

50
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Ю.И.Бельченко, Г.В.Дудников

ПОВЕРХНОСТНО - ПЛАЗМЕННЫЙ
ИСТОЧНИК С РАЗРЯДОМ БЕЗ
ЗАМКНУТОГО ДРЕЙФА
ЭЛЕКТРОНОВ - „ПОЛУПЛОТРОН“

ПРЕПРИНТ И Я Ф 78 - 95

Новосибирск

I. Основные особенности поверхностно-плазменного метода получения пучков отрицательных ионов (ППМ) и поверхностно-плазменных источников (ППИ) подробно рассмотрены на Брукхевенском симпозиуме по получению и нейтрализации пучков отрицательных ионов водорода /1/. ППИ с неохлаждаемыми электродами обеспечивает получение пучков ионов H^- и D^- с интенсивностью до $1+1,3A$ при длительности импульсов до 10^{-2} сек.

Дальнейшее увеличение интенсивности пучков и длительности импульсов требует интенсивного охлаждения электродов источника.

В разработанных вариантах ППИ используются разряды в скрещенных полях с замкнутым дрейфом электронов /2,3/. Из газоразрядных ячеек с планотронной и пеннинговской геометрией электродов даже при использовании многоапертурных систем формирования извлекается лишь малая часть генерируемого потока отрицательных ионов. Из-за этого реальные затраты энергии на генерацию ионов H^- и D^- в этих источниках достигают значений $10+80$ КэВ/ион /4/, что значительно превышает оценочные значения минимальной энергетической цены ионов $0,25 + 1$ КэВ/ион /2,3/. Получаемые значения энергетической эффективности достаточны для обеспечения приемлемо высоких коэффициентов полезного действия высоковольтных инжекторов термоядерных установок. Однако для облегчения охлаждения источников и увеличения ресурса работы весьма желательно дальнейшее уменьшение затрат энергии на генерацию отрицательных ионов. Необходимость замыкания дрейфа существенно осложняет и охлаждение электродов источника /5/.

Сравнительно полное использование генерируемого потока отрицательных ионов можно добиться в ППИ с кольцевым дрейфом электронов в радиальном магнитном поле /6/. Кроме того, электроды этих источников хорошо приспособлены для интенсивного охлаждения. Однако радиальное магнитное поле вызывает трудноустраняемую азимутальную закрутку пучка, существенно увеличивающую эмиттанс.

В настоящей работе рассмотрено получение отрицательных ионов водорода и дейтерия из источников с прямолинейной эмиссионной щелью, в которых разряд с дрейфом электронов в скрещенных полях локализуется около эмиссионной щели за счет специальной

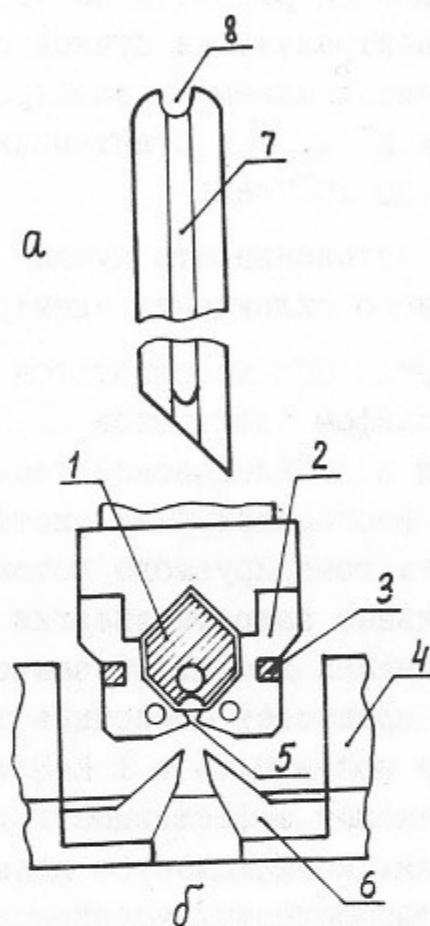


Рис. I. Схема поверхностно-плазменного источника отрицательных ионов с разрядом без замкнутого дрейфа электронов, а - вид катода со стороны эмиссионной щели; б - поперечный разрез источника.

1 - катод, 2 - газоразрядная камера, 3 - магнитные вставки, 4 - полюса электромагнита, 5 - эмиссионная щель, 6 - пластины вытягивающего электрода, 7 - цилиндрический желоб в катоде, 8 - выемка на торце катода.

4.

конфигурации электродов, прерывающих замкнутый дрейф. В дальнейшем эта конфигурация электродов называется полупланотронной.

2. Первые опыты с полупланотронной ячейкой, в которой путь для замкнутого дрейфа электронов в планотронной ячейке /2,3/ просто перекрывался держателями катода, показали, что прерывание замкнутого дрейфа практически не влияет на зажигание и горение сильноточных тлеющих разрядов в скрещенных полях. Однако в этом случае плазма продрейфовывала по зазору между держателем катода и анодной вставкой к изоляторам. Из-за этого инициировались пробои по поверхности изолятора и зажигались дуговые разряды, разрушающие изоляторы катода. Быстрые электроны, выдрейфовывая из желоба, образованного боковыми щитками катода, уходили на анодную вставку и проплавливали её. Для устранения этих неприятных эффектов конфигурация электродов была изменена.

Конфигурация электродов модернизированного полупланотрона показана на рис. I. Как и в планотронной ячейке, разряд горит в узком зазоре между длинным катодом 1 и охватывающим его анодом 2. Но в полупланотроне условия для удержания быстрых электронов, эмитированных катодом, выполнены лишь в небольшой части зазора, примыкающей к эмиссионной щели 5, которая, как и в большинстве ПШИ, ориентирована поперек магнитного поля. На этом участке силовые линии магнитного поля, специально искривленные за счет магнитных вставок 3, дважды пересекают поверхность полуцилиндрического желоба 7 в катоде без захода на анод. В этой области быстрые электроны могут осциллировать вдоль силовых линий магнитного поля, отражаясь от катода. Для облегчения зажигания разряда пришлось сделать выемку 8 большей глубины и в одном из торцов катода. В эту выемку электромагнитным затвором подаются порции водорода и из нагреваемого контейнера подаются пары цезия. При подаче напряжения на промежуток катод-анод разряд зажигается в этой выемке и при достаточной плотности водорода распространяется по полуцилиндрическому желобу катода, примыкающему к эмиссионной щели. Для исключения разрядов в остальных частях зазора и предотвращения проникновения плазмы в эти части зазора, катоду и охватывающему его аноду придана специальная форма, обеспечивающая быстрый сброс появляющихся в зазоре электронов на анод вдоль силовых линий магнитного поля.

5.

Вид катода со стороны эмиссионной щели показан на рис.1а. Длина катода 5,5 см, желоб имеет полуцилиндрическую форму с радиусом кривизны 2 мм, ширину 3 мм, глубину 0,7 мм. До скошенного торца катода желоб не доходит на 5 мм. Полная площадь рабочей части катода, включая и выемку на торце, 2,5 см². Придавая желобу полуцилиндрическую форму, мы надеялись сконцентрировать поток отрицательных ионов, уходящих с катода, на эмиссионную щель за счет геометрической фокусировки. Держатели катода впаиваются в клиновидную, нерабочую грань катода и крепятся в анодной вставке через трубчатые керамические изоляторы, как и в прежних конструкциях планотронных ячеек.

В первых экспериментах с полупланотроном электроды не охлаждались, но возможность подачи охлаждающей жидкости по каналам в держателе и каналу в катоде, просверленному в непосредственной близости к рабочей поверхности катода предусматривалась с самого начала. Конструкция системы охлаждения анода сделана так же, как в ППИ для ускорителей с пеннинговской геометрией /73/- в массивной анодной коробке каналы для охлаждения просверлены в непосредственной близости от эмиссионной щели.

Газоразрядная камера устанавливалась на высоковольтных изоляторах между полюсами магнита и над заземленными пластинами вытягивающего электрода 6. На газоразрядную камеру подавалось постоянное вытягивающее напряжение до 35 кВ. На катод подавались полусинусоидальные импульсы напряжения с длительностью по основанию 1 мсек. Системы питания и откачки позволяли работать с частотой до 10 Гц.

3. В первых экспериментах ионы извлекались из полупланотронной ячейки через эмиссионную щель с размерами 1x10 мм², расположенную напротив средней части катода. Характеристики разряда, их зависимости от магнитного поля, подачи водорода и цезия практически полностью совпадали с характеристиками разрядов в планотронных ячейках /2,3/. При увеличении подачи цезия напряжение разряда уменьшалось от 400 ± 600 до 100 ± 150 В. При этом значительно увеличивалась интенсивность извлекаемых пучков ионов Н⁻.

Значения тока ионов Н⁻ на коллектор при разных токах разряда нанесены точками на рис.2. Сплошной линией проведена опи-

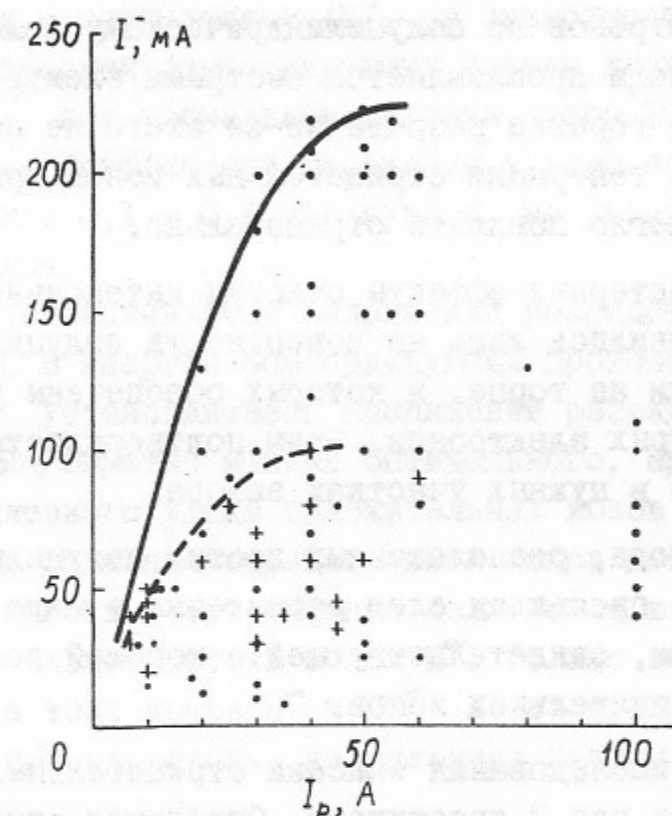


Рис.2. Зависимости тока пучка ионов Н⁻ (точки) и ионов D⁻ (крестики) от тока разряда в полупланотроне с эмиссионной щелью 1x10 мм².

бающая полученных значений, соответствующая зависимости тока ионов H^- от тока разряда в наиболее благоприятных условиях. На линейном участке этой зависимости эмиссионная плотность тока ионов H^- составляет 17% от плотности тока разряда на катоде. Разброс значений интенсивности пучков ионов H^- при фиксированных значениях тока разряда показывает влияние подачи цезия и оптимизации других варьируемых параметров. При увеличении тока разряда свыше 50 А интенсивность извлеченных пучков уменьшалась. Оказалось, что около скошенного конца катода, где прерывается дрейф электронов по полуцилиндрическому желобу, неохлаждаемая стенка анода проплавляется быстрыми электронами из разряда. Нормальное горение разряда из-за этого не нарушалось, но на эффективность генерации отрицательных ионов при больших токах разряда это могло повлиять отрицательно.

На катоде характерные эффекты очистки интенсивной ионной бомбардировкой проявились лишь на поверхности полуцилиндрического желоба и выемки на торце, в которых обеспечены условия для осцилляции быстрых электронов. Этим подтверждается хорошая локализация разряда в нужных участках зазора.

На участках анода, расположенных против полуцилиндрического желоба в катоде, проявился след распыления в виде канавки шириной $0,6 \pm 0,8$ мм, свидетельствующей о хорошей геометрической фокусировке отрицательных ионов.

4. Результаты исследования эмиссии отрицательных ионов дейтерия нанесены на рис. 2 крестиками. Огибающая этих результатов нанесена пунктиром. Максимальные значения тока ионов меньше соответствующих значений тока ионов H^- примерно в 2 раза.

Изотопические эффекты в образовании отрицательных ионов обсуждались неоднократно. Распыление адсорбированного водорода и дейтерия в виде отрицательных ионов изучалось в работе /8/. Поверхность молибдена экспонировалась в потоке цезия в присутствии водорода или дейтерия и бомбардировалась слабыми потоками положительных ионов неона с энергией 150 и 500 эВ. При уменьшении работы выхода поверхности молибдена за счет адсорбции цезия на 2,6 эВ эмиссия распыленных ионов H^- и D^- увеличивалась в 500 раз, но эмиссия ионов H^- превышала в тех же условиях эмиссию ионов D^- на порядок. С другой стороны, в ис-

следованиях отражения дейтерия в виде отрицательных ионов от толстых слоев щелочных металлов /9/ были получены высокие коэффициенты вторичной эмиссии (на цезии до 12%). При оптимальной толщине пленок натрия и лития вторичная эмиссия отраженных ионов D^- превышала эмиссию при отражении от толстых слоев в 4 и 10 раз, соответственно. По-видимому, в поверхностно-плазменных источниках эффективные коэффициенты вторичной эмиссии ионов H^- и D^- должны различаться не столь катастрофически, как в экспериментах с распылением /8/, но зависимости этих коэффициентов от скоростей бомбардирующих частиц должны проявляться. По данным /9/, при нормальном падении ионов D_2^+ и D_3^+ на поверхность цезия коэффициент отражения в виде ионов D^- больше 10% при энергиях $0,1 + 0,4$ КэВ/нуклон, но уменьшается до 6% при 20 эВ/нуклон.

При установившемся напряжении разрядов в водороде с цезием 100+120 В энергия бомбардирующих протонов близка к оптимальной, установившееся напряжение разрядов в дейтерии с цезием 80-150 В заметно меньше оптимального. Кроме того, за счет более медленного ухода положительных ионов из плазмы и большего времени движения отрицательных ионов дейтерия от эмиттирующей поверхности к эмиссионной щели поток ионов D^- должен ослабляться сильнее потока ионов H^- . Только за счет этого эффекта предельные токи ионов H^- и D^- могут различаться в 2 раза /2, 3/, даже при одинаковых напряжениях разряда и коэффициентах эмиссии.

5. На рис. 3 приведены зависимости интенсивностей сформированных пучков ионов H^- и D^- от тока разряда в оптимизированных условиях при размерах эмиссионных щелей 1×20 мм² и 1×40 мм². При симметричном увеличении длины щели с 10 мм до 20 мм интенсивности пучков ионов H^- и D^- увеличились примерно в 2 раза. Но при удлинении щели до 40 мм пропорционального увеличения интенсивности не получилось. В оптимальных условиях на линейном участке этой зависимости получилось до 120 мА ионов H^- при токе разряда 5 А. Максимальный ток ионов H^- до 0,6 А получался при токе разряда 100 А. С длинной эмиссионной щелью разряд стал неоднородным. Яркость свечения разряда заметно уменьшалась по мере удаления от места подачи водорода и

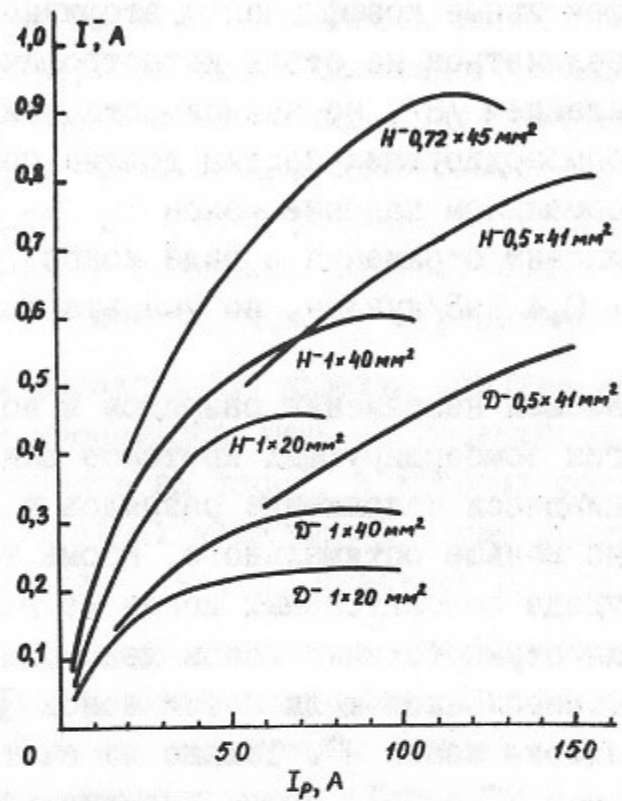


Рис.3. Зависимости тока пучка ионов H^- и D^- от тока разряда. Под кривыми указан вид ионов и площадь эмиссионной щели.

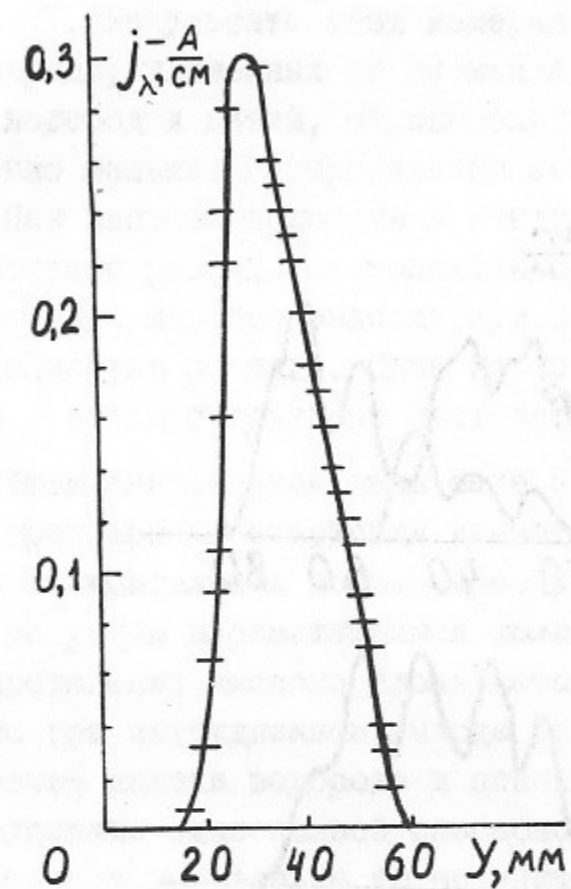


Рис.4. Распределение линейной плотности тока ионов H^- по длине эмиссионной щели с размерами $1 \times 40 \text{ мм}^2$.

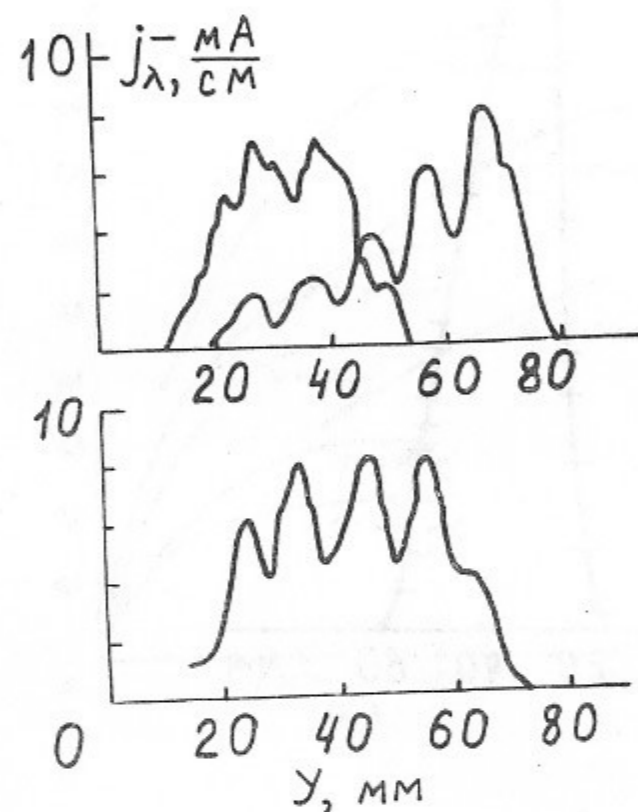


Рис.5. Примеры распределений линейной плотности тока ионов H^- при эмиссии через отверстия диаметром 0,5 мм с шагом 1 см.

цезия. В этом случае исчезла и бомбардировка быстрыми электронами скошенной стенки анода, прерывающей дрейф электронов.

Узким коллектором с шириной 5 мм, перемещающимся вдоль эмиссионной щели, было измерено линейное распределение плотности тока ионов H^- . Результаты этих измерений приведены на Рис.4. С участков разряда, удаленных от выемки в торце катода, в которую подается водород и цезий, отрицательных ионов эмиттировалось существенно меньше. Распределение эмиссии по длине почти треугольное. При напуске водорода в вакуумную камеру с ионным источником свечение разряда становилось однородным. Из этих данных следует, что недобор эмиссии при большой длине щели связан с неоднородностью разряда. Одна из причин неоднородного горения разряда — большой градиент плотности газа по длине щели.

В дальнейшем эмиссионная щель была закрыта пластинкой, в которой были просверлены отверстия диаметром 0,5 мм с шагом 1 см. Эмиссия отрицательных ионов через эти отверстия регистрировалась тем же узким перемещающимся коллектором. Примеры полученных распределений эмиссии вдоль катода приведены на рис.5. Оказалось, что при затрудненном выходе газа из газоразрядной камеры изменением подачи водорода и цезия можно сильно варьировать распределение эмиссионной способности разряда по длине катода, в том числе добиваться её сравнительно равномерного распределения.

В следующих экспериментах по следу распыления на миллиметровой пластинке, закрывающей прежнюю эмиссионную щель, была пропилена новая эмиссионная щель с размерами 0,5 x 41 мм². Результаты исследования эмиссии ионов H^- и D^- в этом случае приведены на рис.3. В оптимальных условиях зависимости интенсивностей пучков отрицательных ионов от тока разряда при малых токах разряда расположены несколько выше аналогичных зависимостей с эмиссионной щелью 1x20 мм², но интенсивности пучков увеличивались до тока разряда 150А. При этом токе разряда получены пучки ионов H^- с током до 0,8 А и ионов D^- с током до 0,55А. Можно полагать, что столь заметное увеличение предельной интенсивности обусловлено некоторым приближением эмиссионной щели к эмиттирующей поверхности катода, уменьшением толщины стенок эмиссионной щели и более тщательной оптимизацией па-

раметров. Распределение эмиссии по длине щели было более однородным, чем со щелью $1 \times 40 \text{ мм}^2$.

При увеличении размеров щели до $0,72 \times 45 \text{ мм}^2$ оптимальный ток разряда уменьшился до 120 А , и абсолютная интенсивность пучка ионов H^- возросла до $0,9 \text{ А}$.

6. Эксперименты с полупланотроном показали, что можно обеспечить эффективную генерацию отрицательных ионов, используя разряды в скрещенных полях без замкнутого дрейфа электронов. За счет этого можно существенно повысить эффективность использования генерируемых потоков отрицательных ионов в источниках ленточных пучков. За счет геометрической фокусировки отрицательных ионов, эмиттируемых катодом и ускоряемых в прикатодном падении потенциала, поток отрицательных ионов с цилиндрической поверхности со сравнительно большой шириной (3 мм) собирается в эмиссионную щель шириной $0,5 \pm 0,8 \text{ мм}$. Это позволяет получать пучки с высокой эмиссионной плотностью тока при сравнительно небольших тепловых нагрузках на поверхность катода. Использование фокусировки делает возможным создание поверхностно-плазменных источников с многоапертурными хорошо охлаждаемыми системами формирования, обеспечивающих практически полное использование генерируемого потока отрицательных ионов. Для этого эмиттирующей поверхности катода придается форма ряда параллельных соприкасающихся полуцилиндрических желобов, а эмиссионные щели располагаются по линиям фокусировки потоков эмиттируемых отрицательных ионов, которые разделяются значительными промежутками.

В предложенной конструкции источника удобно решаются задачи охлаждения электродов.

В рассмотренной модели полупланотрона реальные затраты энергии на генерацию ионов H^- в разряде удалось уменьшить до 5 КэВ/ион .

Такую конструкцию генераторов потоков отрицательных ионов можно использовать для создания мишеней из отрицательных ионов, необходимых для получения пучков поляризованных отрицательных ионов водорода и дейтерия.

Авторы благодарят Г.И. Димову за внимание к работе и полезные обсуждения, А.И. Белягина и Г.Ф. Долгова за изготовление источников, В.П. Лагутина за помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. Proc. Symp. on Production & Neutralization of Negative Hydrogen Ions & Beams. 1977, BNL-50727, N.-Y.
2. Ю.И. Бельченко, Г.И. Димов, В.Г. Дудников "Физические основы поверхностно-плазменного метода получения пучков отрицательных ионов"; в сборнике /I/ стр. 79-96, Препринт ИЯФ 77-56, Новосибирск 1977.
3. В.Г. Дудников "Поверхностно-плазменный метод получения пучков отрицательных ионов"; Диссертация, Новосибирск, 1977.
4. Kr. Prelec , в сборнике /I/, стр. III-III8.
5. R.B. McKenzie - Wilson , в сборнике /I/, стр. I40-I44.
6. В.Л. Комаров, А.П. Строкач. Препринт НИИЭФА, Д-0282, Ленинград, 1976.
7. Г.И. Димов, Г.Е. Деревянкин, В.Г. Дудников, IEEE Trans. Nuclear Science , NS-24, № 3 (1977) Препринт ИЯФ 77-17, Новосибирск, 1977.
8. M.L. Yu , в сборнике /I/, стр. 48-52.
9. P.J. Schneider, K.H. Berkner, W.G. Graham, R.V. Pyle, J.W. Stearns в сборнике /I/, стр. 63-69.

Работа поступила - 20 ноября 1978 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ

Подписано к печати 7.XI-1978 г. МН 07900

Усл. 0,8 печ.л., 0,6 учетно-изд.л.

Тираж 200 экз. Бесплатно

Заказ № 95.

Отпечатано на ротапринте ИЯФ СО АН СССР