Таким образом, уединенная деформация поверхности существует ниже порога срыва устойчивости плоской конфигурации ($\beta < 0$). Решение (5) описывает канавку малой амплитуды, а решение (6) — форму, получившую в силу наличия острия в точке минимума название «воронка». Оба предельных типа уединенных структур наблюдаются экспериментально [8], причем «воронка» реализуется в условиях стационарной подзарядки поверхности, компенсирующей стекание зарядов на подложку.

Список литературы

[1] *Гущо Ю. П.* Фазовая рельефография. М.: Энергия, 1974. 215 с.
[2] *Горьков Л. П., Черникова Д. М.* // ЖЭТФ. 1973. Т. 18. Вып. 2. С. 119—122.
[3] *Черникова Д. М.* // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. Вып. 1. С. 249—256.
[4] *Горькова Л. П., Черникова Д. М.* // ДАН СССР. 1976. Т. 228. № 4. С. 829—832.
[5] *Кузнецов Е. А., Спектор М. Д.* // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. Вып. 1 (7). С. 262—271.
[6] *Жакин А. И.* // Магнит. гидродинамика. 1983. № 4. С. 41—48.
[7] *Жакин А. И.* // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 3. С. 94—102.
[8] *Панасюк Л. М., Ковтуненко С. И.* // ЖНиПФиК. 1988. Т. 33. № 4. С. 375—386.
[9] *Выборнов В. И., Панасюк Л. М., Русанов М. М.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 5. С. 929—933.

Кишиневский
государственный университет
им. В. И. Ленина

Поступило в Редакцию
31 августа 1988 г.
В окончательной редакции
26 декабря 1988 г.

---

04 *Журнал технической физики, т. 60, в. 1, 1990*

© 1990 г.

ВЛИЯНИЕ ОХЛАЖДЕНИЯ ГАЗА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА В СМЕСИ H_2—He

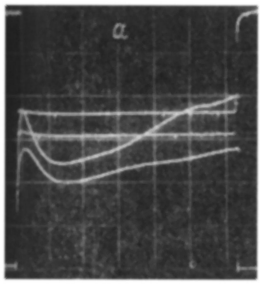
А. В. Демьянов, И. В. Кочетов, А. Ф. Паль, В. В. Пичугин

Несамостоятельный разряд в смесях водорода с инертными газами при комнатной температуре исследовался в ряде работ [1-5]. Цель исследований состояла в получении возможно большего энерговклада в колебательные уровни H_2. В работах [1-2] были достигнуты предельные энерговклады 1 кДж/л. Наблюдался и был объяснен ряд интересных явлений, таких как провал в зависимости тока разряда от времени [3, 4], связанный с конкуренцией процессов диссоциативного прилипания электронов и разрушения ионов H^- при столкновениях с колебательно-возбужденными молекулами H_2. Такой провал в зависимости тока наблюдался в смесях H_2 как с Ar, так и с He [5], а также в смесях D_2 с Ar и He. При определенных условиях в 10%-ных смесях H_2 (D_2) с Ar и He впервые наблюдались неподвижные светящиеся слои, ориентированные поперек тока разряда, также получившие объяснение [6].

В ряде случаев, например для увеличения КПД CO лазеров [7], используется несамостоятельный разряд с глубоким охлаждением газа. Это связано с тем, что в охлажденной смеси уменьшается остаточный запас квантов на нижних колебательных уровнях молекулы CO. Молекула H_2 характеризуется бо́льшим ангармонизмом, чем CO, и влияние охлаждения на остаточный запас квантов в водородосодержащих смесях менее существенно. Однако представляет интерес исследовать влияние начальной температуры газа на энергетические характеристики и устойчивость разряда в водородосодержащих смесях. Для этого на установке, описанной в [5], разрядная камера была окружена рубашкой, заполненной жидким азотом. Рабочая газовая смесь предварительно охлаждалась до азотной температуры в теплообменнике и по охлажденному жидким азотом трубопроводу подавалась в камеру. Все эксперименты проводились при температуре ~100 K. Расстояние между электродами равнялось 1 см, диаметр электродов 1 см, энергия электронов пучка 120 кэВ, плотность тока ~100 мкА/см^2. Разность температур сетчатого катода, через который инжектировался пучок, и анода не превышала 5 K. В камере имелись окна для фотографирования разряда. Поскольку температура газа не регулировалась, то использовались смеси водорода и дейтерия только с гелием.

На рис. 1, *а* приведены осциллограммы тока разряда в смеси 10 % H_2—He при комнатной температуре для двух значений напряжения разряда. Наблюдаются характерные особенности, получившие объяснение ранее. Выбрано давление 2.5 атм, поскольку в этих условиях легче наблюдаются структуры в виде полос в разряде [6]. На рис. 2, *а* приведены осциллограммы тока разряда в смесях 10 % H_2 и 10 % D_2 с гелием при температуре 100 К и давлении 1 атм. Видно, что по сравнению с осциллограммой при комнатной температуре, соответствующей по величине E/N, наблюдается небольшое смещение максимума тока во времени и монотонный спад тока. Полосатая структура в этих условиях не образуется, наблюдается множество слабосветящихся шнуров, выходящих от катода в сторону анода. Если импульс напряжения не ограничивать, то происходит шнурование разряда.

Таким образом, влияние охлаждения газа сводится к уменьшению тока разряда и отсутствию поперечных току полос, не сказываясь на времени устойчивого горения. Замена водорода на дейтерий приводит только к увеличению тока разряда.



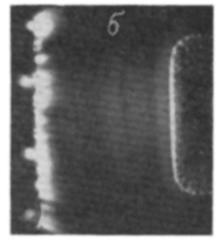
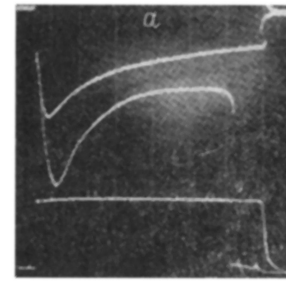


Рис. 1.

а — осциллограммы тока разряда (нижний луч, 200 мА/дел) при напряжениях 2, 4 и 2, 9 кВ (верхний луч, 1 кВ/дел) в смеси 10 % H_2—He при комнатной температуре и давлении 2.5 атм. Развертка 100 мкс/дел. *б* — фотография разряда, соответствующая осциллограмме с большим током. Слева — катод, справа — анод.



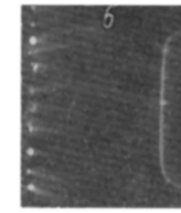


Рис. 2.

а — осциллограммы тока разряда (верхний луч, 200 мА/дел) при напряжении 3.2 кВ (нижний луч, 2 кВ/дел) в смесях 10 % H_2—He и 10 % D_2—He (осциллограмма с большим током) при T=100 К и давлении 1 атм. Развертка 100 мкс/дел. *б* — фотография, соответствующая осциллограмме в смеси 10 % H_2—He. Слева — катод, справа — анод.

Для объяснения наблюдаемых различий привлечены модели [3-6]. Особое внимание нужно обратить на температурные зависимости учитываемых в модели процессов. Концентрация ионов и электронов контролируется [3-5] процессами диссоциативного прилипания и разрушения H^- при столкновениях с колебательно-возбужденными молекулами водорода, а также ион-ионной рекомбинацией. Поэтому в модель [3-5] введены температурные зависимости констант колебательной кинетики ион-ионной рекомбинации, а также процессов перезарядки и передачи возбуждения.

Зависимость эффективной частоты колебательно-колебательного V—V-обмена молекул H_2 взята из [8]. К сожалению, в настоящее время отсутствует экспериментальная информация по константам V—V-обмена. С уменьшением температуры до 100 К скорость V—V-обмена, согласно [8], возрастает ~в 5 раз. Но, как показано в [3], увеличение на порядок скорости V—V-обмена слабо влияет на ток разряда из-за компенсации процесса диссоциативного прилипания процессом разрушения H^-.

Температурные зависимости констант колебательно-поступательной релаксации на молекулах H_2, атомах He и H взяты из работ [9, 10]. Скорость V—T-релаксации с уменьшением температуры уменьшается, поэтому при малых температурах колебательное распределение молекул H_2 имеет более протяженное «плато».

Основным ионом в смеси H_2—He является [5] H_3^+. Поэтому на квазистационарной стадии концентрация ионов [3-5] контролируется ион-ионной рекомбинацией

$$H_3^+ + H^- \longrightarrow H_2 + H_2^*. \qquad (1)$$

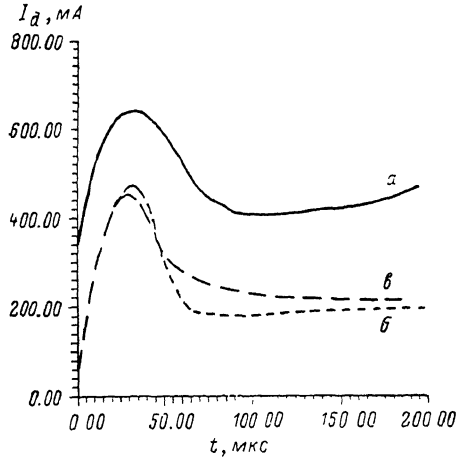
Известно [10, 11], что для подобных реакций константа $K_r \sim T^{-1/2}$ растет с уменьшением температуры. Константы перезарядки положительных ионов слабо зависят от температуры [12] $\sim T^{\alpha}$, где $-0.5 \leqslant \alpha \leqslant 0.5$. Эти процессы в наших условиях являются быстрыми, поэтому температурная зависимость констант перезарядки не может повлиять на ионный состав.

В работе [5] показано, что рост тока разряда в смеси H_2—He в основном связан с образованием атомов H* и дальнейшей ассоциативной ионизацией H* в столкновениях с молекулами H_2

$$H^* + H_2 \longrightarrow H_3^+ + e. \qquad (2)$$

Температурная зависимость (2) нам неизвестна. Константа по аналогии с подобными процессами $\sim 10^{-10}$ см³/с [4] такова, что характерное время этого процесса $(K \cdot n_{H_2})^{-1} \sim 10^{-9}$ с много меньше времени жизни нижних резонансных состояний H, для которых $\tau \simeq 10^{-6}$—10^{-7} с [4]. Поэтому даже при уменьшении этой константы на порядок, практически все атомы H* участвуют в процессе (2).

Уточненная изложенным выше образом модель разряда была использована затем для расчета временных зависимостей тока разряда в смеси H_2—He при температурах 100 и 300 К.



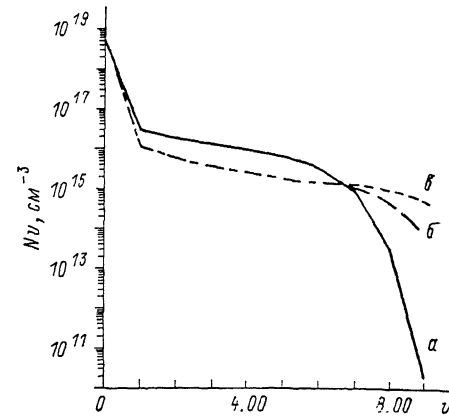


Рис. 3. Расчетные зависимости тока разряда I_d от времени для условий рис. 2 в смеси 10 % H_2—He.

а — T=300, *б* — 100 (g_v из [9]), *в* — 100 К ($g_v = v+1$).

Рис. 4. Колебательные распределения молекул H_2.

а — T = 300, *б* — 100, *в* — 100 К ($q_{v,v-1} = (v+1)$).

Результаты расчета зависимости тока разряда от времени приведены на рис. 3. В эксперименте вначале в разрядный промежуток инжектируется пучок быстрых электронов и только спустя некоторое время к промежутку прикладывается импульс напряжения. В связи с этим еще до начала разряда в газе устанавливается некоторая концентрация тепловых электронов с энергией T_e, близкой к температуре газа. Из-за быстрых процессов передачи заряда основным оказывается ион H_3^+. Поэтому начальная концентрация тепловых электронов была оценена с использованием констант диссоциативной рекомбинации из [3].

$$H_3^+ + e \longrightarrow 3H. \qquad (3)$$

При низких температурах начальная концентрация электронов меньше и максимум тока разряда достигается на более поздних временах по сравнению со случаем комнатной температуры.

Расчетные временные зависимости хорошо согласуются с экспериментальными. Спадание тока разряда в охлажденной смеси связано с увеличением скорости ион-ионной рекомбинации (см. выше)

$$H_3^+ + H^- \xrightarrow{K_r^i} H_2^* + H_2. \qquad (4)$$

Также нужно учесть, что константы диссоциативного прилипания электрона

$$e + H_2(v) \xrightarrow{K_v^a} H^- + H \qquad (5)$$

при $E/N = 0.5 \cdot 10^{-16}$ В·см², типичных для условий эксперимента, максимальна $v=7$ (4×10^{-9} см³/с) и еще достаточно велики на уровнях $v=8.9$ ($\sim 2 \cdot 10^{-9}$ см³/с). В то же время процесс разрушения H^-

$$H^- + H_2(v) \xrightarrow{K_v^d} H_2(v-2) + e + H \qquad (6)$$

возможен [3] лишь для $v=2-6$. Причем для $v=6$ процесс имеет небольшой порог ~ 0.054 эВ. Поэтому константа (6) для $v=6$ зависит от температуры $K^d_{v=6}=2.7\cdot10^{-9}$ exp $(-600/T)$ и равна для $T=100$ К $4\cdot10^{-12}$ и $3.3\cdot10^{-10}$ см³/с для 300 К. На квазистационарной стадии

$$n_e=\sqrt{S/K^i_r}/\sqrt{(1+\nu_a/\nu_d)\,\nu_a/\nu_d}, \tag{7}$$

где S — скорость рождения ион-электронных пар; K^i_r — константа ион-ионной рекомбинации (4); ν_a, ν_d — частоты диссоциативного прилипания электрона и разрушения иона H^- при столкновениях с колебательно-возбужденными молекулами H_2: $\nu_{a,d}=\sum K^{a,d}_v\cdot n_v$, n_v — населенности колебательных уровней H_2.

Это означает, что по мере возбуждения колебаний молекул H_2 населенности верхних уровней растут (рис. 4). При этом частота ν_d разрушения H^- с некоторого момента времени перестает расти, а частота ν_a — диссоциативного прилипания продолжает увеличиваться. Соответственно уменьшаются концентрация n_e и ток разряда. При комнатных температурах возрастают скорости $V-T$-релаксации и «плато» колебательного распределения достигает лишь 6-го уровня [3]. Поэтому спад тока оказывается менее глубоким. Темп изменения n_e определяется [13] скоростью «волны возбуждения» колебательных уровней и зависит от эффективной частоты $V-V$-обмена и зависимости квадрата модуля матричных элементов колебательного перехода $q_{v,v-1}$ от номера v — колебательного перехода. В случае H_2 зависимость $q_{v,v-1}$ неизвестна. В наших расчетах использована зависимость $q_{v,v-1}$ для HCl [9], растущая до $v\simeq4$, а далее практически не зависящая от v. Более быстрое спадание тока разряда во времени в расчете указывает на большую скорость «волны возбуждения». Как следует из [13], для улучшения согласия необходима более резкая зависимость q_v. Обычно используется линейная от v [14] аппроксимация, справедливая, например, для CO (молекул с малым ангармонизмом). Эволюция тока разряда от времени для этой зависимости несколько лучше согласуется с экспериментом рис. 3. Заметим, что в охлажденной смеси D_2—He (рис. 2) ток разряда повторяет временну́ю зависимость тока в смеси H_2—He, но значение его больше $\sim$ в 1.5—2 раза из-за меньшей скорости ион-ионной рекомбинации и диссоциативного прилипания [15]. Таким образом, в охлажденной смеси ток разряда существенно меньше тока при комнатных условиях. Как показано в [6], неподвижные слои существуют в достаточно узком интервале параметров, в том числе и тока разряда, т. е. при охлаждении смеси нарушаются условия [6] возникновения слоев.

Список литературы

[1] *Александров А. Ю., Басов Н. Г., Данилычев В. А.* и др. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 5. С. 413—416.
[2] *Басов Н. Г., Данилычев В. А., Долгих В. А.* и др. // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 6. С. 1161—1168.
[3] *Демьянов А. В., Дятко Н. А., Кочетов И. В.* и др. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. С. 361—368.
[4] *Демьянов А. В., Дятко Н. А., Кочетов И. В.* и др. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. С. 623—631.
[5] *Демьянов А. В., Кочетов И. В., Напартович А. П.* и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 1. С. 75—79.
[6] *Демьянов А. В., Кочетов И. В., Напартович А. П.* и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 14. С. 849—853.
[7] *Ковш И. Б., Леснов И. А., Пятахин М. А.* и др. // ЖТФ 1986. Т. 56. Вып. 7. С. 1336—1342.
[8] *Демьянов А. В., Кочетов И. В., Напартович А. П., Старостин А. Н.* // ТВТ. 1981. Т. 19. С. 1097—1103.
[9] *Белых А. Д., Гурашвили В. А., Демьянов А. В.* и др. Препринт ИАЭ. № 3757/12. М., 1983.
[10] *Демьянов А. В., Кочетов И. В., Певгов В. Г.* и др. Препринт ИАЭ. № 3175. М., 1979.
[11] Плазма в лазерах / Под ред. Дж. Бекефи. М.: Энергоиздат, 1982. 164 с.
[12] *Смирнов Б. М.* Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974. С. 344, 368.
[13] *Демьянов А. В., Кочетов И. В., Напартович А. П., Старостин А. Н.* // ТВТ. 1984. Т. 22. С. 216—221.
[14] *Cacciatore M., Capitelli M., Dilonardo M.* // J. Chem. Phys. 1978. Vol. 34. P. 193—198.
[15] *Christophorou L. G.* // J. Chem. Phys. 1985. Vol. 83. P. 6219—6224.

Поступило в Редакцию
13 апреля 1988 г.
В окончательной редакции
25 октября 1988 г.