

P7-2005-117

Ю. С. Цыганов

О ВОЗМОЖНОЙ МОДИФИКАЦИИ
МАТРИЧНОГО АЛГОРИТМА ДЛЯ
ЭКСПРЕСС-АНАЛИЗА РЕДКИХ
КОРРЕЛИРОВАННЫХ СОБЫТИЙ

Цыганов Ю. С. P7-2005-117
О возможной модификации матричного алгоритма для экспресс-анализа редких коррелированных событий

Рассмотрена возможность модификации алгоритма поиска редких событий в реальном масштабе времени. Данный алгоритм был разработан для совместной работы с детектирующей системой газонаполненного сепаратора ядер отдачи ЛЯР в реакциях с тяжелыми ионами. Основная задача активной системы, построенной на основе данного алгоритма, — радикальное подавление фона частиц, связанных с интенсивными пучками тяжелых ионов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2005

Tsyganov Yu. S. P7-2005-117
On Modification Scenario of the Matrix Algorithm for Express Analysis of Rare Correlated Sequences

Modification scenario of real-time algorithm of searching for rare correlated sequences is considered. This algorithm has been designed to operate together with the Dubna Gas-Filled Recoil Separator detection system in heavy-ion induced nuclear reactions. The basic goal of this system is to provide a radical suppression of background products related with very intense heavy-ion beams.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2005

ВВЕДЕНИЕ

Детектирование ультраредких ($\text{сут}^{-1} - \text{мес.}^{-1}$) событий распада тяжелых ядер поставило перед исследователями задачу обнаружения коррелированных событий в реальном масштабе времени, равно как и создания активных систем набора экспериментальных данных, позволяющих не только вести указанную процедуру в формате «событие за событием», с последующим накоплением и обработкой, но и генерировать короткие паузы в процессе облучения мишени в момент времени, когда система детектирует вероятного кандидата на последующий многозвенный распад, радикально снижая таким образом фоновые загрузки, которые потенциально могут имитировать реальный эффект. Заметим, что применение столь изощренной техники детектирования с неизбежностью предполагает потери в величине общей эффективности эксперимента из-за прерывания цикла облучения мишени. Для достижения приемлемых потерь (обычно единицы процентов) необходимо создание как соответствующих времяпролетных (и/или других) детекторов, обладающих высокой эффективностью выделения событий типа «прилет–распад», так и применение позиционно-чувствительных стриповых кремниевых детекторов, фиксирующих имплантированное ядро в определенной точке кристалла, что создает в свое время возможность надежного выделения генетически связанных распадов исследуемых продуктов. Кроме того, необходимым условием является наличие полного набора* калибровочных коэффициентов и их стабильность в течение всего эксперимента, что, естественно, предполагает определенные жесткие требования к электронной аппаратуре и процессу калибровки, причем непременно с использованием распадов имплантированных ядер.

Специфичные требования предъявляются, в свою очередь, и к особенностям формирования амплитудного спектра в кремниевом детекторе с учетом таких факторов, как испарение нейтронов, энергетические потери и страглинги в различных поглощающих средах и, прежде всего, дефект амплитуды, присущий тяжелым ядрам. Данная проблема обычно решается двояко, с привлечением как экстраполяций от близлежащих (по A, Z) ядер, так и монте-карло-симуляции**, моделирующих данную ситуацию и тип кинематики реакции [1].

*В нашем случае их количество равно 128.

**Обычно на более ранней стадии — проектирования системы.

1. МАТРИЧНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ОБЩЕГО ПОТОКА ДАННЫХ ДЛЯ ЭКСПРЕСС-АНАЛИЗА КОРРЕЛЯЦИЙ

При проведении экспериментов, направленных на синтез сверхтяжелых ядер и регистрацию продуктов распада, ключевым моментом, кроме собственно возможности облучать мишень высокоинтенсивными пучками тяжелых ионов, является применение быстрых (время транспорта 1–2 мкс) электромагнитных сепараторов, в фокальной плоскости которых располагают высокоэффективную и надежную систему детектирования, что обеспечивает совокупности приемлемую очистку от фоновых продуктов при условии достаточной эффективности собирания ядер, их детектирования фокальным детектором, как и продуктов их распада. Образующийся при этом и записываемый на постоянные носители поток данных представляет из себя счетное, но, в принципе, неограниченное множество, которое впоследствии подвергается неоднократному, тщательному off-line итоговому анализу, по сути и являющемуся завершающим действием длительного эксперимента. Однако для целей детектирования корреляций в реальном масштабе времени сжатие информации, с переходом к дискретному представлению данных в параллельном канале, по отношению к первичному потоку данных, нашло широкое применение с конечной целью радикального уменьшения величины параметра, характеризующего то, что данное детектированное и найденное в общем массиве данных коррелированное событие не может быть объяснено наличием случайных факторов рассматриваемого эксперимента.

При преобразовании начального потока данных и приведения его к дискретной форме, приемлемой для указанной выше цели, принимается во внимание, что:

- дискретность по вертикали определяется величиной координатного разрешения позиционно-чувствительного стрипа;

- дискретность по горизонтали определяется суммарным числом стрипов позиционно-чувствительного детектора;

- первой из матриц всегда является матрица ядер отдачи как соответствующая первому детектируемому в цепочке распадов объекту, содержащему к тому же отличительный признак, соответствующий ненулевой величине времени пролета;

- последующие матрицы — матрицы альфа-частиц;

- общее число матриц зависит как от типа события, количества звеньев, так и от потребности конкретного эксперимента с точки зрения достаточности методов;

- матричным элементом каждой из матриц является текущее время события, зарегистрированное детектирующей системой. На рис. 1 в качестве наглядного примера представлена полная схема распадов, соответствующая цепочке из четырех альфа-распадов, завершающейся спонтанным делением.

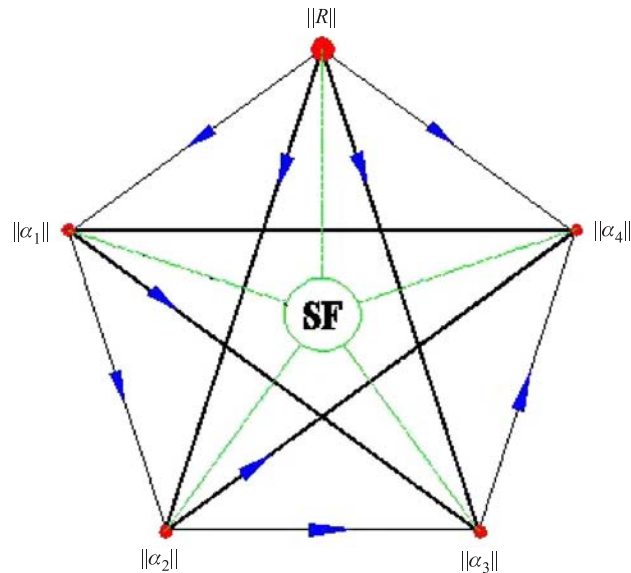


Рис. 1. Схематичное представление цепочки из четырех альфа-распадов. В качестве комбинаторных объектов (вершин) выступают матрицы соответствующих распадов

В более общем случае исследуемый объект может быть представлен в виде $\Gamma = \Gamma(\mathbf{X}, W)$, где множество \mathbf{X} — n -мерное множество матриц, содержащих текущие времена, в качестве матричного элемента. Ясно, что ребра графа (множество W) обязаны быть ориентированными как соответствующие именно генетическим связям между предыдущим и последующим распадами ядра, имплантированного (и жестко фиксированного, в том числе и механически) в кристалл кремния. Кроме того, данный граф является сильно связным. Отметим, однако, что встречающийся и применяемый на практике метод корреляций ядро отдачи — альфа-частица соответствует графу, не содержащему циклов, т. е. являющемуся деревом с вершиной, соответствующей имплантированному ядру. Возможное спонтанное деление, завершающее распад, интереса, с точки зрения поиска в режиме реального времени, не представляет.

2. ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОСТАНОВА ДЛЯ МНОГОМЕРНЫХ ЦЕПОЧЕК

Рассмотрим длинную цепь, состоящую из достаточно многочисленных распадов, в которой останов производится первыми n -распадами и соответствующий ей связный граф $\Gamma = \Gamma(\mathbf{X}, W)$. Данная схема предполагает наличие

(в полном варианте) $\frac{(n-1)n}{2}$ ребер. Соответствующая матрица смежности $a_{ij} = 1$ для любых i, j . Для случая актуальности только ребер типа ядро отдачи – альфа-частица $a_{1,j} = 1$ для любого j и $a_{ij} = 0$ во всех остальных случаях. Номера вершин соответствуют ходу времени, что и определяет ориентацию. Заметим, что в реальном случае следует помнить, что фоновые загрузки не всегда позволяют делать корреляционные временные окна для данного ребра много больше периода полураспада, часто предполагаемого и оцениваемого на основе полуэмпирических соотношений.

С учетом конечности временного интервала, выбранного экспериментатором, эффективность детектирования корреляции, соответствующей n -му ребру, будет отлична от чисто геометрической (ε) на фактор (δT_n) , который, в свою очередь, определяется из соотношения $C_n = 1 - \exp(-\lambda_n \delta T_n)$, где параметр λ_n — постоянная радиоактивного распада для соответствующего нуклида. Таким образом, вероятность того, что останов произойдет на m -м* звене или на одном из предшествующих, определяется рекуррентным соотношением $p_m = p_{m-1} + (1 - p_{m-1})C_m \varepsilon_m$.

Параметр эффективности детектирования одиночной частицы ε определяется неравенством $0,5 < \varepsilon < 0,87$. Более тщательная эмпирическая калибровка в тестовых реакциях дает $\varepsilon \approx 0,7$. Отметим, что для учета альфа-альфа-корреляций следует иметь дело с квадратичным значением указанного параметра, так как эффективность регистрации ядра отдачи близка к единице. Кроме того, следует добавить, что полная схема может представлять интерес в режиме on-line-real-time только в том случае, когда эффективность регистрации ядра отдачи отличается от единицы либо когда данный сигнал используется как блокирующий, т. е. фактически в режиме регистрации только распадов продуктов ядерных реакций. В режиме же on-line визуализации, равно как и off-line анализа уже накопленных данных, эта схема может быть вполне востребована.

3. ОТОБРАЖЕНИЕ СЧЕТНОГО МНОЖЕСТВА ИСХОДНЫХ ДАННЫХ НА КОНЕЧНОЕ МНОЖЕСТВО МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ТЕКУЩИХ ВРЕМЕН

Вводя компрессию данных, снимающую в принципе взаимную однозначность, мы и упрощаем задачу поиска корреляций. Конкретность того или иного отображения множества потока данных на матричные элементы соответствующих матриц зависит от конкретного вида входных электрических

*Изменение величины вероятности регистрации случайного события оценивается фактором $\sim \frac{C_n^m}{K^{n-m}}$, где K — фактор подавления одиночных альфа-распадов (и их имитаторов), см. [17].

цепей зарядо-чувствительных трактов. Ниже рассматривается схема включения резистивных стрипов позиционно-чувствительных детекторов. В первом случае применяется опорный резистор с целью смещения нулевого уровня координатного сигнала. Более того, в этом случае обходятся одним координатным сигналом с каждого стрипа:

$$j = \text{int} \left\{ N_{\max} \left[\frac{a_i N_a + b_i}{a_{yi} N_y + b_{yi}} \left(\frac{R_{0i}}{R_i} + 1 \right) - \frac{R_{0i}}{R_i} + \delta_i^{a,esc,ER} \right] \right\}, \quad (1)$$

$$t_{i,j}^{a,ER} = t(\text{текущее время}). \quad (2)$$

В случае же традиционного включения резистивного стрипа, когда имеет место съем информации с обеих сторон стрипа (top-bottom), формула (1) будет иметь другой вид (3), а именно:

$$j = \text{int} \left\{ N_{\max} \left[\frac{a_{ti} N_{ta} + b_{it}}{a_{yit} N_y + b_{yti} + a_{iyb} N_{yb} + b_{iyb}} + \delta_i^{a,esc,ER} \right] \right\}. \quad (3)$$

В формулах (1), (2) индекс j соответствует вертикальной координате, в то время как строка матрицы i в данном случае определена номером стрипа (максимальное значение — 12), параметр R_{0i} — значение опорного резистора для i -го стрипа, R_i — величина сопротивления самого резистивного стрипа, пары (a_i, b_i) и (a_{yi}, b_{yi}) — калибровочные коэффициенты, получаемые обычно из тестовых реакций для суммарной и координатной шкалы соответственно, а сами амплитуды регистрируемых сигналов выражены в каналах соответствующих АЦП (N_a, N_y). Незначительная добавка δ соответствует трем случаям ядро отдачи — альфа-распад полностью в фокальном детекторе — альфа-распад с ненулевой компонентой в боковом детекторе. Набор величин данных параметров также извлекается из анализа корреляций известных распадов в тестовых реакциях. В формуле (3) индексы t и b соответствуют сторонам стрипа «top» и «bottom».

Фрагмент кода, соответствующий приведенной схеме, где reco [12] [N_{\max}] — матрица ядер отдачи, а tim1 — последнее (актуальное) время зарегистрированной альфа-частицы, имеет вид

```

...
if (tof ==0 && ww[7]==0 && e_total>EAMIN &&
e_total<EAMAX && ww[14] < МЕТКАМАХ ) {
    dt1 = tim1 - reco[strip][npix];
    dt2 = tim1 - reco[strip][npix+1];
    dt3 = tim1 - reco[strip][npix-1];
    dt4 = tim1 - reco[strip][npix+2];
    dt5 = tim1 - reco[strip][npix-2];
}

```

```
dt6 = tim1 - reco[strip][npix+3];  
dt7 = tim1 - reco[strip][npix-3];
```

```
dt = (dt1<dt2) ? dt1 : dt2;  
dt = (dt<dt3) ? dt : dt3;  
dt = (dt<dt4) ? dt : dt4;  
dt = (dt<dt5) ? dt : dt5;  
dt = (dt<dt6) ? dt : dt6;  
dt = (dt<dt7) ? dt : dt7;
```

...

В данном фрагменте кода на С++ первая из приведенных инструкций означает признак «распада», e_{total} – суммарную энергию, т.е. сумму энергий в обоих детекторах, фокальном и боковом, при условии ненулевого координатного сигнала, E_{MIN} и E_{MAX} — принимаемый интервал энергий, $METKAMAX$ — дополнительный признак для сигнала, принимаемого за альфа-распад. Для выборки минимальных времен применяется обычный «пузырьковый» метод с учетом того, что более изощренные схемы сортировки вряд ли необходимы в условии сильной ограниченности массивов выборок соседей (конкретно 7 элементов, что соответствует по вертикальной координате примерно ± 1 мм при общей длине резистивного слоя 40 мм).

4. ПРИМЕНЕНИЕ АЛГОРИТМОВ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ

За последние четыре года техника детектирования коррелированных звеньев типа ядро отдачи – альфа-частица в реальном масштабе времени применялась в экспериментах по синтезу сверхтяжелых ядер при облучении различных актинидных мишеней интенсивными пучками ионов ^{48}Ca . Результаты этих экспериментов, изложенные в деталях в работах [2, 3], показывают более чем успешное применение данной методики детектирования. Если иметь в виду весь набор облучений, то разница в сценариях применения алгоритмов касалась лишь входных параметров, а также вариантов продлений пауз «вне пучка» после того как детектировалось очередное событие, соответствующее тому номеру стрипа, где была зарегистрирована корреляция, генерирующая паузу [4].

Соответствующая схема представлена на рис. 2. Отметим, что петля от первой альфа-частицы к ядру отдачи предполагает возможность увеличения вероятности эффективности останова в том случае, если эффективность регистрации ядра отдачи будет существенно отличаться от единицы. Именно в этом случае текущее время альфа-распада может быть записано в матричный элемент матрицы ядер отдачи (петля t_1^+ на рис. 2).

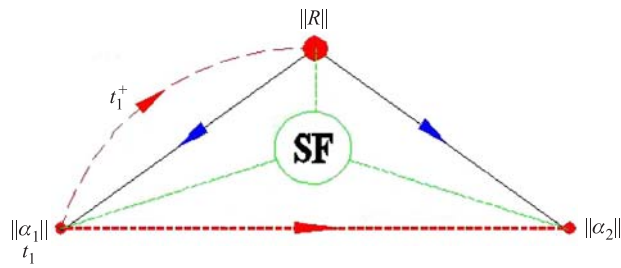


Рис. 2. Применяемая схема останова

Следует отметить, что на рис. 3 показано естественное ограничение применения алгоритма по параметру входного тока при типичных параметрах и квадратичной экстраполяции в одной из реакций с актинидной мишенью, облучаемой ионами ^{48}Ca . При значительно больших (~ 50) интенсивностях алгоритм и техника детектирования нуждаются в модификации. Временные параметры алгоритма были: 1с — корреляционное время, 1 мин — пауза.

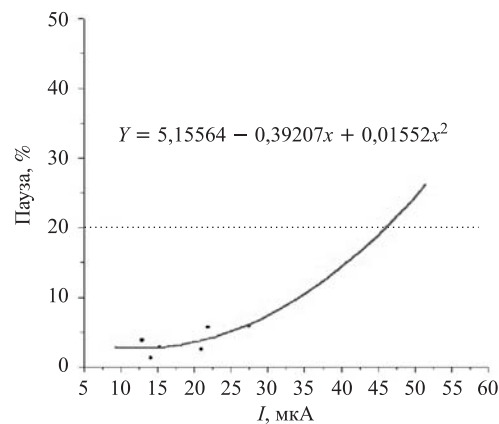


Рис. 3. Оценка границы применимости алгоритма по параметру входного тока ионов $^{48}\text{Ca}_{+18}$ (по оси ординат — процент потерь за счет остановок)

По поводу данной оценки уместно следующее:

Лемма: В предположении подбора спектральных областей событий, имитирующих ядра и альфа-распады в некоторой окрестности токов ионов, а также сильного пересечения областей определения (что характерно для реальной кинематики с ионами ^{48}Ca) квадратичная экстраполяция дает нижнюю грань применимости методики.

В самом деле, пусть, в силу предположения подобия, $\nu_\alpha = xI$, а $\nu_R = yI$. Здесь I — значение тока ионов, ν — загрузка ядрами и альфа-частицами, x, y — коэффициенты пропорциональности.

Пусть измененное значение тока ионов $I = kI_0$, где I_0 — начальное значение тока. Полагая, что в области пересечения областей определения событие имитирует либо альфа-распад (время пролета равно нулю), либо ядро отдачи (больше нуля), а общее (суммарное) количество таких событий пропорционально току, имеем: $x + y = k = \text{const}$. С другой стороны, вероятность останова пропорциональна произведению загрузок ядер и альфа-распадов, т. е. произведению xy . Но при фиксированной сумме максимум произведения соответствует равенству слагаемых, что и равносильно доказываемому утверждению.

5. СРАВНЕНИЕ С ОДИНОЧНЫМ, НЕКОРРЕЛИРОВАННЫМ СОБЫТИЕМ, СООТВЕТСТВУЮЩИМ ЯДРУ ОТДАЧИ

Рассмотрим ситуацию, являющуюся тривиальной по отношению к коррелированной паре, а именно: одиночный сигнал от ядра отдачи с соответствующими величинами регистрируемой энергии и/или времени пролета служит признаком вероятной последующей цепочки распада имплантированного нуклида и вызывает останов пучка на время τ_R .

Разумеется, и в этом случае интервал «вне пучка» может быть продлен в случае регистрации альфа-распада на данном стрипе [5]. Попытаемся оценить соотношение времен в предлагаемом и рассмотренном ранее ($\tau_{R\alpha}$) случае парных корреляций. Будем рассматривать некоторые эффективные средние загрузки на элемент стрипа с учетом вертикальной координаты. Пусть ν_R и ν_α — загрузки на данный элемент событий, принимаемых за ядра отдачи, и альфа-частицы в определенном интервале энергий соответственно. Тогда вероятность останова в единицу времени парными корреляциями $P_{R\alpha} = \nu_R \nu_\alpha \tau_{R\alpha}$. Если T — полное время эксперимента, то число пауз в облучении мишени будет $N = PT$, т. е. $N = \nu_R \nu_\alpha \tau_{R\alpha} T$, а общее потерянное время на мишени — $\Delta T = \nu_R \nu_\alpha \tau_{st} \tau_{R\alpha} T$.

Или в относительных переменных

$$\eta = \Delta T / T = \nu_R \nu_\alpha \tau_{st} \tau_{R\alpha}.$$

Далее, пусть мы задаем некоторую приемлемую с точки зрения общей эффективности эксперимента величину потерь $\eta_0 \ll 1$. Тогда в случае пауз, генерируемых одиночными ядрами отдачи, имеем $\eta_0 = \tau_R \nu_R$.

Соответственно, приравняв правые части приведенных соотношений, окончательно получаем формулу, которую и можно использовать для оценки разных сценариев отключения пучка на мишени, а именно

$$\tau_R = \nu_\alpha \tau_{st} \tau_{R\alpha}. \quad (4)$$

Принимая в качестве средних загрузок на один из центральных стрипов по ядрам отдачи и альфа-частицам 2,3 и 0,24 в минуту соответственно и переопределяя их на элемент около двух миллиметров по вертикали, с учетом полной длины резистивного слоя, игнорируя распределение по вертикали, получаем $2 \cdot 10^{-3}$ и $2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$.

Тогда из (4) следует $\tau_R = 2 \cdot 10^{-4} \cdot 1 \text{ мин} \cdot 1 \text{ с} = 2 \cdot 10^{-4} \cdot 60 \cdot 1 = 12 \text{ мс}$.

Это и показывает неприемлемость тривиального варианта в том случае, если исследуемый нуклид имеет сравнительно большие (десятые доли, единицы, десятки секунд) времена жизни.

Аналогично оцениваем общие потери:

$$\Lambda = \sum_{i,j}^{12,20} \eta_{i,j} = 240 \cdot 2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1} \cdot 2 \cdot 10^{-4} \cdot 1 \text{ с} \cdot 60 \text{ с} \approx 1\%.$$

Отметим еще раз, что приведенные в данном разделе выкладки имеют сугубо оценочный характер.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспресс-метод поиска коррелированных событий в реальном масштабе времени может быть модифицирован как в сторону всеобщности для применения в других областях, так и в сторону добавления дополнительных звеньев без существенного понижения быстродействия. Применение в экспериментах на пучках тяжелых ионов предполагает некоторые ограничения в районе токов около 3 *рмкА* (на примере ионов ^{48}Ca). В области больших интенсивностей необходимы параметры остановок, отличные от минутных пауз и секундных/десятисекундных корреляционных времен. Альтернативой является глубокая модернизация как системы детектирования, так и собственно сепаратора ядер отдачи, результатом которой стала бы минимизация загрузок на значимый элемент детектора.

Отдельно следует отметить тот неоспоримый факт, что применение активных систем набора данных на основе алгоритмов реального времени (данного или еще какого-либо) практически резко минимизирует так называемые «человеческие ошибки» (см., например, [6]).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Tsyganov Yu. S.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 363. P. 611–613.
2. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 021601.
3. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 054607.

4. *Tsyganov Yu. S. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 477. P. 406–409.*
5. *Hofman S. et al. // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 14. P. 147.*
6. *Ninov V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89, No. 3. P. 039901-1.*
7. *Zlokazov V. B. // Eur. Phys. J. A. 2000. V. 8. P. 81–86.*

Получено 1 августа 2005 г.

Корректор *Е. В. Сабаява*

Подписано в печать 06.10.2005.

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

Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,9. Тираж 290 экз. Заказ № 55046.

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

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/