

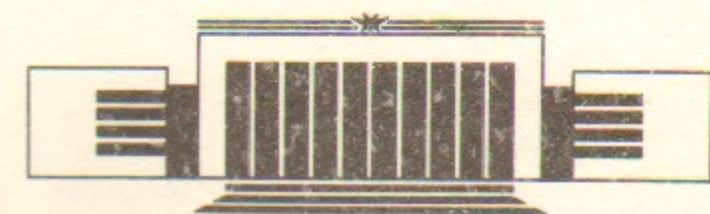


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Д.К. Весновский, Б.Б. Войцеховский, В.Ф. Дмитриев,
В.Г. Зелевинский, Б.А. Лазаренко, М.В. Мостовой,
Д.М. Николенко, К.Т. Оспанов, С.Г. Попов,
И.А. Рачек, Д.К. Топорков, Е.П. Центалович,
Ю.М. Шатунов, Г.А. Наumenко, В.Н. Стибунов

ИЗМЕРЕНИЕ АСИММЕТРИИ В УПРУГОМ И
НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ
НА ТЕНЗОРНО-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ
ДЕЙТЕРИЕВОЙ МИШЕНИ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 180 И 400 МэВ

ПРЕПРИНТ 86-75



НОВОСИБИРСК
1986

Измерение асимметрии в упругом и неупругом рассеянии
электронов на тензорно-поляризованной дейтериевой
мишени при энергиях 180 и 400 МэВ

Д.К. Весновский, Б.Б. Войцеховский, В.Ф. Дмитриев,
В.Г. Зелевинский, Б.А. Лазаренко, М.В. Мосговой,
Д.М. Николенко, К.Т. Оспанов, С.Г. Попов,
И.А. Рачек, Д.К. Топорков, Е.П. Центалович,
Ю.М. Шатунов, Г.А. Науменко*, В.Н. Стибунов*

АННОТАЦИЯ

Описаны эксперименты по рассеянию электронов на тензорно-поляризованной струйной дейтериевой мишени, проведенные на электронном накопительном кольце ВЭПП-2. Измерена асимметрия сечения в упругом ($E_0 = 400$ МэВ, $\theta_e = 30^\circ \div 50^\circ$, фиксировались (ed) совпадения) и неупругом рассеянии ($E_0 = 180$ МэВ $\theta_p = 40^\circ \div 50^\circ$, (pn) совпадения). Результаты согласуются с расчетами, кроме области небольших энергий протона в неупругом рассеянии, где в расчетах (плосковолновое приближение) требуется учет взаимодействия в конечном состоянии.

НИИ ЯФ ТПИ

Measurement of the Asymmetry in Elastic and Inelastic Electron Scattering by a Tensor-Polarized Deuterium Target at 180 and 400 MeV Energies

D.K. Vesnovsky, B.B. Voitsekhovskii, V.F. Dmitriev, V.G. Zelevinsky, B.A. Lazarenko, M.V. Mostovoi, D.M. Nikolenko, K.T. Ospanov, S.G. Popov, I.A. Rachek, D.K. Toporkov, E.P. Tsentalovich, Yu.M. Shatunov, G.A. Naumenko*, and V.N. Sibunov*

ABSTRACT

The electron scattering experiments performed on the electron storage ring VEPP-2 with the use of a gas jet target of tensor-polarized deuterium atoms are described. The asymmetry of the cross section has been measured in elastic ($E_0=400$ MeV, $\theta_e=30^\circ \div 50^\circ$, in (ed) coincidences) and inelastic scattering ($E_0=180$ MeV, $\theta_p=40^\circ \div 50^\circ$, (pn) coincidences). The results agree with the calculations, except the region of low proton energies in inelastic scattering where the final state interaction should be taken into account.

* SRI NP TPI (Tomsk)

Изучение и разделение различных компонент волновой функции дейтрона — актуальная задача, к решению которой, планируя поляризационные эксперименты, стремятся многие исследовательские группы [1].

В работе [2] описан эксперимент по упругому ($e\vec{d}$) рассеянию, проведенный на накопительном кольце ВЭПП-2 при энергии электронов $E_0=290$ МэВ, где мишенью служила газовая струя поляризованных атомов дейтерия [3]. Здесь мы приводим описание дальнейших экспериментов, использующих ту же методику.

УПРУГОЕ ($e\vec{d}$) РАССЕЯНИЕ

1. Обычно постановку такого эксперимента связывают с возможностью разделения электрических монопольного и квадрупольного формфакторов дейтрона. Сечение рассеяния электрона на тензорно-поляризованной дейтериевой мишени равно:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + F_{20}\tilde{t}_{20} + 2F_{21}\text{Re}(\tilde{t}_{21}) + 2F_{22}\text{Re}(\tilde{t}_{22})). \quad (1)$$

Здесь $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ — сечение рассеяния на неполяризованном дейтроне; \tilde{t}_{20} , \tilde{t}_{21} , \tilde{t}_{22} — параметры поляризации мишени; F_{20} , F_{21} , F_{22} — компоненты анализирующей способности реакции. При небольших переданных импульсах ($q \lesssim 2$ Фм⁻¹) существенный вклад в сечение дает лишь член $F_{20}\tilde{t}_{20}$, линейный по G_Q — квадрупольному формфактору дейтрона:

$$F_{20} = \frac{\sqrt{2}}{3} \eta \frac{4G_Q \left(G_E + \frac{\eta}{3} G_Q \right) + \left[\frac{1}{2} + (1+\eta) \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] G_M^2}{G_E^2 + \frac{8}{9} \eta^2 G_Q^2 + \frac{2}{3} \eta \left[1 + 2(1+\eta) \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] G_M^2} \approx \frac{4\sqrt{2}}{3} \eta \frac{G_Q}{G_E}. \quad (2)$$

Здесь G_E , G_M — монополюный электрический и магнитный формфакторы дейтрона; $\eta = \frac{q^2}{4M_d^2}$, M_d — масса дейтрона; θ — угол рассеянного электрона.

$$\tilde{t}_{20} = t_{20} P_2 \left(\frac{\vec{q}}{|\vec{q}|} \cdot \vec{h} \right) = -\frac{1}{\sqrt{2}} P_{zz} P_2 \left(\frac{\vec{q}}{|\vec{q}|} \cdot \vec{h} \right) = -\frac{1}{\sqrt{2}} (1-3n_0) P_2 \left(\frac{\vec{q}}{|\vec{q}|} \cdot \vec{h} \right). \quad (3)$$

Здесь $P_2(x)$ — второй полином Лежандра; P_{zz} — степень тензорной поляризации мишени; n_0 — заселенность магнитного подуровня с проекцией спина дейтрона $m_z=0$; \vec{h} — единичный вектор по направлению поляризации мишени.

Проводя измерения при различных углах между \vec{q} и \vec{h} , либо меняя величину P_{zz} , можно измерить F_{20} и, используя данные, полученные в неполяризованных экспериментах, вычислить G_E и G_Q дейтрона.

2. В настоящем эксперименте, проведенном при $E_0=400$ МэВ, сохранена структура регистрирующей аппаратуры [2]: использовались две идентичные системы, фиксирующие электроны, рассеянные в углы $\theta=30^\circ \div 50^\circ$ и $\varphi = \pm 10^\circ$, на совпадениях с дейтронами отдачи (рис. 1).

Детектирующая аппаратура в направлении регистрации электрона состояла из четырех дрейфовых камер и двух пластмассовых сцинтилляторов; в направлении дейтронов отдачи — из двух пропорциональных камер и счетчика на основе кристалла NaI(Tl). Соответственно измерялись четыре координаты пролета электрона (две в направлении изменения угла θ , две в направлении угла φ); ΔE , E , θ , φ — для дейтронов отдачи, а также время между срабатыванием счетчиков электрона и дейтрона. Для подавления фона мягких частиц перед дрейфовыми камерами и перед пластмассовыми сцинтилляторами располагались материалы: бериллий (3 см), свинец и алюминий (4 мм и 5 мм соответственно).

3. Мишень имела четыре состояния, отличающиеся направлением поляризации и знаком P_{zz} . Для управления направлением поляризации в области пересечения газовой струи и электронного пучка создавалось магнитное поле напряженностью 0,67 кЭ,

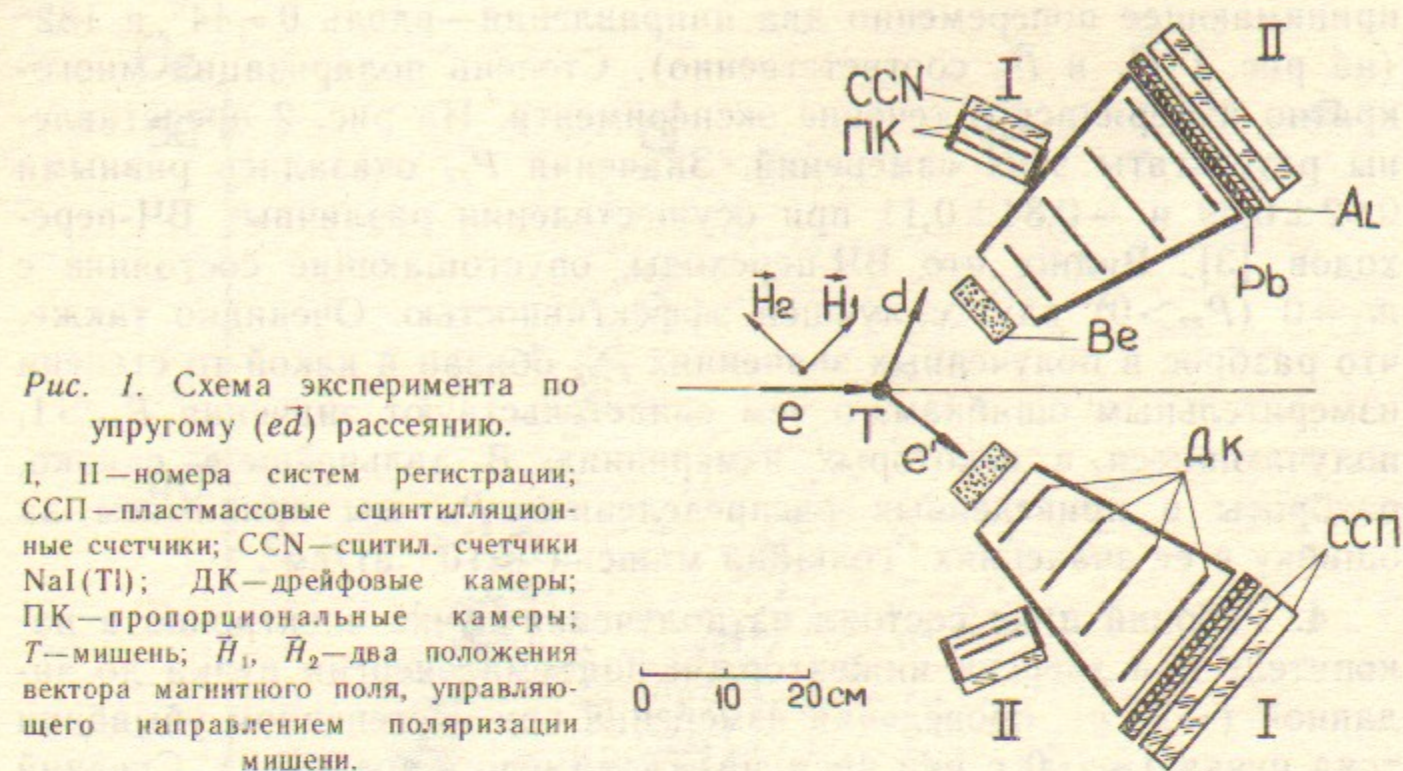


Рис. 1. Схема эксперимента по упругому (ed) рассеянию.

I, II — номера систем регистрации; ССП — пластмассовые сцинтилляционные счетчики; ССН — сцинтил. счетчики NaI(Tl); ДК — дрейфовые камеры; ПК — пропорциональные камеры; Т — мишень; \vec{H}_1 , \vec{H}_2 — два положения вектора магнитного поля, управляющего направлением поляризации мишени.

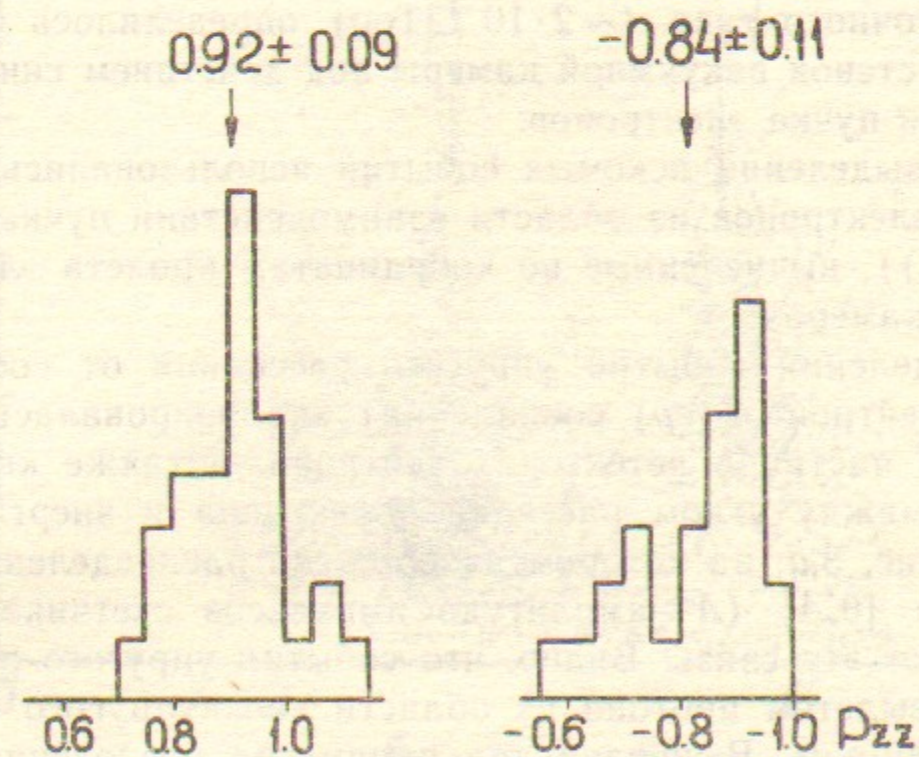


Рис. 2. Гистограмма значений P_{zz} , полученных в течение эксперимента.

принимающее попеременно два направления—вдоль $\theta = 44^\circ$ и 132° (на рис. 1 \vec{H}_1 и \vec{H}_2 соответственно). Степень поляризации многократно измерялась в течение эксперимента. На рис. 2 представлены результаты этих измерений. Значения P_{zz} оказались равными $0,92 \pm 0,09$ и $-0,84 \pm 0,11$ при осуществлении различных ВЧ-переходов [3]. Видно, что ВЧ-переходы, опустошающие состояние с $m_z = 0$ ($P_{zz} > 0$) идут с лучшей эффективностью. Очевидно также, что разброс в полученных значениях P_{zz} обязан в какой-то степени измерительным ошибкам, о чем свидетельствуют значения $P_{zz} > 1$, получающиеся в некоторых измерениях. В дальнейшем, однако, разбросы в приведенных распределениях P_{zz} мы принимаем за ошибку в ее значениях. Толщина мишени $\sim 10^{11}$ ат/см².

4. Рабочий цикл состоял из получения пучка электронов в накопителе при энергии инжектора и подъема энергии пучка до заданной (~ 20 с), проведения измерений при постепенном убывании тока пучка (~ 100 с при времени жизни пучка $\tau_e \approx 300$ с). Средний по циклу ток пучка был равен ≈ 250 мА и ограничивался фоновыми условиями. Несмотря на длительное (десятки часов) обезгаживание вакуумной камеры накопителя пучком электронов, загрузки аппаратуры определялись наличием остаточного газа в ней. Давление остаточного газа ($\sim 2 \cdot 10^{-7}$ Тор) определялось десорбцией молекул из стенок вакуумной камеры под действием синхротронного излучения пучка электронов.

5. При выделении искомым событий использовались координаты вылета электронов из области взаимодействия пучка и мишени ($x(\theta_e)$, $y(\varphi_e)$), вычисленные по координатам пролета электронов в дрейфовых камерах.

Для отделения событий упругого рассеяния от событий расщепления дейтрона ((*ep*) совпадения) анализировалась информация о ΔE - E частиц в детекторах дейтрона, а также кинематическая связь между углом рассеяния электрона и энергией отдачи дейтрона. Рис. 3,а, на котором изображено распределение событий в плоскости $[\theta_e A]$ (A —амплитуда импульсов счетчика NaI(Tl)), иллюстрирует эту связь. Видно, что события упругого рассеяния и события с вылетом протона из области квазиупругого пика образуют две «линии». Вычислив два параметра разделения протонов и дейтронов: $M_1(\Delta E \cdot E)$ и $M_2(\theta_e/A)$ (распределение событий в плоскости этих параметров приведено на рис. 3,б), мы отделили большую часть событий ((*ep*) совпадений) и нашли, что неотделенные события такого сорта составляют $4 \pm 1\%$ среди событий ((*ed*) совпадений), оставленных для дальнейшего анализа.

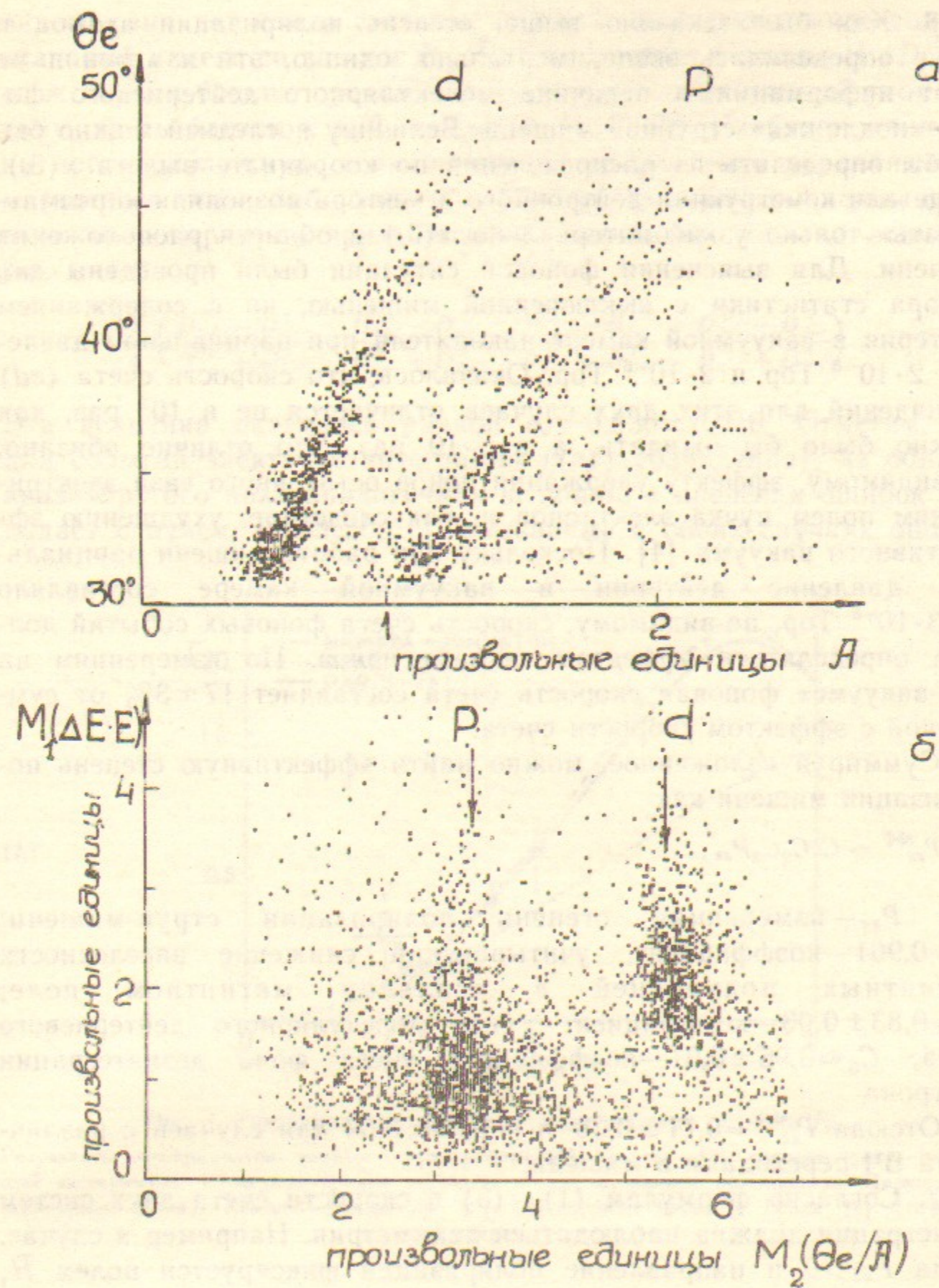


Рис. 3. а—Распределение событий в плоскости θ_e — A . б—Распределение событий в плоскости параметров разделения частиц методом ΔE - E ($M_1(\Delta E \cdot E)$) и по кинематике ($M_2(\theta_e/A)$).

6. Как было сказано выше, степень поляризации атомов в струе определялась экспериментально, однако, эти измерения не дают информации о величине молекулярного дейтериевого фона — «подложки» струйной мишени. Величину последней можно было бы определить из распределения по координате вылета $x(\theta_e)$, но детали конструкции дейтронного детектора позволяли «просматривать» только узкий интервал по $x(\theta_e)$ в области расположения мишени. Для выяснения фоновой ситуации были проведены два набора статистики с выключенной мишенью, но с содержанием дейтерия в вакуумной камере накопителя при парциальном давлении $2 \cdot 10^{-8}$ Тор и $2 \cdot 10^{-6}$ Тор. Оказалось, что скорость счета (ed) совпадений для этих двух случаев отличается не в 10^2 раз, как можно было бы ожидать, а в ~ 10 раз. Это отличие обязано, по-видимому, эффекту удержания ионов остаточного газа электрическим полем пучка электронов и, как следствие, ухудшению эффективного вакуума [4]. Поскольку при работе мишени парциальное давление дейтерия в вакуумной камере составляло $2-3 \cdot 10^{-8}$ Тор, по-видимому, скорость счета фоновых событий должна определяться эффектом захвата ионов. По измерениям на «D₂-вакууме» фоновая скорость счета составляет $17 \pm 3\%$ от суммарной с эффектом скорости счета.

Суммируя изложенное, можно найти эффективную степень поляризации мишени как

$$P_{zz}^{\text{эфф}} = C_1 C_2 C_3 P_{zz}, \quad (4)$$

где P_{zz} — измеренная степень поляризации струи-мишени; $C_1 = 0,964$ — коэффициент, учитывающий снижение заселенности магнитных подуровней в реальном магнитном поле; $C_2 = 0,83 \pm 0,03$ — коэффициент учета молекулярного дейтериевого фона; $C_3 = 0,96 \pm 0,01$ — коэффициент учета фона дезинтеграции дейтрона.

Отсюда $P_{zz}^{\text{эфф}} = 0,71 \pm 0,08$ и $-0,64 \pm 0,09$ для случаев с различными ВЧ-переходами в мишени.

7. Согласно формулам (1) — (3) в скорости счета двух систем регистрации должна наблюдаться асимметрия. Например в случае, когда $P_{zz} > 0$ и направление поляризации фиксируется полем \vec{H}_1 (см. рис. 1), угол между направлением поляризации и направлением переданного импульса в событиях, зарегистрированных системой I, мал, следовательно, $P_2(x) > 0$, а число отсчетов этой системы меньше среднего. Обозначим это число как D_{1+}^I , где верхний

индекс означает номер системы, нижний совпадает с индексом \vec{H}_i , знаковый индекс со знаком P_{zz} . Число отсчетов системы II (D_{1+}^{II}) в то же время больше среднего, так как угол, аналогичный упомянутому, здесь близок к $\pi/2$, а значит $P_2(x) < 0$. Ситуация меняется на противоположную, если изменится направление управляющего магнитного поля, либо знак P_{zz} . Исходя из этого, вычислим среднюю по четырем поляризационным состояниям мишени асимметрию как:

$$a_d = \frac{1}{4} \left(\frac{D_{1+}^{II} - D_{1+}^I}{D_{1+}^{II} + D_{1+}^I} - \frac{D_{2+}^{II} - D_{2+}^I}{D_{2+}^{II} + D_{2+}^I} - \frac{D_{1-}^{II} - D_{1-}^I}{D_{1-}^{II} + D_{1-}^I} + \frac{D_{2-}^{II} - D_{2-}^I}{D_{2-}^{II} + D_{2-}^I} \right). \quad (5)$$

Эта величина оказалась равной $a_d = 0,036 \pm 0,016$. Отметим, что для событий электродезинтеграции (ep совпадения), из области квазиупругого пика аналогичная величина в пределах ошибок совпадает с нулем: $0,003 \pm 0,011$. Указанные в обоих случаях ошибки

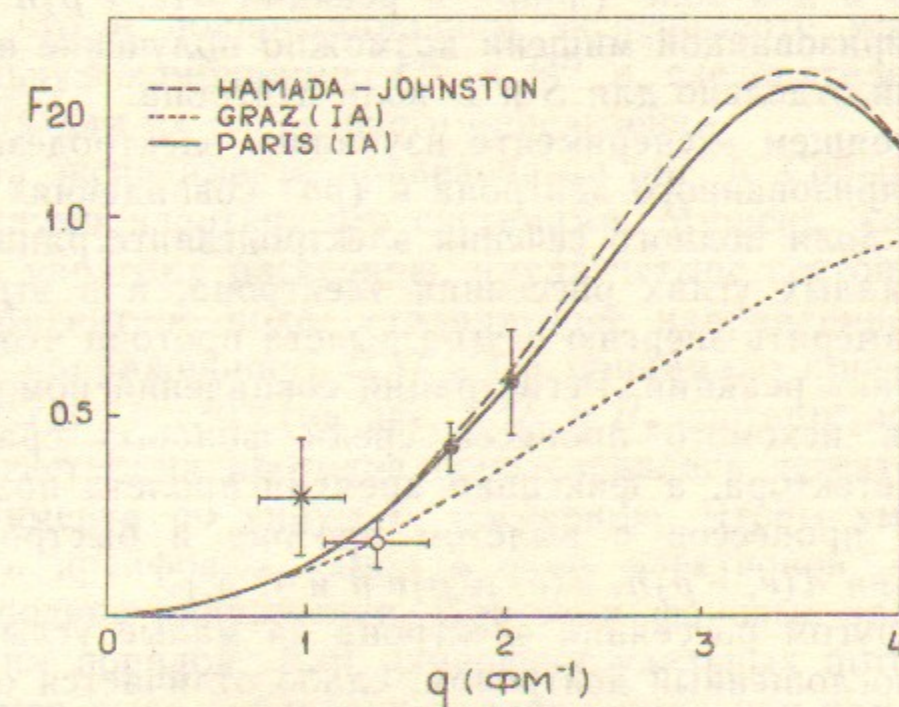


Рис. 4. Тензорная анализирующая способность реакции F_{20} .

Результаты экспериментов: темные точки — работа [5], крестик — [2], светлая точка — настоящий эксперимент. Расчетные кривые получены с использованием потенциалов: Парижа [6] (сплошная линия), Хамады-Джонстона [7] (пунктирная кривая), Граза [8] (точечная кривая).

носят статистический характер. Наличие двух систем регистрации, коммутация направления поляризации и знака P_{zz} должны сильно подавлять возможные систематические ошибки в определении асимметрии.

Для безмодельного определения F_{20} телесный угол, перекрываемый аппаратурой, был разбит на участки, в которых полином Лежандра меняется слабо и может быть заменен константой. Тогда F_{20} определяется из простых уравнений. Проведя затем усреднение по полученным значениям F_{20} , мы нашли, что $F_{20} = 0,18 \pm 0,07$ в интервале по переданному импульсу $q = 210 - 320$ МэВ/с. Указанная ошибка в величине F_{20} включает статистическую и ошибку в определении $P_{zz}^{\text{эф}}$.

На рис. 4 приведены графики F_{20} , вычисленные для разных потенциалов, результат данной работы, а также данные [2] и [5].

ЭЛЕКТРОДЕЗИНТЕГРАЦИЯ ДЕЙТРОНА

С помощью этого процесса изучалось импульсное распределение нуклонов в дейтроне (напр., в реакции $d(e, e'p)n$ [9]). При наличии поляризованной мишени возможно получение импульсных распределений отдельно для S и D волн дейтрона.

1. В настоящем эксперименте изучалась электродезинтеграция тензорно-поляризованного дейтрона в (pn) совпадениях. Известно, что большая доля полного сечения электродезинтеграции сосредоточена при малых углах рассеяния электрона, а в этих случаях достаточно измерить энергию и угол вылета протона чтобы определить кинематику реакции. Регистрация совпадений помогает выделить события искомого процесса среди фоновых срабатываний протонного детектора, а фиксация времени пролета позволяет отстроиться от процессов с вылетом протона и быстрой частицы (напр., реакции $d(e, e'p)n$, $d(e, \pi^0 p)e'n$ и т. д.).

При неупругом рассеянии электрона на малые углы виртуальный фотон, поглощенный дейтроном, слабо отличается от реального фотона. Для выяснения основных черт процесса рассмотрим сечение фотодезинтеграции дейтрона в плосковолновом приближении:

$$\frac{d\sigma_v}{d\Omega_p} \sim \frac{p}{M} \left(\frac{p^2 \sin^2 \theta_p}{\omega} W_s + 3p \sin \theta_p W_{\text{эм}} + \frac{\omega}{2} W_M \right). \quad (6)$$

Здесь ω — энергия фотона; M , p , θ_p — масса, импульс и угол вылета протона; W_s , W_M отвечают сечению, связанному соответственно с электрическими и магнитными формфакторами развала дейтрона; $W_{\text{эм}}$ — интерференционный член. Приведем выражение для наиболь-

шего, электрического члена, положив для простоты электрический формфактор нейтрона равным нулю:

$$W_s = f_p^{e2} (F^{(0)2} + 8F^{(2)2}) \left[1 - 4P_{zz}P_2 \left(\frac{\vec{n}}{|\vec{n}|} \cdot \vec{h} \right) \frac{F^{(2)}(F^{(0)} + F^{(2)})}{F^{(0)2} + 8F^{(2)2}} \right], \quad (7)$$

$$F^{(0)} = \int_0^\infty j_0(nr) u(r) r dr,$$

$$F^{(2)} = \int_0^\infty j_2(nr) \frac{\omega(r)}{\sqrt{8}} r dr.$$

Здесь n — импульс нейтрона; f_p^e — зарядовый формфактор протона; $u(r)$ и $\omega(r)$ — радиальные волновые функции дейтрона для S - и D -состояний соответственно, а $F^{(0)}$ и $F^{(2)}$ — распределения по импульсам нуклонов в этих состояниях.

Видно, что в поляризационном эксперименте можно извлечь дополнительную комбинацию $F^{(0)}$ и $F^{(2)}$ и, следовательно, получить возможность для их отдельного определения.

2. Схема эксперимента приведена на рис. 5. События регистрировались двумя идентичными системами. Мишень, как и в эксперименте по упругому рассеянию, имела четыре состояния поляризации. Магнитное поле, управляющее направлением поляризации, имело напряженность 0,37 кЭ и принимало попеременно направления $\theta = 40^\circ$ и 130° (на рис. 5 \vec{H}_1 и \vec{H}_2 соответственно).

Для регистрации протонов использовались детекторы электронов эксперимента по упругому рассеянию. Чтобы уменьшить эффективность дрейфовых камер к фону электронов, на них было снижено анодное напряжение. При этом фоновые загрузки камер снизились на порядок. Для измерения удельных потерь частиц в систему камер была добавлена пропорциональная камера.

Нейтроны регистрировались цилиндрическими $\varnothing 300 \times 300$ мм² пластмассовыми сцинтилляционными счетчиками на основе полистирола, каждый из которых просматривался фотоумножителем ФЭУ-65. Эффективность счетчиков составила 20—30%. Перед счетчиками нейтронов располагались счетчики антисовпадений и свинцовые конверторы толщиной 4 мм для снижения фона γ -квантов. Расстояние между счетчиками нейтронов и мишенью 60 см.

Детали конструкции не позволили оптимизировать взаимное расположение детекторов протонов и нейтронов, поэтому регистри-

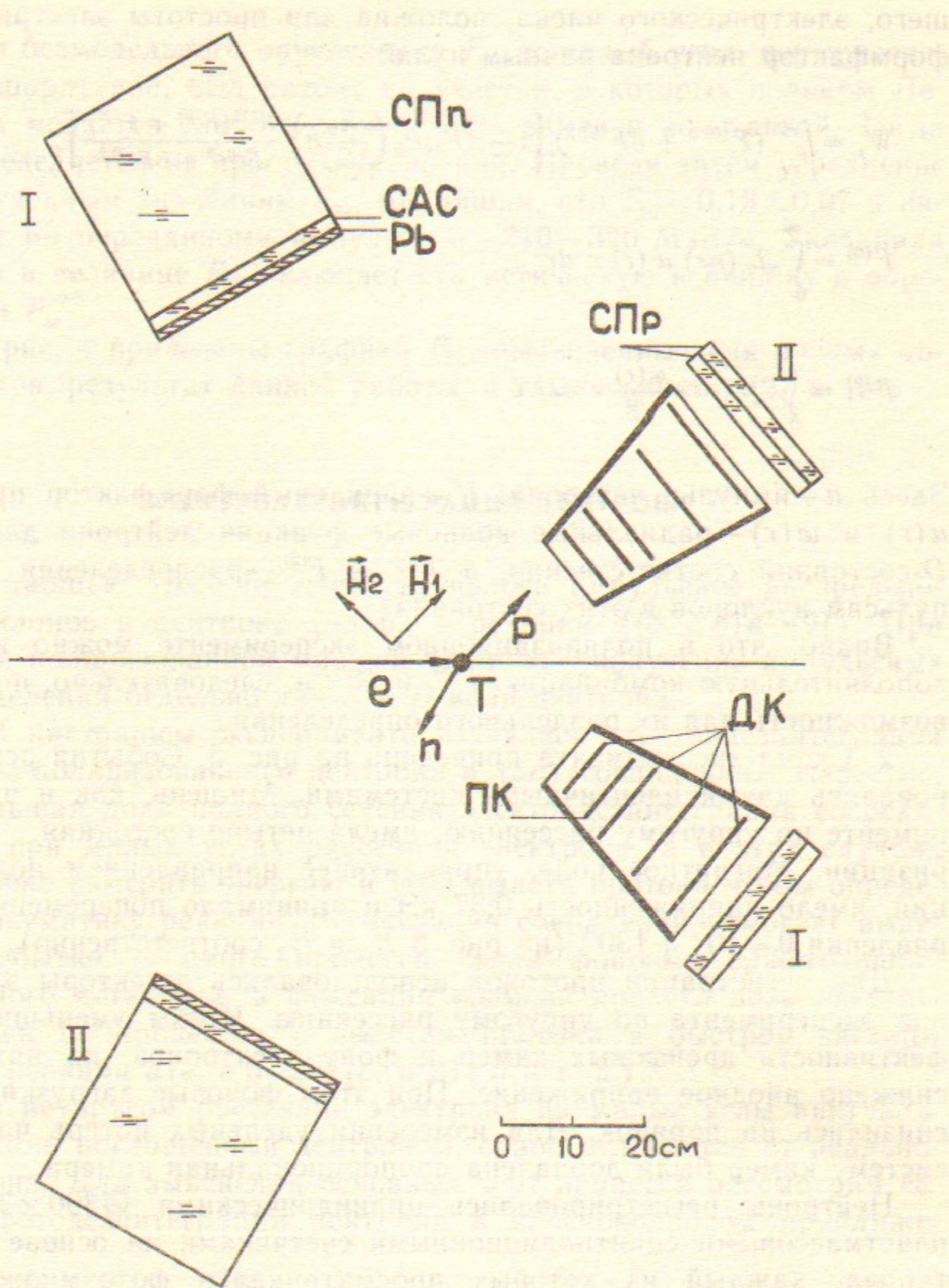


Рис. 5. Схема эксперимента по дезинтеграции дейтрона, $\bar{d}(e, pn)e'$ реакция. I, II, \bar{H}_2 , \bar{H}_1 , ДК, ПК, Т—то же, что на рис. 1; СПр—сцинтилляторы пластмассовые протонов; СПн—сцинтилляторы пластмассовые нейтронов; САС—счетчик антисовпадений.

ровались события лишь в половине возможного телесного угла: $\theta_p = 40^\circ \div 50^\circ$, $\varphi_p = \pm 10^\circ$.

3. Для проведения эксперимента была выбрана энергия пучка электронов $E_0 = 180$ МэВ. При этой энергии резко упало (по сравнению с $E_0 = 400$ МэВ) газоотделение из стенок вакуумной камеры, давление газа снизилось примерно на порядок, а время жизни пучка электронов возросло, $\tau \approx 10^3$ с. Снизилась фоновая нагрузка на детекторах частиц, что позволило поднимать уровень тока пучка. Средний ток пучка электронов $\bar{I} = 500$ мА определялся возможностями накопителя.

4. Энергия протонов определялась по сигналам двух пластмассовых сцинтилляционных счетчиков на основе полистирола толщиной 11 мм. На рис. 6,а приведено распределение событий в плоскости $[A_1 A_2]$ — амплитуд этих счетчиков. Видно, что события группируются вокруг линий, образующих фигуру, близкую к треугольнику. События с $A_2 = 0$ соответствуют случаям, когда пробег протона укладывается в толщине первого счетчика. Правая боковая сторона «треугольника» соответствует остановкам протона во втором счетчике, а левая—событиям, когда оба счетчика работают в ΔE -режиме. Энергия протонов в вершинах «треугольника» рассчитывалась путем интегрирования удельных потерь (учитывалось наличие небольшого количества материала, находящегося между мишенью и счетчиками: титан, воздух, смесь аргон-изобутан—всего около $0,2$ г/см²) и использовалась для калибровки счетчиков по энергии. При определении энергии протонов в других случаях учитывалась зависимость удельного световыхода сцинтиллятора от удельных потерь по формуле [10]:

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \left(1 + kB \frac{dE}{dx} + C \left(\frac{dE}{dx} \right)^2 \right)^{-1} \quad (8)$$

Здесь $\frac{dE}{dx}$ — удельные потери энергии частиц; S — сцинтилляционная эффективность. Для параметров kB , C мы взяли те значения, которые приводятся в [10] для пластмассовых сцинтилляторов NE102 и Pilot B:

$$kB = 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ г см}^{-2} \text{ МэВ}^{-1},$$

$$C = 10^{-5} \text{ г}^2 \text{ см}^{-4} \text{ МэВ}^{-2}.$$

5. При выделении событий дезинтеграции дейтрона использова-

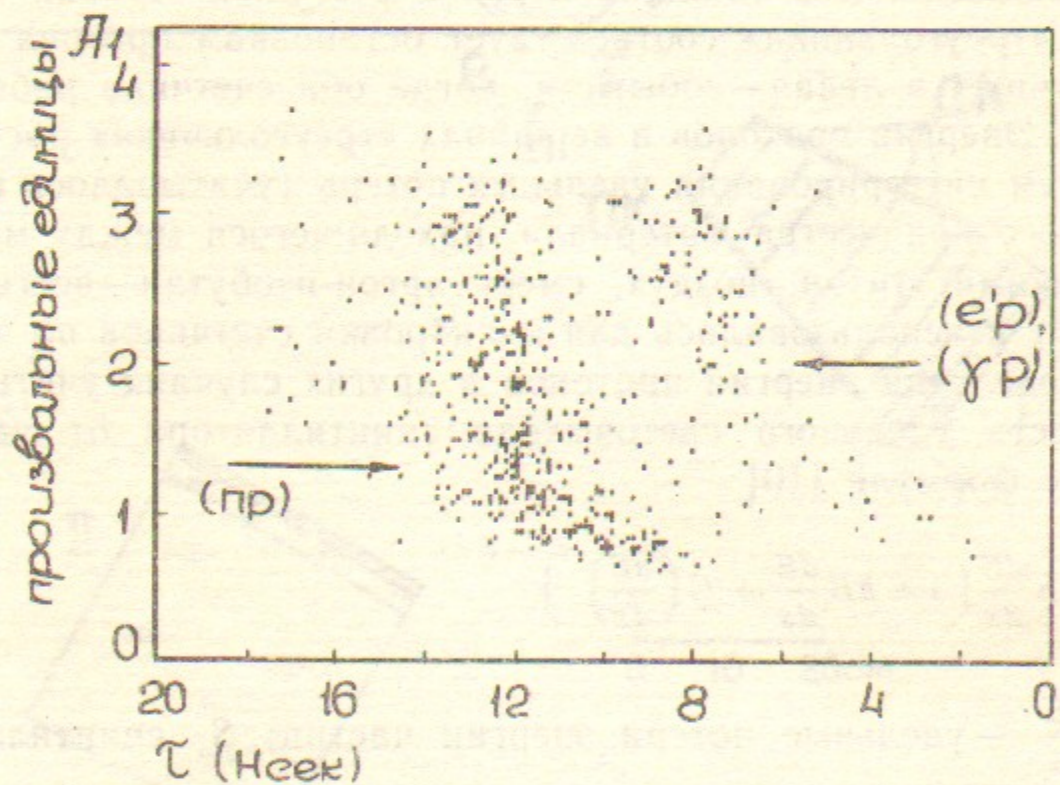
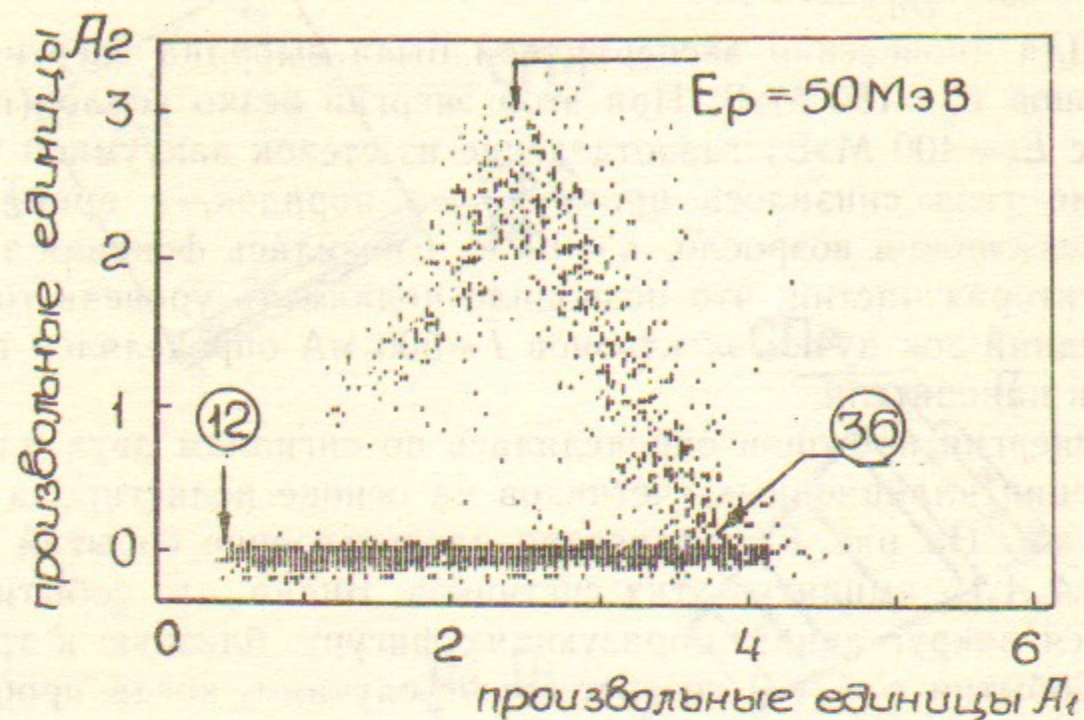


Рис. 6. а—Распределение событий в плоскости A_1 — A_2 (амплитуд протонных счетчиков). Цифры указывают энергию протонов (МэВ) в различных точках плоскости. б—Распределение событий в плоскости A_1 — τ (амплитуда первого протонного счетчика—время между срабатыванием счетчиков протонов и нейтронов).

лись данные о $\frac{dE}{dx}$ протонов в пропорциональной камере, данные о координатах вылета протона из области мишени, вычисленных по координатам пролета его в дрейфовых камерах, а также об интервале времени τ между срабатыванием протонного и нейтронного счетчиков. В величину τ были внесены поправки, связанные с амплитудой сигнала в нейтронном счетчике (где была использована привязка по постоянному порогу) и с координатой пролета протонов в сцинтилляционных счетчиках.

На рис. 6,б приведено распределение событий в плоскости $[A_1, \tau]$, изображены события с $A_2=0$ и без метки антисовпадений. Видно, что имеющегося временного разрешения достаточно для отделения фоновых событий—совпадений протона с быстрыми частицами.

6. Как и в эксперименте по упругому рассеянию, здесь также существовала значительная «подложка» к струйной мишени, по-видимому, аналогичного происхождения. Для определения уровня этой «подложки» мы в данном случае воспользовались распределением событий по координате вылета протонов из области

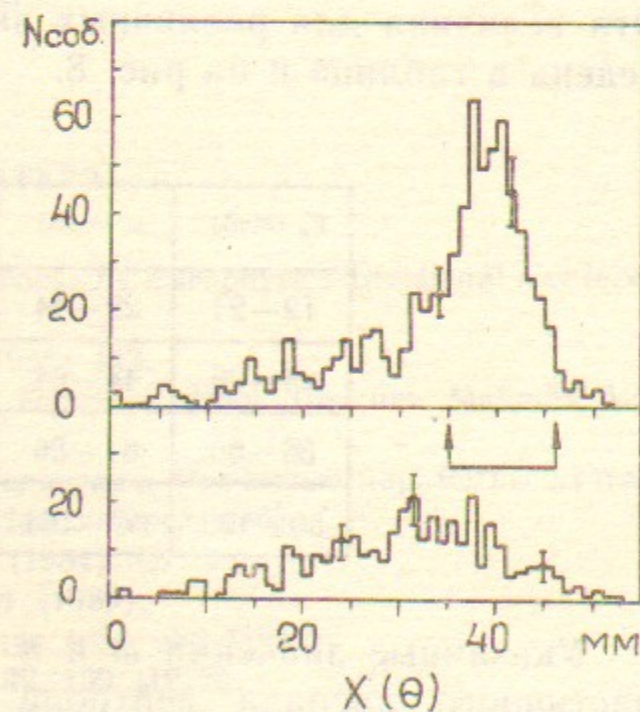


Рис. 7. Гистограммы по координате вылета протонов из области мишени. Верхняя гистограмма получена при включенной мишени, нижняя—при выключенной мишени, но с натеканием дейтерия в вакуумную камеру накопителя («D₂-вакуум»). Стрелками указан интервал по $x(\theta)$, включающий место расположения мишени.

мишени, направленной вдоль электронного пучка ($x(\theta)$). Отметим, что детекторы «просматривали» достаточно большой участок по этой координате. На рис. 7 приведены гистограммы по $x(\theta)$, полученные в нормальном наборе, т. е. с включенной мишенью (верхняя гистограмма) и с выключенной мишенью, но с наличием

дейтерия в вакуумной камере накопителя (нижняя гистограмма). Предполагая одинаковыми форму распределения неполяризованной «подложки» на верхней гистограмме и форму распределения событий, полученных на «D₂-вакууме» (нижняя гистограмма), мы нашли что доля «подложки» в интервале по $x(\theta)$, включающем место расположения мишени, составляет $27 \pm 3\%$ от всех событий в этом интервале. Отметим, что этот результат превышает значение, полученное в эксперименте по упругому рассеянию, что можно объяснить изменившимися условиями (изменение тока пучка и его размеров).

Эффективную степень поляризации мишени найдем (см. (4)) как $P_{zz}^{\text{эфф}} = P_{zz} C_1 C_2$, где $C_1 = 0,934$, $C_2 = 0,73 \pm 0,04$. В результате имеем $P_{zz}^{\text{эфф}} = 0,63 \pm 0,07$ и $-0,57 \pm 0,08$.

7. Введя обозначения числа отсчетов систем регистрации при различных поляризационных состояниях мишени как P_{jk}^i (аналогично п.7 предыдущего раздела), найдем среднюю асимметрию:

$$a_p = \frac{1}{4} \left(\frac{P_{1+}^I - P_{1+}^{II}}{P_{1+}^I + P_{1+}^{II}} - \frac{P_{2+}^I - P_{2+}^{II}}{P_{2+}^I + P_{2+}^{II}} - \frac{P_{1-}^I - P_{1-}^{II}}{P_{1-}^I + P_{1-}^{II}} + \frac{P_{2-}^I - P_{2-}^{II}}{P_{2-}^I + P_{2-}^{II}} \right). \quad (9)$$

Эта величина для различных интервалов по энергии протона приведена в таблице и на рис. 8.

E_p (МэВ)	ω (МэВ)	n (МэВ)	$a_p \cdot 100$
12—24	22—44	135—185	$8,9 \pm 4,7$
24—36	44—64	185—222	$19,2 \pm 5,7$
36—50	64—86	222—257	$18,1 \pm 10,2$
50—100	86—164	257—348	$42,4 \pm 11,6$

Указанные значения ω и n вычислены в предположении двухчастичного распада дейтрона и рассеяния электрона на угол $\theta_e = 0^\circ$.

Как видно из рис. 8, значение a_p при больших энергиях протона хорошо согласуется с расчетным значением (потенциал Хамады—Джонстона, плосковолновое приближение). Три значения a_p при меньших E_p несколько отличаются от расчетных, что возможно,

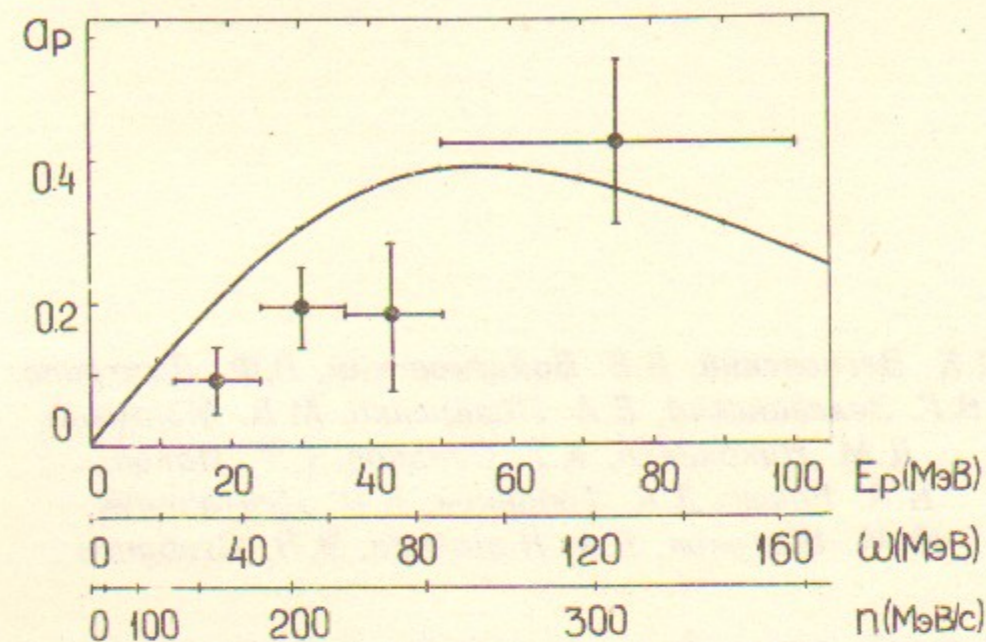


Рис. 8. Асимметрия сечения реакции $\bar{d}(e, pn)e'$.

Точки—результат эксперимента, кривая растет с использованием потенциала Хамады—Джонстона [7] в приближении плоских волн.

связано с необходимостью учета в расчетах взаимодействия протона и нейтрона в конечном состоянии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nuclear physics with electromagnetic probes. XI Europhysics Divisional Conference. Paris, July 1—5, 1985.
2. V.F. Dmitriev et al. Phys. Lett. 157B (1985) 143.
3. A.V. Evtigineev, S.G. Popov and D.K. Toporkov. Nucl. Instrum. Methods A238 (1985) 12.
4. В.Л. Ауслендер, С.И. Мишнев, А.Н. Скринский. Расчетные параметры пучка в накопителе ВЭПП-2. Препринт ИЯФ. Новосибирск, 1965.
5. M.E. Schulze et al. Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 597.
6. M. Lacombe et al. Phys. Rev. v.C21, 861 (1980).
7. T. Hamada and I.D. Johnston. Nucl. Phys. v.34, 382 (1962).
8. L. Crepinsek et al. Acta Phys. Austr. v.42, 139 (1975).
9. M. Bernheim et al. Nucl. Phys. A365 (1981) 349.
10. R.L. Craun and D.L. Smith. Nucl. Instr. and Meth. v.80 (1970) 239.

*Д.К. Весновский, Б.Б. Войцеховский, В.Ф. Дмитриев,
В.Г. Зелевинский, Е.А. Лазаренко, М.В. Мостовой,
Д.М. Николенко, К.Т. Оспанов, С.Г. Попов,
И.А. Рачек, Д.К. Топорков, Е.П. Центалович,
Ю.М. Шатунов, Г.А. Науменко, В.Н. Стибунов*

**Измерение асимметрии в упругом и неупругом рассеянии
электронов на тензорно-поляризованной дейтериевой
мишени при энергиях 180 и 400 МэВ.**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 14 апреля 1986 г.

Подписано в печать 11.05. 1986 г. МН 11727.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,7 печ.л., 1,4 уч.-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 75

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*