

P13-2006-145

К. Пышняк¹, А. Дроздзель¹, М. Турек¹, А. Лятушинский¹,
Д. Мончка², Ю. Селянко³, Ю. А. Ваганов, Ю. В. Юшкевич

ЭКСТРАКЦИЯ ИОНОВ ИЗ ПЛАЗМЕННОГО ИСТОЧНИКА И ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКОВ

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

¹ Институт физики, Университет М. Кюри-Склодовской, Люблин,
Польша

² Институт атомной энергии, Свек-Варшава, Польша

³ Институт информатики, Университет М. К. Склодовской, Люблин,
Польша

Пышняк К. и др.

P13-2006-145

Экстракция ионов из плазменного источника и формирование пучков

Проведено измерение тока ионов, извлекаемых из плазменного источника, в зависимости от экстракционного напряжения U_e . Сравнение полученных характеристик с теоретическими предсказаниями показало, что согласие экспериментальных данных с теорией Чайлда–Ленгмюра существует только в определенном пределе U_e . Результаты проведенных измерений, а также компьютерная симуляция формы ионного пучка дали возможность оценить параметры поверхности, эмитирующей ионы и среднюю энергию ионов в плазме исследуемого источника.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Джелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2006

Pyszniak K. et al.

P13-2006-145

Ions Extraction from Plasma Ion Source with Subsequent Bunching

Ion currents extracted from the plasma ion source were measured as a function of the extraction voltage U_e . Comparison of the characteristics obtained with the theoretical predictions showed that for our extraction system experimental data agree with the Child–Langmuir theory only in a definite U_e range. The results of the measurements and computer simulation of the ion beam shape allowed parameters of the ion-emitting surface (plasma meniscus) and the average ion energy in the plasma of the source to be estimated.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2006

ВВЕДЕНИЕ

Несколько десятилетий ионные пучки находят широкое и важное применение в разных областях науки и техники. В частности, они используются в имплантаторах ионов для модификации физико-химических свойств поверхности твердых тел, в процессах литографии, в аппаратах типа ТОКАМАК, для анализа элементов методами RBS и PIXE, а также в ионных двигателях для космических целей.

В большинстве экспериментов, где используются ионные пучки, ключевым вопросом является экстракция ионов и формирование пучков с определенными характеристиками. Эффективное решение этого вопроса зависит как от параметров экстракционного пространства, так и от характеристик ионного источника. Основное значение имеют расходимость ионного пучка в области экстракции, геометрия оптической системы и величина объемного заряда пучка, особенно когда плотность ионного тока больше нескольких миллиампер на квадратный сантиметр. В случае интенсивных пучков происходит ряд специфических явлений, таких как ограничение величины ионного тока, заметная деформация пучка, обусловленная кулоновским рассеянием, а также изменение распределения электрического поля в ионно-оптической системе.

На характеристики ионного пучка влияют также факторы, связанные с ионным источником, среди которых можно выделить его геометрические параметры, плотность и температуру плазмы, род атомов используемых ионов и т.д. Однако самыми важными среди перечисленных факторов являются параметры оптической системы, прежде всего величина напряжения, ускоряющего ионы. Точное знание этих факторов дает возможность получения ионных пучков с заданными и хорошо определенными параметрами.

В данной работе показаны результаты измерений ионных токов из плазменного источника ионов в функции ускоряющего напряжения. На основе этих измерений, с использованием компьютерной симуляции геометрических конфигураций пучка, нами предпринята попытка оценить влияние объемного заряда на расходимость ионного пучка. Полученные результаты дали возможность определить температуру ионов в плазме, а также величину и форму мениска плазмы, из которого происходит эмиссия ионов. Измерения проводились для ионов Ag, извлекаемых из ионного источника типа источника Сидениуса [1].

1. ЭКСТРАКЦИЯ ИОНОВ ИЗ ПЛАЗМЫ ИОННОГО ИСТОЧНИКА

Теоретическое описание процессов экстракции ионов из источника очень сложное, прежде всего из-за трудности анализа трехмерной структуры потенциала и траекторий движения заряженных частиц в области экстракции

ионов. Поэтому для прогнозирования эффектов процесса экстракции ионов часто используют упрощенную модель идеальных плоских электродов, которая основана на следующих предположениях:

— Первичная скорость ионов, извлекаемых из плазмы, равна нулю. Тогда скорость частицы V в любой точке ускоряющего пространства будет зависеть только от потенциала U в этой точке:

$$V = \sqrt{\frac{2qU}{m}}, \quad (1)$$

где m — масса частицы, q — ее электрический заряд.

— Влияние плотности электрического заряда на распределение электрического поля в экстракционном пространстве описывается уравнением Пуассона:

$$\nabla^2 U = -\rho/\varepsilon_0, \quad (2)$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, ρ — объемный заряд пучка.

— В экстракционном пространстве сохраняется плотность ионного тока j :

$$j = \rho V = \text{const}. \quad (3)$$

Связывая эти три предположения, получаем дифференциальное уравнение второго порядка, решение которого дает распределение потенциала в рассматриваемой области экстракции при следующих граничных условиях:

$$U(x)|_{x=0} = 0; \quad U(x)|_{x=l} = U_e; \quad \frac{dU}{dx}|_{x=0} = 0, \quad (4)$$

где l — расстояние между ионным источником и экстракционным электродом.

Это решение имеет вид

$$U(x) = \left(\frac{9j}{4\varepsilon_0}\right)^{2/3} \left(\frac{m}{2q}\right)^{1/2} x^{4/3}. \quad (5)$$

Из формулы (5) можно определить плотность ионного тока:

$$j = \frac{4}{9}\varepsilon_0 \left(\frac{2q}{m}\right)^{1/2} \frac{U_e^{3/2}}{l^2}. \quad (6)$$

Умножая обе стороны уравнения (6) на S (фрагмент площади экстракционного электрода, на которую падают ионы), получаем величину ионного тока:

$$I^+ = \frac{4}{9}\varepsilon_0 \left(\frac{2q}{m}\right)^{1/2} \frac{S}{l^2} U_e^{3/2}. \quad (7)$$

Это выражение носит название уравнения Чайлда–Ленгмюра [2]. Оно часто записывается в более удобном виде:

$$I^+ = PU_e^{3/2}, \quad (8)$$

где P — постоянная пространственного заряда (величина эквивалентного переванса).

Из формул (7) и (8) видно, что интенсивность ионного тока ограничена объемным зарядом и зависит только от величины экстракционного напряжения и геометрических параметров ионно-оптической системы.

Следует подчеркнуть, что приведенная здесь одномерная модель является удобной только для идентификации основных зависимостей и качественного объяснения физических эффектов, связанных с экстракцией ионов. Возможность количественного прогнозирования этих эффектов ограничена, так как в этой модели не учитывается ряд параметров ионного источника, а именно толщина биполярного слоя в плазме, температуры ионов и электронов, потенциал плазмы, отношение давлений между разрядной камерой и экстракционной областью $p_{\text{и}}/p$. Не учитывается также неоднородность ионного пучка, связанная с присутствием в нем ионов разных масс и разной кратности ионизации. Игнорируются геометрические параметры ионного источника, такие как диаметр экстракционного отверстия источника $d_{\text{и}}$, размер отверстия в экстракционном электроде d_e и их длины $l_{\text{и}}$ и l .

Из сказанного следует, что коэффициент P является функцией

$$P = P \left(\frac{d_e}{l}, \frac{d_{\text{и}}}{l}, \frac{d_e}{l_e}, \frac{d_{\text{и}}}{l_{\text{и}}}, \frac{d_{\text{и}}}{d_e}, \frac{U_{\text{п}}}{U_e}, \frac{m}{m_{1,2,\dots,n}}, \frac{I_k^+}{I^{+2\dots+n}}, \frac{p_{\text{и}}}{p_e} \right); \quad (9)$$

где $U_{\text{п}}/U_e$ — отношение потенциалов плазмы и экстракционного электрода; $m/m_{1,2,\dots,n}$ — отношение массы основного иона к массам дополнительных ионов в ионном пучке; $I^+/I^{+2\dots+n}$ — отношение токов однозарядных и многозарядных ионов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Схема эксперимента показана на рис. 1. Использовался плазменный источник типа источника Сидениуса в варианте, разработанном в Институте физики УМКС, Люблин [3]. Этот источник позволяет получать ионы различных элементов в количестве, необходимом для имплантационных целей. Диаметр экстракционного отверстия в источнике 0,8 мм, диаметр отверстия экстракционного электрода 10 мм. Расстояние между источником и электродом (l) изменялось в пределах от 9 до 27 мм (рис. 2), но представленные ниже

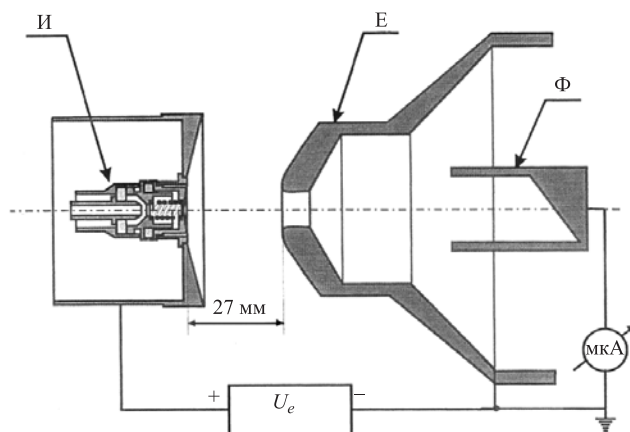


Рис. 1. Экспериментальная схема системы экстракции ионов из источника: И — ионный источник; Е — экстракционный электрод; Ф — цилиндр Фарадея

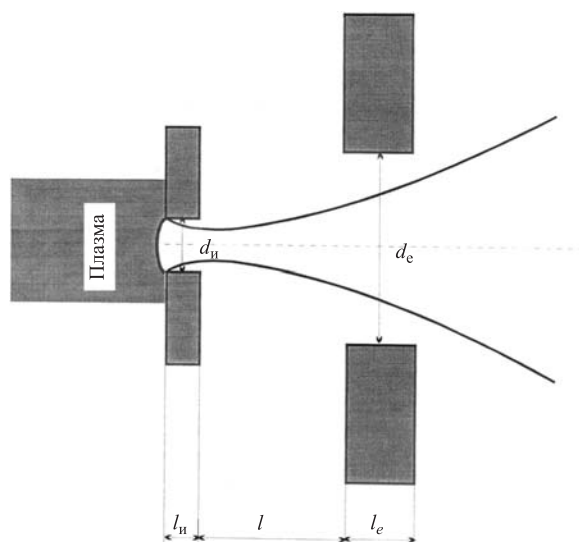


Рис. 2. Параметры экстракционного пространства: $l_{и}$ — толщина экстракционного отверстия источника; l — расстояние между источником и экстракционным электродом; l_e — толщина экстракционного электрода; $d_{и}$ — диаметр экстракционного отверстия в источнике; d_e — диаметр отверстия в экстракционном электроде

измерения относятся к одному расстоянию, а именно $l = 27$ мм. Рабочим газом являлся Ag, натекание которого во время эксперимента было постоянным. Типичные характеристики ионного источника при разных напряжениях дуго-

вого разряда в источнике показаны на рис. 3, из которого видно, что формы всех кривых $I^+ = f(U_e)$ подобны. Поэтому для дальнейших рассуждений

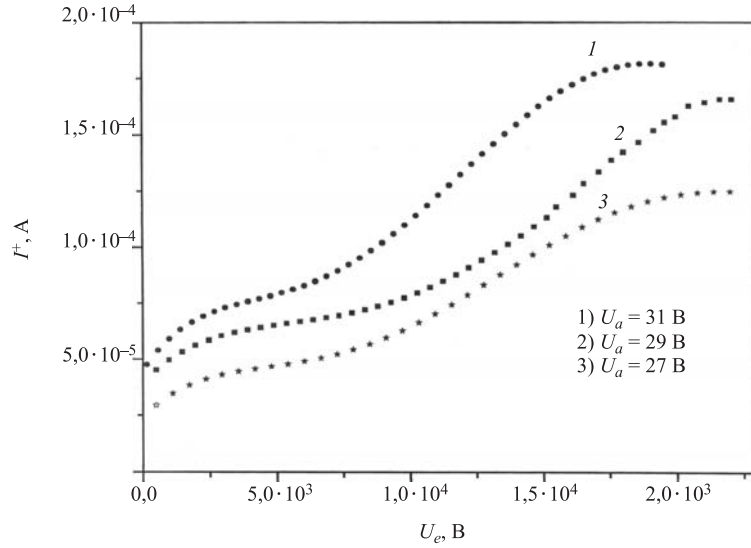


Рис. 3. Зависимость ионного тока I^+ от экстракционного напряжения U_e для разных напряжений дугового разряда в камере источника U_a

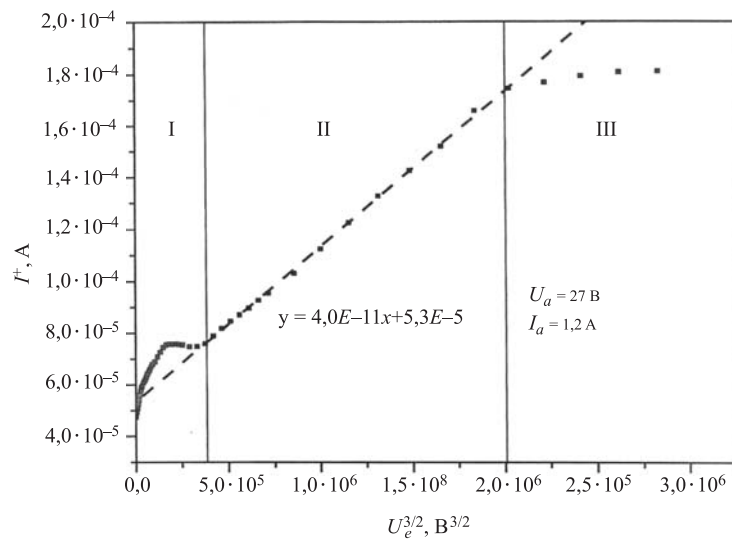


Рис. 4. Ионный ток I^+ , извлекаемый из источника, как функция $U_e^{3/2}$

нами выбрана только кривая 3, для которой напряжение разряда в камере ионного источника равно 27 В и ток разряда — 1,2 А. В более удобном виде эта кривая показана на рис. 4 в системе координат I^+ и $U_e^{3/2}$.

В такой системе координат теоретическая зависимость $I^+ = f(U_e^{3/2})$ является прямой, тангенс угла наклона которой P .

Из рис. 4 видно, что экспериментальную кривую можно аппроксимировать прямой только в определенном пределе величин экстракционного напряжения. Это значит, что только в этом интервале напряжений экспериментальная зависимость согласуется с хорошей точностью с теоретической моделью.

На графике можно выделить три области экстракционного напряжения.

В области I постоянная P зависит от напряжения экстракции, в II — коэффициент почти постоянен и равен $4 \cdot 10^{-11}$, т.е. видно согласие с упрощенной моделью. В области III ионный ток выходит в насыщение.

Чтобы проследить изменения коэффициента P в функции экстракционного напряжения U , кривая 3 на рис. 3 была продифференцирована. Результат этой операции показан на рис. 5

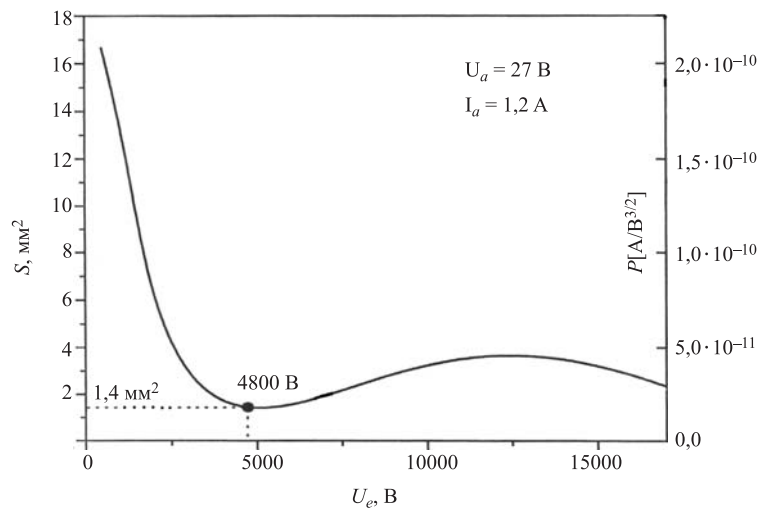


Рис. 5. Зависимость поверхности S , эмитирующей ионы, и постоянной объемного заряда P от ускоряющего напряжения U_e

Как известно, в модели плоских электродов для определенного расстояния между электродами l , определенной массы иона и кратности его заряда P зависит только от величины поверхности S . Эта поверхность является фраг-

ментом экстракционного электрода, на который попадает пучок. Для ионно-оптической системы плоских электродов эта площадь равнозначна площади мениска плазмы, из которого эмитируются ионы. Учитывая сказанное, можно принять, что нашей реальной, экспериментальной схеме отвечает некая равновесная система плоских электродов с такой же величиной U_e и с такой же эквивалентной эмиссионной площадью S , для которой при заданной величине экстракционного напряжения U_e ионный ток I^+ идентичен ионному току, полученному в эксперименте. Для любой величины экстракционного напряжения эту эквивалентную площадь S можно определить путем деления коэффициента K на постоянную, показанную в формуле (7).

Изменение этой площади S как функции экстракционного напряжения U_e представлено на рис. 5, из которого видно, что эквивалентная эмиссионная площадь S для малых величин экстракционного напряжения относительно большая, т.е. мы имеем дело с вытеканием плазмы из экстракционного отверстия ионного источника. С ростом U_e величина площади S уменьшается и при 4800В достигает минимума 1,4 мм². Для больших величин U_e эквивалентная площадь S незначительно возрастает, что можно объяснить переходом границы плазмы в глубь ионного источника (мениск вогнутый).

В нашем эксперименте хорошо определена только величина экстракционного отверстия источника $d_{и}$, которая заодно представляет отображение на вытягивающем электроде. Это отображение зависит от следующих факторов:

- распределения электрического поля в экстракционной области;
- влияния объемного заряда ионного пучка;
- поперечной составляющей первичной скорости ионов пучка, которая зависит от температуры ионов в плазме;
- величины площади мениска плазмы.

Для используемой нами системы экстракции ионов (рис. 2) проведена компьютерная симуляция геометрической конфигурации ионного пучка, а в частности его размеров в месте попадания на экстракционный электрод. В качестве параметров этой симуляции приняты: величина экстракционного напряжения $U = 4800$ В и ионный ток пучка $I^+ = 47$ мкА. Принимаем также, что расходимость пучка является только результатом взаимодействия объемного заряда и формы мениска плазмы. Не учитывалось значение начальной скорости ионов, т.е. $V = 0$. В расчетах рассматривались разные радиусы кривизны мениска плазмы, из которого происходит эмиссия ионов, переходя от вогнутой его формы к выпуклой.

Целью данной симуляции было определение такого радиуса мениска плазмы, при котором поперечное сечение ионного пучка в плоскости вытягивающего электрода было бы минимальным. Для решения этой задачи использовался компьютерный код TRQR [5, 6], базирующийся на методе PIC (Particle-In-Cell). Как показали наши прежние работы [7], результаты, полученные с помощью этого кода, хорошо согласуются с результатами экспериментов.

Результаты этой симуляции показывают, что для используемого ионного источника и вышеупомянутых параметров минимальное сечение ионного пучка соответствует случаю, когда ионы извлекаются из вогнутой поверхности плазмы с радиусом кривизны 4 мм. При этом радиус поперечного сечения ионного пучка в месте его попадания на экстракционный электрод был равен 0,305 мм.

Учитывая эти величины и на основе рис. 6 можно оценить расхождение ионного пучка, вызванное его объемным зарядом и неоднородностью электрического поля. Эта расходимость составляла $\Delta\omega_1 = 0,63^\circ$. Причем суммарная расходимость пучка, определенная как отношение радиуса ионного пучка на экстракционном электроде к расстоянию l , равнялась $\omega = 1,42^\circ$.

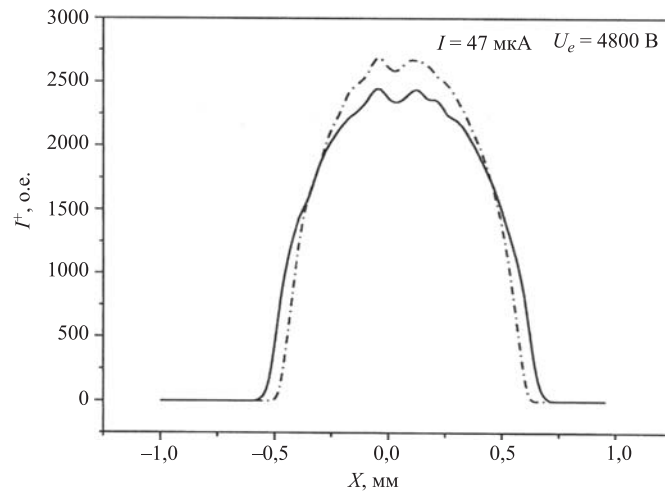


Рис. 6. Распределение ионного пучка (— пространственный заряд включен; ---- нет пространственного заряда)

Полученные данные позволяют оценить долю расходимости пучка за счет средних энергий ионов (поперечная составляющая скорости ионов из мениска плазмы) с помощью выражения

$$\Delta\omega_e = \omega - \Delta\omega_1. \quad (10)$$

Для нашего случая эта доля составляла $\Delta\omega_e = 0,79^\circ$.

Исходя из полученных нами данных и используя выражение (11), можно определить среднюю энергию ионов в плазме источника:

$$\operatorname{tg}(\Delta\omega_e) = \sqrt{\frac{kT}{qU_e}}, \quad (11)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура ионов.

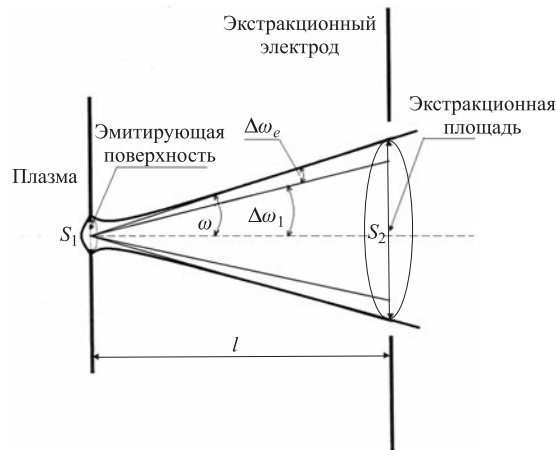


Рис. 7. Расходимость ионного пучка, извлекаемого из плазмы ионного источника

Для используемого источника и $U_e = 4800\text{В}$ $\text{tg}(\Delta\omega_e) = 0,013$, тогда средняя энергия ионов в плазме составляет $0,91\text{ эВ}$.

В доступной нам литературе отсутствуют данные, которые можно было бы сравнить с нашими. Поэтому в ближайшее время планируются специальные эксперименты, целью которых является точное определение таких параметров плазмы, как концентрация ионов и электронов, а также их температур.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-17606).

ЛИТЕРАТУРА

1. Sidenius G. // Nucl. Instr. Meth. 1965. V. 38. P. 26.
2. Theodore Torrestter A. Large Ion Beams. New York: Wiley, 1988.
3. Latuszynski A. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 1987. V. 26. P. 240.
4. Maczka D. et al. // Vacuum. 2000. V. 58. P. 536.
5. Staebler A., Sielanko J., Speth E. // Fusion Technology. 1994. V. 26(2). P. 145.
6. Birdsall C. K., Langdon A. B. Plasma Physics via Computer Simulation. New York: McGraw-Hill, 1995.
7. Turek M. et al. // Vacuum. 2005. V. 78. P. 649.

Получено 27 октября 2006 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 04.12.2006.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,56. Уч.-изд. л. 1,12. Тираж 315 экз. Заказ № 55573.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/