

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о перспективности использования исследованных структур в качестве стабильных МЛП варикапов и фотоварикапов, имеющих малые управляющие напряжения, высокие значения коэффициента перекрытия емкости, крутизны вольт-емкостной характеристики и добротности.

Список литературы

- [1] Зуев В.А., Саченко А.В., Толпыго К.Б. Неравновесные приповерхностные процессы в поупроводниках и полупроводниковых приборах. М.: Сов. радио, 1977. 256 с.
- [2] Латугина Н.В., Рожков В.А., Романенко Н.Н. // Микроэлектроника. 1994. Т. 23. № 1. С. 59–64.
- [3] Аношин Ю.А., Петров А.И., Рожков В.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 10. С. 54–58.
- [4] Рожков В.А., Петров А.И. // Письма в ЖТФ. 1985. Т.11. Вып. 1. С. 49–52.

02;04;12
© 1995 г.

Журнал технической физики, т. 65, в. 8, 1995

ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВЫЙ КНУДСЕНОВСКИЙ РАЗРЯД В СМЕСИ ЦЕЗИЯ С МОЛЕКУЛЯРНЫМ ВОДОРОДОМ

Ф.Г.Бахит, В.Г.Иванов, А.А.Костин, А.Г.Никитин, С.М.Школьник

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 1 ноября 1994 г.)

1. В настоящей работе приводятся первые результаты экспериментального исследования низковольтного (НВ) кнудсеновского плазменно-пучкового (ПП) цезий-водородного разряда и проводится сопоставление этих результатов с теорией.

Интерес к НВ Cs–H₂ разряду связан в первую очередь с возможностью его использования в качестве источника отрицательных ионов водорода H⁻ и колебательно возбужденных молекул H₂. В настоящее время признано, что основным механизмом генерации ионов H⁻ в объемно-плазменных источниках является диссоциативное прилипание (ДП) электронов к колебательно возбужденным молекулам H₂ [1]. С этой точки зрения НВ Cs–H₂ разряд примечателен тем, что в нем сравнительно легко достигается электронная температура $T_e \simeq 1$ эВ, соответствующая максимальным значениям констант ДП [2]. Это наряду с высокой концентрацией n_e электронов и высоким уровнем колебательного возбуждения молекул H₂ должно обеспечивать по данным расчетов [3] большую концентрацию ионов H⁻ в разряде. Первые экспериментальные исследования НВ Cs–H₂ разряда [4] подтвердили возможность получения в нем плазмы с параметрами, необходимыми для генерации ионов H⁻.

Выполненные в [4] эксперименты и предварительное сравнение их с теорией, однако, в основном относились к плотной плазме, когда в

зазоре вследствие парных кулоновских столкновений устанавливается единое максвелловское распределение по энергии для быстрых и тепловых электронов. Температура T_e такого распределения определяется балансом между нагревом катодным пучком тепловых электронов, захваченных в потенциальную яму, и их остыванием. При достаточно больших токах разряда, основную роль в остывании электронов играют потери энергии $q_{ea} \approx j_{ea}(2kT_e/q + \varphi_2)$, связанные с выносом на анод той части хаотического электронного тока j_{ea} , которая преодолевает задерживающий прианодный потенциальный барьер φ_2

$$j_{ea} = \frac{1}{4} q n_e \bar{v}_e \times e^{-q\varphi_2/kT_e}.$$

Вследствие того что ток электронов j_{ea} из плазмы на анод весьма близок к току j разряда, указанный механизм потери энергии электронов является весьма сильным. В результате для получения требуемой электронной температуры $T_e \approx 1$ эВ приходится вкладывать в плазму НВ Cs-N₂ разряда достаточно большую энергию, т.е. использовать катоды с большим током эмиссии j_s ($j \approx j_s$).

По-иному организуется энергетический баланс тепловых электронов плазмы в ПП кнудсеновском разряде [5,6]. В этом разряде разогрев захваченных в потенциальную яму электронов осуществляется за счет столкновительного затухания ленгмюровских волн, возбуждаемых пучком. Ток j на анод переносится в основном пучком. Существенно, что вследствие сравнительно незначительного захвата электронов пучка в потенциальную яму в большинстве режимов НВ ПП разряда вынос электронов из потенциальной ямы на анод и соответствующее остывание тепловых электронов оказываются значительно меньше, чем в НВ разряде в плотной плазме. Это приводит к тому, что в НВ ПП разряде требуемое значение T_e достигается значительно легче, т.е. при меньших токах эмиссии j_s , чем в НВ разряде в плотной плазме. Это облегчает практическую реализацию такого разряда. Преимуществом НВ ПП разряда является также образование в зазоре плазмы, почти однородной по концентрации n_e , что существенно с точки зрения извлечения из прианодной области пучков ионов Н-максимальной яркости.

2. Эксперименты проводились в плазме НВ импульсного Cs-N₂ разряда (длительность разрядного импульса $\tau = 500$ мкс, частота повторения 25 Гц, катод заземлен) в диоде с плоскопараллельной геометрией электродов. Electroдами служили торцы цилиндров площадью $S \approx 1$ см², межэлектродное расстояние $L = 3$ мм. Использовался платиновый катод с косвенным подогревом. Температура катода T_c варьировалась в пределах 950–1200 К. Цилиндрический вольфрамовый зонд диаметром 0.1 мм и длиной 2 мм, ориентированный параллельно электродам, вводился сквозь отверстие в аноде и располагался на расстоянии 1 мм от катода. Давление водорода p_{H_2} измерялось термопарной лампой ПМТ-6 и балансировалось с помощью игольчатых вентилях на входе и выходе системы. Давление паров цезия p_{Cs} поддерживалось путем стабилизации температуры специального резервуара с жидким Cs. Температура термостата, в котором находился экспериментальный прибор, поддерживалась на 15–20° выше, чем температура резервуара во избежание конденсации паров цезия. Более детальное описание экспериментальной установки можно найти в [4].

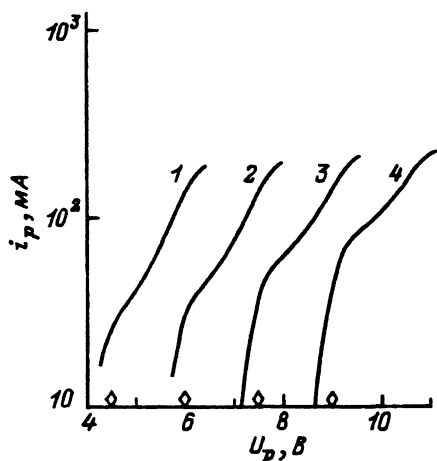


Рис. 1. Фрагменты зондовых характеристик.

$p_{H_2} = 0.1 \text{ Тор}$, $N_{Cs} \approx 1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $n_e \approx 1.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_k = 1170 \text{ К}$. $U_a, \text{ В}$ и $i, \text{ А}$: 1 — 4.5 и 1.9, 2 — 6 и 2.1, 3 — 7.5 и 2.1, 4 — 9 и 2.1. На оси U_p отмечены потенциалы анода U_a .

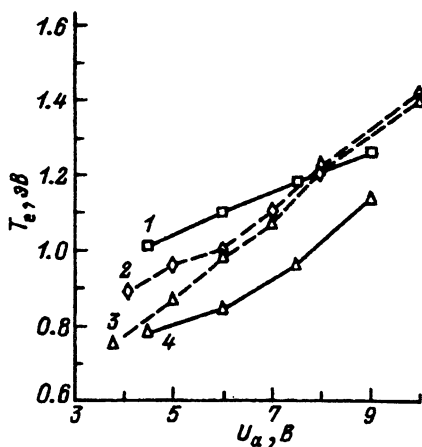


Рис. 2. Зависимость температур электронов T_e от напряжения U_a при $p_{H_2} = 0.1 \text{ Тор}$.

$T_k, \text{ К}$: 1 — 1160, 2 — 1140, 3 — 1070, 4 — 1080; $N_{Cs}, \text{ см}^{-3}$: 1, 4 — $9.9 \cdot 10^{13}$; 2 — $1.3 \cdot 10^{14}$; 3 — $1.4 \cdot 10^{14}$; $n_e, \text{ см}^{-3}$: 1 — $1.1 \cdot 10^{13}$, 2 — $1.8 \cdot 10^{13}$, 3 — $2.3 \cdot 10^{13}$, 4 — $1.4 \cdot 10^{13}$; $i, \text{ А}$: 1 — 1.8, 2 — 2, 3 — 4, 4 — 2.1.

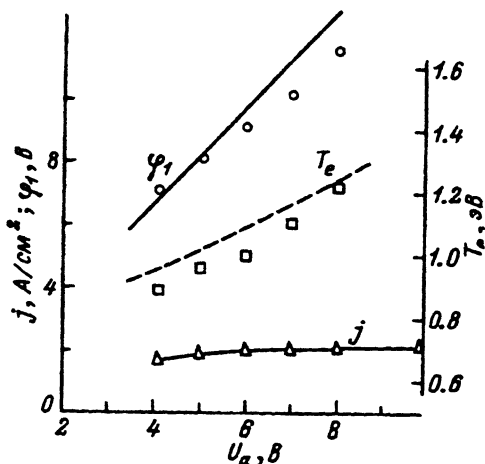
Концентрация n_e , температура электронов T_e и потенциал плазмы φ определялись из зондовых измерений, проводимых методом стробированного интегрирования [7]. Дополнительно измерялась концентрация цезия N_{Cs} в приборе по полному поглощению резонансной линии Cs ($\lambda = 8521 \text{ А}$) при выключенном разряде.

Некоторые результаты экспериментов приведены на рис. 1, 2. На рис. 1 представлены типичные зондовые характеристики, соответствующие давлению водорода $p_{H_2} = 0.1 \text{ Тор}$. Концентрации водорода $N_{H_2} \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ цезия $N_{Cs} \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и электронов $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в эксперименте таковы, что плазма является "прозрачной" для катодного пучка в смысле отсутствия парных столкновений между электронами пучка и другими частицами. Специфика функции распределения (ФР) электронов, образующейся в разряде, достаточно хорошо видна из зондовых характеристик, где различаются два участка.

Первый участок, соответствующий большим токам i_p на зонд и потенциалам зонда U_p , близким к потенциалу пространства, дает, как всегда, информацию о ФР тепловых электронов, захваченных в потенциальную яму. С достаточной степенью точности эта ФР соответствует распределению Максвелла с температурой T_e . Данный участок на зондовой характеристике простирается до энергии электронов $\varepsilon \approx q\varphi_2$ ($\varphi_2 \approx \varphi_1 - U_a$, здесь φ_1 — катодное падение). Значения анодного напряжения U_a отмечены на оси U_p для каждой зондовой характеристики. Определенная по этому участку температура T_e медленных электронов приведена на рис. 2 в зависимости от анодного напряжения U_a для ряда режимов горения НВ ПП Cs-H₂ разряда. Видно, что действительно при сравнительно небольших токах разряда $j \sim$ нескольких А/см² удается получить в плазме оптимальные температуры T_e , близкие к 1 эВ.

Рис. 3. Расчетные (сплошные линии) и экспериментальные величины: j (треугольники), T_e (квадратики) и потенциал φ_1 (кружки) для разряда в смеси Cs+H₂.

$$p_{H_2} = 0.1 \text{ Тор}, \quad N_{Cs} \approx 1.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}, \\ N_{Cs}^{(0)} = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}, \quad T_k = 1140 \text{ К}, \\ n_e \approx 1.8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}.$$



Второй участок на зондовых характеристиках рис. 1, соответствующий относительно большим энергиям электронов $\varepsilon > q\varphi_2$, относится к пролетным электронам, т.е. к электронам пучка, ФР которого сильно деформирована вследствие развития ПП неустойчивости. Анализ второй производной зондового тока $d^2 i_p / dU_p^2$ указывает на сильную анизотропию ФР в этой области энергий. Детальное исследование этой части ФР выходит за рамки настоящего сообщения. Отметим лишь одно обстоятельство, существенное для энергетического баланса тепловых электронов. Как видно из рис. 1, пучок весьма сильно размыт в область малых энергий вплоть до $\varepsilon \approx q\varphi_2$. Это означает, что в процессе ПП взаимодействия значительная часть первоначальной энергии пучка была передана плазменным колебаниям. В последний эта энергия трансформируется в энергию тепловых электронов при столкновительном затухании волн. В такой ситуации коэффициент трансформации энергии от пучка к плазме оказывается достаточно большим, что и обеспечивает в конечном итоге высокую температуру T_e .

3. Остановимся на сравнении эксперимента с существующей теорией НВ ПП цезий-водородного разряда [5,6]. Для сравнения теории с экспериментом был выполнен расчет состояния плазмы и вольт-амперной характеристики разряда. Поскольку экспериментально определенная концентрация N_{Cs} цезия в приборе может отличаться от концентрации цезия $N_{Cs}^{(0)}$ в самом разрядном промежутке,¹ то сопоставление измеряемых величин с теорией проводилось следующим образом. Полученное в эксперименте при больших U_a ($U_a \approx 8-10$ В) значение электронной концентрации n_e приравнялось расчетной величине n_e ; совпадение достигалось за счет подбора расчетной величины $N_{Cs}^{(0)}$. Остальные параметры расчета точно соответствовали эксперименту. Полученные таким образом расчетные параметры плазмы и вольт-амперная характеристика сравниваются на рис. 3 с эксперимен-

¹ Измеряемая по поглощению концентрация N_{Cs} является усредненной концентрацией Cs по всему пути, проходимому лучем. Межэлектродный зазор в условиях эксперимента составляет небольшую часть оптической толщины.

том. Экспериментальное значение j определялось как $j = i/S$, где i — ток прибора. Видно, что, несмотря на некоторую приближенность теоретической модели, в которой для определения коэффициента трансформации энергии использовалась одномерная квазилинейная теория, результаты расчета достаточно хорошо согласуются с экспериментом.

4. Таким образом, показано, что в режиме низковольтного плазменно-пучкового цезий-водородного разряда при сравнительно небольших токах эмиссии могут быть получены оптимальные для генерации ионов H^- значения электронной температуры.

Авторы благодарны Г.А. Люжеву, Л.И. Елизарову за обсуждения и Б.И. Циркелю за помощь в работе. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 94-02-06370), Международного научного фонда (грант № NTZ000) и фондом Европейского сообщества (INTAS, грант № 94-316).

Список литературы

- [1] *Bacal M., Hamilton G.W.* // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. N 23. P. 1538.
- [2] *Wadehra J.M.* // Phys. Rev. A. 1984. Vol. 29. N 1. P. 106.
- [3] *Бакит Ф.Г., Иванов В.Г.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 2. С. 195–200.
- [4] *Бакит Ф.Г., Дюжев Г.А., Елизаров Л.И. и др.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 9. С. 148–152.
- [5] *Бакит Ф.Г., Иванов В.Г., Костин А.А.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 12. С. 83–87.
- [6] *Бакит Ф.Г., Иванов В.Г., Костин А.А.* // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 7. С. 173–177.
- [7] *Бакит Ф.Г., Дюжев Г.А., Циркель Б.И. и др.* // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 8. С. 1623–1629.

03;12
© 1995 г.

Журнал технической физики, т. 65, в. 8, 1995

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАПУСКА СВЕРХЗВУКОВОГО СОПЛА

В.Г. Масленников, В.А. Сазаров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 1 ноября 1994 г.)

Существующие к настоящему времени теоретические модели ^[1,2], а также большинство численных расчетов, описывающих процесс запуска сверхзвукового сопла и истекающей из него в затопленное пространство струи, ограничиваются, как правило, рассмотрением течения невязкого газа в одномерной постановке. При этом установление стационарного режима связывается с приходом в заданное сечение сопла волны торможения. В реальности стартовый процесс в сопле, в частности его заключительная фаза, определяется взаимодействием волны торможения с пограничным слоем, образующимся внутри сопла. Это приводит к возникновению косой ударной волны, за которой