



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2001-39

ОЭФ

М.С. Левицкий, А.Е. Кирюнин, Л.Л. Курчанинов, А.А. Минаенко,
А.М. Моисеев, А.В. Плескач

**ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ
ИДЕНТИФИКАЦИИ ДЕЙТРОНОВ ОТДАЧИ
С ПОМОЩЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЧЕТЧИКОВ**

Протвино 2001

Аннотация

Левицкий М.С. и др. Изучение возможностей идентификации дейтронов отдачи с помощью полупроводниковых счетчиков.: Препринт ИФВЭ 2001-39. – Протвино, 2001. – 19 с., 10 рис., 1 табл., библиогр.: 13.

Рассмотрены возможности идентификации дейтронов отдачи в экспериментах на выведенных пучках при использовании прибора, состоящего из дейтериевой мишени, рабочий объем которой расположен в тонкостенной майларовой трубке, 4 микростриповых кремниевых детекторов и сборки из 24 сегментированных кремниевых счетчиков с несколькими пластинами пассивных поглотителей. Промоделированы эффективности различных методов выделения дейтронов из когерентного процесса на фоне протонов и пионов из неупругих hd -взаимодействий. Рассмотрены характерные особенности взаимодействий дейтронов отдачи и протонов с ядрами кремниевых счетчиков и показано их влияние на чистоту выборки идентифицированных дейтронов.

Abstract

Levitsky M.S. et al. A Study of Possibilities of Recoil Deutrons Identification by Using Semiconductor Counters.: IHEP Preprint 2001-39. – Protvino, 2001. – p. 19, figs. 10, tables 1, refs.: 13.

The possibilities are studied to identify recoil deuterons in fixed target experiments with the device consisting of a deuterium target the fiducial volume of which is housed in a thin-walled mylar tube, of 4 microstrip silicon detectors and the stack of 24 segmented silicon counters interleaved with a few passive absorber plates. The efficiencies of different methods of the separation of deuterons produced in a coherent process from protons and pions from inelastic hd -interactions are verified by MC simulation. The main features of recoil deuterons and protons interactions with Si nuclei are also simulated and their contributions to the contamination of the sample of identified deuterons are shown.

Введение

Изучение когерентных адрон-ядерных взаимодействий открывает большие возможности для получения информации о природе померона, которая еще не вполне ясна [1]. На выведенных пучках такие исследования проводились в основном на ядрах кремния, поскольку техника активной кремниевой мишени [2,3] в принципе позволяет выделить когерентные взаимодействия на фоне неупругих взаимодействий с ядром Si . Но эта техника обладает рядом недостатков [4]. Кроме того, ограничение на массу дифракционной системы M_θ , следующее из условия когерентности,

$$M_\theta^2 \leq 2m_\pi p_0 / A^{1/3},$$

где A — атомный номер мишени, а p_0 — импульс первичной частицы, приводит к тому, что диапазон M_θ при использовании в качестве мишени ядер Si сужается в 1,7 раз по сравнению с дифракцией на протоне. Этого и других недостатков можно избежать при использовании в качестве ядра-мишени дейтрона. При этом, однако, возникает проблема отделения дейтронов отдачи от протонов и пионов из неупругих взаимодействий адронов с нуклонами дейтрона.

В эксперименте на ускорителе ФНАЛ по исследованию когерентных взаимодействий протонов внутреннего пучка ускорителя с дейтронами газовой струйной дейтериевой мишени дейтроны отдачи с импульсами в диапазоне $0,17 < p < 0,26$ ГэВ/с идентифицировались с помощью стопок из двух полупроводниковых счетчиков [5,6].

В настоящей работе рассматриваются возможности развития подобной методики идентификации дейтронов, отвечающей требованиям экспериментов по исследованию когерентных hd -взаимодействий на выведенных пучках.

1. Принцип идентификации дейтронов с помощью полупроводниковых счетчиков

В рассматриваемом подходе идентификация дейтронов основывается на том, что в силу разных масс дейтроны (d) и протоны (p) (а тем более заряженные пионы) с одинаковыми импульсами, лежащими в области ниже одного ГэВ/с, обладают существенно разными скоростями β . Поскольку ионизационные потери заряженных частиц имеют

(β^{-2}) -зависимость от скорости частицы, d , p и π^{\pm} , имеющие одинаковый импульс, при прохождении через полупроводниковый счетчик (далее для определенности будут рассматриваться кремниевые счетчики) будут создавать в нем ионизационные сигналы A_i разной величины. Поэтому при известном импульсе частицы отдачи, лежащем в области ниже одного ГэВ/с, ее тип может быть идентифицирован с помощью кремниевого счетчика. Однако измерение импульсов частиц отдачи, выходящих из мишени под большими углами относительно направления пучка, представляет непростую методическую задачу.

В экспериментах по изучению когерентных взаимодействий с дейтронами на выведенных пучках наибольший интерес представляют процессы с максимально возможными передачами четырехимпульса [7,8]. Поэтому требуется разработать методику идентификации дейтронов отдачи с импульсами до 700–800 МэВ/с. К тому же при проведении исследований на выведенных пучках с использованием тонкостенной жидкодейтериевой мишени дейтроны, лежащие в диапазоне импульсов, измеренных в [5], будут поглощаться в пассивном веществе дейтериевой мишени.

При использовании дейтериевой мишени в составе широкоапертурной спектрометрической установки, измеряющей в достаточном телесном угле импульсы (или углы и энергии) всех вторичных частиц, оценку поперечного импульса d (или p) отдачи можно получить на основе данных со спектрометрической части установки, как это предлагалось в [9,10].

Методика идентификации медленных дейтронов отдачи с помощью стопок из двух полупроводниковых счетчиков, отстоящих на значительном расстоянии L от места взаимодействия, была использована в [5,6]. В ней учитывалась жесткая корреляция между углом отдачи Θ_{omd} дейтрона из упругого pd рассеяния и переданным ему квадратом четырехимпульса t , а, следовательно, и кинетической энергией дейтрона $E_{\kappa} = |t|/2m_d$, где m_d — масса дейтрона. Эта зависимость позволяла подбирать толщины первого и второго счетчика таким образом, чтобы при данном угле Θ_{omd} дейтрон останавливался во втором счетчике, что приводило к появлению в спектре импульсов со второго счетчика характерного “упругого пика”. Поэтому в качестве событий от упругого рассеяния протонов внутреннего пучка на дейтронах газовой мишени отбирались те из них, у которых величина E_{κ} дейтрона оказывалась в области этого пика. Фон от медленных протонов подавлялся с помощью измерения сигнала в первом счетчике, как это будет показано ниже. Точность измерения Θ_{omd} обеспечивалась большой длиной L и малыми линейными размерами стопки.

Метод, рассматриваемый в настоящей статье, основан на регистрации частиц отдачи непосредственно по их выходу из дейтериевой мишени с помощью сборки из достаточно большого количества кремниевых счетчиков такой суммарной толщины, что идентифицируемая частица должна остановиться в одном из этих счетчиков, начиная со второго. При этом факт остановки частицы отдачи в счетчике, имеющем номер (s), устанавливается по отсутствию сигнала от нее в счетчике ($s + 1$).

Если d (или p) остановился во втором или другом близком к началу сборки счетчике (s), его энергия на выходе из предыдущего счетчика ($s-1$) должна находиться в ограниченном интервале $\delta_{d(p)}$, который простирается от $E_{d(p)}^s \simeq 0$ (когда частица остановилась у ближнего по отношению к дейтериевой мишени краю счетчика (s)) до $E_{d(p)}^s = E_{d(p)}^{s,max}$ (когда частица остановилась у дальнего края этого счетчика). В случае, когда $E_{d(p)}^s$ близка к нулю, ионизационные сигналы A_{s-1} , оставленные d и p в счетчике ($s - 1$), будут существенно отличаться, что обеспечит идентификацию этих частиц. Однако диапазон $\sigma_{d(p)}$ для каждого типа этих частиц оказывается достаточно широк, так что d и p , оста-

новившиеся в (s) на разных расстояниях от точки входа, могут иметь близкие значения β в ($s-1$). Поэтому для надежной идентификации d (или p) требуется измерить ионизационный сигнал A_s также со счетчика (s), в котором частица остановилась, как это делалось в [5]. Это позволяет точно определить энергию частицы на выходе из счетчика ($s-1$) и, таким образом, предсказать величины сигналов от d и p в этом счетчике.

С помощью измерения ионизационных сигналов во всех счетчиках, пройденных частицей, и в счетчике, где она остановилась, а также с привлечением результатов Монте-Карло моделирования можно также точно восстановить энергию идентифицированной частицы.

Когда счетчик (s) является вторым от начала сборки (со стороны входа идентифицируемой частицы), при счетчиках одинаковой толщины $E_{d(p)}^{s \text{ макс}}$ будет больше половины $E_{d(p)}$ на входе в сборку, когда третьим — больше $E_{d(p)}/3$ и т.д., т.е. в этом случае использование величины сигнала в счетчике (s) является необходимым как для идентификации частицы, так и для измерения ее энергии. Но в случае, когда d (или p) имеет достаточно высокую энергию и до остановки пересекает значительное число кремниевых счетчиков, факт остановки в счетчике (s) дает оценку энергии $E_{d(p)}$ на входе в сборку с ошибкой $< \delta_{d(p)} > /2$, которая зависит от толщины счетчика, но не превышает нескольких процентов после прохождения частицей отдачи более 15 мм *Si*. Оценки показывают, что в этом случае импульс d на входе в сборку примерно в 1,6 раза больше чем p , что должно привести к разнице их ионизационных сигналов, достаточной для разделения сигналов от этих частиц. Поэтому для идентификации частицы, остановившейся в счетчике (s), расположенном достаточно далеко от входа в сборку, по-видимому, возможно измерять ионизационный сигнал в первых от начала сборки счетчиках. Такой подход интересен тем, что он, в принципе, позволяет использовать перед последними счетчиками сборки пластины пассивных поглотителей (например, из вольфрама W), которые дадут возможность уменьшить число кремниевых счетчиков при сохранении величины максимальной энергии идентифицируемой частицы.

Кроме того, для увеличения статистики в области максимальных импульсов дейтрона отдачи слой поглотителя можно поставить непосредственно между окном жидкодейтериевой мишени и сборкой из кремниевых детекторов, что приведет к сдвигу спектра идентифицируемых дейтронов в сторону больших импульсов. Подобная операция, обеспечивающая повышение максимальной энергии регистрируемых частиц с помощью медного поглотителя, поставленного перед кремниевыми счетчиками, ранее использовалась в [11].

2. Результаты моделирования

2.1. Проверка различных способов идентификации дейтронов отдачи

Изложенные ниже результаты проверки были получены на моделированных событиях от π^-d -взаимодействий при 50 ГэВ/с. Для моделирования импульсных спектров дейтронов отдачи из когерентного процесса

$$\pi^- + d \rightarrow d_{\text{омд}} + X_{\partial} \quad (1)$$

была написана отдельная программа, в которой были использованы экспоненциальная зависимость $d\sigma_{\partial}/dt \sim e^{-b|t|}$, выбранная с учетом формфактора дейтрона, измеренного в [5], и $d\sigma_{\partial}/dM_{\partial} \sim M_{\partial}^{-2}$, где σ_{∂} — сечение когерентного процесса; M_{∂} — масса дифракционной системы частиц.

Моделирование импульсных спектров протонов из неупругого взаимодействия пионов с протонами дейтрона



было проделано также с помощью этой программы с меньшей величиной наклона $d\sigma/dt$. Дополнительно спектры протонов из реакции (2) и пионов из реакции



были построены с помощью программы FRITIOF [9].

Для убыстрения расчета ионизационных потерь при прохождении частиц через кремниевые счетчики и слои пассивного поглотителя была написана специальная программа, результаты расчетов по которой сравнивались с результатами стандартной программы GEANT-3 [10]. Расчеты адронных взаимодействий идентифицируемых частиц в веществе адронной дейтериевой мишени (АДМ) были проделаны с помощью GEANT-3.

Для обеспечения достоверности расчетов прохождения изучаемых адронов через различные среды была проведена предварительная проработка конструкций тонкостенной дейтериевой мишени (ДМ) и расположенного рядом с ней идентификатора дейтронов отдачи (ИДО), построенного на кремниевых детекторах.

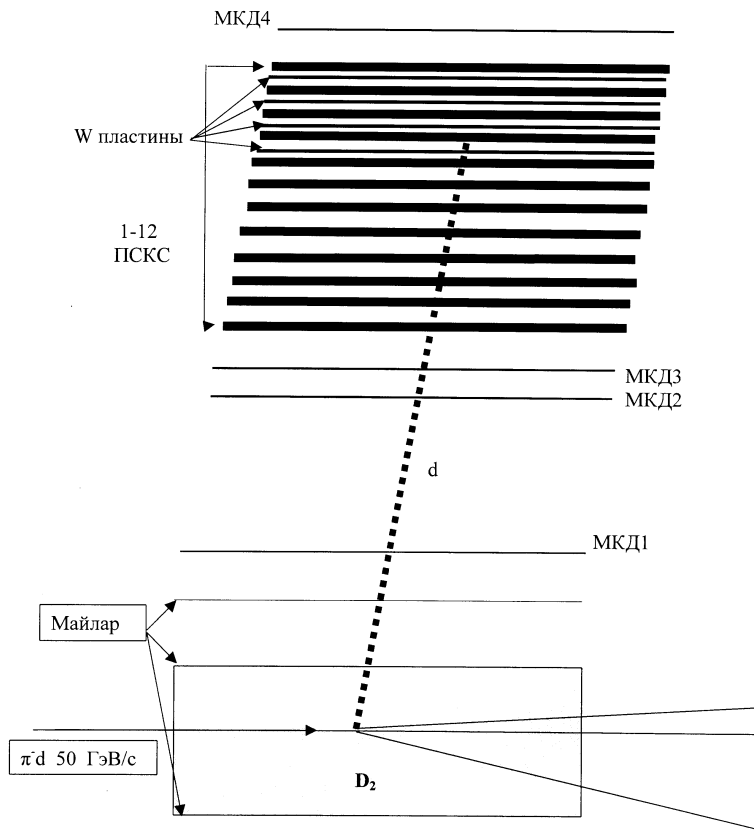


Рис. 1. Схематическое изображение дейтериевой мишени (ДМ) с одним модулем идентификатора дейтрона отдачи (ИДО).

Схематические изображения части ДМ и одного модуля ИДО приведены на рис. 1. Для уменьшения количества пассивного вещества между точкой взаимодействия в ДМ и первым из кремниевых счетчиков эффективный объем жидкого дейтерия, в котором происходят hd -взаимодействия, помещен в майларовую трубку $\phi 15$ мм с толщиной стенки 0,10 мм. На уровне этой трубки в стенке вакуумного кожуха сделано окно, затянутое майларовой пленкой такой же толщины.

Функционально модуль ИДО подразделяется на трековую часть (ТЧ), детекторы которой служат для измерения углов частиц отдачи, и на непосредственно измеритель пробега частиц (ИПЧ).

В состав ТЧ входят:

- передний односторонний микростриповый кремниевый детектор МКД₁ толщиной 0,2 мм, имеющий вертикальные стрипы с шагом 0,25 мм;
- двухсторонний МКД₂ толщиной 0,3 мм, имеющий на одной стороне вертикальные стрипы с шагом 1,4 мм, а на другой стороне горизонтальные стрипы с таким же шагом, который вместе с МКД₁ позволит оценить угол отдачи $\Theta_{отд.}$ частиц, останавливающихся в нем или прошедших через него, а также оценить угол φ этих частиц отдачи с помощью информации о координатах провзаимодействовавшей пучковой частицы;
- односторонний МКД₃, имеющий вертикальные стрипы с шагом 0,35 мм, который обеспечит уточнение угла $\Theta_{отд.}$ для быстрых частиц отдачи.

Расстояние МКД₁ от центра (вдоль пучка) эффективного объема дейтерия в ДМ составляет 17,5 мм, расстояние между МКД₁ и МКД₂ равно 60 мм, а расстояние между МКД₂ и МКД₃ — 10 мм.

ИПЧ состоит из 24 сегментированных кремниевых счетчиков (СКС) толщиной 1,0 мм с вертикальными или горизонтальными стрипами шириной 5–10 мм. СКС с одинаково ориентированными стрипами сгруппированы парами, расположенными попеременно; выходы сигналов с соответствующих стрипов счетчиков пары запараллелены, так что при считывании сигнала эти пары выступают как один сегментированный счетчик толщиной 2 мм. Поэтому при дальнейшем изложении такие пары СКС будут считаться одним сегментированным счетчиком ПСКС. После каждого из последних четырех ПСКС может быть помещено по пластине поглотителя из вольфрама. Расстояния между ПСКС ИПЧ равны 5 мм.

После ПСКС₁₂ ИПЧ содержит МКД₄, обладающий вертикальными стрипами с шагом 1 мм, который детектирует частицы, проходящие через ИПЧ.

Рассматриваемые форма рабочего объема ДМ и продольная структура модуля ИДО были выбраны на основе просчета для разных вариантов этих устройств таких параметров, как максимальный импульс дейтрона, поглощаемого в пассивном веществе мишени; ошибка определения угла $\Theta_{отд.}$, вызванная многократным рассеянием; разница между ионизационными сигналами A_i , оставляемыми d и p в счетчике ($s-1$) и прочие. Хотя выбранный вариант конструкций ДМ и модуля ИДО, как будет показано ниже, в принципе, позволяет решить поставленную проблему идентификации дейтрона, при проектировании прототипа реального прибора необходима их дальнейшая оптимизация.

Поперечные размеры счетчиков ТЧ и ИПЧ в настоящей статье не рассматриваются, поэтому моделируемое взаимодействие располагалось по центру ДМ на оси ИДО и рассматривались только частицы, испущенные под углом $\Theta=75^\circ$ в узком интервале $\Delta\Theta$ и $\Delta\varphi$.

На рис. 2а,б,с приведены импульсные спектры дейтронов отдачи из реакции (1), протонов из реакции (2) и пионов из реакции (3). Из-за формфактора дейтрона, пода-

включающего большие величины $|t|$, импульсный спектр дейтронов отдачи из процесса (1) существенно мягче, чем спектр протонов из неупругой реакции (2). Ввиду недостаточного количества смоделированных событий, импульсный спектр d на рис. 2а обрывается в области 500 МэВ/с. Однако согласно экспериментальным данным импульсный спектр дейтронов из когерентных процессов простирается существенно дальше [12]. Заштрихованная часть гистограмм соответствует частицам, поглощенным до МКД₂, сигналы с которого используются при организации триггера. Из рис. 2 следует, что в предлагаемом варианте АДМ регистрируются и идентифицируются только дейтроны, имеющие импульс более 250 МэВ/с.

На рис. 3а,б показана двумерная диаграмма M_θ vs Θ_{omd} для реакций (1), (2). Видно, что область $M_\theta > 1,0$ ГэВ, представляющая наибольший интерес для физических исследований реакции (1), лежит при $\Theta_{omd} < 85^\circ$, а область $M_\theta > 2,0$ ГэВ — при $\Theta_{omd} < 78^\circ$, но для изучения максимальных масс дейтроны отдачи целесообразно детектировать в области углов $\Theta_{omd} \leq 70^\circ$.

На рис. 4а приведены распределения ионизационных сигналов d , p и π^\pm , оставленных ими в МКД₁ в зависимости от сигнала в МКД₂, в котором эти частицы остановились, а на рис. 4б — такое же распределение для сигналов в ПСКС₁₂ в зависимости от их сигналов в ПСКС₁₁. Как было обсуждено на качественном уровне в разд.1, повышенный сигнал в счетчике (s) (т.е. МКД₂ на рис. 4а и ПСКС₁₁ на рис. 4б), означающий, что вошедшая в этот счетчик достаточно быстрая частица отдачи остановилась близко к его дальней (относительно ее входа) поверхности, соответствует пониженному сигналу, оставленному ею в предшествующем счетчике ($s-1$), т.е. зависимость $A_{(s-1)}$ от A_s имеет форму плавно спадающей кривой. Как следует из рис. 4б, для 2-мм слоя кремния $E_d^{s\text{ макс}}=26$ МэВ, тогда как $E_p^{s\text{ макс}}=20,5$ МэВ, т.е. в области сигналов, больших 20,5 МэВ, d выделяются однозначно по информации с одного счетчика, в котором частица остановилась. При меньших величинах сигналов в счетчике (s), которые могут быть оставлены как p , так и d , для идентификации этих частиц требуется информация со счетчика ($s-1$), в котором d , имеющий на входе в счетчик (s) такую же энергию, как и p , и, следовательно, меньшую скорость, оставляет больший сигнал. Как следует из рис. 4, по шкале энергий $A_{(s-1)}$ сигналы от d и p тоже перекрываются в диапазоне $3/4A_{(s-1)}^{s\text{ макс}} > A_{(s-1)} > 1/2A_{(s-1)}^{d\text{ макс}}$. Однако на двумерном распределении A_s vs $A_{(s-1)}$ сигналы от d , p и π^\pm группируются в три отдельные полосы, расстояние между которыми по ординате существенно превышает полную ширину каждой из полос. Последнее означает, что после того, как ИДО детально прокалиброван на моделированных событиях, а затем шкалы по обеим осям приведены к реальным величинам сигналов в считывающей электронике, полученных при регистрации протонов отдачи из мишени, наполненной водородом, для каждого значения сигнала A_s можно предсказать интервалы импульсов в счетчике ($s-1$) для d , p и π^\pm . Эта процедура позволит идентифицировать d отдачи с высокой степенью достоверности.

Представленная структура ИДО, обеспечивающая угловые измерения, позволяет также с достаточной точностью восстановить первоначальный импульс остановившегося дейтрона отдачи. На рис. 5 приведена зависимость от величины A_s импульса дейтрона (известного из моделирования), остановившегося а) в МКД₂, б) в ПСКС₁₂, для случая когда ИПЧ не содержит пластин пассивного поглотителя. Видно, что при измерении сигнала со счетчика с остановкой импульс дейтрона может быть восстановлен с точностью ± 10 МэВ/с.

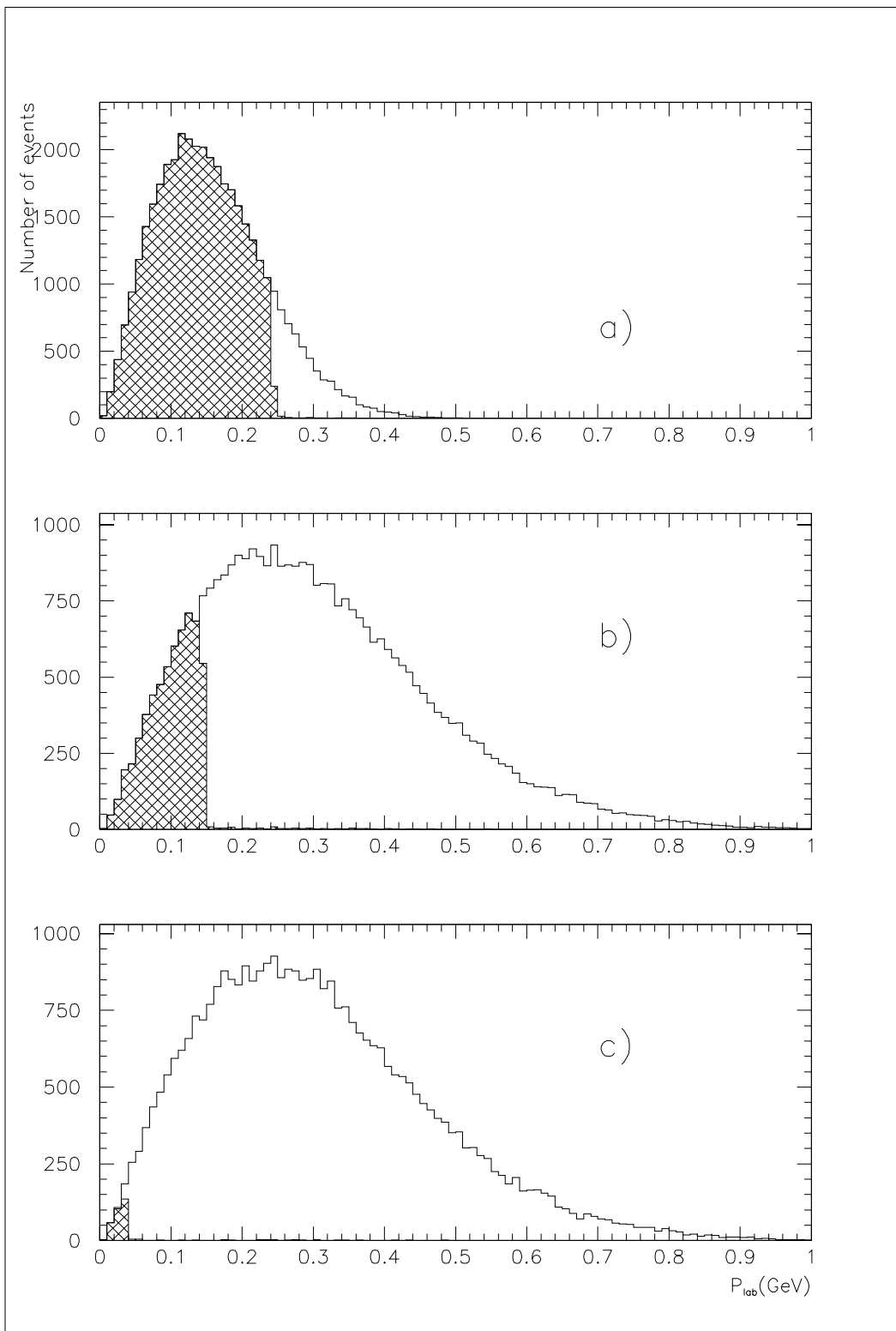


Рис. 2. Импульсные спектры заряженных частиц, выходящих под углом $\Theta_{omd.} = 75^\circ \pm 12^\circ$ из ДМ: а) дейтроны; б) протоны; в) пионы. Заштрихованная часть гистограмм соответствует частицам, не дошедшим до МКД₂.

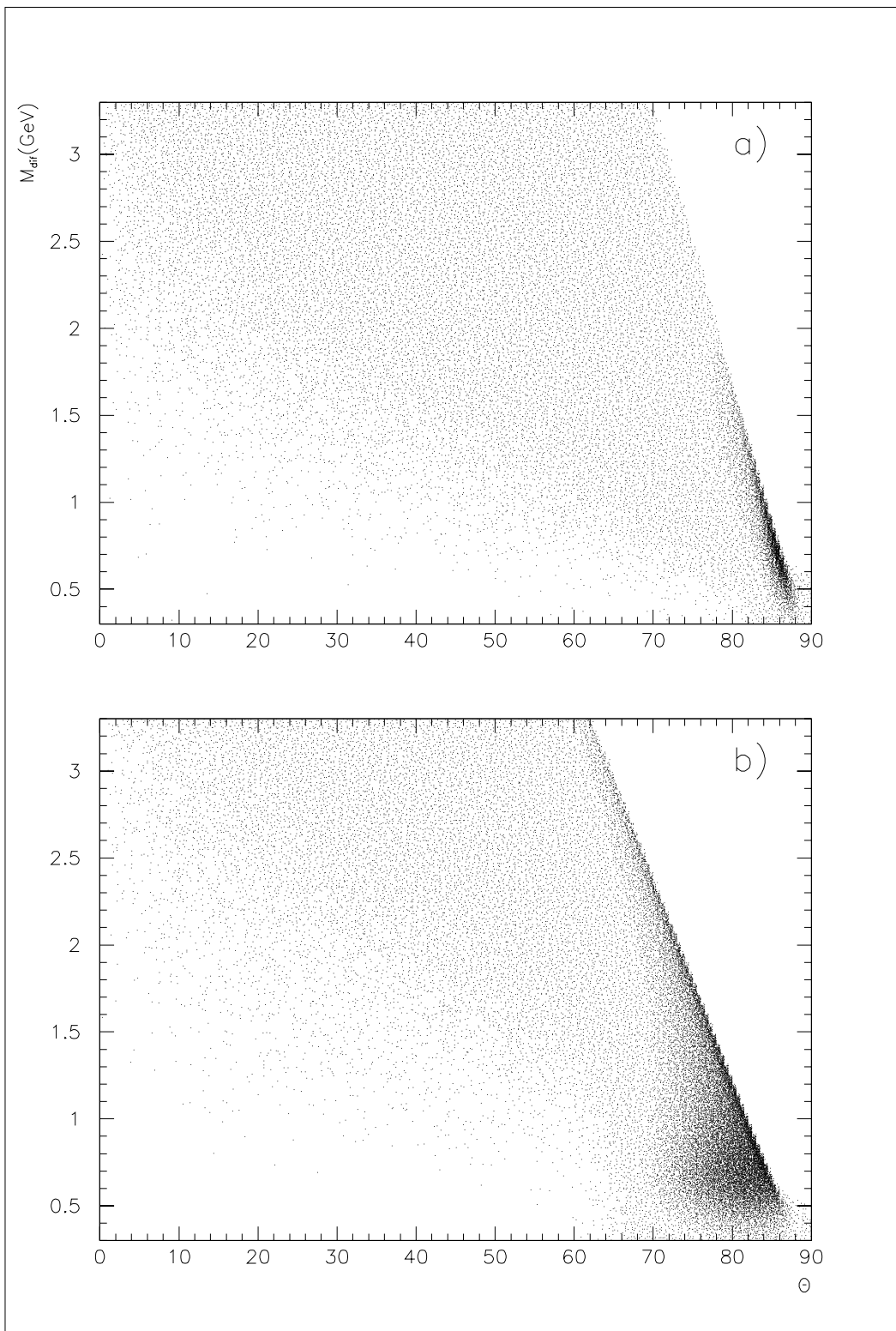


Рис. 3. Зависимость величины массы M_D дифракционной системы, образующейся в реакции (1), от угла отдачи $\Theta_{отд}$. для дейтрона (а), для протона (b).

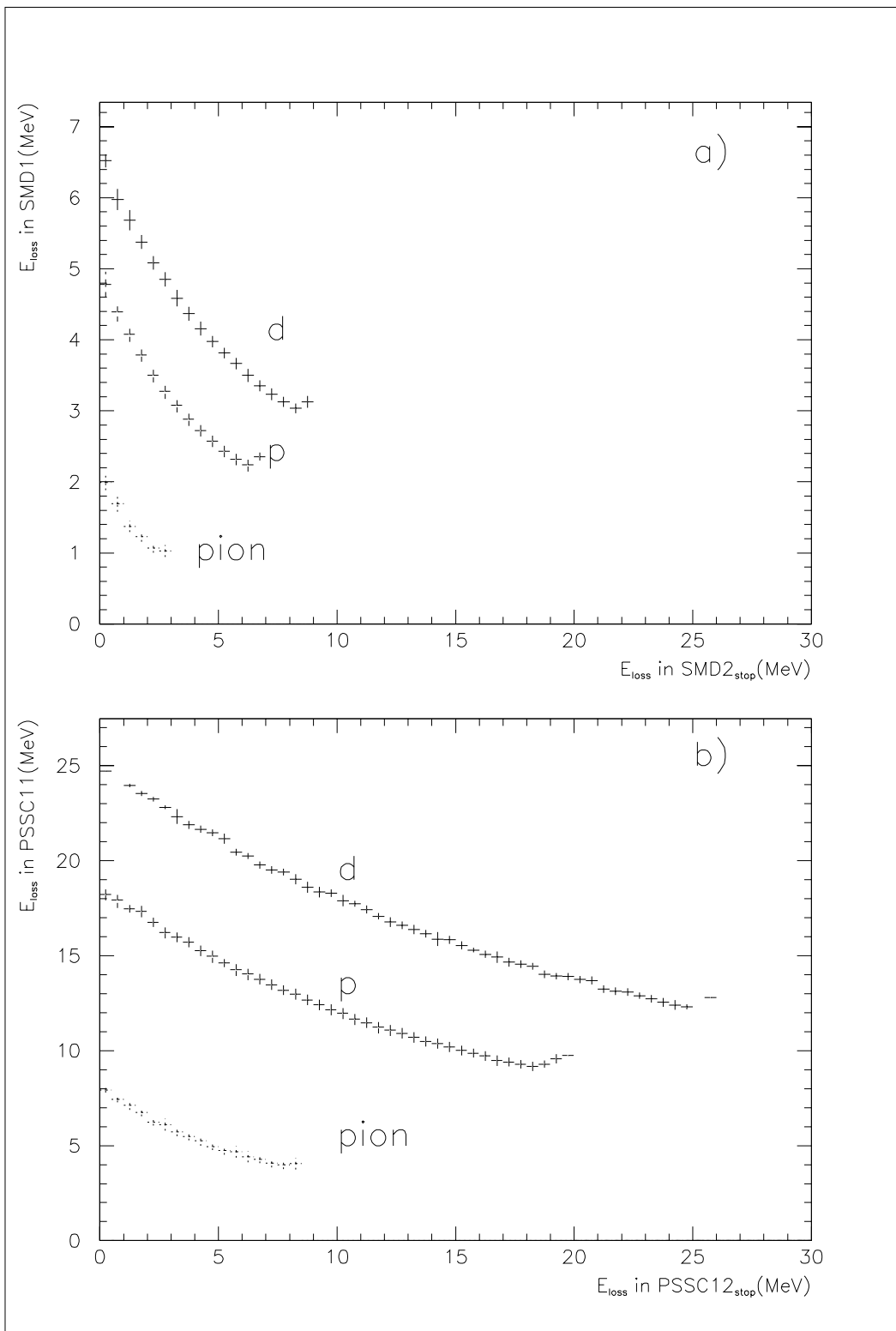


Рис. 4. Зависимость величины ионизационных сигналов от d , p , π^\pm в счетчике ($s-1$) от их сигналов в счетчике (s), когда а) ($s-1$) \equiv МКД₁, (s) \equiv МКД₂; б) ($s-1$) \equiv ПСКС₁₁, (s) \equiv ПСКС₁₂.

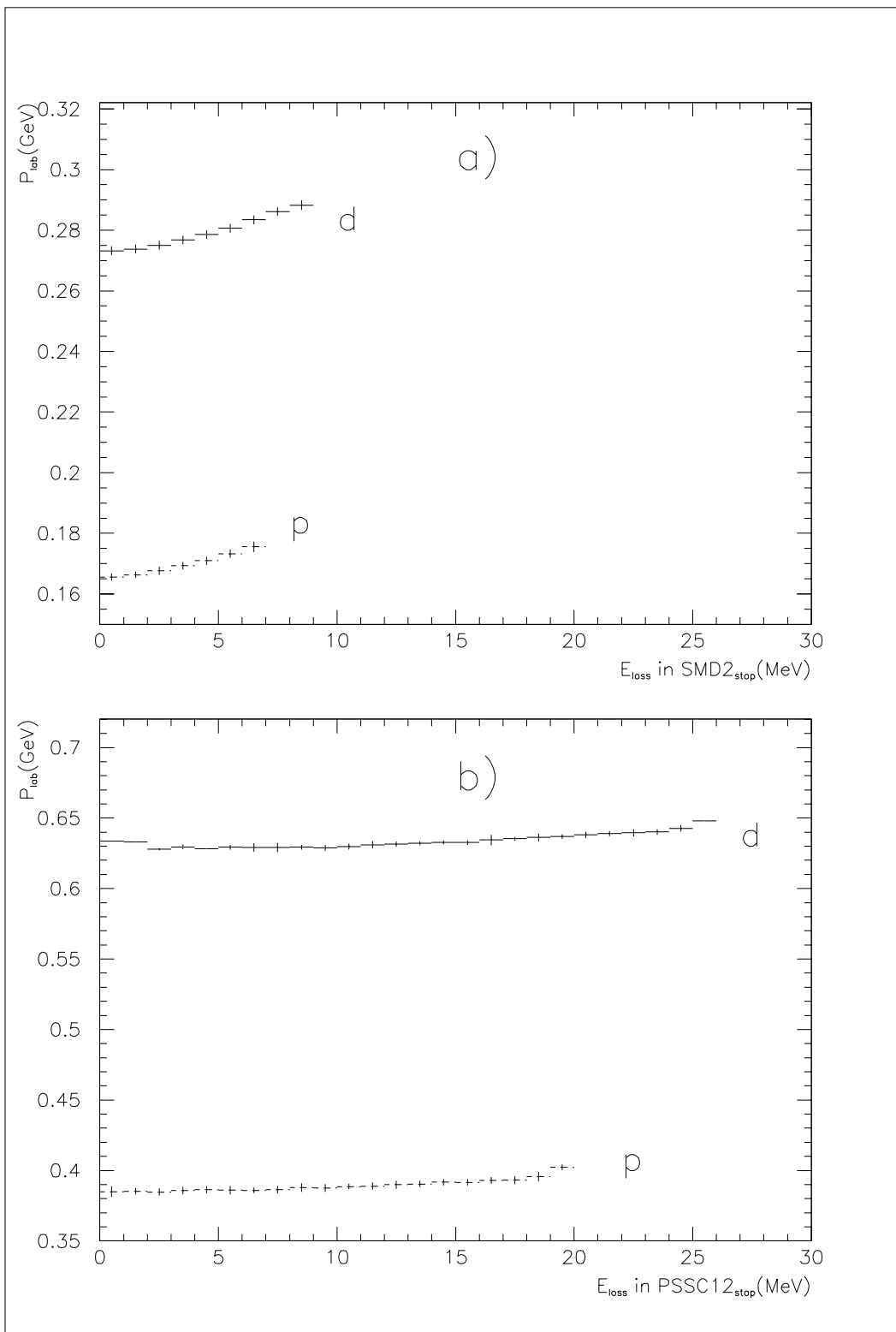


Рис. 5. Зависимость от величины A_s импульсов дейтрона и протона, остановившихся в МКД₂ (а) и в ПСКС₁₂ (б).

Однако при использовании наряду с кремниевыми счетчиками пластин пассивных поглотителей ситуация существенно усложняется. Это связано с тем, что при наличии после счетчика (s) пластины поглотителя (например, из W) в момент прохождения останавливающейся частицы (как d , так и p) задней поверхности (s), зависимость A_{s-1} от A_s , показанная на рис. 4, изменяет свой характер: по мере углубления точки остановки частицы в пластину W амплитуды сигналов, оставленных ей как в ($s-1$), так и (s), начинают уменьшаться, т.е. спадающие кривые, показанные на рис. 4, после $A_s^{макс}$ претерпевают излом и начинают двигаться в обратном направлении, создавая неоднозначность в зависимости A_{s-1} от A_s . Этот эффект показан на рис. 6а для пластины W толщиной 0,5 мм для случая, когда счетчиком (s) является ПСКС₈. С увеличением толщины проходимого слоя W расхождение между двумя этими частями кривой для частицы данного типа увеличивается, достигая критической величины, когда “нижняя” часть кривой для d приближается к “верхней” части кривой для p .

На рис. 6б показана зависимость A_{s-7} от A_s для (s)=ПСКС₈ и той же толщины пластины W . Видно, что в этом случае отрезки кривой существенно сближаются, а зависимость от A_s становится слабее, так как величина сигнала со счетчика ($s-7$) менее чувствительна к потере энергий в (s) и пластине W . Поэтому при наличии в задней части ИДО пластин пассивных поглотителей для разделения d и p можно использовать сигналы со счетчиков, расположенных в начале сборки.

На рис. 7 приведены зависимости от толщины пластин из W , поставленных перед каждым из ПСКС₉₋₁₂, величины

$$R_{d,i} = D_{d,i}/\sigma_{d,i},$$

описывающей вероятность разделения сигналов от d и адрона i , для случаев остановки частицы в счетчиках ПСКС₈ ($n=3$) и ПСКС₁₁ ($n=6$) для а) $i \equiv p$; б) $i \equiv \pi^\pm$, где $D_{d,i}$ — расстояние между центрами распределения суммарных ионизационных сигналов $\sum_{\kappa=1}^n A_\kappa$, оставленных d и адроном типа (i), в нескольких начальных ПСКС _{κ} ; $1 \leq \kappa \leq n$; а $\sigma_{d,i} = \sqrt{\sigma_d^2 + \sigma_i^2}$.

Видно, что с увеличением толщины пластин надежность идентификации дейтрона падает из-за роста разброса неизмеряемой доли энергии, оставляемой в пластине W после данного счетчика. Величина $R_{d,p}$ на рис. 7а имеет приемлемые значения при толщине 0,5 мм для $s \equiv$ ПСКС₈ и при толщине 1,0 мм для $s \equiv$ ПСКС₁₁. Как следует из рис. 7б, отделение по этому критерию d от π^\pm возможно и при больших толщинах поглотителя. Анализ зависимости σ_d и σ_i от величины сигналов A_s со счетчика (s) (т.е. счетчика, в котором частица отдачи или останавливается, или выходит из него в пластину W , где она останавливается) показывает, что при минимальных и максимальных значениях A_s при использовании информации со счетчика (s) надежность идентификации дейтрона значительно повышается, что можно объяснить особенностями распределений, приведенных на рис. 6.

На рис. 8 показана зависимость импульса d и p , остановившихся в ПСКС₁₂, от толщины пластин из W . Видно, что использование пластин W толщиной 0,5 мм позволяет поднять верхнюю границу импульса идентифицируемого d от 640 до 700 МэВ/с.

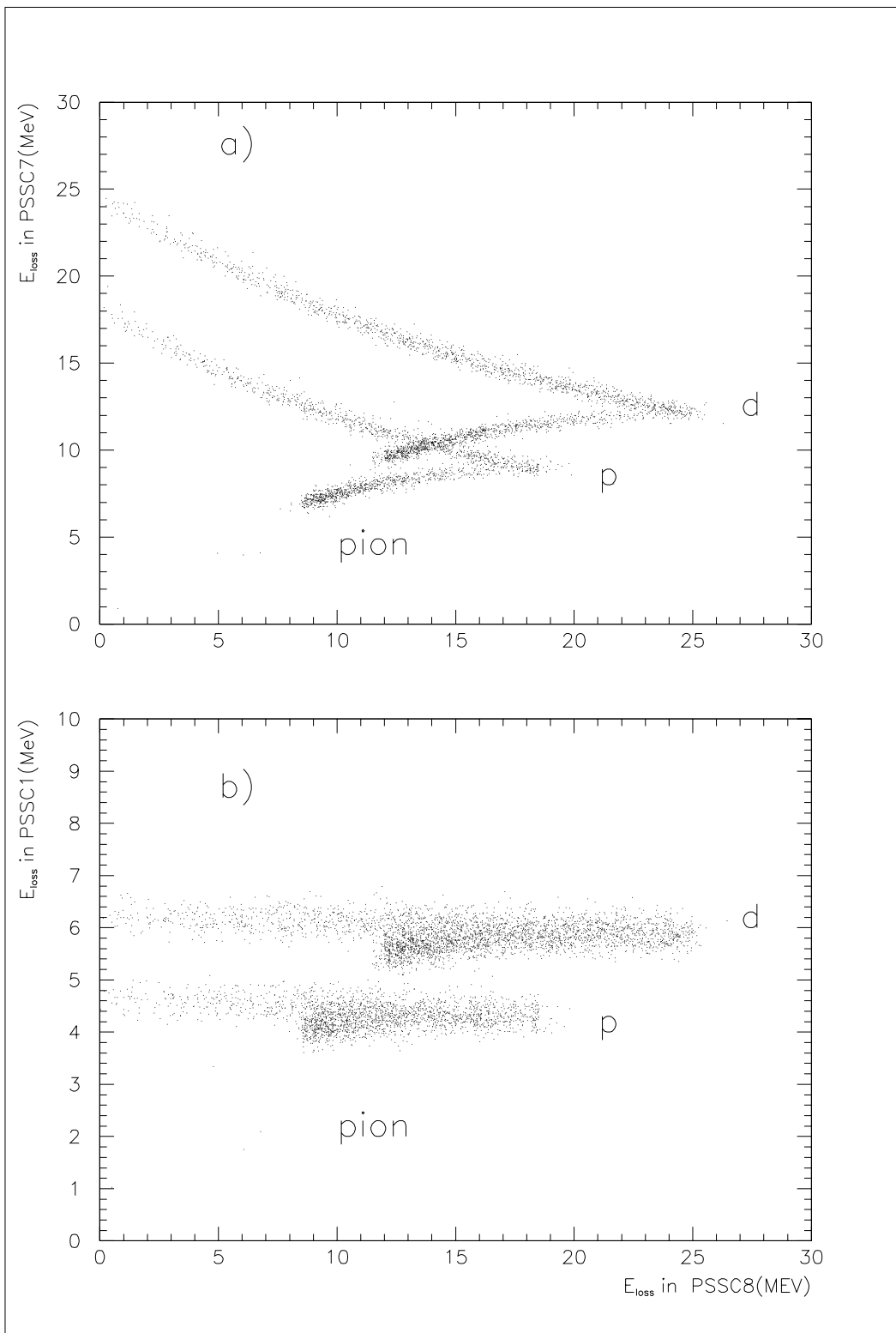


Рис. 6. Зависимость сигналов в ПСКС₇ (а) и в ПСКС₁ (б) от величины сигналов оставляемого дейтроном в ПСКС₈, за которым следует пластина из вольфрама толщиной 0,5 мм.

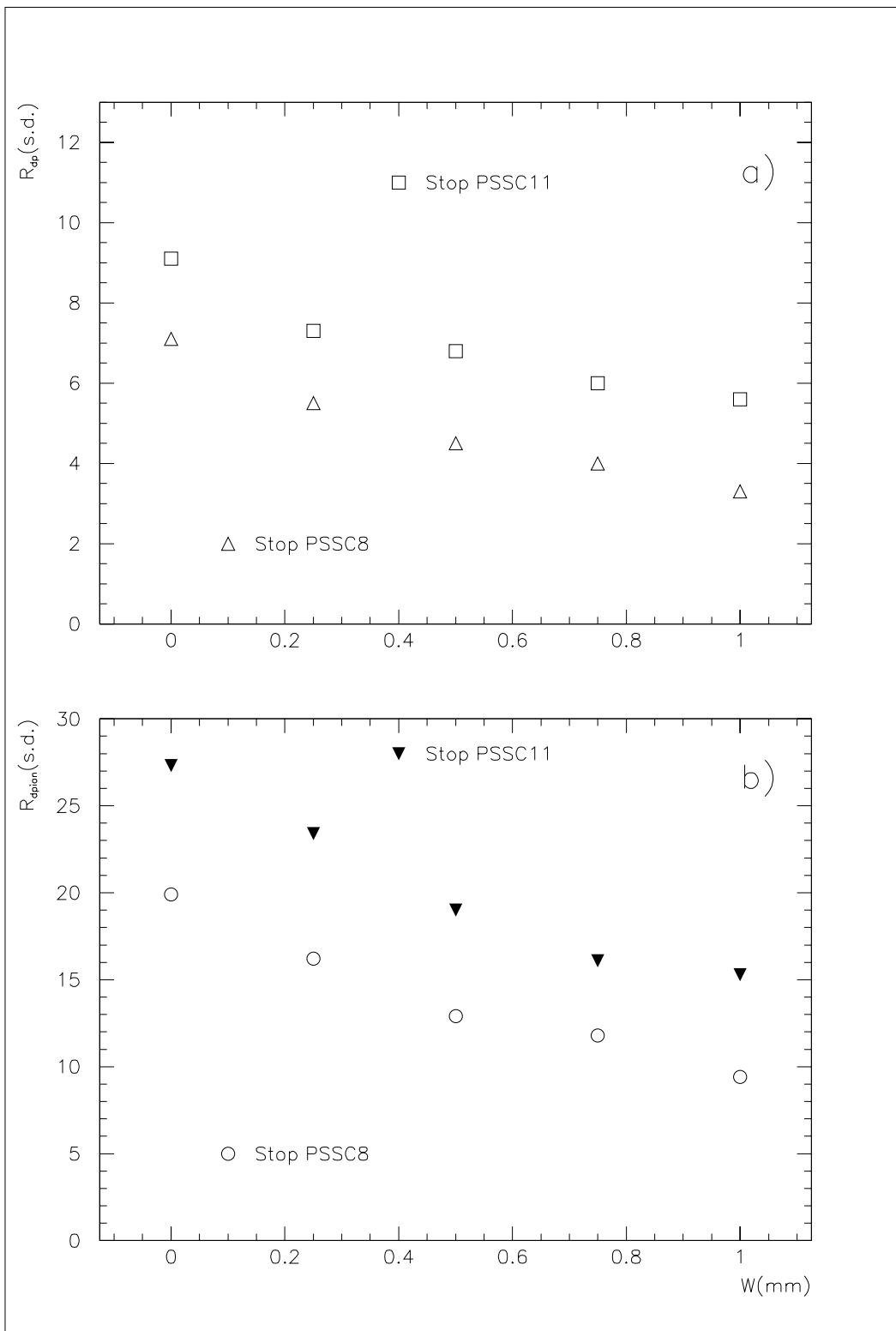


Рис. 7. Зависимость от толщины пластины из вольфрама величины $R_{d,i}$ (см. текст) для случаев остановки частицы в счетчике ПСКС₈ и ПСКС₁₁ для а) $i \equiv p$; б) $i \equiv \pi^\pm$.

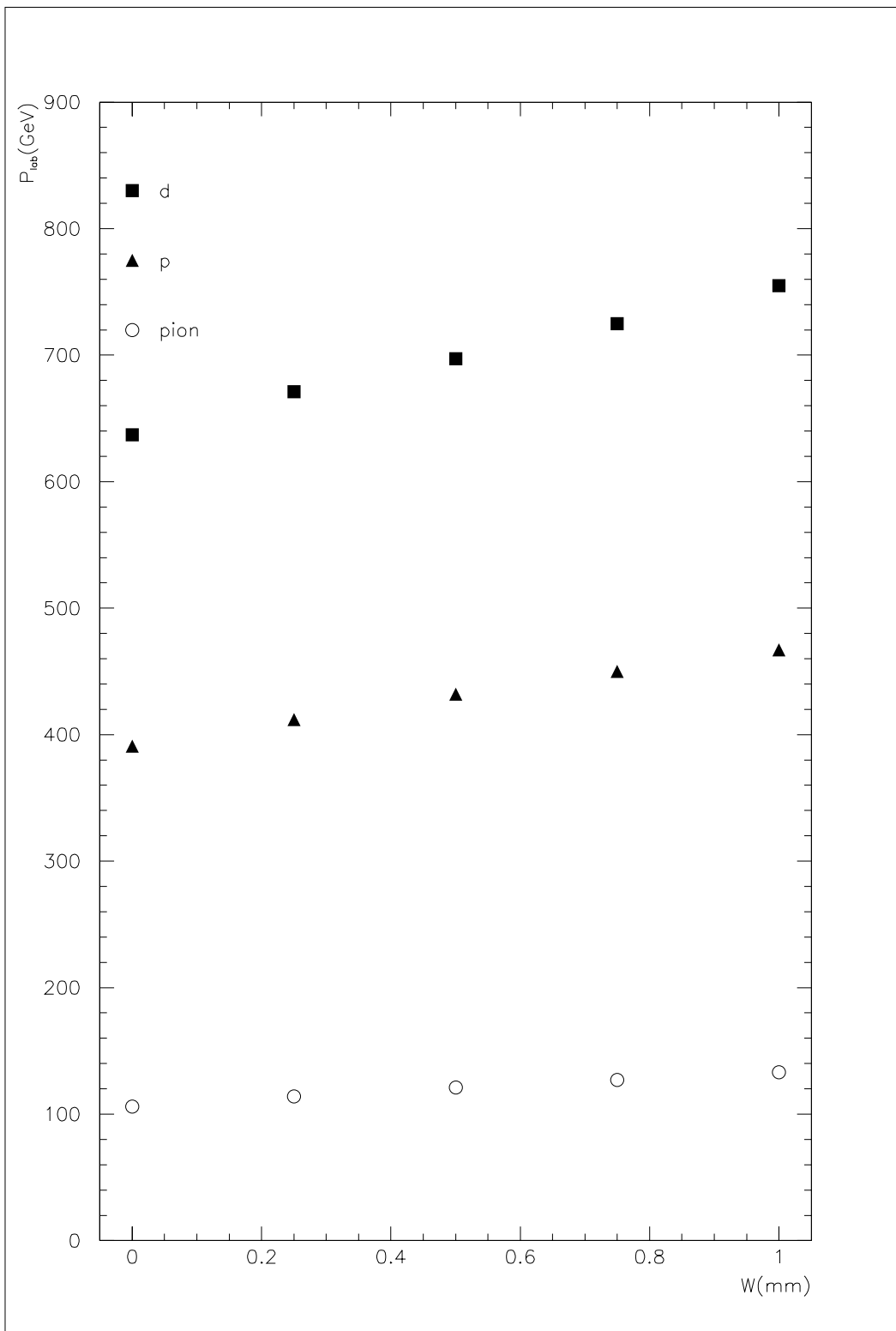


Рис. 8. Зависимость импульса d , p и π^\pm , остановившихся в ПСКС₁₂, от толщины пластин из вольфрама.

2.2. Оценка вероятности взаимодействия заряженных частиц в ИПЧ до их остановки в нем

Поскольку для идентификации d и определения его импульса по величине пробега в кремнии и, возможно, в вольфраме частицы должны проходить значительный слой вещества, заметная часть из них будет взаимодействовать с ядрами Si и W . Предварительное изучение этой проблемы было проведено в рамках данной работы с помощью стандартной программы GEANT-3 [10].

В табл.1 показана зависимость процента провзаимодействовавших в ИДО d и p от их импульсов. Заметный рост числа dSi взаимодействий с увеличением импульса d вызван, в первую очередь, ростом толщины вещества, проходимого d с большими импульсами до их остановки. С другой стороны, p с импульсами больше 400 МэВ/с проходят всю стопку без остановки, поэтому выше этого импульса вероятность их взаимодействий изменяется слабо.

Таблица 1.

| P (МэВ/с) | d (%) | p (%) |
|-------------|---------------|---------------|
| 175 | – | $0,2 \pm 0,1$ |
| 225 | – | $0,8 \pm 0,1$ |
| 275 | $0,2 \pm 0,1$ | $2,2 \pm 0,2$ |
| 325 | $0,6 \pm 0,1$ | $3,9 \pm 0,3$ |
| 375 | $1,5 \pm 0,2$ | $4,5 \pm 0,3$ |
| 425 | $1,7 \pm 0,2$ | – |
| 475 | $2,9 \pm 0,3$ | – |
| 525 | $4,2 \pm 0,3$ | – |
| 575 | $5,9 \pm 0,3$ | – |
| 625 | $7,3 \pm 0,3$ | – |
| 675 | $7,0 \pm 0,4$ | – |

На рис. 9а дано двумерное распределение числа провзаимодействовавших d , где по горизонтальной оси отложен номер счетчика, в котором дейтрон провзаимодействовал (далее счетчик (i)), а по вертикальной оси — номер счетчика, в котором дейтрон остановился. Приведенные на рис. 9а цифры получены для специально разыгранного равномерного импульсного спектра d до 1,0 ГэВ/с. Как следует из этого рисунка, в 80–90% случаев d останавливается в том счетчике, в котором он провзаимодействовал. Так как в случае (i)= (s) d должен обладать достаточно малой энергией, взаимодействие скорее всего имеет преимущественно характер упругого рассеяния d на ядре Si , и в счетчике (s) выделяется полная кинетическая энергия вошедшего в него d . В этом случае, если до взаимодействия d , остановившегося в счетчике, в котором он провзаимодействовал, обладал энергией, меньшей $E_d^{s,max}$, то он может быть правильно идентифицирован, и это событие войдет в статистику. Но если такой d до взаимодействия имел энергию, большую $E_d^{s,max}$, то в счетчике (s) будет аномально большое энерговыделение, и сигнал A_s выйдет из динамического диапазона усилителей. Поэтому такие события должны исключаться из дальнейшей обработки. В тех случаях, когда i =($s-1$), в этом счетчике происходит повышенное энерговыделение, что не ухудшает надежность отделения d от p (на рис. 4b такой случай ляжет выше “дейтронной кривой”), однако затруднит определение импульса d . То же самое можно сказать о случае, когда d провзаимодействует в счетчике ($s-n$), где $n > 1$. Поэтому такие события также следует исключать из статистики.

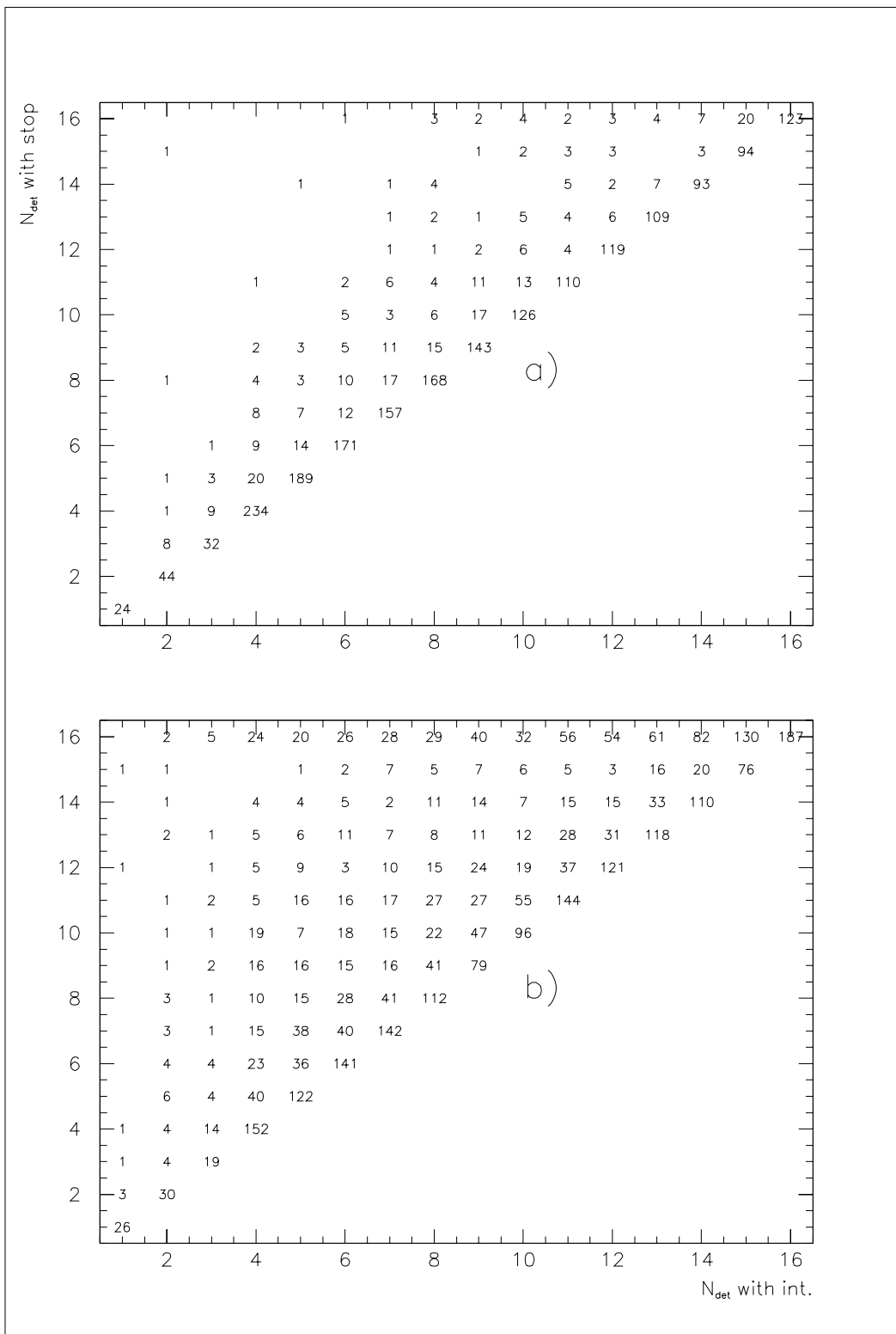


Рис. 9. Двумерное распределение числа провзаимодействовавших а) d и б) p , на которых показана их зависимость от счетчика, в котором частица остановилась, и счетчика, в котором она провзаимодействовала.

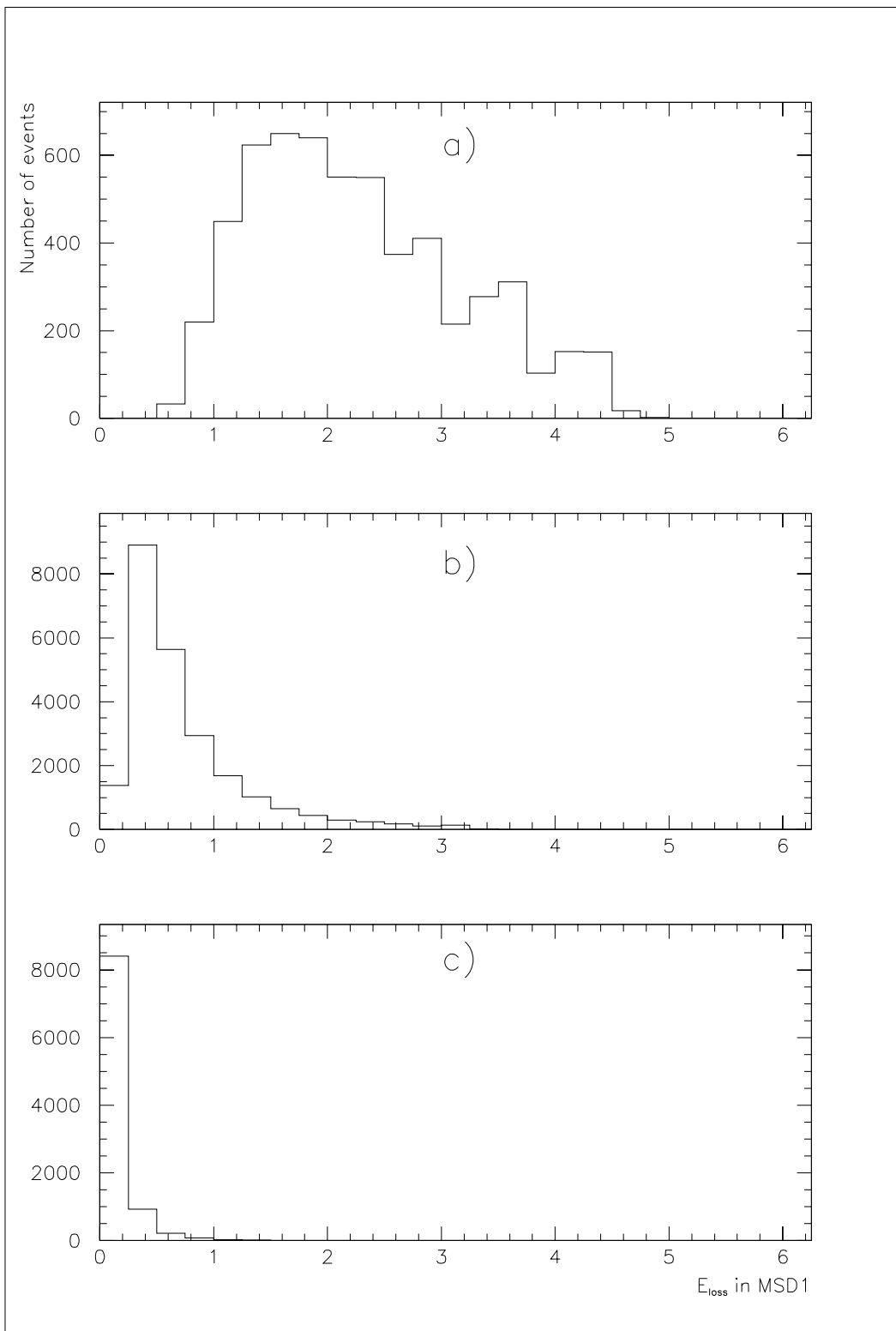


Рис. 10. Распределение ионизационных сигналов, оставленных в МКД₁ а) d ; б) p ; в) π^\pm , имеющими импульсные спектры, показанные на рис. 2.

В том случае, когда взаимодействие вызывает развал d , нейтрон n уносит половину кинетической энергии d . При этом, если оставшийся p останавливается в счетчике (i), соотношение сигналов A_s и $A_{(s-1)}$ исказится. Если p от развала d обладает значительной энергией и останавливается в следующих за счетчиком (i) счетчиках, в сигналах A_n , снимаемых с ПСКС $_n$, появится нерегулярность, и все такие события из статистики должны исключаться. Вышеизложенное не относится к реакции “стрипинга” [13] (т.е. отрыва p кулоновским полем ядра Si и захвата n этим ядром), которая происходит при импульсах d меньше 5 МэВ/с (в GEANT-3 этот процесс, имеющий очень большое сечение, не включен).

Двумерное распределение числа провзаимодействовавших p на рис. 9b, аналогичное показанному на рис. 9a, имеет такие же особенности, что и распределение для d , хотя провзаимодействовавший p реже останавливается в счетчике (i), чем d . В том случае, когда p взаимодействует в счетчике (s), он по-прежнему легко отделяется от d по сигналу в счетчике ($s-1$) (на рис. 4b такие случаи лягут ниже “протонной” кривой). Однако, когда (i)=($s-1$), p могут дать в этом счетчике повышенный сигнал и попасть в “полосу” для d на рис. 3, т.е. симулировать d . Такие случаи являются основным источником примеси от p при идентификации d . Расчеты показали, что при использовании описанной выше методики идентификации d около 0,04% от вошедших в ИДО p в результате взаимодействий могут быть ошибочно идентифицированы как d . Однако фон от p можно дополнительно подавить с помощью простой процедуры обрезания по величине сигналов с МКД $_{1-3}$. Для примера на рис. 10 показаны распределения сигналов A_i , оставленных в МКД $_1$ d , p и π^\pm , имеющими импульсные спектры, показанные на рис. 2. Как следует из этого рисунка, обрезание $A_i > 0,5$ МэВ позволяет отбросить 50% p и 99% заряженных пионов при потере <1% d . С использованием этого обрезания примесь p в выборку d можно подавить до 0,02% от числа p , вошедших в ИДО. Однако эта цифра может рассматриваться только как верхняя оценка примеси p , так как при реальной обработке данных с ИДО будет оптимальным образом использоваться информация со всех счетчиков ИДО, что позволит существенно понизить примесь от неправильно идентифицированных заряженных частиц. Однако разработку весьма сложной полной системы идентификации d следует проводить уже для реальной конструкции ИДО.

Заключение

Проведенное моделирование возможности идентификации дейтронов отдачи с импульсами больше 700 МэВ/с из тонкостенной дейтериевой мишени, используемой в экспериментах на выведенных пучках, показало, что эту проблему можно решить с помощью сборки из 24 кремниевых счетчиков толщиной 1,0 мм, в конце которой между кремниевыми счетчиками расположены 4 пластины из W толщиной около 0,5 мм (или другого материала с эквивалентной толщиной). При прохождении d всей толщины сборки число провзаимодействовавших d , согласно расчетам по GEANT-3, не превышает 7%, и случаи взаимодействия d не влияют на чистоту получаемой выборки идентифицированных d . Взаимодействия медленных протонов, выходящих из дейтериевой мишени, могут привести к загрязнению полученной выборки d , но эту примесь возможно существенно подавить. Однако, поскольку значительная вероятность взаимодействия идентифицируемой частицы в материале ИДО представляет основную проблему для предлагаемой методики, этот вопрос требует дальнейшего и более тщательного изучения.

В заключение авторы работы выражают благодарность проф. В.А.Петрову за стимулирующие обсуждения физики когерентных процессов.

Список литературы

- [1] Barberis D. et al.// Phys. Lett. B467 (1999), p.165.
- [2] Bellini G. et al.// NIM, v.107 (1973), p.85.
- [3] Kodama K. et al.// Phys. Lett. B316 (1993), p.188.
- [4] Bellini G. et al. – Workshop on Fixed target physics, FNAL, Batavia (1980).
- [5] Akimov Y. et al.// Phys. Rev. D12 (1975), p.3399.
- [6] Akimov Y. et al.// Phys. Rev. Lett. v.35 (1975), p.763.
- [7] Kishida T. et al.// Phys. Rev., C41 (1990), p.180.
- [8] Азимов Я.И. – Препринт ЛИЯФ N^o107 (1974).
- [9] Bogolyubsky M. et al.– In: Proceeding of the Workshop “UNK-600”, p.64, Protvino, 1994.
- [10] Kiryunin A. et al. “On feasibility of studying diffractive charm production in 450 GeV/c proton-deuteron interactions with the COMPASS”, Int. Report of IHEP, 1998.
- [11] Bartenev et al.// Phys. Rev. Lett., v.31 (1973), p.1088.
- [12] Armitage J.C.M. et al.// Nucl. Phys., B132 (1978), p.365.
- [13] Oppenheimer J. and Phillips M.// Phys. Rev. 48 (1935), p.500.

Рукопись поступила 10 октября 2001 года

М.С. Левицкий и др.

Изучение возможностей идентификации дейтронов отдачи с помощью полупроводниковых счетчиков.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы L^AT_EX.

Редактор Н.В. Орлова

Подписано к печати 19.10.2001. Формат 60 × 84/8.
Офсетная печать. Печ.л. 2,37. Уч.-изд.л. 1,9. Тираж 130. Заказ 169.
Индекс 3649. ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

