

7

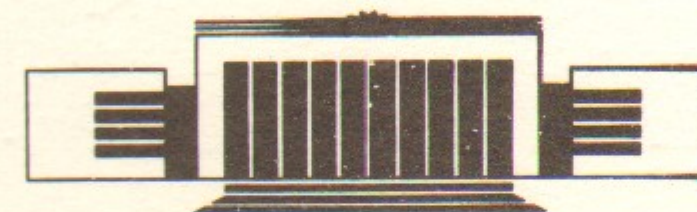
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР



Ю.И. Бельченко, А.С. Куприянов

О ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКЕ  
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА В  
ПОВЕРХНОСТНО-ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКАХ

ПРЕПРИНТ 88-16



НОВОСИБИРСК

Возможность геометрической фокусировки (ГФ) заряженных частиц, эмитируемых вогнутой поверхностью и доускоряемых к точке фокуса создаваемым вблизи поверхности электрическим полем, является одним из преимуществ поверхностных эмиттеров частиц и широко применяется в эмиссионной электронике еще со времен В. Крукса (1879 г.). Попытки использовать ГФ для увеличения выхода отрицательных ионов водорода из поверхностно-плазменных источников (ППИ) предпринимались еще в процессе выяснения механизма генерации отрицательных ионов (ОИ) как в чисто-водородном, так и в водородно-цезиевом разрядах ППИ [1]. Впервые ГФ была экспериментально реализована в ППИ с желобковой формой катода полупланотрона, в котором ОИ, эмитируемые вогнутой поверхностью катодного желоба рабочей площадью  $3 \times 45$  мм эффективно фокусировались на узкую эмиссионную щель размером  $1 \times 40$  мм [2]. В дальнейшем такая цилиндрическая ГФ была успешно применена в многощелевом ППИ с 5-желобковым катодом [3]. Эффективным было использование желобковых катодов при пониженных плотностях тока разряда в «классическом» планотроне [4]. В 1981 году была осуществлена «двумерная» ГФ ОИ, образующихся на сферически-вогнутой поверхности катода и фокусирующихся на круглое эмиссионное отверстие малого диаметра, которая позволила создать многоапертурные «сотовые» ППИ [5, 6] с большим числом лунок на поверхности катода и многократным «сжатием» пучка ОИ на расположенные в местах геометрического фокуса круглые эмиссионные отверстия.

В настоящее время ГФ широко применяется в различных модификациях ППИ [7—9], однако детальному исследованию ГФ уделено мало внимания. В настоящей работе приводится анализ эффективности ГФ в различных модификациях ППИ на основе результатов численного моделирования элементарных процессов в ППИ [10] и экспериментальных данных.

### ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Моделирование процессов проводилось для ППИ с плоскими, цилиндрическими и сферически-вогнутыми катодами в рамках следующей общей для ППИ модели. Эмиттером ОИ является специально подготовленный электрод, имеющий отрицательный по отношению к плазме потенциал 50—300 В (рис. 1). Граница плазмы,

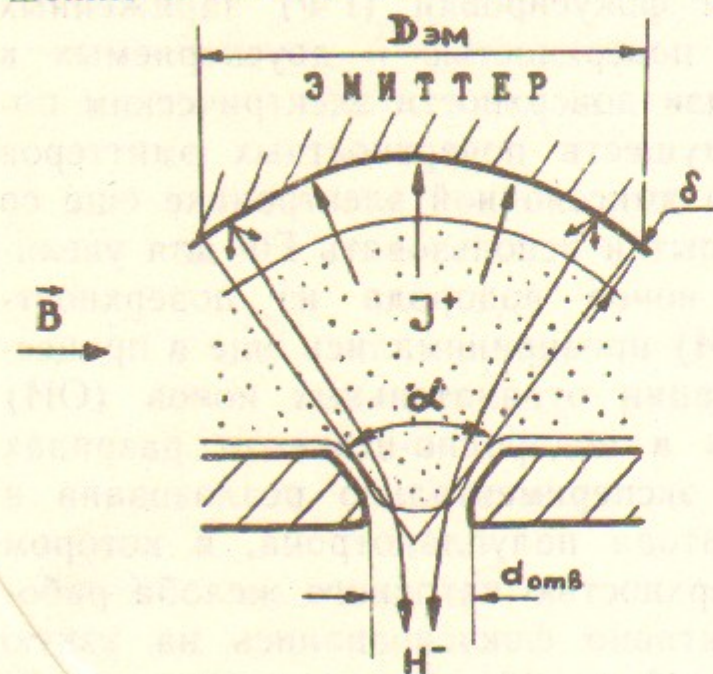


Рис. 1. Схема геометрической фокусировки отрицательных ионов с вогнутой поверхности катода на эмиссионную щель или отверстие;  $\alpha$  — угол сбора ионов  $H^-$ .

контактирующая с плоской или вогнутой поверхностью эмиттера, повторяет ее форму и отодвинута от нее на расстояние  $\delta$ , определяемое плотностью тока заряженных частиц на эмиттер и величиной внешнего магнитного поля.

Эмиссия ОИ происходит за счет отрицательно-ионного распыления частиц из приповерхностного слоя или прямой «конверсии» быстрых водородных ионов, бомбардирующих поверхность эмиттера. В модели принималось, что водородные положительные ионы  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  ускоряются в при-

электродном слое потенциалом  $U_3$  и с энергией  $eU_3$  падают по нормали на поверхность. При ударе о поверхность ионы  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  диссоциируют на частицы с энергией  $eU_3/2$  и  $eU_3/3$  соответственно, в дальнейшем движении в мишени участвует удвоенное или утроенное количество частиц [11].

Для расчета движения частиц в твердом теле была разработана программа [12], использующая принципы кода MARLOWE

[13]. Моделирование проводилось методом статистических испытаний в приближении парных столкновений с использованием экранированного кулоновского потенциала в аппроксимации Мольера. Параметр экранирования вычислялся по формуле Фирсова. Упругие потери энергии в каждом соударении рассчитывались по классической теории рассеяния. Для вычисления неупругих (электронных) потерь энергии в элементарном акте столкновения использовалась формула Оэна—Робинсона [14]. Для каждой энергии моделировалось движение от 5000 до 10000 пробных частиц. Мишень представляла собой аморфный молибден с внедренными атомами водорода с концентрацией до 50% [15]. Энергия связи атомов водорода внутри мишени полагалась равной 1.0 эВ [22]. Прослеживалось движение как первичных, так и выбитых внутри мишени вторичных водородных частиц. Покинувшими мишень считались частицы, которые преодолевали плоский потенциальный барьер  $E_s = 0.5$  эВ на выходе из мишени. Неточность в определении величины  $E_s$  слабо влияла на эффективность отрицательной ионизации слетающих с поверхности эмиттера частиц, которая низка для частиц с малыми скоростями удаления от поверхности [16, 17].

Степень отрицательной ионизации покидающих поверхность частиц определялась как произведение вероятности образования ОИ на вероятность выживания при удалении пробной частицы от поверхности [18]. Вероятность образования иона  $H^-$  определялась по формуле, предложенной в работе [18] для цезиевого покрытия, вероятность выживания рассчитывалась по формуле Кишиневского [16]. Работа выхода сложного цезиево-водородного покрытия на поверхности молибдена принималась равной 1.4 эВ.

Фиксировались энергетические и угловые характеристики ОИ, выходящих за пределы мишени. Доускорение ОИ при входе в плазму учитывалось увеличением перпендикулярной к поверхности компоненты скорости ОИ на величину  $\sqrt{2eU_3/m}$ .

Таким образом определялись «эмиссионные» характеристики ППИ с плоским, цилиндрическим и сферическим эмиттерами при различных напряжениях  $U_3$  и различном компонентном составе тока положительных ионов на эмиттер. Вычислена эффективность ГФ при различных соотношениях между площадью эмиссионных отверстий и площадью эмиттера. Определен относительный вклад процессов отражения и распыления в генерацию и выход ионов  $H^-$  для различных модификаций ППИ.

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 2 приведены расчетные зависимости полных коэффициентов отражения  $K_R = \frac{N_R}{N^+}$  и распыления водородных частиц  $K_S = \frac{N_S}{N^+}$  из приповерхностного слоя от энергии бомбардирующего поверхность иона  $H^+$  для аморфного молибдена с 50% внедрением водорода. На этом же рисунке приведены расчетные коэффициенты отрицательно-ионной эмиссии для отражаемых  $K_R^- = \frac{N_R^-}{N^+}$  и распыляемых из абсорбата  $K_S^- = \frac{N_S^-}{N^+}$  частиц. Отметим, что при уменьшении энергии коэффициент распыления быстро возрастает, однако, ввиду низкой энергии распыляемых частиц коэффициент  $K_R^-$  возрастает слабее. В целом расчетный коэффициент отрицательно-ионного отражения  $K_R^-$  превышает  $K_S^-$  примерно в 3 раза в широком диапазоне энергий падающих частиц (рис. 2).

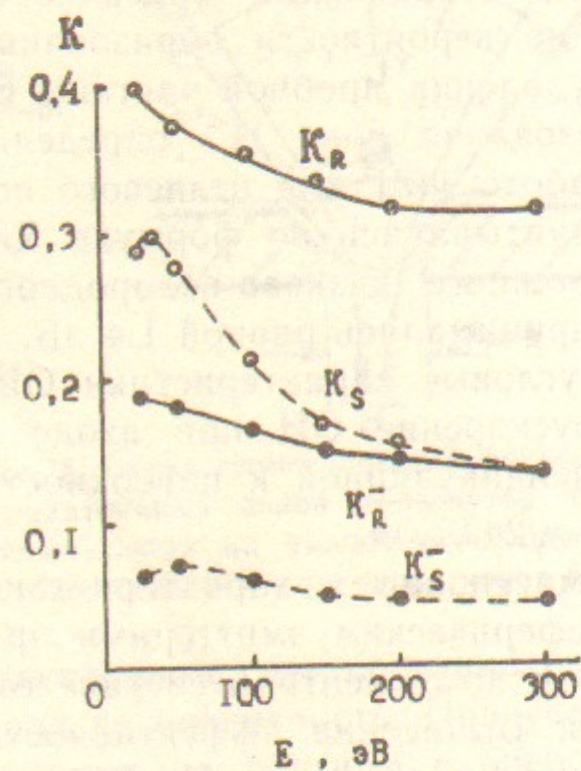


Рис. 2. Зависимость коэффициентов отражения атомов водорода  $K_R$ , распыления водорода из абсорбата  $K_S$  и отрицательно-ионной эмиссии отраженных  $K_R^-$  и распыленных  $K_S^-$  частиц от энергии бомбардировки ионов водорода.

Типичные энергетический и угловой спектры ОИ, покидающих мишень, полученные для первичных частиц с энергией 100 эВ, приведены на рис. 3. В энергетическом спектре ОИ, образуемых при отражении от обогащенного водородом приповерхностного

слоя, по сравнению с мишенью из чистого молибдена, увеличена доля частиц с энергией 0.2—0.6  $E_0$  (1 на рис. 3,а), вклад которых возрастает при увеличении энергии бомбардировки. «Поверхностный пик» частиц с энергией отражения, большей 0.9  $E_0$ , при увеличении энергии бомбардировки уменьшается.

Распыление частиц абсорбата происходит в основном за счет обратного потока водородных частиц, отраженных от внутренних слоев мишени. В спектре «распыленных» ОИ можно выделить две группы частиц. «Высокоэнергетичный хвост» с энергией выше 10 эВ обусловлен выбиванием из внутренних слоев мишени. «Низкоэнергетичный пик» ОИ состоит из частиц, выбитых в основном из верхних 3-4 слоев абсорбата (2, рис. 3,а). При увеличении энергии бомбардировки «высокоэнергетичный хвост» увеличивается, однако, в целом  $K_S$  и  $K_S^-$  падают. Угловые спектры покидающих мишень отрицательных ионов приведены на рис. 3,б (1 — «отраженные», 2 — «распыленные» ОИ). При больших углах вылета угловые распределения отличаются от закона косинуса ввиду малой вероятности выживания ОИ при небольших скоростях удаления от поверхности.

Выход ионов с вогнутых поверхностей после доускорения в направлении к эмиссионному отверстию приведен на рис. 4. Относительный выход отрицательных ионов  $Y^- = \frac{N^-}{N^+}$  рассчитывался с учетом реальной геометрии электродов. Так, на рис. 4,а показан относительный выход ионов  $H^-$  с желобкового эмиттера на узкую эмиссионную щель при различных напряжениях между плазмой и эмиттером для трех типов положительных водородных ионов. Как видно из рисунка, в случае цилиндрической одномерной ГФ (ГФ-1) эффективность преобразования ионного тока в пучок  $H^-$  достигает 50% при использовании ионов  $H_3^+$ .

Относительный выход ионов  $H^-$  для двумерной геометрической фокусировки (ГФ-2) со сферической поверхности эмиттера на круглое эмиссионное отверстие приведен на рис. 4,б. Отметим, что, хотя «относительное отверстие»  $S = \frac{S_{отв}}{S_{эм}}$  ( $S_{эм}$  — площадь эмиттера,

$S_{отв}$  — площадь эмиссионного отверстия; для ГФ-1  $S_{эм} = D_{эм} \cdot L$ ,  $S_{отв} = d_{отв} \cdot L$ , где  $L$  — длина эмиссионной щели, причем  $L \gg D_{эм}$ ; для ГФ-2  $S_{эм} = \pi \cdot D_{эм}^2 / 4$ ,  $S_{отв} = \pi \cdot d_{отв}^2 / 4$ ) в случае ГФ-2 было в 3.7 раза меньше, чем в случае ГФ-1, относительный выход ионов  $H^-$  для ГФ-2 был лишь в 2 раза меньше, чем в случае ГФ-1.

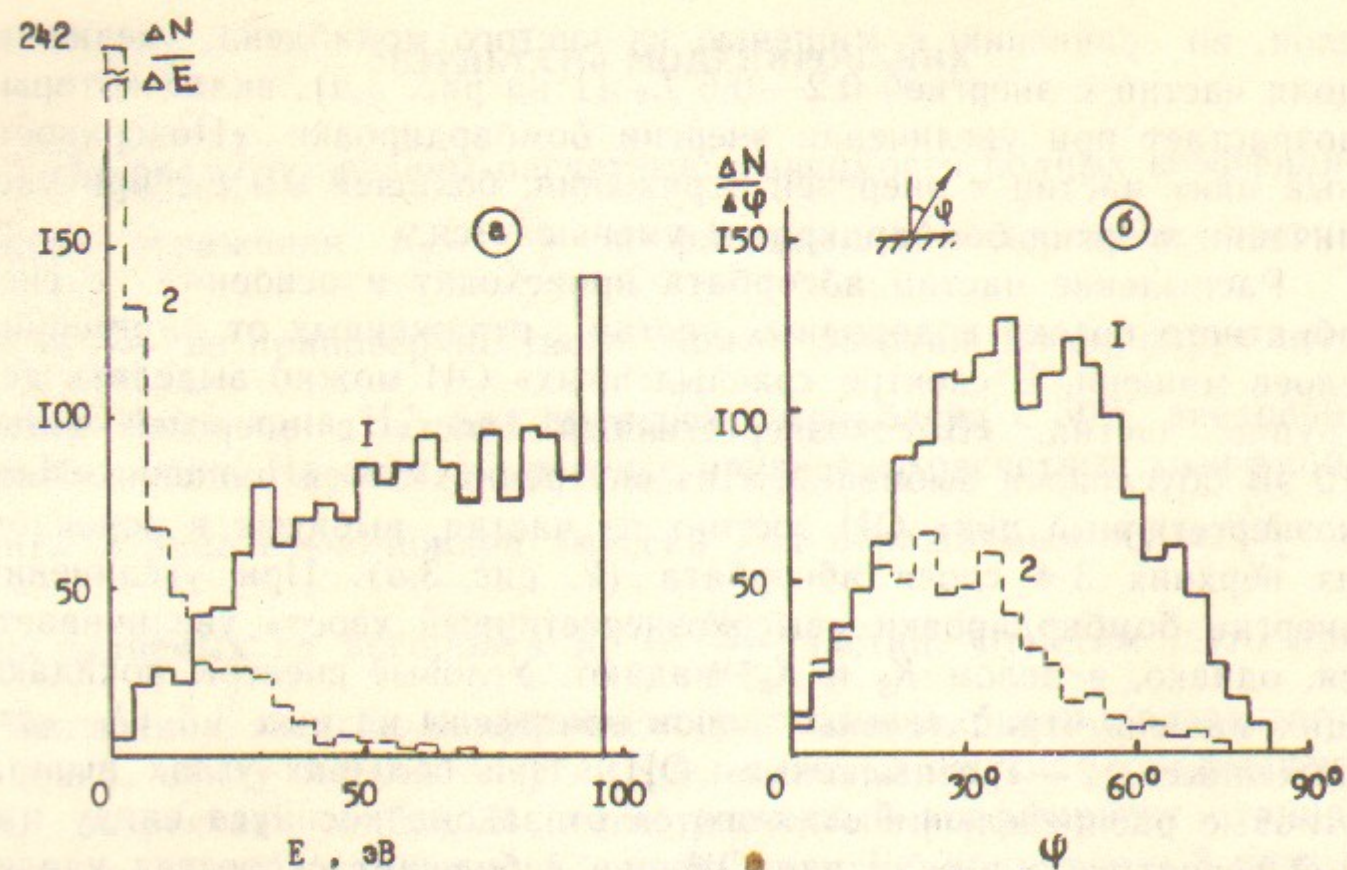


Рис. 3. Энергетические (а) и угловые (б) спектры ионов  $H^-$ , образовавшихся в результате отражения от мишени (1) и распыления из абсорбата (2). Энергия первичных ионов 100 эВ, угол падения — по нормали к поверхности.

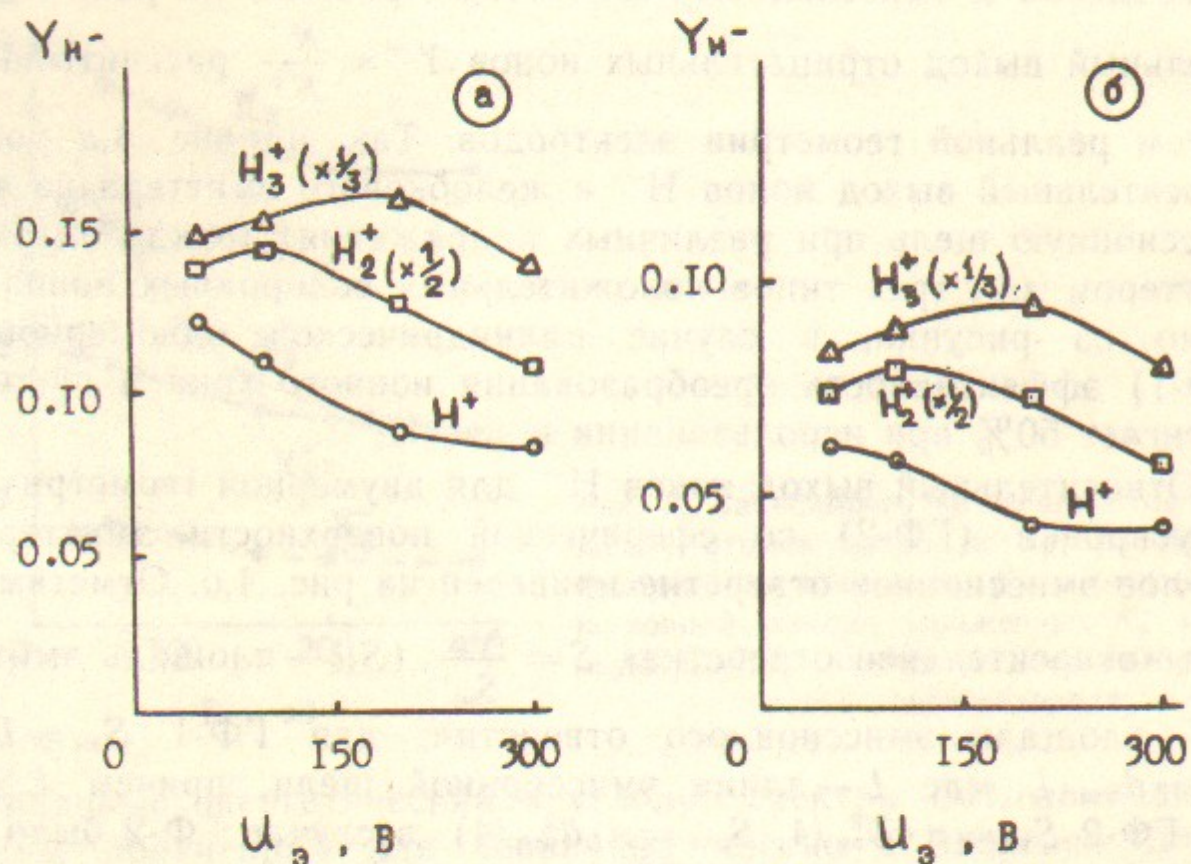


Рис. 4. Зависимость относительного выхода ионов  $H^-$  для схем ППИ с одномерной (а) и двумерной (б) геометрической фокусировкой от напряжения на разряде  $U_0$ . ( $\alpha = 60^\circ$ ,  $S_{отв}/S_{эм} = 0.26$  (а),  $0.07$  (б)).

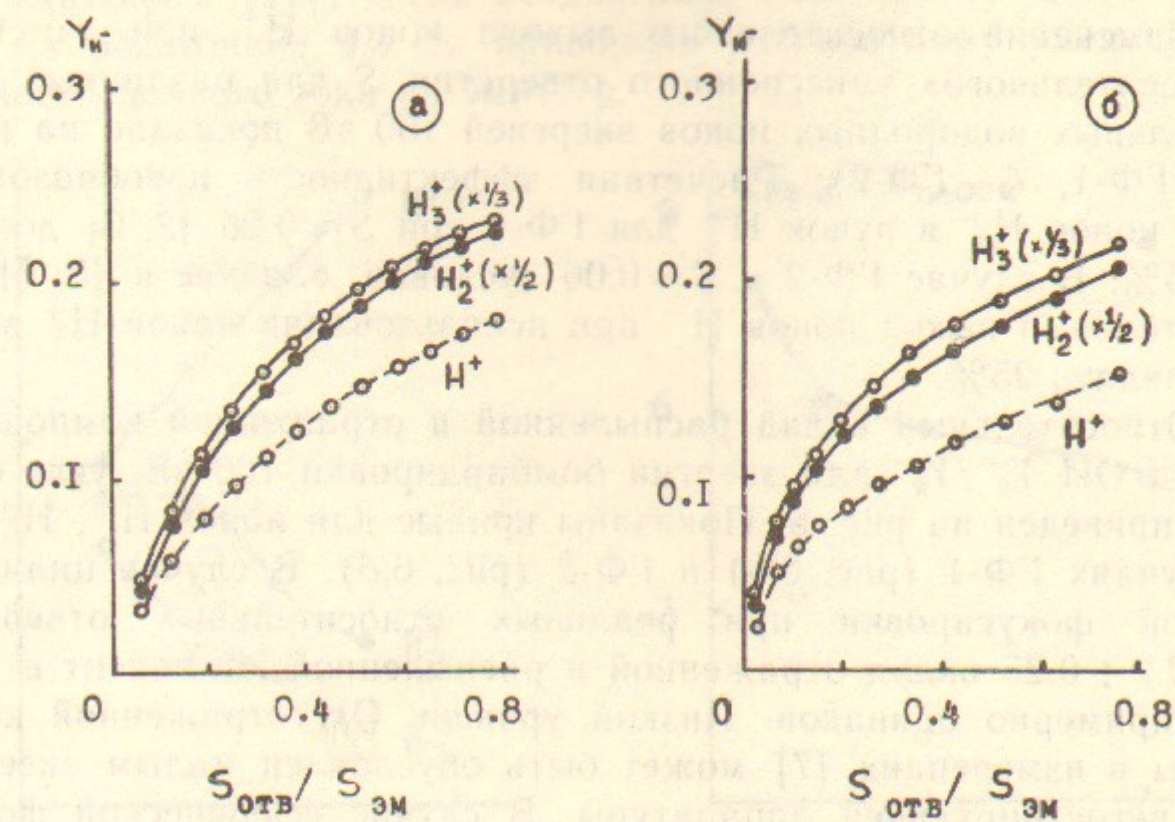


Рис. 5. Зависимость относительного выхода ионов  $H^-$  для ГФ-1 (а) и ГФ-2 (б) от относительного эмиссионного отверстия  $S_{отв}/S_{эм}$ . ( $E_{H^+} = 100$  эВ,  $\alpha = 60^\circ$ ).

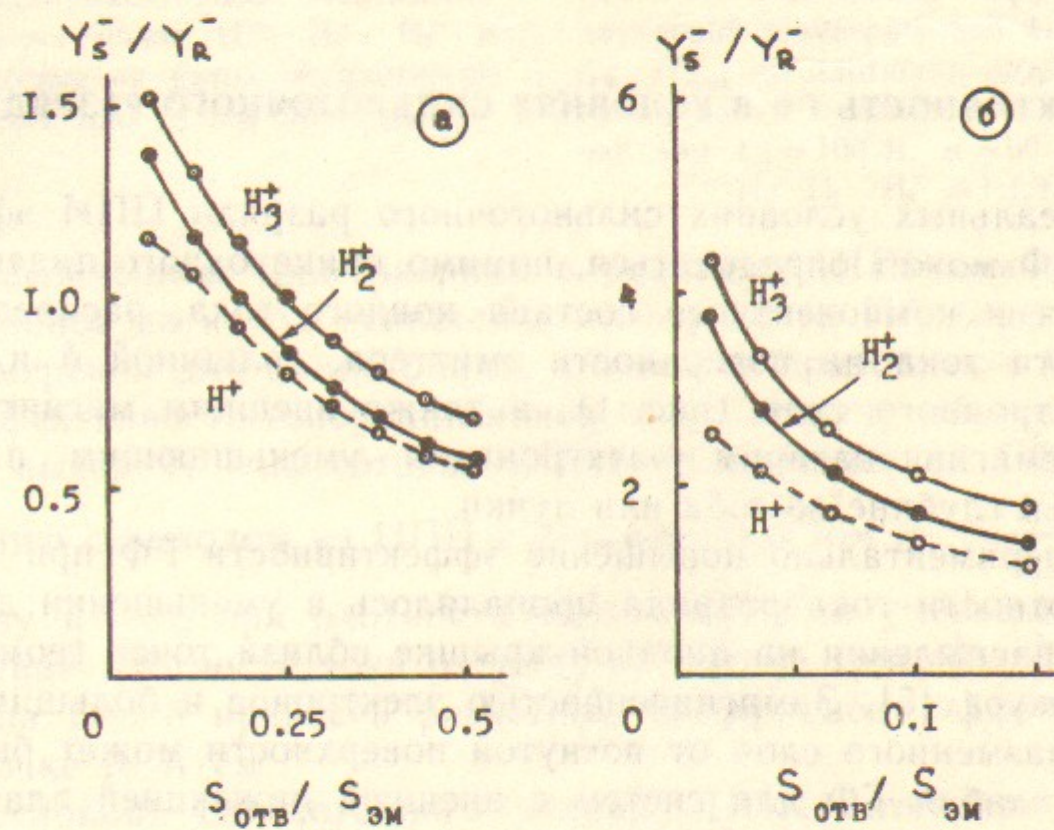


Рис. 6. Зависимость величины  $Y_S^- / Y_R^-$  от относительного эмиссионного отверстия  $S_{отв}/S_{эм}$  для ГФ-1 (а) и ГФ-2 (б).  $E_{H^+} = 100$  эВ,  $\alpha = 60^\circ$ .

Изменение относительного выхода ионов  $H^-$  при изменении «относительного» эмиссионного отверстия  $S$  для различных положительных водородных ионов энергией 100 эВ показано на рис. 5 (а — ГФ-1, б — ГФ-2). Расчетная эффективность преобразования тока ионов  $H_3^+$  в пучок  $H^-$  для ГФ-1 при  $S=0.26$  [2, 3] достигает 45%. В случае ГФ-2 и  $S=0.06$  (условия, близкие к [5, 6]) относительный выход ионов  $H^-$  при использовании ионов  $H_3^+$  может составлять 25%.

Относительный вклад распыленной и отраженной компонент в выход ОИ  $Y_S^-/Y_R^-$  для энергии бомбардировки 100 эВ, угле сбора  $60^\circ$ , приведен на рис. 6. Показаны кривые для ионов  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  в случаях ГФ-1 (рис. 6,а) и ГФ-2 (рис. 6,б). В случае цилиндрической фокусировки при реальных относительных отверстиях  $S=0.2 \div 0.25$  вклад отраженной и распыленной компонент в поток ОИ примерно одинаков. Низкий уровень ОИ отраженной компоненты в измерениях [7] может быть обусловлен малым аксептансом регистрирующей аппаратуры. В случае сферической фокусировки при реализуемых относительных эмиссионных отверстиях  $S=0.06$  вклад распыленной компоненты может превышать вклад отраженной компоненты в 2-3 раза.

#### ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГФ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОТОЧНОГО РАЗРЯДА ППИ

В реальных условиях сильноточного разряда ППИ эффективность ГФ может определяться, помимо прикатодного падения напряжения и компонентного состава ионного тока, распределением плотности тока на поверхности эмиттера, толщиной  $\delta$  и формой приэлектродного слоя (рис. 1), а также внешним магнитным полем, замагничивающим электроны и уменьшающим плотность плазмы в глубине желоба или лунки.

Экспериментально повышение эффективности ГФ при увеличении плотности тока разряда проявлялось в уменьшении диаметра следов распыления на анодной крышке вблизи точек геометрического фокуса [5]. Замагниченностью электронов и большим удалением плазменного слоя от вогнутой поверхности может быть объяснена слабая ГФ для систем с внешней инжекцией плазмы и с магнитным полем [19, 20]. Быстрое спадание плотности тока положительных ионов на поверхность эмиттера при его удалении от границы плазменного слоя было обнаружено в ППИ с независи-

мым эмиттером [21], когда отодвигание эмиттера от плазменного слоя на расстояние 0.3 мм приводило к 6-кратному уменьшению плотности ионного тока на эмиттер.

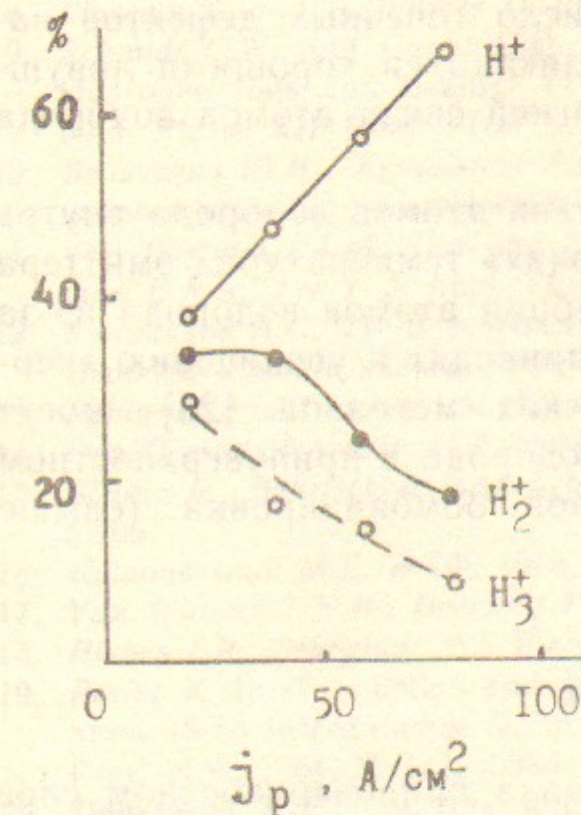


Рис. 7. Экспериментальная зависимость концентрации ионов  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  в ионном потоке на катод от плотности разрядного тока  $J_p$  для планотрона.

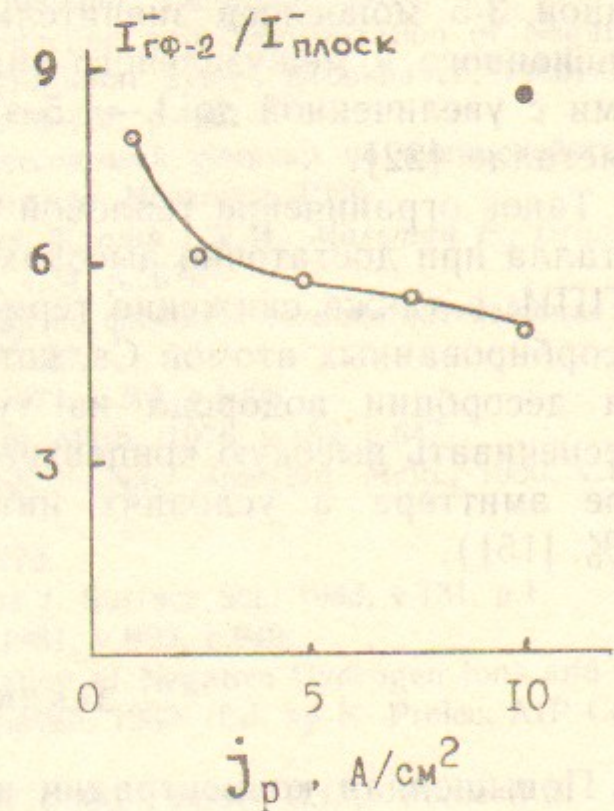


Рис. 8. Зависимость эффективности двумерной геометрической фокусировки  $I_{ГФ-2}^- / I_{плоск}^-$  от плотности разрядного тока на катоде (эксперимент). \* — расчет для  $U_0=100$  В,  $\alpha=60^\circ$ ,  $S=0.06$ ,  $H^+ : H_2^+ : H_3^+ = 1:1:1$ .

С увеличением тока разряда в реальных ППИ компонентный состав ионов на катод меняется в пользу ионов  $H^+$  (рис. 7 — прямые измерения для планотрона), что может приводить к уменьшению эффективности генерации ионов  $H^-$ . Достигнутый экспериментально выход  $H^-$  из сотовых ППИ со сферической ГФ [5] по сравнению с выходом из ППИ с плоским катодом  $\eta^- = \frac{I_{ГФ-2}^-}{I_{плоск}^-}$  имеет величину  $\eta^- = 8$  при плотности тока  $1 A/cm^2$  и уменьшается при увеличении плотности тока разряда на катоде (рис. 8). Для сравнения на рис. 8 приведен расчетный коэффициент эффективности  $\eta^-$  в точке  $10 A/cm^2$ .

В условиях сильноточного разряда ППИ интенсивный поток первичных ионов с плотностью тока десятки  $A/cm^2$ , а также поток франк-кондоновских атомов водорода энергией 1—2 эВ обеспечивают высокую «динамическую» плотность водорода на поверхности

эмиттера и в поверхностном слое. Поток ионов  $Cs^+$ , который в «рабочих» режимах ППИ может достигать величины 10% от полного ионного тока на катод, создает в приповерхностном слое толщиной 3-5 монослоев значительное число точечных дефектов вакансионного и межузельного типа, являющихся хорошими ловушками с увеличенной до 1—1.5 эВ энергией связи атомов водорода в металле [22].

Такое ограничение тепловой диффузии атомов водорода внутрь металла при достаточно высоких «рабочих» температурах эмиттера в ППИ, а также снижение термодесорбции атомов водорода из-за адсорбированных атомов Cs, которые приводят к увеличению энергии десорбции водорода из тугоплавких металлов [23], могут обеспечивать высокую концентрацию водорода в приповерхностном слое эмиттера в условиях интенсивной бомбардировки (свыше 50% [15]).

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Повышенная концентрация водорода в приповерхностном слое меняет характер приповерхностных процессов. Усиливается энергообмен частиц налетающего потока, уменьшается глубина проникновения быстрых водородных частиц внутрь кристалла, трансформируется энергоспектр слетающих частиц. Коэффициент распыления водорода при энергиях первичных частиц порядка 100 эВ может достигать величины 20—90%, что способствует формированию интенсивного потока «распыленных» ионов  $H^-$ , имеющих после доускорения в прикатодном слое малый энергетический ( $\sim 5 \div 10$  эВ) и угловой ( $\sim 10^\circ$ ) разброс. Эти факторы способствуют эффективному использованию «распыленной» компоненты ионов  $H^-$  при геометрической фокусировке в ППИ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бельченко Ю.И., Димов Г.И., Дудников В.Г. Известия АН СССР, Серия физическая, 1973, т.37, с.2573.
2. Бельченко Ю.И., Дудников В.Г. Препринт ИЯФ СО АН СССР 78-95, Новосибирск, 1978; J. de Physique, 40, Colloque C7, N 7, p.C7-501, (1979).
3. Belchenko Yu.I., Dudnikov V.G. Proc. of XV Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Minsk, 1981. Pt 2, P-1504, 883, (1981); Препринт ИЯФ СО АН СССР 80-34, Новосибирск, 1980.
4. Alessi J.G., Sluyters T. Rev. Sci. Instrum., 1980, v.51, p.721.

5. Ю.И.Бельченко. Физика плазмы, 1983, т.9, с.1219.
6. Бельченко Ю.И., Димов Г.И. Сборник «Вопросы атомной науки и техники», Серия термояд. синтез, 1984, № 1, с.42.
7. Leung K.N. and Ehlers K.W. Rev. Sci. Instrum., 1982, v.53, p.83.
8. Piosczik B. and Dammerts D. Rev. Sci. Instrum., 1986, v.57, p.840.
9. Schmidt C.W. and Curtis C.D. In «Production and Neutralization of Negative Hydrogen Ions and Beams» (4-th International Symp., Brookhaven, 1986)/Ed. by J. Alessi, AIP Conf. Proc. N.Y., 1987, № 158, p.425.
10. Бельченко Ю.И., Куприянов А.С. II Всесоюзный семинар по взаимодействию ионов и атомов с поверхностью твердого тела, Новгород, 1986.
11. Van Bommel P.J.M., Geerling J.J.G., van Wunnik J.N.M., Massman P., Granne-man E.N.A., Los J. J. Appl. Phys., 1983, v.54, p.5676.
12. Куприянов А.С. VII Всесоюзный семинар по физике и технике интенсивных источников ионов и ионных пучков, Киев, 1987.
13. Robinson and Torrens I.M. Phys. Rev., 1974, v.B9, p.5008.
14. Oen O. and Robinson M.T. Nucl. Instrum. Meth., 1976, v.132, p.647.
15. Schulz R., Behrisch R. and Scherzer B.M.U. Nucl. Instrum. Meth., 1980, v.168, p.295.
16. Кишиневский М.Е. ЖТФ, 1978, т.48, с.773.
17. Van Wunnik J.N.M., Geerling J.J.G., Los J. Surface Sci., 1983, v.131, p.1.
18. Hiskes J.R., Schneider P.J. Phys. Rev., 1981, v.B23, p.949.
19. Prelec K. In: «Production and Neutralization of Negative Hydrogen Ions and Beams» (3-rd International Symp., Brookhaven, 1983)/Ed. by K. Prelec, AIP Conf. Proc. N.Y., 1984, № 111, p.333.
20. Dagenhart W.K., Stirling W.L., Banic G.M., Barber G.C., Ponte N.S. and Whealton J.H. Ibid, p.353.
21. Belchenko Yu.I., Dimov G.I., Dudnikov V.G. In Proc. Symp. on Production and Neutralization Negative Hydrogen Ions and Beams, Brookhaven, BNL-50727, N.Y., 1977, p.79; Препринт ИЯФ СО АН СССР 77-56, Новосибирск, 1977.
22. Bottiger J., Picraux S.T., Rud N. and Laursen T. J. Appl. Phys., 1977, v.48, p.920.
23. Papageorgopoulos C.A. and Chen J.M. Surface Sci., 1973, v.39, p.283.

*Ю.И. Бельченко, А.С. Куприянов*

**О геометрической фокусировке  
отрицательных ионов водорода  
в поверхностно-плазменных источниках**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

---

Работа поступила 14 января 1988 г.  
Подписано в печать 29.01.1988 г. МН 08082  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0,9 печ.л., 0,8 уч.-изд.л.  
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 16

---

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*