495. Дубна, 1966.
73. В. Д. Ананьев, И. М. Матора, Г. Н. Погодаев, В. Т. Руденко, Е. П. Шабалин, Ф. Л. Шапиро, И. М. Фрэнк. Препринт, ОИЯИ 2372. Дубна, 1965; В. Д. Ананьев, П. С. Анцупов, С. П. Капица, В. Н. Милехин, И. М. Матора, Л. Меркулов, Р. В. Харьзов. Препринт ОИЯИ Р-2313. Дубна, 1965.
74. P. Draghicescu, V. I. Lushnikov, V. G. Nukolenko, Yu. V. Taran, F. L. Shapiro. Phys. Letters, 12, 334 (1964); В. П. Алфименков, В. И. Лушиков, В. Г. Николеньков, Ю. В. Таран, Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ Р-2209. Дубна, 1965.
75. А. В. Громов, К. Кашлик, А. П. Кобзев, К. Недведюк, В. И. Салацкий, И. В. Сизов. Препринт ОИЯИ Р-2184. Дубна, 1965; Ван Нен-мин, Б. Г. Новацкий, Г. М. Осетинский, Цзен Най Гун, Н. А. Чепурченко. Препринт ОИЯИ Р-2323. Дубна, 1965.
76. Е. Д. Донец, В. А. Щеголев, В. А. Ермаков. «Атомная энергия», 16, 195 (1964); Г. Н. Флоров, Ю. Ц. Оганесян, Ю. В. Добанов, В. И. Кузнецов, В. А. Друин, В. П. Перельгин, К. А. Гаврилов, С. П. Третьякова, В. М. Плотно. Препринт ОИЯИ Д-1818. Дубна, 1964.
77. В. А. Карнаухов, Г. М. Тер-Акопян, В. Г. Субботин. Препринт ОИЯИ Р-1072. Дубна, 1962.
78. С. М. Поликанов, В. А. Друин, В. А. Карнаухов, В. Л. Михеев, А. А. Плеве, Н. К. Скобелев, В. Г. Субботин, Г. М. Тер-Акопян, В. А. Фомичев. ЖЭТФ, 42, 1464 (1962).
79. W. Grochalski, T. Kwiesińska, Lian Go-chan, E. Lozyński, I. Maly, L. K. Tarasov, V. V. Volkov. Proc. 3 Conf. on Reactions between Complex Nuclei. Edited by A. Ghiorso, R. M. Diamond, H. E. Couzetti. Los Angeles Univ. California Press, 1963 p. 12.
80. V. S. Barashenkov, V. A. Belyakov, E. I. Bubelev, Wang Shou-feng, V. M. Maltsev, Ten Gun, K. D. Tolstov. Nucl. Phys., 9, 74 (1958).
81. Л. С. Ажгирей, И. К. Взорев, В. П. Зрелов, М. Г. Мещеряков, Б. С. Неганов, А. Ф. Шабудин. ЖЭТФ, 33, 1185 (1957).
82. Д. И. Блохинцев. ЖЭТФ, 33, 1295 (1957).
83. В. В. Голиков, И. Жуковская, Ф. Л. Шапиро, А. Шкатула, Е. Яник. Proc. Conf. on Inelastic Scattering of Neutrons. Vol II. Vienna, IAEA, 1965, p. 201; А. Байорек, Т. А. Мачехина, К. Парлиньски. Там же, стр. 355; И. Сосновская, Е. Сосновский, С. В. Киселев, Р. П. Озеров. Там же, стр. 513; Д. И. Блохинцев. «Атомная энергия», 10, 317 (1961); В. А. Бирюков, М. М. Лебеденко, А. М. Рыжов. Объединенный институт ядерных исследований. М., Госатомиздат, 1960.

Влияние винтового магнитного поля на омический нагрев плазмы в установке С-1 *

П. И. БЛИНОВ, Б. И. ГАВРИЛОВ, П. А. ЧЕРЕМНЫХ, Н. М. ЯШИН

УДК 533.9

Приведены экспериментальные данные о влиянии винтового трехзаходного магнитного поля на развитие разряда, величину проводимости и стабилизацию положения шнура плазмы. Получены значения $T_e = 20 \div 30$ эв и $T_i = 10$ эв, что соответствует проводимости порядка 10^{15} ед. СГСЭ. Показано, что винтовое поле улучшает условия развития разряда и нагрева

плазмы. При наложении винтовых полей время удержания плазмы не изменяется.

■

Исследования по омическому нагреву плазмы в тороидальных установках показывают, что температура и время удержания плазмы сильно

* Работа была выполнена в 1963 г.

зависят от поперечной составляющей магнитного поля $H_{\perp}$, которая перпендикулярна плоскости камеры [1]. Изменяя величину $H_{\perp}$, можно найти «оптимальные» условия для удержания и нагрева плазмы [2], причем оптимальные характеристики плазмы не могут быть улучшены наложением винтового магнитного поля. С другой стороны, характеристики разряда в стеллараторе с включенными винтовыми обмотками близки к оптимальным и при незначительном изменении величины поля $H_{\perp}$ остаются постоянными [3].

В настоящей работе изучалось влияние винтового трехзаходного магнитного поля на поведение плазмы при $H_{\perp} \approx 0$.

Установка и методика эксперимента

Конструкция установки С-1 и полученные на ней первые экспериментальные результаты описаны в работах [4–6]. На основании анализа этих результатов была несколько изменена конструкция установки. С помощью дополнительных проводников поперечная составляющая магнитного поля снизилась до 0,025% от основного поля H_0 . Для ограничения апертуры разряда внутри камеры были установлены две присовые диафрагмы, диаметр которых изменялся от 5 до 8 см без нарушения вакуума.

Эксперименты проводились с гелиевой плазмой в основном при напряженности продольного квазистатического магнитного поля $H_0 = 10$ кэ. Величина тока в винтовых обмотках выбиралась такой, чтобы граничная замкнутая магнитная поверхность (сепаратриса) вписывалась в размеры вакуумной камеры.

Концентрация электронов в пределах $1,5 \cdot 10^{11} - 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ измерялась радиоинтерферометрами на длинах волн 3 и 0,8 см. Электронная температура оценивалась из проводимости плазмы, а также по соотношению интенсивностей синглетной и триплетной линий He I ($\lambda = 4922 \text{ Å}$ и $\lambda = 4713 \text{ Å}$). В качестве спектрального прибора использовался спектрограф ИСП-51. Развертка линий гелия во времени осуществлялась при помощи электронно-оптического усилителя света.

Температура ионов He⁺ определялась по доплеровскому уширению линий He II ($\lambda = 4686 \text{ Å}$), температура атомарного гелия — по линии He I ($\lambda = 4922 \text{ Å}$), а атомов примеси водорода — по линии H β ($\lambda = 4861 \text{ Å}$). Контуры этих линий были получены при помощи интерферометра Фабри — Перо.

Геометрия плазменного шнура на прямом участке камеры определялась по свечению плазмы в свете линий He I ($\lambda = 4922 \text{ Å}$) и He II ($\lambda = 4686 \text{ Å}$). Свечение шнура фотографировалось одновременно с двух взаимно перпендикулярных направлений при помощи двух установок. Каждая установка состояла из спектрометра ИСП-51 и электронно-оптического усилителя света, что позволяло получать развернутое во времени стереоскопическое изображение поперечного сечения плазменного шнура.

Поведение плазмы изучалось в четырех режимах: а) с отключенными винтовыми обмотками (режим при совпадении направления тока плазмы с направлением магнитного поля H_0 будем обозначать $1E \uparrow \uparrow H$, режим с обратным направлением тока — $2E \downarrow \uparrow H$; б) режим с включенными винтовыми обмотками (обозначим соответственно $3E \uparrow \uparrow H_{\text{винт}}$ и $4E \downarrow \uparrow H_{\text{винт}}$).

Условия гидромагнитной устойчивости накладывают ограничения на величину тока и давления плазмы. Предельный ток, приводящий к винтовой неустойчивости с $m = 1$ (магнитная силовая линия при обходе вдоль камеры делает один оборот вокруг оси), находится из условия Крускала — Шафранова

$$H_{\text{винт}} = \frac{2\pi a}{L} H_0,$$

где L — длина камеры; a — ее малый радиус. При $L = 600 \text{ см}$, $a = 4 \text{ см}$ и $H_0 = 10$ кэ предельный ток равен 8 ка. При наложении винтовых магнитных полей угол прокручивания силовой линии отличается от нуля даже в отсутствие тока плазмы. Поэтому условия устойчивости зависят от направления тока и имеют вид [7]:

$$H_{\text{винт}} < \frac{a}{L} H_0 (2\pi - \omega) \quad \text{при} \quad \omega \leq \pi;$$

$$H_{\text{винт}} < \frac{a}{L} H_0 \omega \quad \text{при} \quad 2\pi > \omega \geq \pi,$$

где ω — угол вращательного преобразования. Из этих формул следует, что в нашей установке во всех четырех режимах $I_{\text{крит}} \geq 4 \text{ ка}$.

Условия устойчивости Сайдема [7] накладывают ограничение на величину β (отношение давления плазмы к магнитному давлению), которая не должна превышать предельное значение $\beta_{\text{крит}}$. В наших условиях $\beta_{\text{крит}} = (0,5 \div 1) \cdot 10^{-3}$.

Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 1 приведены осциллограммы напряжения обхода и токов при давлении $2,2 \cdot 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$ В режимах $1E \uparrow \uparrow H$ и $2E \downarrow \uparrow H$ разряд

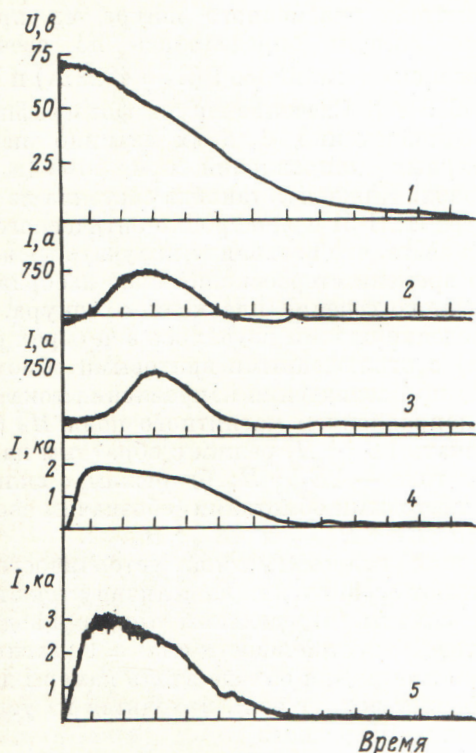


Рис. 1. Осциллограммы напряжения и токов ($p_0 = 2,2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.; метки времени через 0,5 мсек):

1 — напряжение на обходе; 2, 3, 4, 5 — токи в режимах $1E \uparrow \uparrow H$, $2E \downarrow \uparrow H$, $3E \uparrow \uparrow H_{\text{винт}}$ и $4E \downarrow \uparrow H_{\text{винт}}$ соответственно.

развивается медленнее, а величина тока в максимуме в три-четыре раза меньше, чем в режимах с внешними винтовыми полями. В режиме $4E \downarrow \uparrow H_{\text{винт}}$ на осциллограмме тока видны колебания, которые могут быть вызваны раскачкой плазменного шнура «убегающими» электронами. О присутствии таких электронов свидетельствует рентгеновское излучение с энергией до

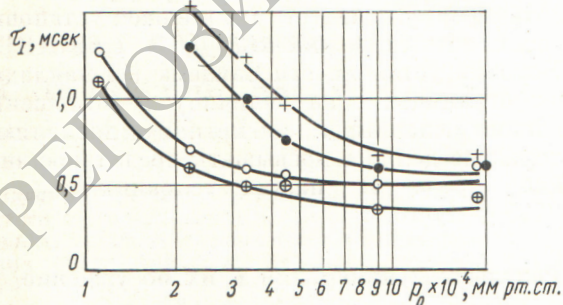


Рис. 2. Зависимость времени развития разряда от давления (вихревое электрическое поле $E = 0,1$ в/см):

● — $E \uparrow \uparrow H$; + — $E \downarrow \uparrow H$; ○ — $E \uparrow \uparrow H_{\text{винт}}$; ⊕ — $E \downarrow \uparrow H_{\text{винт}}$.

600 кэв. Высокочастотные колебания, вызванные взаимодействием убегающих электронов с плазмой, изучались в работе [6].

На рис. 2 показана зависимость времени нарастания тока до максимального значения от давления. Видно, что винтовые магнитные поля существенно улучшают условия развития разряда при малых давлениях. Это подтверждается и следующим экспериментом: задержка импульса омического нагрева относительно конца импульса предварительной ионизации до 2 мсек не влияла на амплитуду тока в режимах с винтовыми полями, тогда как в режимах $1E \uparrow \uparrow H$ и $2E \downarrow \uparrow H$ ток уменьшался в полтора-два раза. При давлении ниже $2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. в отсутствие винтовых полей разряд вообще не развивался.

Режимы $1E \uparrow \uparrow H$ и $2E \downarrow \uparrow H$ эквивалентны друг другу, поэтому они не должны были бы отличаться. Действительно, из рис. 3 видно, что при давлении $3 \cdot 10^{-4} \div 2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. токи в максимуме для этих режимов отличаются менее чем на 15%. Это можно объяснить неточной компенсацией поперечной составляющей магнитного поля. Сила взаимодействия тока плазмы с магнитным полем $F = \frac{1}{c} [jH_{\perp}]$, меняющая направление при изменении направления тока, по-разному влияет на равновесное положение плазменного шнура относительно диафрагмы.

Из рис. 2 и 3 видно, что начиная с давлений $6 \cdot 10^{-4}$ и выше разряды развиваются во всех режимах практически одинаково, а амплитуды

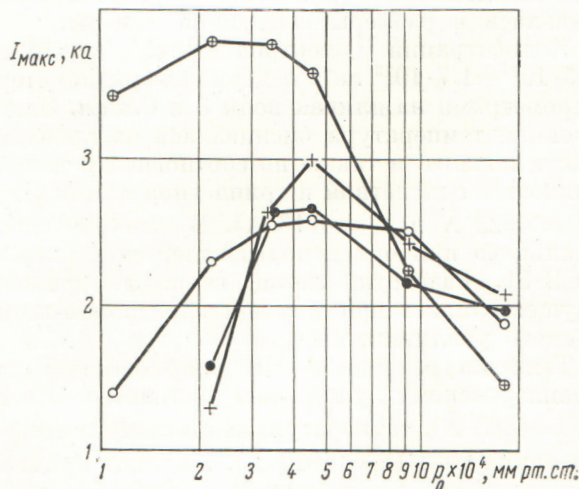
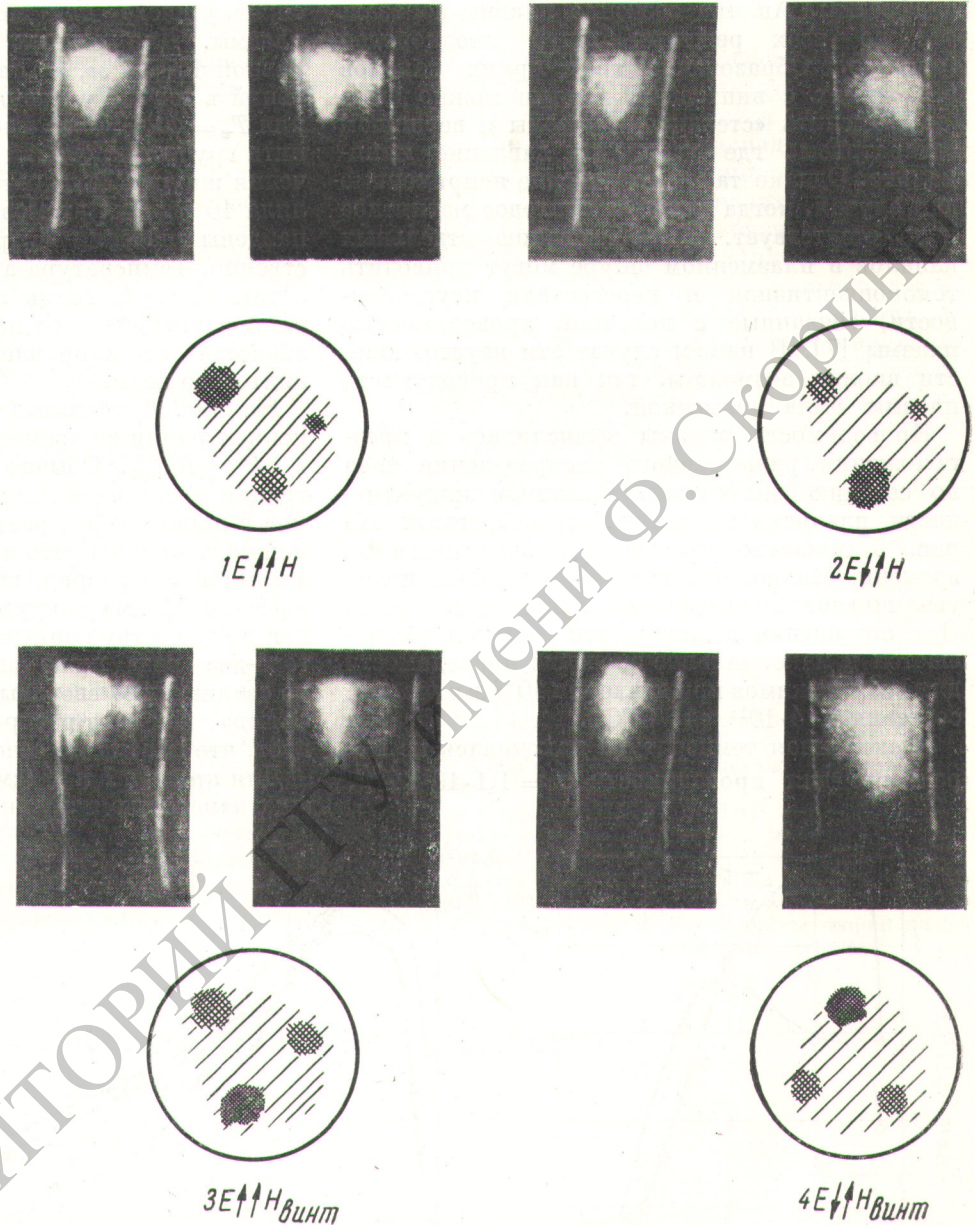


Рис. 3. Зависимость тока в максимуме от давления (диаметр диафрагмы 7 см; $E = 0,1$ в/см):

● — $E \uparrow \uparrow H$; + — $E \downarrow \uparrow H$; ○ — $E \uparrow \uparrow H_{\text{винт}}$; ⊕ — $E \downarrow \uparrow H_{\text{винт}}$.

Рис. 4. Свечение плазмы в свете линии He II ($\lambda = 4688 \text{ \AA}$) и схематическое изображение сечения шнура ($P_0 = 4,5 \cdot 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$; $E = 0,1 \text{ в/см}$).



токов падают. Возможно, что при больших давлениях нарушается критерий устойчивости Сайдеца, отношение газокINETического давления плазмы к магнитному давлению превышает β_{crit} и влияние винтовых обмоток перестает сказываться.

Уменьшение отверстия диафрагмы с 8 до 7 см привело к понижению тока пропорционально площади диафрагмы в режимах $1E \uparrow \uparrow H$ и $2E \downarrow \uparrow H$ и практически не изменило токов в режимах $3E \uparrow \uparrow H_{винт}$ и $4E \downarrow \uparrow H_{винт}$. Это под-

тверждает предположение, что в режимах с внешним винтовым полем граница плазменного шнура определяется не диафрагмой, а сепаратрисой. При диафрагме 6 см максимальные величины токов во всех режимах уменьшились примерно пропорционально площади, а при диафрагме 5 см — значительно больше. Особенно заметно уменьшился ток при режимах $1E \uparrow \uparrow H$, $2E \downarrow \uparrow H$ и $4E \downarrow \uparrow H_{винт}$. Очевидно, в этих режимах равновесное положение плазменного шнура не совпадает с центром

диафрагмы. Анализ свечения плазмы показал, что во всех режимах шнур неоднороден (рис. 4). Образование трех ярких каналов в режимах с винтовыми полями можно было бы объяснить «стеканием» плазмы к вершинам сепаратрисы, где магнитное давление минимально. Однако такое объяснение неприменимо для случая, когда внешнее винтовое магнитное поле отсутствует. К образованию отдельных каналов в плазменном шнуре могут приводить тококонвективная и перегревная неустойчивости, связанные с конечной проводимостью плазмы [7]. В нашем случае эти неустойчивости вполне возможны, так как проводимость плазмы была невысокой.

Проводимость плазмы вычислялась в предположении равномерного распределения тока по сечению диафрагмы. Влиянием индуктивности плазменного шнура пренебрегали. На рис. 5 показано изменение проводимости во времени. Видно, что наличие винтовых полей увеличивает проводимость в три-четыре раза. При повышении давления это различие уменьшается и максимальное значение проводимости для всех режимов при давлении 10^{-3} мм рт. ст. составляет $4 \cdot 10^{14}$ ед. СГСЭ.

Электронная температура находилась из выражения для проводимости $\sigma = 1,1 \cdot 10^{13} T_e^{3/2}$,

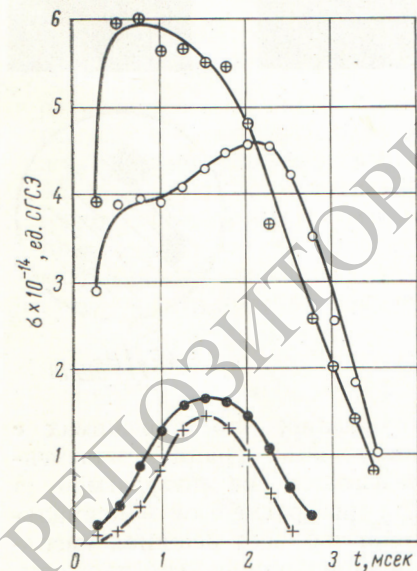


Рис. 5. Изменение проводимости плазмы во времени ($p_0 = 2,2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.; $E = 0,1$ в/см):

● — $E \uparrow \uparrow H$; + — $E \downarrow \uparrow H$; ○ — $E \uparrow \uparrow H_{\text{винт}}$; ⊕ — $E \downarrow \uparrow H_{\text{винт}}$.

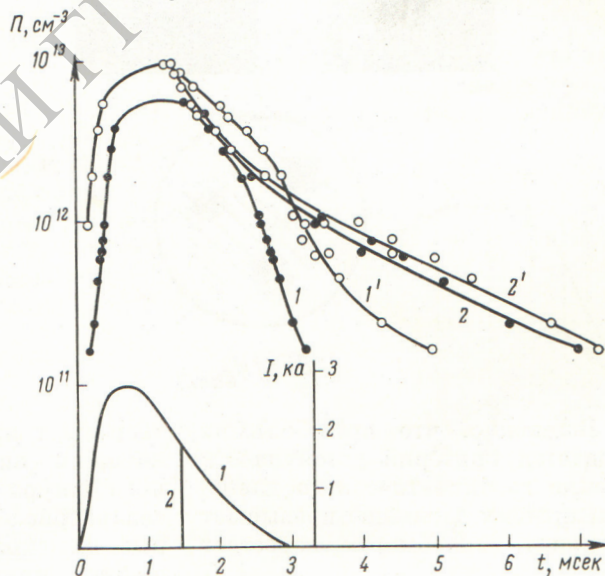


Рис. 6. Изменение электронной концентрации (верхние кривые) и тока в плазме (нижние кривые) во времени ($p_0 = 4,5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.; $E = 0,1$ в/см):

1, 1' — изменение напряжения на обходе по косинусоидальному закону; 2, 2' — прямоугольный импульс напряжения длительностью 1,5 мсек; ● — $E \uparrow \uparrow H$; ○ — $E \downarrow \uparrow H_{\text{винт}}$.

справедливого для полностью ионизованной плазмы. Для разных режимов T_e оказалась равной 16—24 эв, из спектроскопических измерений в тех же условиях были получены значения $T_e = 40 \div 60$ эв. Расхождение можно объяснить грубостью оценки и неоднородностью свечения шнура. Температура ионов гелия составляла 10 эв. Для атомов гелия и водорода были найдены значения T_e , равные 3 и 2 эв соответственно. Температура атомов гелия и водорода, а также ионов гелия зависела лишь от величины электрического поля E и практически не зависела от направления тока и внешнего винтового поля.

На рис. 6 показано изменение электронной концентрации во времени для режимов $1E \uparrow \uparrow H$ и $3E \uparrow \uparrow H_{\text{винт}}$. Обычно максимальная концентрация превышала плотность нейтральных атомов в камере перед разрядом. Исходя из этого, можно заключить, что плазма была высокоионизованной и в разряд, вероятно, вовлекался газ из всего объема вакуумной камеры. Усредненная по диаметру концентрация оказалась в полтора-два раза ниже значений, определенных по «заципанию» сверхвысокочастотного сигнала. Отсюда, как и из распределения свечения, следует, что плазма по сечению неоднородна.

Для кривых 1 и 1' (см. рис. 6), соответствующих изменению напряжения обхода по косину-

социальному закону, характерно наличие изломов. В конце разряда спад концентрации усиливается, а после прекращения тока (начиная примерно с 3,5 мсек) опять замедляется. Это объясняется тем, что в токовом режиме плазма менее устойчива. Ионы гелия достигают диафрагмы или стенок камеры, рекомбинируют и в виде нейтральных атомов возвращаются в плазменный шнур. Пока электроны плазмы обладают достаточной энергией, они ионизуют атомы, поэтому спад концентрации происходит медленно. С уменьшением тока электронная температура падает и дополнительная ионизация играет все меньшую роль. Поэтому при токе ниже 500 а скорость спада концентрации увеличивается. После прекращения тока спад концентрации обусловлен диффузией и объемной рекомбинацией, соответствующей $T_e = 1$ эв. Об этом свидетельствует рекомбинационное свечение гелия после прекращения тока [4]. Скорость распада плазмы при этом в пять — семь раз меньше, чем в токовом режиме. Зависимость времени τ спада концентрации плазмы в ϵ раз от магнитного поля очень слаба ($\tau \sim \sqrt{H_0}$). Наличие винтовых магнитных полей практически не влияет на время распада. Для бестокового режима это хорошо видно из кривых 2 и 2' рис. 6. В этом случае к плазме прикладывался прямоугольный импульс напряжения длительностью 1,5 мсек. Кривые распада для режимов $1E \uparrow \uparrow H$ и $3E \uparrow \uparrow H_{\text{винт}}$ после скачкообразного «обрывания» тока практически совпадают. При повышении давления распад холодной плазмы ускоряется. Так, при $p_0 = 4,5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.

$\tau = 2,0$ мсек, а при $p_0 = 1,8 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. $\tau = 1,5$ мсек.

Таким образом, при наложении винтового магнитного поля улучшается развитие разряда и в несколько раз повышается проводимость плазмы. Однако скорость распада плазмы при этом не уменьшается и неоднородность шнура не исчезает. Это можно объяснить низкой температурой плазмы. Из-за конечной проводимости плазмы возможно возникновение перегривной и тококонвективной неустойчивости, вследствие чего шнур расслаивается на отдельные жгуты. Для перегривной неустойчивости характерное время составляет 100—200 мсек. Это близко к наблюдаемой постоянной времени распада плазмы. Поэтому кажется целесообразным проверить влияние винтовых обмоток с использованием более эффективного метода нагрева.

Поступила в Редакцию 11/IX 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Арцимович, К. Б. Карташов. «Докл. АН СССР», 146, 1305 (1962).
2. S. Yoshikawa et al. Phys. Fluids, 6, 932 (1963).
3. W. Harries et al. Phys. Fluids, 6, 1591 (1963).
4. И. П. Афонин и др. «Атомная энергия», 14, 143 (1963).
5. Б. И. Гаврилов и др. В сб. «XV Собрание по спектроскопии (Минск, 1963 г.)». Т. 2. М., Изд-во АН СССР, 1964, стр. 547.
6. П. И. Блинов, Л. П. Закасов. «Атомная энергия», 19, 233 (1965).
7. Б. Б. Кадомцев. В сб. «Вопросы теории плазмы». Т. 2. М., Госатомиздат, 1963, стр. 167.

Определение вероятностей спонтанного деления

U^{233} , U^{235} и Am^{243}

Б. М. АЛЕКСАНДРОВ, Л. С. КРИВОХАТСКИЙ,
Л. З. МАЛКИН, К. А. ПЕТРЖАК

УДК 539.173.7

С помощью стеклянных пластинок, служащих детектором осколков деления, измерены периоды спонтанного деления урана и америция, которые оказались равными:

$$T_{sp}^{U^{233}} (1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{17} \text{ лет};$$

$$T_{sp}^{U^{235}} (3,5 \pm 0,9) \cdot 10^{17} \text{ лет}$$

$$\text{и } Am^{243} (3,3 \pm 0,3) \cdot 10^{13} \text{ лет.}$$

Сделана попытка систематизировать экспериментальные данные по периодам спонтанного деления для нечетно-четных и четно-нечетных ядер.

В качестве детектора осколков деления использовались ионизационные камеры. Для U^{233} была получена граничная величина периода спонтанного деления

$$T_{sp} \geq 3 \cdot 10^{17} \text{ лет.}$$

Однако период спонтанного деления U^{235} был определен с большой ошибкой (порядка 40—50%)

$$T_{sp} = 1,8 \cdot 10^{17} \text{ лет.}$$

Данных по вероятности спонтанного деления Am^{243} до сих пор в литературе не имеется.

Вероятности спонтанного деления изотопов урана были измерены Сегре в 1952 г. [1].