

P13-2013-94

А. М. Маканькин, В. В. Мялковский,
В. Д. Пешехонов, С. Е. Васильев

**МЕТОД ПРЯМОГО ВРЕМЕННОГО ИЗМЕРЕНИЯ
ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОДОЛЬНОЙ КООРДИНАТЫ
В ТОНКОСТЕННЫХ ДРЕЙФОВЫХ ТРУБКАХ**

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

Маканькин А. М. и др.

P13-2013-94

Метод прямого временного измерения
для определения продольной координаты
в тонкостенных дрейфовых трубках

Рассмотрено несколько различных способов измерения продольных координат в дрейфовых трубках. Показано, что определение продольных координат методом прямых временных измерений обеспечивает продольное разрешение в несколько раз лучшее, чем методом деления заряда, и может быть применено к трубкам большой длины. Реализация первого метода позволяет разработку координатных детекторов на основе дрейфовых трубок с двумерным считыванием, которые могут обладать достаточным быстродействием и не кажутся чрезмерно сложными.

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2013

Makankin A. M. et al.

P13-2013-94

A Direct Time Measurements Technique for Determining
the Longitudinal Coordinates in Thin-Wall Drift Tubes

A different technique of measuring the longitudinal coordinates by the drift tubes is considered. It is shown that the determination of the longitudinal coordinate by the direct time method provides the best longitudinal resolution. The realization of this method enables the development of coordinate detectors based on the straw with two-dimensional readout, which can be fast enough and not very complex.

The investigation has been performed at the Veksler and Baldin Laboratory of High Energy Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2013

ВВЕДЕНИЕ

Тонкостенные дрейфовые трубки (ТДТ, или строу) используются для определения радиальной координаты ближайшей к аноду точки линии ее пересечения заряженной частицей с достаточно высокой точностью. В планарных детекторах обычно для получения другой координаты используются дополнительные детектирующие плоскости с ТДТ, наклоненными на определенный угол. В ряде случаев, однако, желательно иметь возможность двухкоординатного считывания для каждой регистрирующей плоскости. Детектор «баррельного» типа, например, являясь цилиндрическим, с установленными в его детектирующих слоях наклоненными на определенный угол трубками, не может быть компактным по толщине, что часто требуется.

Для определения продольной координаты используется метод деления зарядов (Charge-Division Technique) с регистрацией сигналов с двух концов трубок. Однако разрешение метода для частиц с минимальными ионизационными потерями (MIP) недостаточно высокое.

Возможно считывание продольной координаты методом следящего порога (Constant-Fraction Timing).

Ранее была показана принципиальная возможность определения продольной координаты методом измерения разности времени прихода сигналов на два конца дрейфовых трубок, так называемым методом прямого временного измерения (DTM) [1]. Была проведена серия измерений, показавшая хорошие возможности этого метода [2], но из-за технической ошибки не был учтен коэффициент 2,5. Кроме того, для определения разницы времени между приходом сигналов на усилители в работе был использован искусственный метод — сдвиг одного сигнала кабельной задержкой до совмещения со вторым, что возможно только при стендовых исследованиях.

Выполненные работы, исключившие возможность повторения технической ошибки и позволившие получить результаты измерения с исключением искусственного метода определения разницы времен между сигналами с двух концов анода трубок, были представлены в [3]. В данной статье описаны кратко основные полученные результаты, а также рассмотрено несколько различных вариаций их получения.

1. ПРИНЦИП МЕТОДА DTM

Изучалось продольное считывание для строу диаметром 9,53 мм и длиной 2 м, продуваемой газовой смесью Ar/CO₂ (80/20) при ее давлении 1 или 3 бар. Анодом строу являлась проволока диаметром 30 мкм с сопротивлением 70 Ом/м, а волновое сопротивление было около 360 Ом. Строу облучалось гамма-квантами с энергией 5,9 кэВ источника Fe-55 или электронами с энергией 3,55 МэВ источника Ru-106. Регистрировались сигналы с обоих концов анода двумя идентичными усилителями на основе микросхем MSD-2 с собственными параметрами, такими как усиление 35 мВ/мкА, время нарастания фронта ~ 4 нс и входное сопротивление 120 Ом. Эти усилители были разработаны и применялись ранее для определения радиальных координат методом измерения времени дрейфа электронов ионизации [4]. Сигналы, проходя по аноду со скоростью $v = 3,49$ нс/м, поступали на усилители и далее в два канала амплитудно-цифрового преобразователя устройства DRS4, оцифровывающего их с частотой 2 или 5 ГГц [5]. Информация об амплитуде и форме импульсов передавалась далее в компьютер.

Если точка образования лавины (соответствующая положению коллимированного источника вдоль строу) смещена на величину δL от середины анода длиной L , то проходимые сигналами расстояния до двух концов анода равны $L/2 \pm \delta L$. Следовательно, разница времени прихода сигналов определяет продольную координату относительно центра строу выражением $\delta t = \pm 2\delta L/v$, и знак этой величины указывает направление смещения от центра.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ МЕТОДАМИ DTM

2.1. Измерения с введением кабельной задержки. При измерении продольной координаты в дрейфовых трубках методом деления заряда пространственное разрешение при регистрации гамма-квантов от источника Fe-55 существенно лучше, чем при регистрации частиц с минимальными ионизационными потерями [6]. Метод DTM обеспечивает более близкие значения разрешения для обоих случаев.

Измерение разницы времени прихода сигналов δt проводилось следующим образом. Определялась пара коррелированных сигналов с облучаемой строу, и первый импульс сдвигался калиброванной кабельной задержкой до совпадения со вторым с точностью не хуже ± 300 пс. Для обоих импульсов выполнялась линейная аппроксимация их передних фронтов во временных интервалах между заданными нижним и верхним уровнями величиной T_b и T_t от амплитуды импульса до пересечения с временной осью DRS4 в единицах его бинов. Величина δt определялась как сумма величины кабельной задержки (обеспечивающей временное совпадение импульсов) и задержки между импульсами по результатам аппроксимации их передних фронтов. Полученные

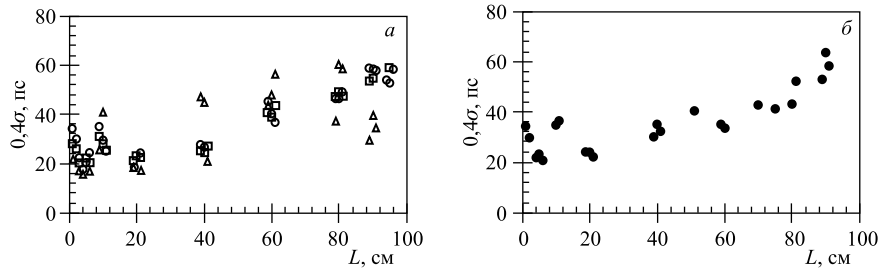


Рис. 1. Пространственное разрешение вдоль одной половины ТДТ при давлении газовой смеси 1 бар и газовом усилении $\sim 8 \cdot 10^4$. *а*) Регистрация гамма-квантов с энергией 5,9 кэВ. Уровни T_b и T_t равны 0,2 и 0,7 (открытый круг), 0,05 и 0,8 (открытый треугольник), 0,1 и 0,6 (открытый квадрат) соответственно. *б*) Регистрация электронов с энергией 3,55 МэВ. Уровни T_b и T_t равны 0,2 и 0,7 соответственно

величины δt при фиксированном расстоянии источника от середины анода δL гистограммировались и использовались для определения средней величины и σ продольного разрешения.

Лучшая точность метода была получена при хорошем согласовании усилителей со строу, что осуществлялось установкой последовательных резисторов в 240 Ом ко входам усилителей. При измерениях величины уровней T_b и T_t оптимизировались индивидуально для каждой позиции источника. Отметим, что 1 см расстояния вдоль анода соответствует разнице во времени задержки между импульсами $\delta t = 69,8$ пс. На рис. 1, *а* показаны величины σ пространственного разрешения, полученные при регистрации гамма-квантов источника Fe-55 при некоторых значениях уровней. Видна зависимость продольного разрешения от уровней аппроксимации переднего фронта. Однако можно ожидать, что при оптимальном их подборе средние значения продольного разрешения при удалении точки образования лавины от середины трубки к ее концу будут изменяться от ~ 70 до ~ 130 пс. Близкие значения (рис. 1, *б*) были получены при регистрации высокоэнергетических электронов от источника Ru-106 для уровней T_b и T_t величиной 0,2 и 0,7 соответственно. Рис. 1 взят из работы [2], на оси ординат показан коэффициент для величин продольного разрешения, определяемый отношением величин бинов DRS4 в 200 или 500 пс.

2.2. Измерения без кабельных задержек. Измерение разницы времени прихода коррелированных сигналов δt проводилось без использования кабельных задержек по алгоритму, схематично представленному на рис. 2. Коррелированные импульсы отбирались путем введения порога T_{\min} на поступающие анодные сигналы, а при использовании источника Ru-106 также и по наличию триггерных сигналов со сцинтилляционного счетчика, поступающих в канал DRS4.

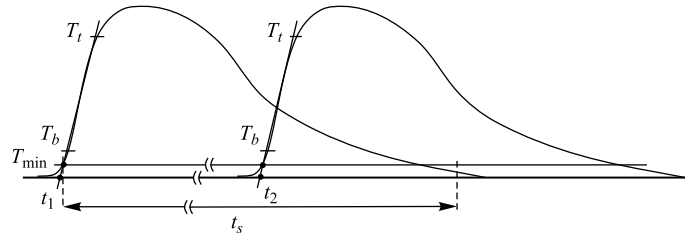


Рис. 2. Схематичное представление используемого алгоритма

После определения максимальных величин этих пар импульсов в программно заданном временном окне длительностью t_s и нормирования величины запаздывающего сигнала на максимальную величину переднего импульса осуществлялась линейная аппроксимация фронтов импульсов по точкам между верхним T_t и нижним T_b уровнями, заданными в единицах их максимальной величины импульсов. Далее определялись времена прихода каждого импульса (t_1 и t_2) по точке пересечения аппроксимирующей прямой с временной осью в единицах тактового генератора (бинов), равные 200 или 500 пс при частоте 5 или 2 ГГц соответственно. После этого гистограммировались значения δt разницы временной задержки импульсов ($t_1 - t_2$) для вычисления среднего значения спектра и σ .

Сравнения параметров сигналов при регистрации как гамма-квантов, так и электронов при различном согласовании строу показали необходимость полного их согласования, однако при этом фронт сигналов на уровнях 0,1–0,9 изменялся до ~ 15 нс. Регистрируемые на разных концах трубки сигналы проходят по аноду различный путь, что вызывает различное изменение наклона их переднего фронта. При удалении источника от середины трубки на 10–15 см изменения незначительны, но с увеличением расстояния эти изменения существенно возрастают. Возможные изменения формы импульсов из-за суперпозиции их с отраженными сигналами при неидеальном согласовании и из-за различия в изменении наклона их фронтов затрудняют оптимизацию значений уровней T_b и T_t для всей длины строу.

При регистрации электронов от источника Ru-106 согласование строу составляло 360 Ом, газовое усиление было $\sim 8 \cdot 10^4$, обрабатывались все импульсы без какого-либо отбора. Измерения вдоль строу проводились с фиксированными уровнями T_b и T_t , равными 0,1 и 0,75 высоты первого импульса соответственно. Кривая 1 на рис. 3 показывает, что продольное разрешение σ изменяется от ~ 150 пс в середине до ~ 280 пс у конца ТДТ.

С целью улучшения продольного разрешения были измерены зависимости величин ΔN_i в единицах бинов временной оси для каждой i -й позиции источника вдоль строу и определены оптимальные значения ΔN_i , позволяющие

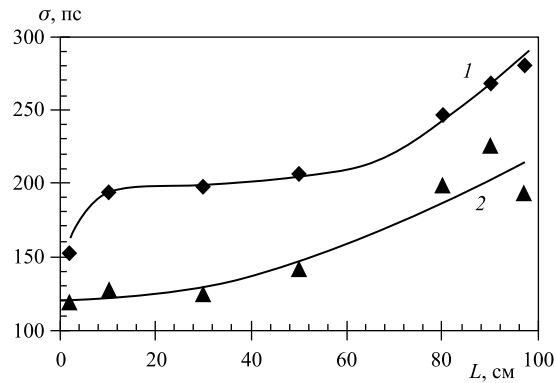


Рис. 3. Продольное разрешение ТДТ в зависимости от положения источника Ru-106 от центра строу. Кривая 1 — разрешение σ , полученное при фиксированных параметрах обработки данных; кривая 2 — разрешение σ с учетом корректировки ΔN_i для каждой позиции источника. Давление газовой смеси — 1 бар, газовое усиление — $8 \cdot 10^4$

корректировать измеренные величины δt_i их алгебраическим суммированием. Для каждой позиции источника были найдены лучшие значения разрешения при сдвигах измеренных величин δt_i в некотором их диапазоне. Зависимость величин корректирующих сдвигов δt_i в количестве бинов ΔN_i , представленная на рис. 4, а, была определена при перемещении источника вдоль анода с шагом 5 см. Кривая 2 на рис. 3, полученная с использованием сдвигов, показывает разрешение вдоль строу в интервале от ~ 120 до ~ 230 пс. Видно, что использование корректирующих сдвигов улучшает продольное разрешение. В сравнении с кривой 1 этого рисунка разрешение улучшилось на $\sim 28\%$.

Проверка корреляционной зависимости между рассчитанным временем прохождения сигналом расстояния вдоль анода от его середины до точки образования лавины δt_c и средней измеренной величиной δt_m , полученной с учетом величины корректирующего сдвига ΔN , показала ее наличие и необходимость учета. Эта корреляционная зависимость между реальными и измеренными временами представлена на рис. 4, б. Видно, что измеренные величины Δt_m связаны с реальным временем δt_c коэффициентом линейной корреляции $k = 1,26$. Следовательно, расстоянию в 1 см смещения вдоль анода соответствует величина измеренного времени $k \times 68,9$, равная в нашем случае 86,9 пс. Таким образом, продольное разрешение, показанное кривой 2 на рис. 3, меняется от 1,4 см до менее чем 2,1 см для 80% длины строу и до 2,6 см на полной ее длине.

При оцифровке сигналов, аналогичных регистрируемым со строу в нашем случае, при частоте 5 и 2 ГГц и длине строу 2 м величина временного

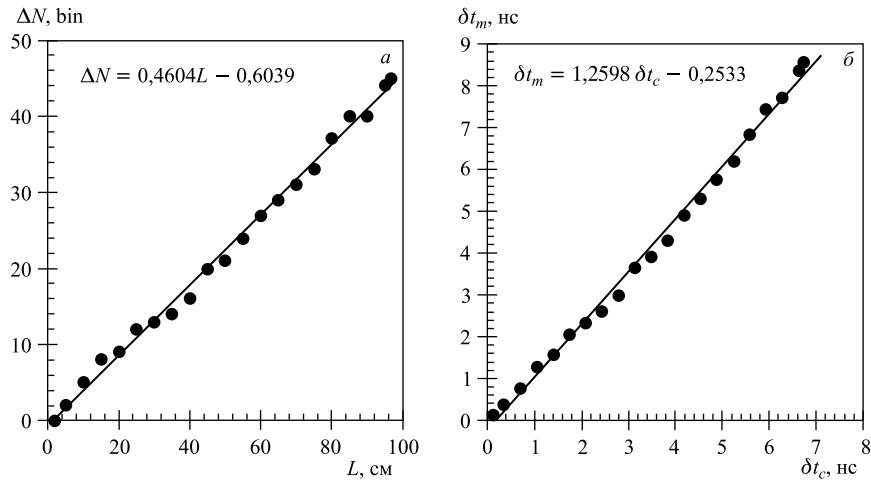


Рис. 4. *а)* Величина корректирующего сдвига ΔN в единицах бинов величины 200 пс в зависимости от расстояния от середины анода. Уровни T_b и T_t равны 0,1 и 0,75 высоты первого импульса соответственно. Газовое усиление — $8 \cdot 10^4$. *б)* Корреляционная зависимость между расчетным δt_c и измеренными временами δt_m .

интервала t_s (рис. 1) содержит ~ 300 бинов размером 200 пс и ~ 110 бинов размером 500 пс соответственно. Очевидно, что при уменьшении частоты с 5 до 2 ГГц объем передаваемых данных уменьшается в 2,7 раза. Выполненные измерения при частоте 5 и 2 ГГц в идентичных условиях с шагом перемещения источника Ru-106, равным 5 см, показали ухудшение среднего значения продольного разрешения по длине строу на $\sim 20\%$ при понижении частоты до 2 ГГц (рис. 5). Худшие значения разрешения составляли $\sim 2,9$ и 2,6 см для 2 и 5 ГГц соответственно.

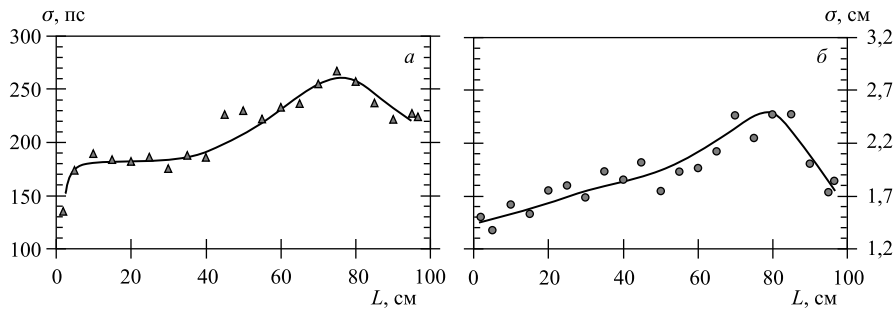


Рис. 5. Продольное разрешение при регистрации электронов источника Ru-106 при частоте *а)* 2 и *б)* 5 ГГц. Газовое усиление — $8 \cdot 10^4$, уровни T_b и T_t равны 0,1 и 0,7 соответственно. Корреляционные коэффициенты совпадали с $\sim 1\%$ -й точностью

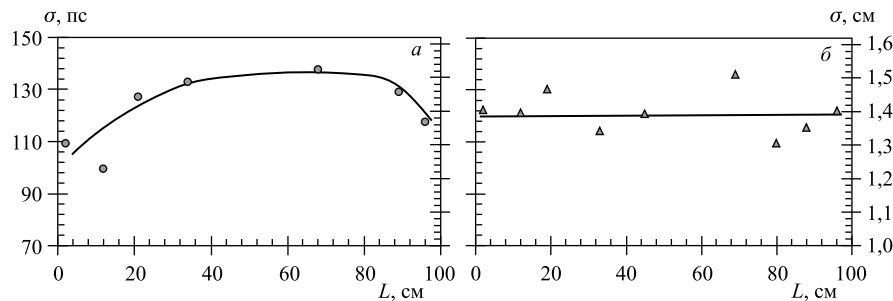


Рис. 6. Продольное разрешение при частоте 5 ГГц с использованием кабельной задержки: а) источник Fe-55, газовое усиление — $6 \cdot 10^4$, уровни T_b и T_t — 0,1 и 0,7; б) источник Ru-106, газовое усиление — $8 \cdot 10^4$, уровни — 0,1 и 0,7

Техника измерений с введением кабельной задержки может быть использована в оценке предельных возможностей метода прямых временных измерений для определения продольных координат вдоль дрейфовых трубок (рис. 6). При работе с частотой оцифровки 5 ГГц были проведены измерения продольного разрешения ТДТ при регистрации сигналов источников Fe-55 и Ru-106, а также проверены коэффициенты линейной корреляции, величина которых была около 1,24 и 1,25 соответственно.

Кривые на рис. 6 показывают значения продольного разрешения в диапазоне от ~ 100 до ~ 130 пс вдоль строу. Видно, что продольное разрешение на трубке длиной 2 м изменяется от $\sim 1,3$ до $\sim 1,5$ см.

3. МЕТОД СЛЕДЯЩЕГО ПОРОГА

С использованием DRS4 была проверена возможность определения продольных координат методом следящего порога (Constant Fraction Timing) для сигналов, считываемых с двух концов строу. Метод основан на формировании биполярного импульса, пересечение нуля которым по оси t_m служит для получения временной отметки. Оптимизация для таймирования импульсов определяется величинами коэффициентов задержки инвертированного импульса (t_d) и ослабления амплитуды прямого импульса (f).

Эффективная фракция амплитуды f_{eff} , к которой осуществляется временная привязка, в случае линейных фронтов определяется соотношением $f_{\text{eff}} = f \cdot t_d/t_r(1 - f)$, где t_r — величина фронта сигнала.

Разница времени между двумя сигналами δt_m определяет расстояние точки образования лавины на аноде строу от его середины.

Оптимизация параметров (t_d и f) метода, показанная на рис. 7, а, была выполнена при облучении трубки в ее середине источником Fe-55 при раз-

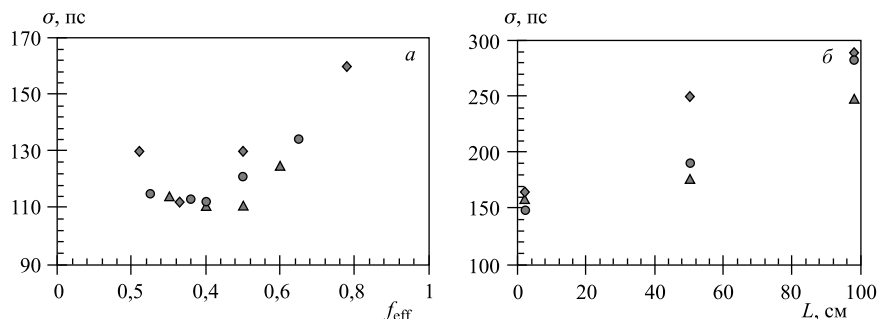


Рис. 7. *a*) Временное разрешение в середине трубки как функция уровня дискриминации сигналов f_{eff} для разных времен задержки t_d . *б*) Продольное разрешение вдоль строу для различных уровней привязки f_{eff}

ных величинах задержки t_d . На рис. 7, *б* показано продольное разрешение в нескольких точках по длине строу. Калибровка метода показала, что измеренное время задержки между сигналами в 90 пс соответствует расстоянию вдоль строу, равному 1 см. Следовательно, пространственное разрешение метода составляет $\sim 1,7$ см в середине трубки и ухудшается до $\sim 2,9$ см в конце.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возможность измерения в дрейфовых трубках продольных координат представляет определенный интерес, особенно в сочетании с реализацией возможности считывания информации о радиальных координатах. Метод деления зарядов обладает не только невысоким продольным разрешением, быстро ухудшающимся с увеличением длины дрейфовых трубок, но и меньшим быстродействием в сравнении с применением традиционных детекторов с радиальным координатным считыванием. Метод следящего порога достаточно трудоемок и не нашел широкого применения в многоканальных детекторах. Определение продольных координат методом прямых временных измерений обладает более высоким продольным разрешением в сравнении с первыми двумя методами. Метод может быть применен к трубкам большой длины и позволяет обеспечить продольное разрешение в несколько раз лучше, чем может быть получено методом деления заряда. Заметим, что разрешение ДТМ практически одинаково при регистрации МПР и гамма-квантов источника Fe-55. Полученные значения продольного разрешения при регистрации частиц с минимальными ионизационными потерями для 2-метровой строу лучше 2,6 см по всей ее длине (рис. 5). Оценка возможности метода показала возможность улучшения продольного разрешения до 1,4 см (рис. 6).

Для получения координатной информации методом ДТМ вдоль дрейфовых трубок задаются параметры, общие для всей их длины, для считывания используются быстрые токовые усилители, пригодные как для измерения времени дрейфа электронов в ортогональном к аноду направлении, так и для измерений разности времени прохождения по аноду сигналов.

Все сказанное выше указывает на целесообразность разработки детекторов с двухкоординатным считыванием на основе дрейфовых трубок с использованием этого метода считывания, которые могут обладать достаточным быстродействием и не кажутся чрезмерно сложными.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Boie R.A. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1988. V. NS-28. P. 471.
2. *Makankin A.M. et al.* JINR, E1-2012-78. Dubna, 2012.
3. *Makankin A.M. et al.* arXiv:1301.6018v1 [physics.ins-det]. Submitted to NIM.
4. *Bazylev S.N. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 632. P. 75–80.
5. Paul Scherrer Institut, DRS4 Evaluation Board User's Manual, <http://drs.web.psi.ch/datasheets>
6. *Sokolov A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Res. A. 2007. V. 574. P. 50.

Получено 26 августа 2013 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 18.10.2013.

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

Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,91. Тираж 245 экз. Заказ № 58085.

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

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/