

С 346 + С 344.1

Г-611



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

---

3110

Б.М. Головин

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НУКЛОНОВ  
С НУКЛОНАМИ И ДЕЙТРОНАМИ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

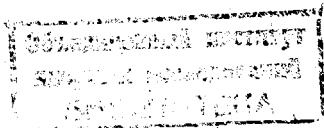
Д у б н а 1967

3110

Б.М. Головин

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НУКЛОНОВ  
С НУКЛОНАМИ И ДЕЙТРОНАМИ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук



## В в е д е н и е

Одной из центральных задач в программе исследования ядерных взаимодействий является изучение упругого рассеяния нуклонов высокой энергии нуклонами. В настоящее время основной задачей экспериментальных исследований в этой области физики можно считать получение данных, обработка которых позволила бы однозначно и с достаточной точностью восстановить амплитуды упругого  $pp$  - и  $pn$  -рассеяния.

Работы, представленные в реферируемой диссертации, связаны с проблемой восстановления амплитуд  $NN$  -рассеяния, с изучением возможностей использования опытов по  $Nd$  -рассеянию при решении этой задачи и с некоторыми методическими вопросами, постановка которых стимулировалась потребностями той же основной проблемы.

Диссертация написана по материалам экспериментальных и расчетных работ, выполненных автором в течение 1959-1966 гг. совместно с группой сотрудников Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, Вычислительного центра ОИЯИ и Всесоюзного научно-исследовательского института источников тока (ВНИИТ). Результаты этих работ опубликованы <sup>/1-25,44/</sup> и докладывались на международных конференциях <sup>/13,38-40/</sup>.

Диссертация состоит из 5 частей, заключения и приложений, содержание которых излагается ниже.

## Ч А С Т Ь I

### Восстановление амплитуд упругого рассеяния нуклонов нуклонами

Упругое рассеяние нуклонов нуклонами можно описать с помощью амплитуды  $NN$ -рассеяния, представляющей собой оператор, действующий на начальное спиновое состояние системы. Одной из распространенных форм записи амплитуды является выражение

$$\hat{M} = a + \beta \vec{\sigma}_1 \vec{n} \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{n} + \gamma (\vec{\sigma}_1 \vec{n} + \vec{\sigma}_2 \vec{n}) + \delta \vec{\sigma}_1 \vec{m} \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{m} + \epsilon \vec{\sigma}_1 \vec{l} \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{l} \quad (1)$$

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}_i \times \vec{k}_f}{|\vec{k}_i \times \vec{k}_f|}, \quad \vec{m} = \frac{\vec{k}_f - \vec{k}_i}{|\vec{k}_f - \vec{k}_i|}, \quad \vec{l} = \frac{\vec{k}_f + \vec{k}_i}{|\vec{k}_f + \vec{k}_i|}$$

$\vec{k}_i, \vec{k}_f$  — импульсы относительного движения частиц в начальном и конечном состояниях. Экспериментальные результаты нередко выражают также через другие параметры:

$$a = a + \beta, \quad b = a - \beta, \quad c = \delta + \epsilon, \quad d = \delta - \epsilon, \quad e = 2\gamma \quad (2)$$

Из изотопической инвариантности ядерных сил следует, что система двух тождественных нуклонов может находиться лишь в единственном по изотопическому спину состоянии с  $T = 1$ . Система, состоящая из нейтрона и протона, не является столь простой и может находиться как в состояниях с  $T = 1$ , так и в состояниях с  $T = 0$ . Амплитуда упругого  $n-p$ -рассеяния может быть представлена как линейная комбинация амплитуд рассеяния в этих состояниях. В пространстве обычного сдвига амплитуды рассеяния в состояниях с  $T = 0$  и  $T = 1$  имеют один и тот же вид (1), но описывающие их параметры различны по величине и по-разному изменяются при замене угла рассеяния в с.д.м.  $\theta$  на  $\pi - \theta$ .

Известные трудности проведения экспериментов по рассеянию нейтронов протонами делают восстановление амплитуды  $n-p$ -рассеяния крайне сложной задачей и приводят к необходимости поисков путей сокращения числа минимально необходимых опытов по  $n-p$ -рассеянию. Это оказывается возможным<sup>/1,38/</sup> благодаря тому, что при выполнении пары однотипных опытов, один из которых проводится с  $pp$ -, а другой с  $np$ -системой, и совместного анализа их результатов можно получить не 2, а 3 соотношения между коэффициентами амплитуд рассеяния: два соотношения определяются взаимодействиями нуклонов в состояниях с  $T = 0$  и  $T = 1$ , а третье связано с интерференцией между ними. В диссертации приведены формулы, связывающие экспериментально определяемые величины с коэффициентами  $NN$ -амплитуд, и предложены 4 набора опытов для восстановления амплитуд  $pp$ - и  $np$ -рассеяния, каждый из которых состоит из 13-14 опытов и содержит лишь 5-7 опытов по  $np$ -рассеянию.

Все рассмотренные нами экспериментальные наборы содержат опыт по определению коэффициента  $C_{nn}$  корреляции поляризаций нуклонов при  $pp$ -рассеянии. В наших опытах по измерению этой величины использовался пучок протонов синхротронной Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ с энергией около 650 Мэв<sup>/2,3,39,40/</sup>. Изучаемое  $pp$ -рассеяние происходило на жидком водороде, в качестве анализаторов поляризации использовались мишени из алюминия и графита. Измерения были выполнены для углов  $pp$ -рассеяния  $\theta = 54^\circ, 72^\circ, 90^\circ$ . Кроме того, из свойств симметрии параметра  $C_{nn}(\theta)$  следует, что  $C_{nn}(106^\circ) = C_{nn}(72^\circ)$  и  $C_{nn}(126^\circ) = C_{nn}(54^\circ)$ . Выполненные позднее<sup>/35/</sup> эксперименты с поляризованной протонной мишенью подтвердили найденные нами значения коэффициента  $C_{nn}(\theta)$ . Значения  $C_{nn}(\theta)$  и величины других параметров  $pp$ -рассеяния, определенные в работах<sup>/26-30/</sup> при энергии около 640 Мэв,

были использованы нами для оценки квадратов модулей коэффициентов  $pp$ -амплитуды. Было установлено, что преобладающий вклад в сечение  $pp$ -рассеяния во всем рассмотренном интервале углов дают члены  $(a)^2 + (c)^2$ . Вклад членов  $(d)^2$  мал при всех углах рассеяния, а вклад члена  $(e)^2$  мал при  $\theta \leq 90^\circ$ .

Проведение некоторых экспериментов с  $np$ -рассеянием было значительно облегчено применением разработанной нами установки с кольцевым рассеивателем<sup>/4,38/</sup>. В этой установке при помощи коллиматоров формировался кольцевой пучок нейтронов высокой энергии, и в него помещался тороидальный кольцевой рассеиватель. Детектор рассеянных нейтронов располагался на оси симметрии установки и мог перемещаться вдоль нее, что позволяло изменять угол рассеяния регистрируемых нейтронов. Схема опыта приведена на рис. 1. Применение кольцевого рассеивателя дало возможность при незначительной толщине его вдоль направления скорости нейтронов помещать в пучок в 50-200 раз больше рассеивающего вещества, чем при обычных методах измерений. Описанный метод эффективен при изучении  $np$ -рассеяния на малые углы и на углы, близкие к  $180^\circ$ . В последнем случае регистрируются не рассеянные нейтроны, а протоны отдачи.

Установка с кольцевым рассеивателем была использована нами для измерений дифференциальных сечений  $np$ -рассеяния при средней энергии нейтронов  $T_n = 590$  Мэв в интервалах углов от  $5^\circ$  до  $35^\circ$  с.д.м.<sup>/5,38/</sup> (регистрировались нейтроны) и от  $159^\circ$  до  $179^\circ 30'$  с.д.м.<sup>/25/</sup> (регистрировались протоны отдачи). Из этих опытов следует, что при энергии  $T_n = 590$  Мэв рассея-

ние нейтронов вперед становится более вероятным, чем рассеяние назад (в отличие от случая меньших энергий); отмечена также большая асимметрия  $n$ -р-рассеяния, характеризуемая отношением сечений  $\frac{I_0(5^\circ)}{I_0(90^\circ)} > 11$ . Сопоставление полученных нами и имеющихся в литературе данных о сечениях  $n$ -р-рассеяния на малые углы показало, что при  $T_n < 200$  Мэв величина  $I_{\text{ма}}(0^\circ)$  определяется в основном вкладом состояний с  $T = 0$ , а при энергиях около 600 Мэв вклады состояний с  $T = 0$  и  $T = 1$  становятся близкими между собой. Было также показано, что при  $T_n = 590$  Мэв значительный вклад в  $n$ -р-рассеяние вперед вносят действительная часть бесспинового и спиново-зависимые члены амплитуды.

Недостаточность доступного экспериментального материала для прямого восстановления амплитуд  $NN$ -рассеяния побудила нас использовать результаты фазового анализа <sup>/41-43/</sup> для вычислений коэффициентов амплитуд упругого  $pp$ -рассеяния, упругого  $pp$ -рассеяния без кулона, упругого  $n$ -р-рассеяния при энергиях 23 Мэв, 40 Мэв, 52 Мэв, 66 Мэв, 95 Мэв, 147 Мэв, 210 Мэв, 310 Мэв, 400 Мэв, 630 Мэв <sup>/8/</sup>. При этом обнаружены следующие особенности найденных нами коэффициентов.

1. Во всем рассмотренном интервале энергий в случае  $pp$ -рассеяния и  $n$ -р-рассеяния без кулона мнимая часть коэффициента  $u$  положительна и значительно превосходит его действительную часть (см. рис. 2).

2. В случае  $pp$ -рассеяния без кулона на малые углы коэффициенты  $\beta$  и  $\delta$  близки между собой во всем интервале энергий. Поэтому в области малых углов рассеяния амплитуда  $pp$ -рассеяния без кулона может быть представлена в виде суммы амплитуды центрального взаимодействия и одного (вместо 3 в общем случае) членов, соответствующих тензорному взаимодействию нуклонов.

3. Во всем рассмотренном интервале энергий отношения действительных и мнимых частей бесспиновых коэффициентов амплитуд  $pp$ -рассеяния без кулона и  $n$ -р-рассеяния хорошо согласуются с предсказаниями, основанными на дисперсионных соотношениях.

В дальнейшем результаты работы <sup>/8/</sup> были использованы нами при расчетах процессов неупругого  $Nd$ -рассеяния (см. часть 2 диссертации).

## ЧАСТЬ II

### Взаимодействие нуклонов с дейтронами

Теоретически рассеяние частиц высокой энергии дейтронами чаще всего рассматривают в так называемом "импульсном приближении", в котором амплитуда  $Nd$ -рассеяния представляется в виде линейной комбинации амплитуд рассеяния нуклонов нуклонами.

В наших работах <sup>/7-9/</sup> упругое  $Nd$ -рассеяние рассчитывалось в нерелятивистском "простом импульсном приближении" <sup>/38/</sup> с использованием  $\delta$ -потенциалов и аппарата матрицы плотности спиновых состояний системы. Эффекты ухода с энергетической поверхности не учитывались. В ходе вычислений были получены выражения, связывающие поляризованные сечения упругого  $Nd$ -рассеяния с коэффициентами амплитуды упругого  $Nd$ -рассеяния и амплитуд рассеяния нуклонов нуклонами для полного набора спиновых операторов нуклона и дейтрона в случаях:

- а) падения неполяризованного пучка на неполяризованную мишень;
- б) падения произвольно поляризованного пучка нуклонов на неполяризованную дейтронную мишень;
- в) падения произвольно поляризованного пучка дейтронов на неполяризованные нуклоны.

При изучении возможностей использования данных об упругом  $Nd$ -рассеянии для восстановления  $NN$ -амплитуд был применен метод, аналогичный разработанному нами ранее <sup>/1/</sup> "совместному анализу" сведений о  $pp$ - и  $n$ -р-рассеянии (см. часть I диссертации), и было показано <sup>/10/</sup>, что амплитуды  $NN$ -рассеяния в состояниях с  $T = 0$  и  $T = 1$  могут быть восстановлены при выполнении полного опыта с  $pp$ -системой и по крайней мере 5 опытов с упругим  $Nd$ -рассеянием.

Вычисления поляризованных сечений неупругого  $Nd$ -рассеяния проводились нами <sup>/11/</sup> в нерелятивистском импульсном приближении с учетом зависимости  $NN$ -амплитуд от движения частиц, образующих дейтрон. Как и при расчетах упругого  $Nd$ -рассеяния, мы пренебрегали тем, что эффективное  $NN$ -рассеяние происходит вне энергетической поверхности.

Вклады отдельных двухчастичных амплитуд в сечение рассеяния поляризованных нуклонов неполяризованными дейтронами и асимметрия такого рассеяния были рассчитаны /12/ нами на ЭВМ ВЦ ОИЯИ для случая  $E_0 = 150$  Мэв,  $\Theta_1$  (л.с.) =  $20^\circ$ ,  $\phi_1$  (л.с.) =  $0^\circ$ ,  $\Theta_2$  (л.с.) =  $70^\circ$ ,  $\phi_2$  (л.с.) =  $180^\circ$  в предположении, что в конечном состоянии регистрируются направления двух тождественных частиц и измеряется энергия одной из них. В результате этих расчетов было показано (рис. 3а,б), что:

1. Спектр рассеянных нуклонов имеет резкий максимум при эффективных энергиях NN-соударения, близких к энергии налетающей частицы и при незначительном уходе от энергетической поверхности.

2. При описанной постановке опыта поляризованное сечение вблизи максимума спектра почти полностью определяется двухчастичной амплитудой рассеяния тождественных частиц.

3. Асимметрия рассеяния в области максимума спектра близка к той, какая наблюдалась бы при рассеянии в тех же условиях свободных нуклонов.

4. С удалением от максимума растет относительный вклад других двухчастичных амплитуд в формирование сечения и асимметрии Nd-рассеяния. При этом увеличиваются также дефекты энергии, определяющие уход взаимодействующих двухчастичных систем от энергетической поверхности.

Для проверки того, в какой мере поляризационные параметры квазиупругого pp-рассеяния близки к параметрам свободного pp-рассеяния при таких энергиях, когда применимость нерелятивистского импульсного приближения становится сомнительной, были проведены опыты /13/ по определению асимметрии рассеяния поляризованных протонов с энергией 635 Мэв дейтронами. На той же экспериментальной установке и в тех же условиях измерялась асимметрия свободного pp-рассеяния. Измерения были выполнены в интервале от  $18,5^\circ$  до  $145,7^\circ$  в с.д.м. двух свободных нуклонов, и было показано, что при всех исследованных углах рассеяния асимметрии квазиупругого и свободного pp-рассеяния в пределах экспериментальной точности (5% - 10%) совпадают между собой. Результаты этого эксперимента и описанных выше расчетов свидетельствуют в пользу возможности использовать квазиупругое рассеяние нуклонов нуклонами дейтрона для получения сведений о поляризационных явлениях при рассеянии свободных нуклонов, если погрешности в 10%-15% являются допустимыми.

В ряде экспериментальных задач физики высоких энергий (например, при изучении мезообразования в NN-соударениях, при изучении Nd-рассеяния и т.п.) возникает необходимость идентифицировать частицу, попавшую на регистрирующую систему.

В качестве одного из возможных подходов к решению проблемы безмагнитной идентификации заряженных частиц высоких энергий могут служить развитые за последние годы методы автоматического опознания образов с помощью электронных вычислительных машин.

В наших работах математическое моделирование идентификации частиц по заряду и по параметру  $z/\beta$  было выполнено на основе использования вспомогательных потенциальных функций /31,33/. В этом случае характеристической точке каждого из предъявленных для обучения объектов приписывается некоторая функция ("потенциал"), максимальная в этой точке и убывающая при удалении от нее.

При проведении численных расчетов в качестве достаточно общего примера нами была выбрана задача определения зарядового спектра протонов,  $\alpha$ -частиц и ядер легкой группы ( $3 \leq z \leq 5$ ) первичного космического излучения. Расчеты велись применительно к использованию в качестве регистрирующей системы телескопа (кремниевых) полупроводниковых детекторов (ППД) с амплитудным анализом сигналов каждого из них. Толщины чувствительной области ППД принимались равными 1,5 мм, а их рабочие площади равными  $20 \text{ см}^2$ . Телескоп мог регистрировать частицы, для которых угол ( $\Theta$ ) между их траекториями и осью телескопа не превосходил  $40^\circ$ . Предполагалось, что падающие на телескоп частицы имеют спектр скоростей /32/, а интенсивность их потока пропорциональна  $\cos \Theta$ . Программа вычисления спектров ионизационных потерь при прохождении частицы через группу детекторов основывалась на моделировании реального физического процесса (метод случайных испытаний).

В результате выполненных вычислений было показано /14/, что надежность опознания заряда увеличивается с возрастанием числа  $N_z$  точек обучения на классе  $z$ . Увеличение надежности прекращается при  $N_z = 50$ , а

при  $N_z = 70$  она не зависит и от выбора точек обучения. С увеличением энергетического порога телескопа надежность опознавания возрастает и, при пороге 1 Гэв/нуклон, для всех зарядов  $1 \leq z \leq 5$  превосходит 94% (при постоянном  $N_z = 70$ ). Было также установлено<sup>/15/</sup>, что надежность опознавания слабо зависит от вида потенциальной функции.

Существенным недостатком алгоритмов, использовавшихся нами при моделировании опознавания заряда, являлась необходимость хранить в памяти машины всю информацию о предъявлявшихся при обучении объектах и перерабатывать всю ее при опознавании каждого нового объекта. Поэтому нами был разработан и испытан новый алгоритм, при использовании которого в памяти машины после обучения остаются лишь некоторые средние характеристики объектов, предъявлявшихся при обучении на каждом из подлежащих распознаванию классов. Расчеты<sup>/16/</sup> с новым алгоритмом показали, что его применение, обеспечивая ту же надежность опознавания, что и алгоритм потенциальных функций, дает возможность уменьшить запоминаемую информацию о результатах обучения в 45 раз, снизить продолжительность обучения в 15 раз и сократить время опознавания в 8-10 раз. На основе использования нового алгоритма моделировалось<sup>/16/</sup> опознавание частиц по параметру  $z/\beta$ . При разбиении значений этого параметра в интервале  $1 \leq z/\beta \leq 13,5$  на 9 классов надежность опознавания принадлежности частицы к каждому из них была не хуже 93%, а для большинства классов достигала значения 97 - 98 %.

#### Ч А С Т Ь IV

##### Кристаллические детекторы ядерных излучений

При разработке проблем идентификации частиц высокой энергии с применением магнитного анализа возникает необходимость создания детекторов ядерных излучений, пригодных для работы в сильных магнитных полях. Одним из видов таких детекторов являются кристаллические счетчики.

Среди материалов, перспективных для создания кристаллических счетчиков, внимание многих исследователей привлекал сульфид кадмия. Однако раз-

работка ядерных детекторов на его основе затруднялась сложностью получения крупных монокристаллов этого соединения<sup>/44/</sup>.

Нами была разработана<sup>/17/</sup> относительно простая методика получения крупных монокристаллов сульфида кадмия путем перекристаллизации исходного материала в откачанной и отпаянной кварцевой ампуле. При этом на концах ампулы образовывались сростки крупных монокристаллов, объем каждого из которых мог достигать нескольких см<sup>3</sup>, а в ее центральной части вырастали друзы монокристаллов с хорошо выраженными кристаллическими гранями.

Описанные монокристаллы были использованы нами для изготовления Cds -детекторов<sup>/18/</sup> с рабочей площадью до 1 см<sup>2</sup>, что в десятки и сотни раз превышало размеры всех описанных к тому времени детекторов данного типа. Эти детекторы вырабатывали сигналы с коротким временем нарастания ( $t_{\phi} \leq 5 \cdot 10^{-8}$  сек) и временем спада, коррелированным с постоянной времени входа усилителя. Было показано, что с помощью этих детекторов можно регистрировать не только альфа-частицы, но также бета-частицы и гамма-кванты  $Co^{60}$ . Спектроскопические свойства испытанных нами детекторов были низкими, что ограничивало возможности их применения лишь задачами регистрации ядерных излучений.

К концу пятидесятых годов появился ряд работ по использованию в качестве ядерных детекторов p-n -переходов в германии, однако удовлетворительные результаты удавалось получить лишь с сильно охлажденными образцами.

Значительно большие перспективы создания приборов для работы при комнатной температуре открывало использование кремния. Нами были испытаны<sup>/19/</sup> образцы кремниевых p-n -переходов, изготовленные диффузией фосфора в p -кремний с удельным сопротивлением 50 ом.см. Чувствительные площади наших детекторов доходили до 20 мм<sup>2</sup>, что значительно превышало площади переходов, использовавшихся во всех опубликованных к тому времени работах. Такие p-n-переходы испытывались в качестве детекторов альфа-частиц  $Pu^{239}$  и в качестве детекторов электронов в сочетании с магнитным бетаспектрометром. В последнем случае эффективность регистрации кремниевым детектором электронов с энергией, большей 70 кэв, была близка к 100%, а его фон значительно ниже обычно применяемых с магнитными спектрометрами газовых счетчиков.

Детектор описанного типа, однако, не решал проблемы создания прибора для спектрометрии длиннопробежных частиц, т.к. в доступных в то время образцах кремния возможно было создать чувствительные слои шириной лишь до нескольких десятков микрон. Эта проблема была решена на пути создания диффузионно-дрейфовых детекторов<sup>/37/</sup>.

Вариант технологии изготовления таких детекторов разрабатывался нами в соответствии с возможностями лаборатории и особенностями доступного нам кремния и включал следующие основные операции:

подготовка пластины и создание  $pp^+$ -перехода на одной ее стороне; нанесение слоя лития на противоположную сторону пластины и его термическая диффузия в кремнии;

дрейф ионов лития в разогретый кремний под действием приложенного к образцу запорного напряжения.

По этой методике из  $p$ -кремния с удельным сопротивлением 100-500 ом.см изготавливались детекторы с площадью перехода от 0,2 до 6,0 см<sup>2</sup> при ширине чувствительного слоя до 3,0 мм<sup>/20,21/</sup>. Выполненные опыты показали, что такие детекторы пригодны для регистрации и спектрометрии как сильно ионизирующих короткопробежных частиц, так и слабоионизирующей радиации.

По решению постоянно действующей комиссии ГКАЭ по полупроводниковым детекторам разработанные в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ технологии изготовления диффузионно-дрейфовых детекторов с глубинным и поверхностным расположением чувствительных слоев переданы для освоения во ВНИИТ, где в настоящее время освоено их полупромышленное производство.

Несколько типовых  $p-i-p$ -детекторов ЛЯП ОИЯИ экспонируются в павильоне ВДНХ по мирному использованию атомной энергии<sup>/34/</sup>.

В одной из наших работ<sup>/45/</sup> было показано, что при движении светового зонда по линии, пересекающей  $p-i$  и  $i-p$ -переходы, зависимость фотоответа от положения светового пятна может быть использована для определения структуры детектора. Форма фотоответа зависит также от состояния поверхности исследуемого образца. Это открывает возможность использовать световой зонд для определения ширины чувствительной области детектора, глубины ее залегания, изменения состояния поверхности и структуры детектора под действием различных агентов.

## ЧАСТЬ V

Повреждение полупроводниковых устройств протонами высоких энергий

Одной из важных характеристик полупроводниковых устройств, предназначенных для работы в радиационных полях, является устойчивость их эксплуатационных параметров к действию ядерных излучений. Поэтому нами была проведена серия работ по исследованию повреждений протонами высоких энергий кремниевых детекторов ядерных излучений и кремниевых фотоэлементов, являющихся основными источниками энергопитания бортовых устройств длительно существующих искусственных спутников Земли.

В работе<sup>/22/</sup> рассчитаны повреждающие способности электронов, протонов и нейтронов разных энергий. После нормировки по экспериментальным данным результаты этих расчетов были использованы для оценки времен жизни кремниевых фотоэлементов и полупроводниковых детекторов разных типов в центральных частях радиационных поясов Земли.

Экспериментальные исследования<sup>/22-24/</sup> повреждений полупроводниковых устройств протонами высокой энергии проводились на пучке протонов с энергией 650 Мэв, получаемом на синхротроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Всего было облучено 40 кремниевых фотоэлементов с КПД от 5% до 8%, 14 кремниевых поверхностно-барьерных детекторов, 18  $p-i-p$ -детекторов с толщиной чувствительного слоя 0,3 мм и 4  $p-i-p$ -детектора с толщиной  $i$ -слоя, близкой к 2 мм.

Зависимость максимальной мощности, которая может быть снята с фотоэлемента при выбранных условиях освещения, от полученной им радиационной дозы приведена на рис. 4<sup>/22/</sup>.

В опытах с полупроводниковыми детекторами изучались зависимости от радиационной дозы обратного тока, амплитуды сигналов при стандартном возбуждении, отношения сигнал/шум и энергетического разрешения этих приборов. С помощью светового зонда изучалась также зависимость изменений структуры "толстых"  $p-i-p$  детекторов от полученной ими радиационной дозы.

Было установлено, что при облучении протонами с энергией 650 Мэв характеристики как поверхностно-барьерных, так и диффузионно-дрейфовых детекторов сравнительно мало изменяются до получения дозы  $\approx 10^{12}$  протон/см<sup>2</sup>.



При больших радиационных дозах параметры детекторов быстро ухудшаются, и после получения дозы  $\approx 10^{13}$  протон/см<sup>2</sup> многие детекторы могут быть использованы уже лишь как регистрирующие, но становятся непригодными для проведения спектрометрических измерений /23,24/.

Опыты с "толстыми"  $p-i-p$ -детекторами показали, что по мере увеличения полученной этими приборами радиационной дозы ширина их чувствительного слоя уменьшается и после попадания на них  $\approx 5 \cdot 10^{13}$  протон/см<sup>2</sup>  $i$ -область практически исчезает /24/.

### З а к л ю ч е н и е

В этом разделе формулируются некоторые соображения о возможных путях дальнейшего развития исследований в областях физики высоких энергий, которые были затронуты в диссертации.

#### Ч а с т ь I

Основной задачей изучения упругого рассеяния нуклонов нуклонами при высоких энергиях в течение ближайших лет, по-видимому, останется однозначное и достаточно точное восстановление амплитуд  $NN$ -рассеяния. При энергиях, превышающих порог мезообразования, для этого кажется необходимым:

а) выполнить теоретическую разработку вопросов, связанных с использованием данных о неупругих процессах в  $NN$ -рассеянии при проведении фазового анализа упругого рассеяния нуклонов нуклонами;

б) значительно увеличить точность экспериментов по упругому  $NN$ -рассеянию и, в первую очередь, по рассеянию нейтронов протонами;

в) экспериментально определить величины ряда поляризационных параметров упругого  $pp$ -рассеяния, причем сами параметры и условия их измерения должны быть выбраны на основе методов "планирования эксперимента";

г) уточнить имеющиеся данные и определить новые параметры неупругих  $NN$ -взаимодействий в соответствии с результатами теоретического анализа вопросов, указанных в пункте "а".

#### Ч а с т ь II

До вступления в строй сильноточных ускорителей по существу единственным путем получения сведений о поляризационных явлениях при  $pp$ -рассеянии останутся, по-видимому, методы, основанные на изучении рассеяния нуклонов дейтронами. Следует также отметить, что изучение  $Nd$ -соударений представляет самостоятельный интерес, позволяя получить информацию о взаимодействиях в системе нуклонов, простейшей после случая рассеяния свободных частиц. Возможно также, что изучение этих процессов позволит получить совершенно новую информацию - данные о взаимодействии нуклонов вне энергетической поверхности. Для этого необходимо:

а) разработать расчетные методы, связывающие параметры  $Nd$ -рассеяния с амплитудами рассеяния нуклонов нуклонами и учитывающие релятивистские эффекты, многократное рассеяние и уход с энергетической поверхности;

б) сформулировать программу "полного опыта" по определению амплитуд  $NN$ -рассеяния на энергетической поверхности и вне ее;

в) разработать методы анализа экспериментальных данных с целью получения параметров "полного опыта" (см. пункт "б");

г) разработать экспериментальную технику, обеспечивающую возможность идентификации регистрируемой частицы (т.е. определения ее массы, энергии или скорости и заряда) и определение ее поляризационного состояния;

д) выполнить программу полного опыта и провести анализ полученных результатов.

#### Ч а с т ь III

Рассмотренные в этой части диссертации вопросы использования автоматического опознавания образов для идентификации частиц далеко не полностью используют возможности ЭВМ. Дальнейшие работы в этой области должны, по нашему мнению, развиваться, проходя через следующие этапы:

а) исследование возможностей двухпараметрического (например, по  $z$  и  $\beta$ ) анализа сигналов регистрирующей системы, содержащей датчики разных типов (например, ионизационные и черенковские) в предположении, что параметры принимают ряд дискретных значений;

б) восстановление непрерывно изменяющихся параметров регистрируемых частиц;

- в) идентификация массы регистрируемых частиц;
- г) решение общей задачи идентификации частиц по параметрам  $z, \beta, M$ ;
- д) экспериментальная проверка результатов математического моделирования.

Другим направлением использования методов автоматического опознавания образов в физике высоких энергий, вероятно, окажется их применение при анализе информации, снимаемой с трековых приборов фотографическими или не-фотографическими методами.

#### Часть IV

Дальнейшие исследования, направленные на создание полупроводниковых детекторов для широкой области применений, должны, вероятно, пройти через решение следующих задач:

- а) разработка методов стабилизации параметров полупроводниковых детекторов;
- б) создание спектрометрических гамма-детекторов, работающих при комнатной температуре, и детекторов (или систем с их использованием) для точной спектрометрии гамма-лучей высоких (по крайней мере до нескольких десятков Мэв) энергий;
- в) создание детекторов релятивистских частиц с короткими фронтами нарастания сигналов и пригодных для точного измерения теряемой в них энергии;
- г) создание спектрометрических детекторов с внутренним усилением сигнала.

#### Часть V

Среди других направлений изучения радиационной стойкости полупроводниковых устройств в ближайшие годы должны, по-видимому, быть выполнены следующие экспериментальные и теоретические исследования:

- а) уточнения представлений о движении ядер отдачи в веществе и предложенной нами расчетной схемы;
- б) изучение влияния окружающей среды на радиационную стойкость полупроводниковых устройств и способов защиты их поверхности;

в) сравнительное изучение радиационной стойкости полупроводниковых устройств, изготовленных из разных материалов;

г) выяснение возможностей пострадиационного отжига полупроводниковых устройств.

Значительный интерес представляет также детальное (теоретическое и экспериментальное) изучение изменений параметров полупроводниковых устройств под действием бомбардировки их частицами, пробег которых меньше (и много меньше) ширины обедненной области в приборе.

Приложение 1 представляет собой альбом построенных по результатам работы /6/ графиков угловой зависимости коэффициентов амплитуды (1) для упругого  $pp$ -рассеяния, упругого  $pp$ -рассеяния без кулона, упругого  $np$ -рассеяния для ряда энергий в интервале от 23 до 630 Мэв.

Приложение 2 содержит формулы для расчета в импульсном приближении поляризованных сечений  $Nd$ -рассеяния, измеряемых в некоторых типичных экспериментах.

#### Л и т е р а т у р а

1. Б.М. Головин, В.П. Джелепов, В.С. Надеждин, В.И. Сатаров. ЖЭТФ, 36, 433 (1959).
2. Б.М. Головин, В.П. Джелепов, Р.Я. Зулькарнеев. ЖЭТФ, 41, 83 (1961).
3. Б.М. Головин, В.П. Джелепов, Р.Я. Зулькарнеев, Цуй Ва-чуан. ЖЭТФ, 44, 142 (1963).
4. Б.М. Головин, В.П. Джелепов, Ю.В. Катышев, А.Д. Конин, С.В. Медведь. ПТЭ, № 5, 33 (1959).
5. Б.М. Головин, В.П. Джелепов, Ю.В. Катышев, А.Д. Конин, С.В. Медведь. ЖЭТФ, 36, 735 (1959).
6. Б.М. Головин, А.М. Розанова. Препринт ОИЯИ, Р-2861, Дубна, 1966.
7. Б.М. Головин. Препринт ОИЯИ, Р-872, Дубна, 1961.
8. Б.М. Головин, Р.Я. Зулькарнеев, В.И. Никаноров, В.И. Сатаров. Препринт ОИЯИ, Р-551, Дубна, 1960.
9. Б.М. Головин, Р.Я. Зулькарнеев, В.И. Никаноров, В.И. Сатаров. Препринт ОИЯИ, Р-858, Дубна, 1961.

10. Б.М. Головин, Р.Я. Зилькарнеев, В.И. Никаноров, В.И. Сатаров. Препринт ОИЯИ, Р-1087, Дубна, 1962.
11. Б.М. Головин, Л.А. Кулюкина. Препринт ОИЯИ, 3026, Дубна, 1966.
12. Б.М. Головин, Л.А. Кулюкина. Препринт ОИЯИ, 3027, Дубна, 1966.
13. В.П. Дзепелов, Б.М. Головин, В.С. Надеждин, В.И. Сатаров. XII Международная конференция по физике высоких энергий, т. 1, стр. 11, Атомиздат (1964).
14. Б.М. Головин, Л.А. Кулюкина, Я Ф, 3, 887 (1966).
15. Б.М. Головин, Л.А. Кулюкина. Препринт ОИЯИ, 2348, Дубна, 1965.
16. Б.М. Головин, Л.А. Кулюкина. Препринт ОИЯИ, Р-2675, Дубна, 1966.
17. Б.М. Головин, И. Кубек, Б.П. Осипенко, А.И. Сидоров. Препринт ОИЯИ 752, Дубна, 1961.
18. Б.М. Головин, Б.П. Осипенко, А.И. Сидоров. Препринт ОИЯИ, 795, Дубна, 1961.
19. Б.М. Головин, Б.П. Осипенко, А.И. Сидоров. Препринт ОИЯИ, Р-510, Дубна, 1960.
20. Л.П. Бабенко, Ван Чжень-ва, Б.М. Головин, Б.П. Осипенко, А.И. Сидоров. Материалы совещания по полупроводниковым детекторам ядерных излучений. Дубна, 1962, стр. 40.
21. Л.П. Бабенко, Б.М. Головин, Ван Чжень-ва, И.М. Иглицын, Б.П. Осипенко, А.И. Сидоров. ОИЯИ, Б-796, Дубна, 1961.
22. Б.М. Головин, Г.М. Григорьева, А.П. Ландсман, Б.П. Осипенко. Препринт ОИЯИ, Р-1247, Дубна, 1963.
23. Л.С. Брыкина, Б.М. Головин, А.П. Ландсман, Б.П. Осипенко, О.П. Федосеева. Космические исследования, 2, 623 (1964).
24. Л.С. Брыкина, В. Василев, Б.М. Головин, А.П. Ландсман, Б.П. Осипенко, О.П. Федосеева. Космические исследования 3, 499 (1965).
25. Н.С. Амаглобели, Б.М. Головин, Ю.М. Казаринов, С.В. Медведь, Н.М. Полев. Препринт ОИЯИ, Р-430, Дубна, 1959.
26. М.Г. Мешеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ, 33, 37 (1957).
27. Н.П. Богачев, И.К. Взоров. Докл. АН СССР, 99, 931 (1954).
28. Ю.П. Кумекин, М.Г. Мешеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ, 38, 1451 (1960).
29. В.И. Никаноров, Г. Петер, А.Ф. Писарев, Х. Позе. ЖЭТФ, 42, 1209 (1962).
30. Ю.П. Кумекин, М.Г. Мешеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ, 43, 1665 (1962).
31. О.А. Башкиров, Э.М. Браверман, И.Б. Мучник. Автоматика и телемеханика, 25, 692 (1964).
32. Д. Эванс. Труды Международной конференции по космическим лучам. Москва, июль 1959, т. 3, стр. 104, Изд-во АН СССР.

33. А.Г. Аркадьев, Э.М. Браверман. Обучение машины распознаванию образов. "Наука", Москва, 1964.
34. Свидетельство № 105265. Об утверждении Головина Б.М. участником ВД СССР в 1966 г.
35. H.E.Dost. UCRL - 11877, Berkeley, 1965.
36. K.L.Kowalski, D.Feldman. Phys.Rev., 130, 276 (1963).
37. E.M.Pell. Journ. Appl. Phys., 31, 291 (1961).
38. V.P.Dzheleпов, B.M.Golovin, Yu.V.Katyshev, A.D.Konin, S.V.Medved, V.S.Nadezhdin, V.J.Satarov. Ann.Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN, 1958, p.303.
39. V.P.Dzheleпов. Proc. 1960 Ann. Intern. Conf. on High Energy Physics of Rochester, p.115.
40. V.P.Dzheleпов. Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN, p.19, 1962.
41. Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев, Ю.Н. Симонов. Препринт ОИЯИ, Р-2241, Дубна, 1965.
42. S.J.Bilenkaya, Z.Janout, Yu.M.Kazarinov. Preprint, E - 2609, Dubna, 1966.
43. Z.Janout, Yu.M.Kazarinov, F.Lehar, A.F.Pisarev, Yu.N.Simonov. Preprint, E - 2560, Dubna, 1966.
44. Б.М. Головин, Б.П. Осипенко, А.И. Сидоров. ПТЭ, № 6, 5 (1961).
45. В.С. Василев, Б.М. Головин, Б.П. Осипенко, А. Червонок. ПТЭ, № 4, 206 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 января 1967 г.

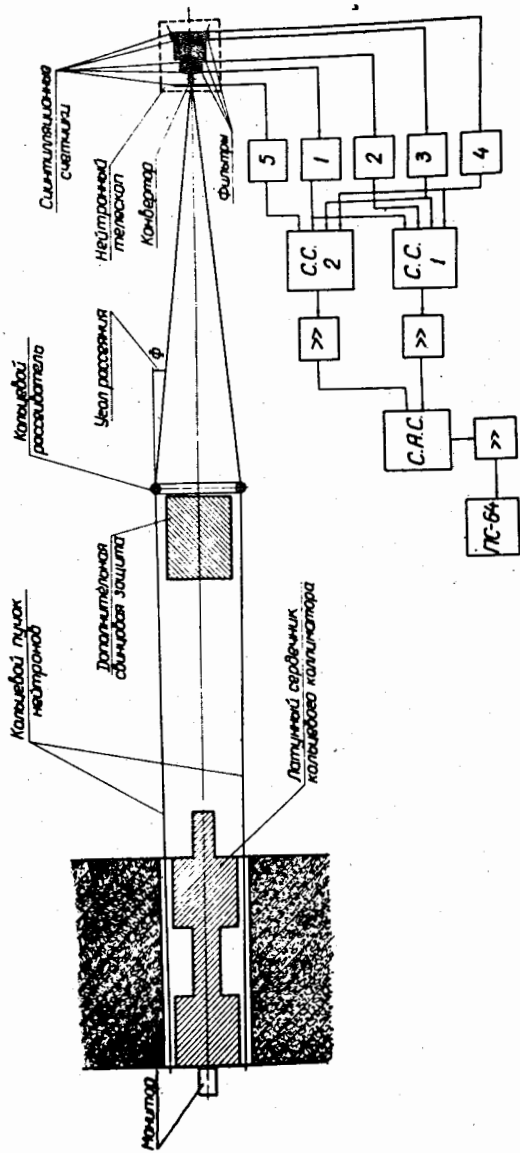


Рис. 1. Схема измерений с кольцевым рассеивателем. 1,2,3,4,5 - усилители - формователи импульсов; СС1, СС2 - схемы совпадений; САС - схема антисовпадений.

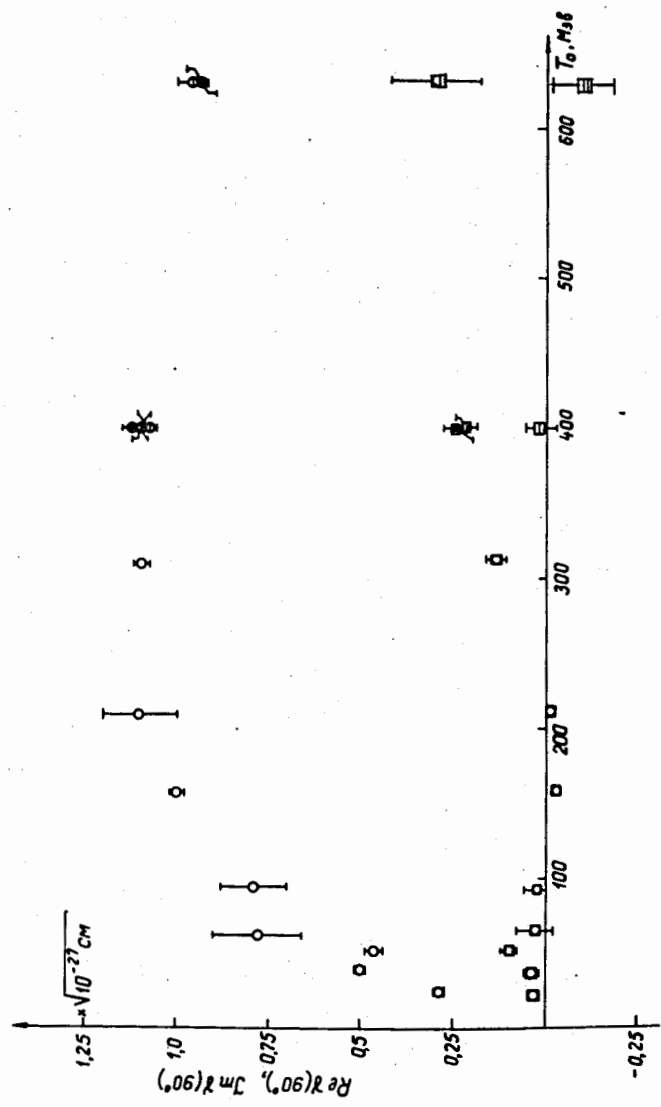


Рис. 2. Энергетические зависимости действительной и мнимой частей коэффициента у рассеяния без кулона на угол 60 с.д.м. О, □ - амплитуды rr -рассеяния; ⊙, ⊠ - мнимая и действительная части коэффициента, соответственно; ⊕, ⊗ - первый набор/41,43/; ⊕, ⊗ - второй набор/41,43/; ⊕, ⊗ - четвертый набор/41/.

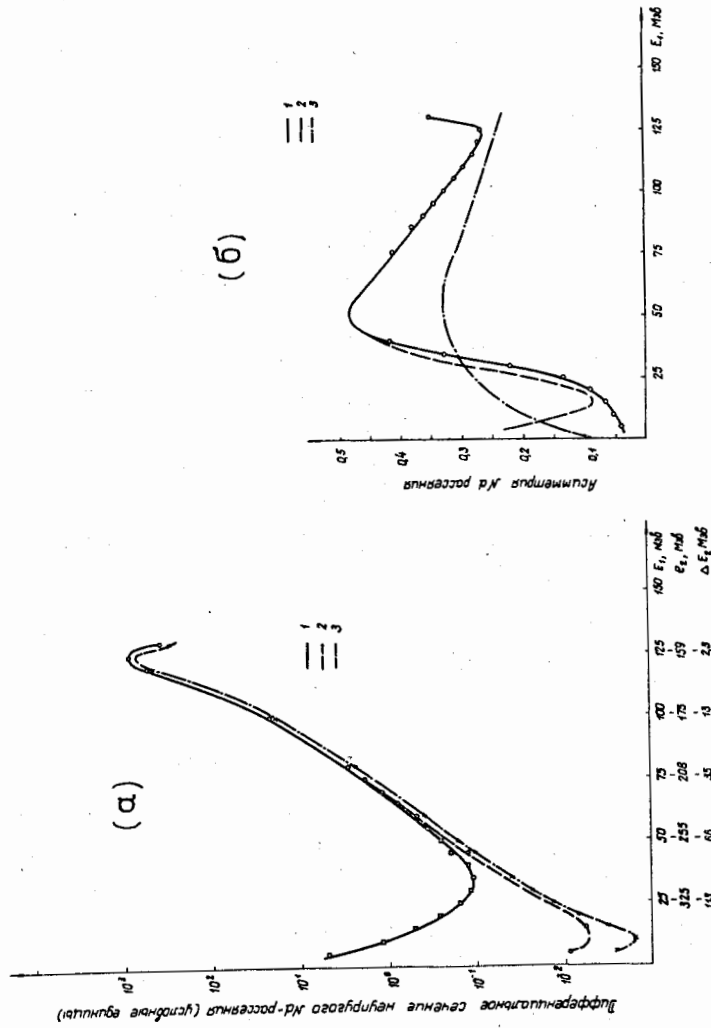


Рис. 3. Вклады отдельных двухчастичных амплитуд в сечение и асимметрию Nd -рассеяния.

- Amплитуда ( $\hat{A}_{Nd}$ ) Nd -рассеяния взята в виде:
- $\hat{A}_{Nd} \approx \hat{M}_{02} a(\vec{k}_1) + (1 - P_{12}) \hat{M}_{03} a(\vec{k}_2)$ ,
  - $\hat{A}_{Nd} \approx \hat{M}_{02} a(\vec{k}_1) + \hat{M}_{03} a(\vec{k}_2)$ ,
  - $\hat{A}_{Nd} \approx \hat{M}_{02} a(\vec{k}_1)$ .

(a) - неполяризованное сечение Nd -рассеяния, (б) - асимметрия рассеяния поляризованных нейтронов дейтронами.

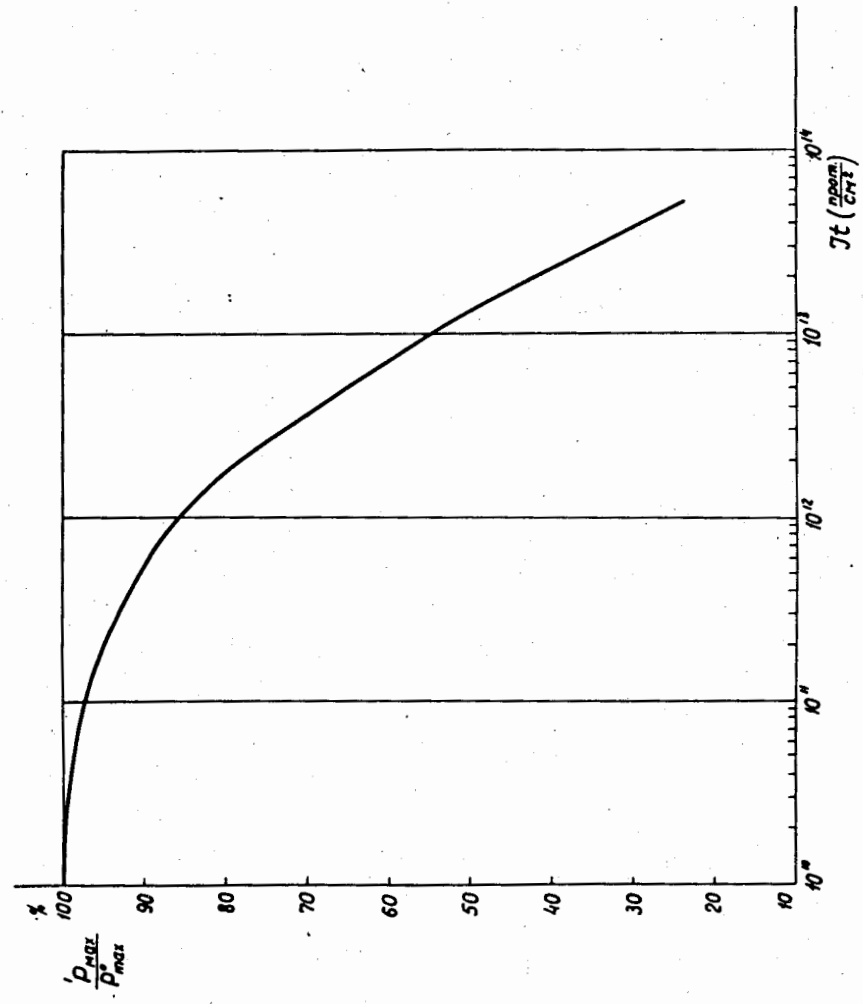


Рис. 4. Зависимость максимальной мощности кремниевого фотоэлемента от радиационной дозы.