

И Н С Т И Т У Т 52  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И ЯФ 76 - 85

В.Ф.Дмитриев, С.Г.Попов, Д.К.Топорков

КВАДРУПОЛЬНЫЙ ФОРМФАКТОР ДЕЙТОНА  
(ПРОЕКТ ЭКСПЕРИМЕНТА В ЭЛЕКТРОННОМ  
НАКОПИТЕЛЕ)

Новосибирск

1976



## АННОТАЦИЯ

В работе обсуждается постановка эксперимента по определению квадрупольного формфактора дейтона в упругом рассеянии электронов на внутренней мишени в накопителе. Приведены оценки сечения упругого рассеяния электронов на выстроенной дейтериевой мишени. Влияние квадрупольного формфактора становится существенным при передаваемом импульсе  $q \sim 4 \phi^{-1}$ . Приводится конкретная схема эксперимента в накопителе.

В работе обсуждается постановка эксперимента по определению квадрупольного формфактора дейтона в упругом рассеянии электронов на внутренней мишени в накопителе. Приведены оценки сечения упругого рассеяния электронов на выстроенной дейтериевой мишени. Влияние квадрупольного формфактора становится существенным при передаваемом импульсе  $q \sim 4 \phi^{-1}$ . Приводится конкретная схема эксперимента в накопителе.

Еще одна информация о взаимодействии, взаимодействии на формфактор дейтона является более подробной, так как расчет сечения упругого рассеяния электронов представляет довольно сложную задачу. Кроме того, например, задача взаимодействия дейтона электронов в атомных ядрах является сложной, так как при взаимодействии дейтона с ядром необходимо учитывать не только взаимодействие дейтона с ядром, но и взаимодействие дейтона с электронами ядра.

Квадрупольный формфактор дейтона определяется в соответствии с упругим рассеянием электронов на дейтоне. Однако расчет сечения упругого рассеяния электронов на дейтоне в атомном ядре



І. В В Е Д Е Н И Е

В последнее время значительно возрос интерес к изучению поведения электромагнитных формфакторов дейтона на малых  $\sim 0.5 - 0,1\phi$  расстояниях. Это связано с тем, что на таких расстояниях поведение формфакторов существенным образом зависит от самого межнуклонного взаимодействия, в то время как на больших расстояниях они определяются, в основном, размерами дейтона. Межнуклонное взаимодействие для связанных состояний и для процессов упругого рассеяния в области энергий до порога рождения пиона удобно описывать с помощью потенциала. Однако, поскольку область энергий, где применимо такое описание, конечно, потенциал принципиально не может быть определен однозначно из данных по рассеянию. В настоящее время используется несколько потенциалов, которые одинаково хорошо описывают фазы упругого рассеяния нуклонов и статические параметры дейтона: радиус  $R=4,3\phi$  квадрупольный момент  $Q_D = 0,27 \phi^2$  и примесь  $D$  - состояния  $\sim 6 + 7\%$ . Эти потенциалы существенно различаются своим поведением на малых  $\sim 0,4\phi$  расстояниях. Одни из них (например потенциал Хамады-Джонстона /1/) обращаются в бесконечность на расстояниях  $0,4 - 0,5 \phi$  (жесткий кор), другие (например один из потенциалов Рейда /2/) являются гладкими и обращаются в бесконечность только в нуле, либо вообще конечны (мягкий кор). Различие в поведении потенциалов сказывается и в поведении волновых функций дейтона на малых расстояниях (рис. 1 /3/) и в свойствах многонуклонных ядер.

Причем информация о потенциалах, извлекаемая из формфакторов дейтона является более надежной, так как расчет свойств уже трехчастичных систем представляет довольно сложную задачу. Кроме того, измерение упругих формфакторов дейтона интересно и с точки зрения модели кварков, так как при передачах  $q \geq 3\phi$  дейтон уже можно рассматривать как систему из 6 кварков, что должно отражаться на поведении формфакторов /4/.

Электромагнитные формфакторы дейтона определяют в экспериментах по упругому рассеянию электронов на дейтоне. Сечение рассеяния электрона на неполяризованном дейтоне в однофотонном



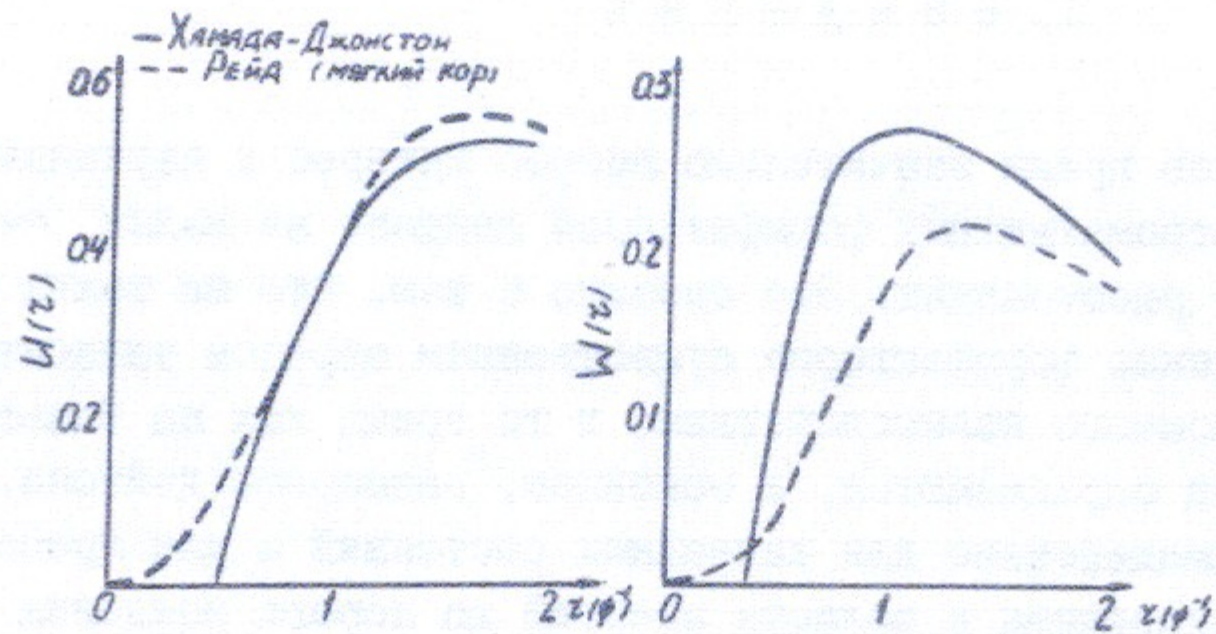


Рис. 1

Волновые функции дейтона для S и D состояния  $U(z)$  и  $W(z)$ , соответственно.

приближении имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \left[ A(q^2) + \frac{8}{9} \eta^2 \frac{\Theta}{2} B(q^2) \right] \quad (1)$$

где  $d\sigma_0/d\Omega$  - Моттовское сечение, а  $A(q^2)$  и  $B(q^2)$  являются комбинациями зарядового  $C_E$ , квадрупольного  $C_Q$  и магнитного  $C_M$  формфакторов дейтона.

$$A(q^2) = C_E^2(q^2) + \frac{8}{9} \eta^2 C_Q^2(q^2) + \frac{2}{3} \eta C_M^2(q^2) \quad (2)$$

$$B(q^2) = \frac{4}{3} \eta C_M^2(q^2) \quad \eta = \frac{q^2}{4M_d^2}$$

При рассеянии на небольшие углы измеряется только комбинация формфакторов  $A(q^2)$ . Значение величины  $A(q^2)$  приведено на рис. 2. В области значений квадрата передаваемого импульса  $q^2 \sim 0 - 10 \text{ ф}^{-2}$   $A(q^2)$  быстро убывает. В области значений  $10 - 35 \text{ ф}^{-2}$  падение замедляется. Медленное падение  $A(q^2)$  можно объяснить влиянием кора /4/. При этом, зарядовый формфактор дейтона при наличии кора должен иметь минимум при  $q \sim 3,5 - 4,5 \text{ ф}^{-1}$ , а плавность поведения  $A(q^2)$  объясняется заметным квадрупольным форм-

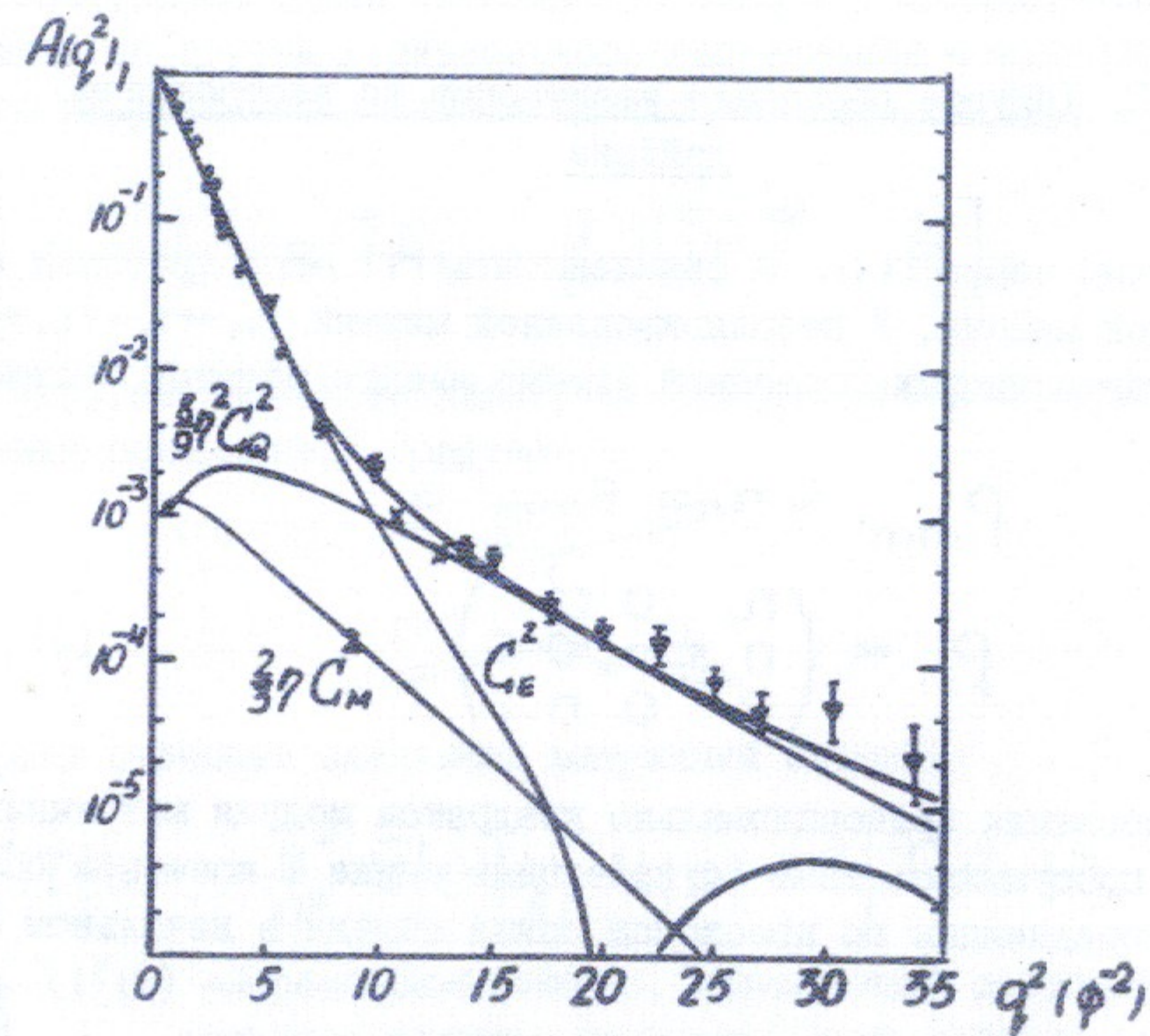


Рис. 2

Величина  $A(q^2)$  и вклады в нее от зарядового, квадрупольного и магнитного формфакторов для потенциала Хамады-Джонстона. Экспериментальные точки из работы /II/

фактором  $C_Q(q^2)$ , заполняющим этот минимум (рис. 2).

Таким образом, для проверки наличия кора необходимо провести отдельное измерение квадрупольного и зарядового формфакторов дейтона в этой области значений передаваемого импульса. Отдельное измерение квадрупольного формфактора интересно и при меньших передачах, так как оно дает дополнительную информацию о взаимодействии нуклонов в D волне, к которому оказываются чувствительными трехнуклонные системы /5/.

Раздельные измерения квадрупольного и зарядового формфакторов можно провести изучая рассеяние электронов на выстроен-



ном дейтоне, либо измеряя тензорную поляризацию дейтонов отдачи в случае невыстроенной мишени. Ниже мы будем обсуждать только первый случай.

## II. Упругое рассеяние электронов на выстроенном дейтоне

Обозначим через  $n_m$  - заселенность  $m$ -той проекции спина на дейтонной мишени. У неполяризованной мишени  $n_1 = n_0 = n_{-1} = 1/3$ . Для описания спиновых состояний удобно ввести матрицу плотности

$$\rho_{mm'} = n_m \delta_{mm'}$$

или

$$\rho = \begin{pmatrix} n_1 & 0 & 0 \\ 0 & n_0 & 0 \\ 0 & 0 & n_{-1} \end{pmatrix} \quad (3)$$

Сечение рассеяния пропорционально квадратам модуля матричных элементов просуммированным по проекциям спина в конечном состоянии и усредненным по проекциям спина мишени в начальном состоянии

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \sum_{mm'} \langle m | T | m' \rangle^* \langle m' | T | m \rangle n_m = \text{Sp}(T^+ T \rho) \quad (4)$$

где  $T$  - матрица рассеяния.

Матрицу плотности (3) удобно параметризовать следующим образом:

$$\rho = \frac{1}{3} + p I_z + \frac{Q}{2} \left( I_z^2 - \frac{2}{3} \right) \quad (5)$$

выделив из неё члены, отвечающие определенной тензорной структуре.

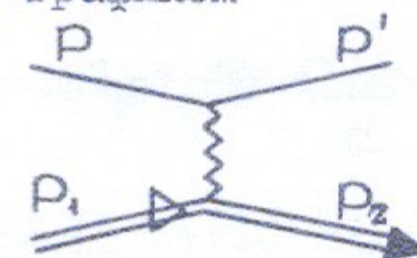
$$I_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad \text{матрица } Z \text{ проекции}$$

спина  $I$ . Величина  $p = \frac{n_1 - n_{-1}}{2}$  характеризует степень поляризации дейтона, а  $Q = 1 - 3n_0$  - степень выстроенности или квадрупольной поляризации состояния дейтона.

Выражение (5) для матрицы плотности написано в системе, где ось квантования спина совпадает с осью  $Z$ . Однако, его уже легко обобщить на случай произвольного направления оси квантования. Если это направление задается единичным вектором  $\vec{n}_0$ , то очевидно

$$\rho = \frac{1}{3} + p(\vec{I} \vec{n}_0) + \frac{Q}{2} \left[ (\vec{I} \vec{n}_0)^2 - \frac{2}{3} \right] \quad (6)$$

Упругое рассеяние электронов на дейтоне в однофотонном приближении описывается графиком



которому отвечает следующий матричный элемент:

$$\langle f | T | i \rangle = -\frac{e^2}{q^2} \bar{u}(p') \gamma_\mu u(p) \langle 2 | \hat{J}_\mu | 1 \rangle \quad (7)$$

Здесь  $u(p)$  - Дираковский спинор, описывающий состояние электрона,  $\hat{J}_\mu$  - оператор электромагнитного тока дейтона, а цифрами 1 и 2 обозначены начальное и конечное состояния дейтона.

В импульсном приближении матричные элементы электромагнитного тока  $\hat{J}_\mu$  равны /6/

$$\langle 2 | \hat{J}_0 | 1 \rangle = G_E(q^2) - 2\eta C_A(q^2) \left[ (\vec{I} \vec{n})^2 - \frac{2}{3} \right] \quad (8)$$

$$\langle 2 | \vec{J} | 1 \rangle = i [\vec{I} \times \vec{n}] \sqrt{\eta} C_M(q)$$

где инвариантные формфакторы  $C$  выражены через нуклонные формфакторы и волновые функции дейтона.

$$G_E(q^2) = [F_n(q^2) + F_p(q^2)] C_E(q^2)$$

$$G_A(q^2) = [F_n(q^2) + F_p(q^2)] C_A(q^2) \quad (9)$$

$$C_M(q^2) = \frac{M d}{M} \left\{ [F_p^{mag}(q^2) + F_n^{mag}(q^2)] C_S(q^2) + \frac{1}{2} [F_n(q^2) + F_p(q^2)] C_L(q^2) \right\}$$

Здесь  $F_p(q^2)$ ,  $F_p^{mag}(q^2)$ ,  $F_n(q^2)$ ,  $F_n^{mag}(q^2)$  - зарядовые и магнитные формфакторы протона и нейтрона соответственно, а



$\vec{n} = \vec{q}/|\vec{q}|$ . Для  $C$  имеем следующие выражения /7/

$$C_E(q^2) = \int_0^\infty [U^2(z) + W^2(z)] j_0\left(\frac{qz}{2}\right) dz$$

$$C_Q(q^2) = \frac{3}{2\eta} \int_0^\infty \left[ U(z)W(z) - \frac{W^2(z)}{2\sqrt{2}} \right] j_2\left(\frac{qz}{2}\right) dz$$

$$C_L(q^2) = \frac{3}{2} \int_0^\infty W^2(z) \left[ j_0\left(\frac{qz}{2}\right) + j_2\left(\frac{qz}{2}\right) \right] dz \quad (10)$$

$$C_S(q^2) = C_E(q^2) - \frac{2\eta}{3} C_Q(q^2) - C_L(q^2)$$

Формфакторы  $C$  нормированы очевидным образом:

$$C_E(0) = 1 \quad (11)$$

$$C_Q(0) = M_d^2 Q_d$$

$$C_L(0) = \frac{3}{2} P_d$$

Для дифференциального сечения рассеяния имеем:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|k f |T| i \rangle|^2}{16\pi} \delta(\omega - E_2 + E_1) \frac{M_d}{E_2} \frac{E'}{E} dE' \quad (12)$$

Подставляя  $\langle f | T | i \rangle$  в виде (7), находим

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mathcal{L}^2}{q^4} \frac{E'}{E} \frac{1}{1 + \frac{2E}{M_d} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \left[ \overline{P_M} \langle 2 | J_M | 1 \rangle^2 + q^2 \langle 2 | J_M | 1 \rangle^2 \right] \quad (13)$$

Здесь  $\theta$  - угол рассеяния, а  $E$  и  $E'$  - начальная и конечная энергии электрона,  $\overline{P_M} = P_M + P_M'$ . Усреднение в (13) понимается как шпур его произведения на спиновую матрицу плотности.

Произведя усреднение, после простых преобразований получаем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \overline{\frac{d\sigma}{d\Omega}} - q \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_q \quad (14)$$

где  $\overline{d\sigma}/d\Omega$  - сечение рассеяния на неполяризованном дейтоне (1). Квадрупольная часть сечения  $(d\sigma/d\Omega)_Q$  имеет вид<sup>x)</sup>

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_q = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \left\{ P_2(\vec{n} \vec{n}_0) \cdot \frac{\eta}{3} \left[ 4C_Q(q^2)(C_E(q^2) + \frac{\eta}{3} C_Q(q^2)) + (1+\eta) \eta q^2 \frac{\theta}{2} \right. \right.$$

$$\left. \left. \cdot C_M^2(q^2) \right] - \frac{1}{3} \eta C_M^2(q^2) P_2(\vec{\tau} \vec{n}_0) + 2\eta^{\frac{3}{2}} \left[ 1 + (1+\eta) \eta q^2 \frac{\theta}{2} \right]^{\frac{1}{2}} C_Q(q^2) C_M(q^2) \overline{P_2(\vec{n} \vec{n}_0) \vec{\tau} \cdot [\vec{n} \times \vec{n}_0]} \right. \quad (15)$$

где  $P_2(x)$  - 2-й полином Лежандра,  $\vec{n}_0$  - направление выстроенности, а  $\vec{\tau} = [\vec{p} \times \vec{p}'] / |\vec{p} \times \vec{p}'|$  - единичный вектор перпендикулярный плоскости рассеяния.

Используя (15) представим выражение (14) для сечения рассеяния в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 - Q\Lambda_1 P_2(\vec{n} \vec{n}_0) - Q\Lambda_2 P_2(\vec{\tau} \vec{n}_0) - Q\Lambda_3 (\vec{n} \vec{n}_0) \cdot \vec{\tau} [\vec{n} \times \vec{n}_0]) \quad (16)$$

и оценим величины  $\Lambda_1; \Lambda_2; \Lambda_3$ .

В  $\Lambda_2$  вклад дает только магнитный формфактор, который в области интересующих нас передач  $q \sim 1 + 5\phi^{-1}$  мал по сравнению с комбинацией зарядового и квадрупольного формфакторов, входящих с  $\Lambda_1$ . Во всей этой области  $\Lambda_2 \sim 0.03 \Lambda_1$ , поэтому им можно пренебречь. Величина  $\Lambda_3$  оказывается при  $q \sim 3 + 5\phi^{-1}$  порядка  $\Lambda_1$ , поэтому, если мы хотим извлечь только  $\Lambda_1$ , необходимо рассматривать углы рассеяния, для которых  $\vec{n}$  близко к  $\vec{n}_0$ , либо  $\vec{n} \perp \vec{n}_0$ . В пренебрежении вкладом магнитного формфактора

$$\Lambda_1 = \frac{4}{3} \eta \frac{C_Q (C_E + \frac{\eta}{3} C_Q)}{C_E^2 + \frac{8}{9} \eta^2 C_Q^2} \quad (17)$$

Графики для  $\Lambda_1$ , как функции  $q^2$ , рассчитанные для разных потенциалов /3/ и величины сечений рассеяния для энергий 2 и 7 ГэВ приведены на рис.3. Видно, что максимальная чувствительность к различным потенциалам проявляется в области  $q^2 \sim 15 + 40\phi^{-2}$ , что и определяет желательную область передач.

x) Этот результат получен совместно с П.Н.Исаевым.



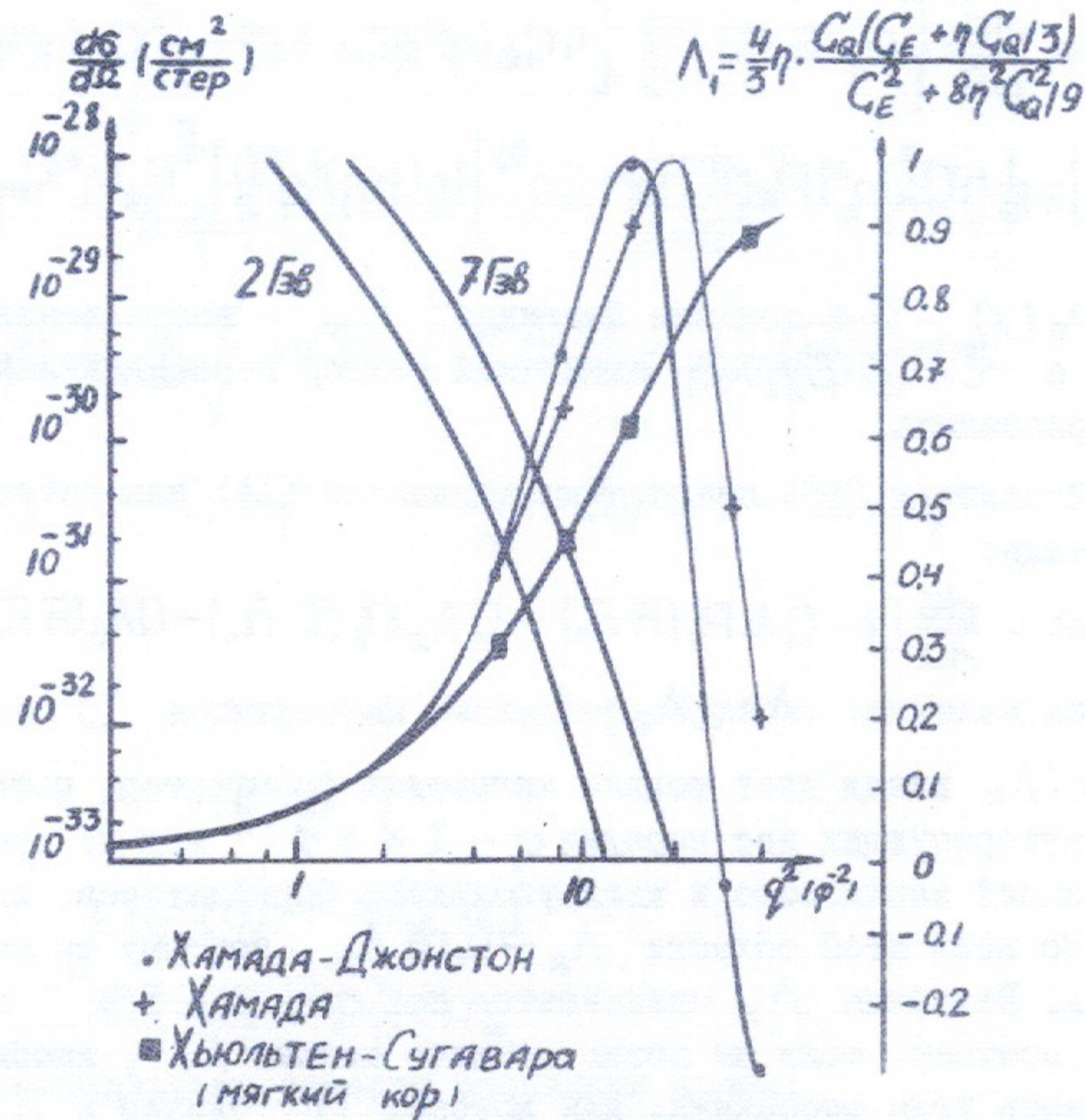


Рис. 3. Сечения упругого рассеяния электронов на дейтоне при энергиях 2 и 7 ГэВ накопителей ВЭПП-3 и ВЭПП-4 соответственно и величина  $\Lambda$  в зависимости от квадрата передаваемого импульса.

### III. Планируемый эксперимент по определению квадрупольного формфактора дейтона

Нам кажется естественной постановка обсуждаемого эксперимента в электронном накопителе с использованием выстроенной дейтериевой газовой мишени [8]. Для определения квадрупольного формфактора можно предложить следующую схему эксперимента (рис. 4).

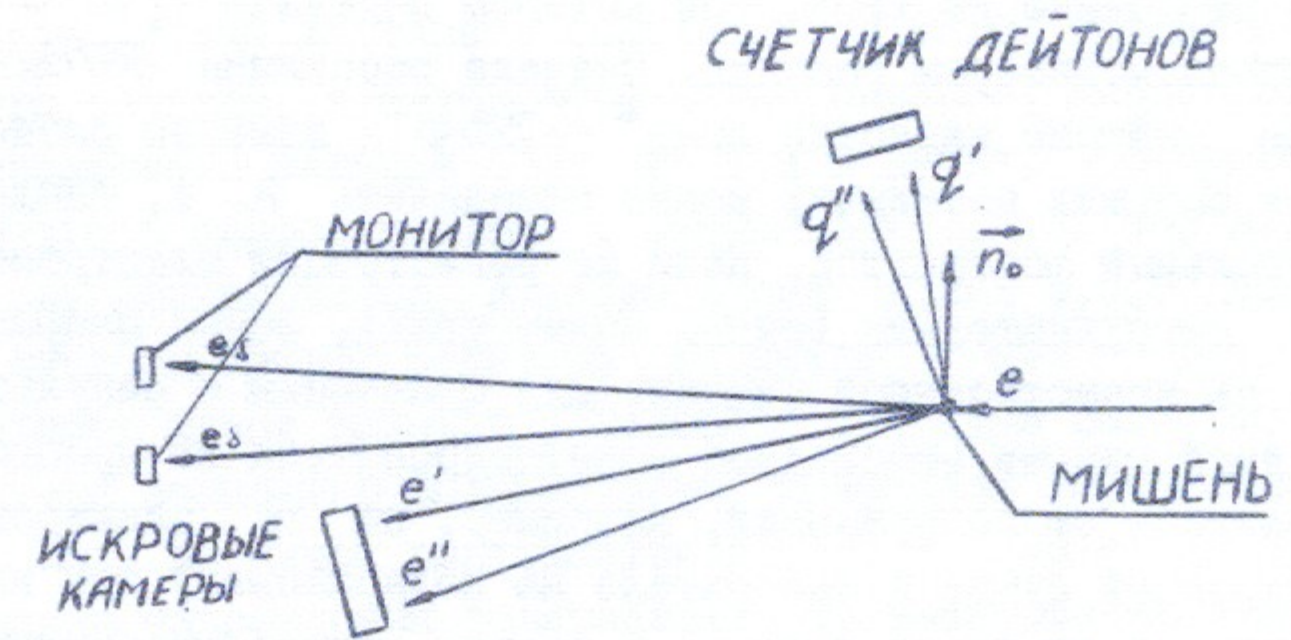


Рис. 4. Схема эксперимента

Предположим, что направление выстроенности  $\vec{n}_0$  дейтонов перпендикулярно направлению импульса падающего электрона и лежит в плоскости, перпендикулярной плоскости орбиты пучка в накопителе. Формула (16) для сечения рассеяния электронов в плоскости перпендикулярной направлению выстроенности имеет вид

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\perp = \left(\frac{\overline{d\sigma}}{d\Omega}\right) \left(1 + \frac{1}{2} Q \Lambda_1\right) \quad (18)$$

Для сечения рассеяния в плоскости выстроенности и оси пучка формула (16) запишется следующим образом

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\parallel = \left(\frac{\overline{d\sigma}}{d\Omega}\right) \left(1 - Q P_2(\vec{n} \vec{n}_0)\right) \quad (19)$$

При рассеянии электрона на небольшие углы  $\vec{n} \vec{n}_0 \sim 1$  и

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\parallel = \left(\frac{\overline{d\sigma}}{d\Omega}\right) (1 - Q \Lambda_1)$$

Запишем разность сечений для одной и той же передачи импульса в разных плоскостях

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\perp - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\parallel = \left(\frac{\overline{d\sigma}}{d\Omega}\right) \cdot \frac{3}{2} Q \Lambda_1 \quad (20)$$



При передачах  $q \leq 0.3\phi^{-1}$  величина  $\lambda_1 \leq 10^{-2}$ , разность сечений невелика и рассеяние на угол, при котором передача  $q \leq 0.3\phi^{-1}$  может являться монитором реакции. Сечение рассеяния  $d\sigma/d\Omega$  на невыстроенном дейтоне известно до  $q^2 \sim 35\phi^2$  и измеряя разность сечений при больших передачах можно определить  $\lambda_1$  и, следовательно, квадрупольный формфактор. Если же регистрация электронов с  $q \leq 0.3\phi^{-1}$  затруднительна (очень малые углы), можно набрать часть статистики на невыстроенной мишени. Для сравнения с результатами на выстроенной мишени необходимо мониторироваться на процесс, который не зависит от поляризации, например, на  $\delta$  электроны (если электронный пучок в накопителе не поляризован) или на тормозное излучение на ядрах мишени. В первом случае необходимо исключить неидентичность регистрирующей аппаратуры, что можно сделать поменяв её местами. Во втором случае в этом нет необходимости и можно ограничиться регистрацией электронов в одной плоскости.

Упругое  $e-d$  рассеяние идет в присутствии большого фона от процесса  $e+d \rightarrow e+p+n$ . Для его выделения можно применить совпадение вторичной (протона или дейтона) частицы с рассеянным электроном и по спектру вторичных частиц отделить упругое рассеяние от развала. Для регистрации вторичных частиц при малых целесообразно применить полупроводниковые счетчики, при больших передачах счетчики из сцинтилляционной массы.

В качестве мишени предполагается использовать струю выстроенного атомарного дейтерия. Схема мишени изображена на рис.5.

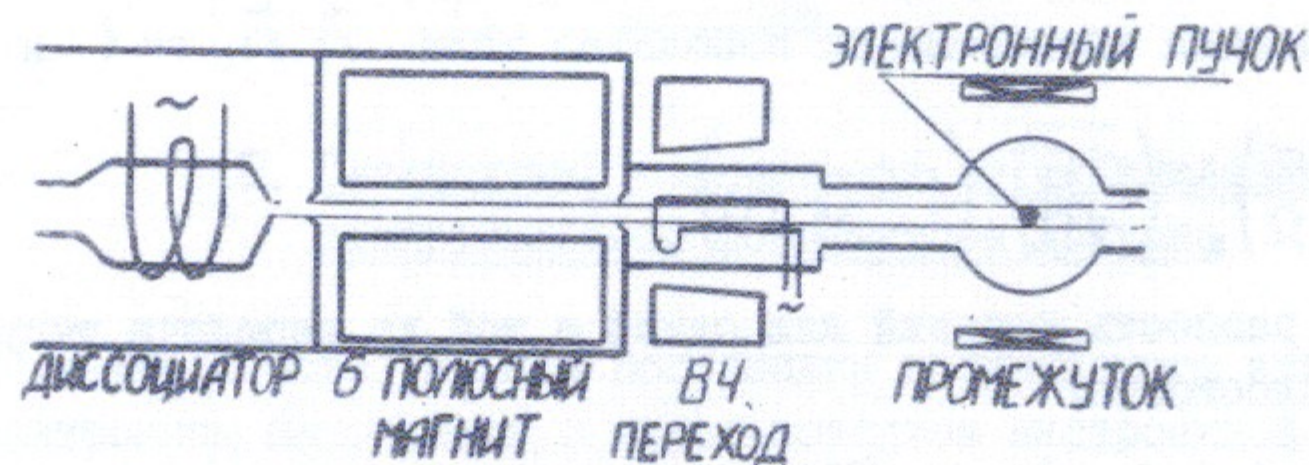


Рис.5. Схема дейтериевой выстроенной газовой мишени

На рис.6 приведена энергетическая диаграмма атома дейтерия в магнитном поле. Атомы дейтерия, получаемые в колбе с помощью высокочастотного разряда, пропускаются через сильное, неоднородное поле шестипольного магнита ( $H \sim z^2$ ) и в пучке, прошедшем через магнит будут в основном атомы в состояниях 1,2,3, так как в поле магнита они фокусируются, а атомы в состояниях 4,5,6 дефокусируются за счет различных магнитных моментов  $M = \mu_B g = -\frac{\partial E}{\partial H}$ . Если после магнита пучок выходит в сильное  $H \gg 1173$  поле, то электроны в пучке полностью поляризованы, а ядерная поляризация равна нулю. Если же пучок выпускается в слабое  $\sim 10 + 20$  э поле для фиксирования направления поляризации, то электронная поляризация за счет спин-орбитального взаимодействия переносится на ядерную. На рис.7 приведены значения заселенности состояний с проекциями спина  $+I, 0, -I$  в зависимости от величины внешнего магнитного поля. Для повышения выстроенности можно атомы, находящиеся в со-

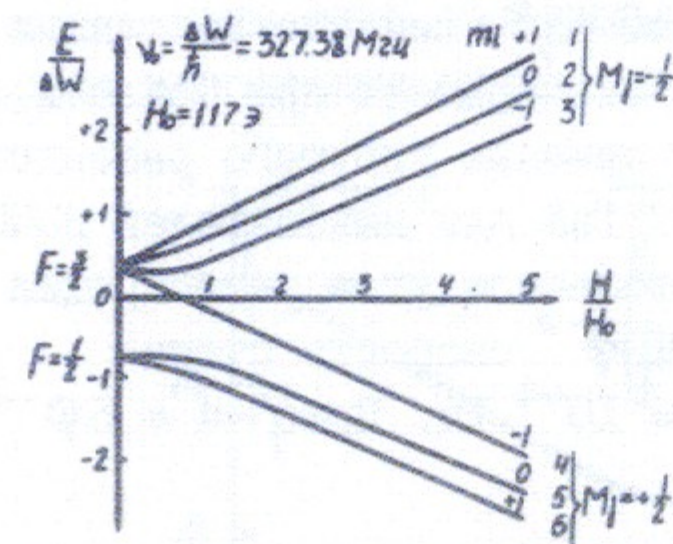


Рис.6. Схема энергетических уровней атома дейтерия в магнитном поле

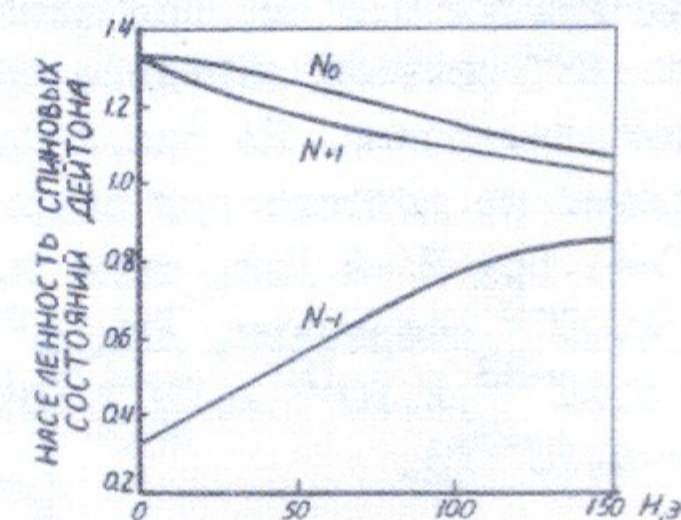


Рис.7. Зависимость населенности состояний с различными  $m_d$  от напряженности магнитного поля

стоянии 3 с помощью высокочастотного поля перевести в состояние 5. После такого перехода значения поляризации и выстроенности в сильном магнитном поле будут  $I/3$  и  $-I$  соответственно. Однако за счет распределения по скоростям не все атомы испытают переход и значение выстроенности будет несколько меньше. Так как наличие молекулярного дейтерия приводит к уменьшению выстроенности необходимо добиваться высокой степени диссоциации в разрядной колбе. Для этого необходимо поддерживать низкое  $\sim 1$  торр давление в колбе, что ухудшает формирование струи. При использовании капилля-



ров можно получить хорошо сформированную струю при малых расходах газа, однако, интенсивность струи невелика. Так в работе /9/ получена струя плотностью  $\sim 5 \cdot 10^{10}$  ат/см<sup>3</sup> на расстоянии 30 см от магнита. Применение соплового источника позволяет увеличить интенсивность, однако это приводит к использованию мощных насосов, что усложняет конструкцию. В работе /10/ получена струя дейтерия плотностью  $\sim 5 \cdot 10^{11}$  ат/см<sup>3</sup> и выстроенностью  $Q = 0.87$ . В этой конструкции применено охлаждение вытекающего газа до температуры жидкого азота (выигрыш в плотности  $\sim T^{-3/2}$ ). Апертура шестипольного магнита должна иметь достаточную откачку для дефокусирующихся атомов, чтобы исключить рассеяние на них атомов пучка. Применение сверхпроводящей обмотки позволит получить большее поле в магните (выигрыш в плотности  $\sim H$ ), а апертура магнита будет являться крионасосом. В таком источнике следует ожидать плотность  $\sim 10^{12}$  ат/см<sup>3</sup>.

Приведем оценки скорости счета эффекта при такой плотности и размере мишени 0.5 см. При фиксированном  $q^2$  сечение рассеяния растет  $\sim E^2$ , поэтому выгоднее проводить эксперимент при большей энергии электронов. На рис.3 приведены сечения упругого рассеяния электронов на дейтоне при энергии 2 и 7 ГэВ для накопителей ВЭП-3 и ВЭП-4. При  $E = 2$  ГэВ, токе 300ма и телесном угле регистрации  $\Delta\Omega = 2 \cdot 10^{-2}$  стерадиан, для  $q^2 \sim 8 + 10\phi^{-2}$  скорость счета  $S = 5 \cdot 10^{-33} \cdot 2 \cdot 10^{18} \cdot 2 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{12} \cdot 0,5 = 10^{-4}$  Гц. При  $q^2 \sim 4 + 5\phi^{-2}$   $S = 4 \cdot 10^{-3}$  Гц.

За время эксперимента  $\sim 10^6$  сек можно обеспечить статистическую точность определения сечения 10% для  $q^2 \sim 10\phi^{-2}$  и 2% для  $q^2 \sim 5\phi^{-2}$ , что достаточно, чтобы почувствовать различие, даваемое разными потенциалами (см.рис.3).

#### IV. Измерение поляризации электронного пучка в накопителе при рассеянии на поляризованной электронной мишени

Известно, что циркулирующие в накопителе электроны или позитроны со временем поляризуются за счет излучения ими фотонов. При изучении радиационной поляризации необходимо измерять степень поляризации пучка. Одним из возможных методов определения степени поляризации электронов пучка является их рассеяние на поляризо-

ванной электронной мишени /12/. В сечении рассеяния поперечно поляризованных электронов на поляризованной электронной мишени имеется азимутальная асимметрия, которая максимальна при параллельной (антипараллельной) ориентации спинов и угле рассеяния  $\pi/2$  в системе центра инерции ( $\theta_A = 1/\sqrt{E(M\phi)}$ ). Для проинтегрированных по углу рассеяния сечений

$$\sqrt{1/E(M\phi)} \operatorname{tg} \frac{\theta_c}{2} \leq \theta_A \leq \sqrt{1/E(M\phi)} \operatorname{ctg} \frac{\theta_c}{2}$$

коэффициент асимметрии  $P = \frac{\sin^2 \theta_c}{8 + \sin^2 \theta_c}$

При энергии электронов 1 ГэВ (сечение рассеяния  $1/E$ ) плотности электронов в мишени  $n_e = 10^{12}$  см<sup>3</sup> и размере 1 см, скорость счета в телесный угол 1 радиан в с.ц.и. равна приблизительно току пучка в пд, а полная асимметрия достигает  $\sim 20\%$ .

На рис.8 показаны апертура электронного пучка и направления рассеянных электронов при энергии 7 ГэВ в экспериментальном промежутке В накопителя ВЭП-4. Для регистрации рассеянных электронов можно применить подвижные сцинтилляционные счетчики, которые во время накопления пучка выводятся на большее расстояние.

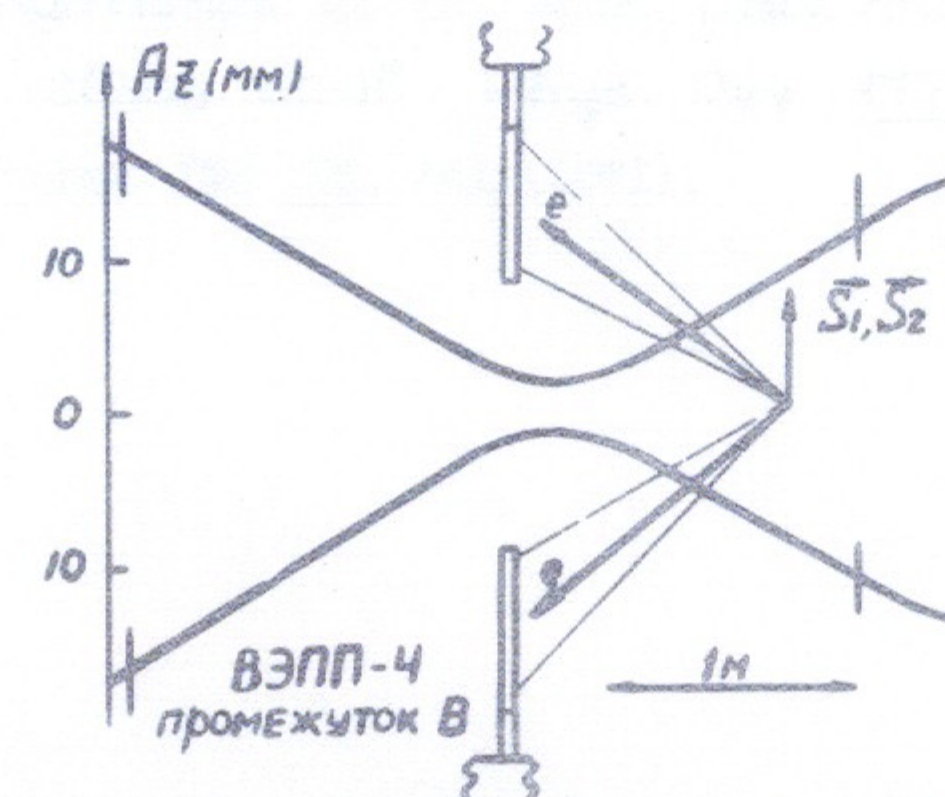


Рис.8. Апертура электронного пучка и траектории электронов, рассеянных на  $90^\circ$  в с.ц.и. при энергии 7 ГэВ в экспериментальном промежутке В накопителя ВЭП-4

В качестве поляризованной электронной мишени можно использовать электроны атомов пучка, получаемого в вышеописанной установке. Для этого достаточно выходящий из шестипольного магнита пуч-



чок атомов водорода выпускать в сильное 500 э магнитное поле. В этом случае электроны атомов будут полностью поляризованы. Для изменения направления поляризации электронов достаточно изменить направление магнитного поля.

Авторы благодарны Гречухину Д.П., обратившего наше внимание на возможность измерения квадрупольного формфактора, Войцеховскому Б.Б. и Шатунову Ю.М. за полезные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

- I. T. Hamada, Prog. Theor. Phys. 25, 247 (1961)
2. R.V. Reid. Jz. App. Phys (New-York) 50, 411 (1968)
3. M.J. Mozavcsik, P.Chosh Phys. Rev. Lett. 32, 321 (1974)
4. М.И.Стрикман, Л.Л.Франкфурт. Материалы X зимней школы ЛИЯФ по по физике ядра и элементарных частиц ч.П. стр.449, 1975.
5. J.S. Levinger, Acta Phys. 33, 135 (1973)
6. M. Couzdin, Nuovo Cim. 28, 533. (1963)
7. V.Z. Jankus, Phys. Rev. 102, 1586 (1956)
8. S.T. Belatev, G.J. Budker, S.G. Popov  
High energy physics and nuclear structure. New-York-London
9. Топорков Д.К. Дипломная работа. Новосибирск 1971. 1970 p.606
10. W. Schumacher et al. Nucl. Instz. and Meth. 127, 157 (1975)
- II. J.E. Elias et al. Phys. Rev. 177, 2075 (1969)
12. В.Н.Байер. УФН 105, 441 (1971).



Работа поступила - 30 июля 1976г.

---

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ

Подписано к печати 20.IX-1976г. МН 02972

Усл.1,0 печ.л., 0,85 учетн-изд.л.,

Тираж 200 экз. Бесплатно

Заказ № 85.

---

Отпечатано на ротапринте ИЯС СО АН СССР