

К-824

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P15 - 3504

М.И. Кривоустов, И.В. Сизов, Г. Ширмер, Г. Элер

ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛЯРИМЕТРА  
С КОЛЬЦЕВЫМ АНАЛИЗАТОРОМ  
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРОТОНОВ  
ИЗ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

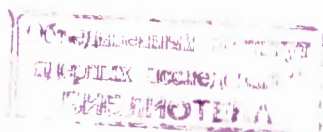
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

1967,

P15 - 3504

М.И. Кривоустов, И.В. Сизов, Г. Ширмер, Г. Элер

ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛЯРИМЕТРА  
С КОЛЬЦЕВЫМ АНАЛИЗАТОРОМ  
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРОТОНОВ  
ИЗ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ



5428/3 нр.

## В в е д е н и е

Современное положение в области ядерных реакций при низких и средних энергиях характеризуется тем, что с помощью существующих модельных представлений о механизме реакций можно успешно интерпретировать экспериментальные результаты лишь в тех случаях, когда преобладает один из механизмов протекания реакций. При изучении реакций, индуцированных тяжелыми ионами (He, Li, В, Ne и др.), в полное сечение дают вклад различные процессы. В реакции одновременно с заметной вероятностью происходят как процессы образования составного ядра, так и прямые процессы (срыв, подхват, выбивание и др.).

Из известных экспериментальных результатов можно получить сведения о структуре ядра и динамике процессов только тогда, когда установлен механизм реакции. На основании изучения только функций возбуждения и угловых распределений продуктов ядерных реакций не всегда удается сделать однозначное заключение о механизме процессов. Если спектроскопические характеристики состояний ядер, участвующих в реакции, неизвестны, то анализ экспериментальных результатов можно провести только с привлечением качественно новой информации.

Одним из источников такой информации является исследование поляризации частиц, образующихся в результате ядерной реакции, которая очень чувствительно зависит от квантовых чисел системы. Иногда достаточно провести измерения поляризации продуктов реакции при нескольких значениях энергии бомбардируемых ионов или при одной энергии, но при различных углах вылета частиц, чтобы сделать вполне надежные заключения о механизме исследуемой реакции.

В ядерных реакциях, включая и упругое рассеяние, вылетающей части-

ней может быть нуклон или частица, спин которых отличен от нуля. Из-за спин-орбитальной связи возникает поляризация частиц, зависящая от энергии бомбардирующих частиц и угла вылета продуктов реакции. Результаты поляризационных экспериментов служат бесспорным доказательством важности спин-орбитального взаимодействия. Теоретическое рассмотрение ядерных реакций, для которых уже проведено измерение поляризации и она оказалась значительной, нельзя проводить, основываясь только на простой гипотезе о центральном характере ядерных сил. Из сравнения экспериментальных значений поляризации с теоретическими расчетами, выполненными с учетом спин-орбитальной связи, можно получить дополнительные сведения об оптическом потенциале к тем, которые извлечены из результатов изучения упругого рассеяния частиц.

До настоящего времени выполнено большое число экспериментов по исследованию поляризации вылетающих нуклонов в реакциях с протонами, нейтронами и дейтонами. Изучение поляризации частиц, образующихся в реакциях с более тяжелыми ионами, только начинается. Пока опубликовано всего лишь две работы (1,2), посвященные исследованию поляризации протонов из реакций  $^{10}\text{B}(\text{He}^3, p_1)^{12}\text{C}$  и  $^{12}\text{C}(\text{He}, p_0)^{14}\text{N}$  с помощью методики измерения лево-правой асимметрии. Вследствие малых сечений образования протонов в этих реакциях точность определения поляризации очень мала. Повышение точности экспериментальных данных за счет значительного увеличения времени измерений имеет свои пределы, поэтому необходимы поиск и разработка новых методов измерения поляризации ядерных частиц, которые позволяют получить надежные результаты при одновременном сокращении длительности измерений.

Настоящая работа посвящена применению кольцевого рассеивателя-анализатора для измерения поляризации и экспериментальным результатам, полученным с помощью этой методики при исследовании поляризации протонов из реакции  $^{12}\text{C}(\text{He}, p_0)^{14}\text{N}$ .

Величину поляризации частиц можно определить двумя методами. Первый из них основан на измерении лево-правой асимметрии после рассеяния на угол  $\theta$  на "точечном" анализаторе, поляризационная способность  $P_{\Pi}(\epsilon, \theta)$  которого известна, и простом истолковании по обнаруженной асимметрии  $\eta$  величины поляризации  $P_1(E, \Theta)$ . Очевидно, что в такой методике используется только малая часть потока частиц, вылетающих в диапазоне углов  $\Theta \pm \Delta\Theta$ .

Второй, более общий, экспериментальный метод исследования поляриза-

ция базируется на сравнении интенсивностей частиц, которые измерены при различных углах рассеяния  $\theta_1$  и  $\theta_2$  с известными поляризационными способностями анализатора. По-видимому, самым эффективным воплощением этого принципа является схема эксперимента с кольцевой анализирующей мишенью. Здесь используется весь поток частиц, вылетающих из первой мишени в пространство, ограниченное двумя коаксиальными конусами с углами при вершинах  $\Theta_1$  и  $\Theta_2$  (см. рис. 1). Применение кольцевого рассеивателя-анализатора в десятки раз увеличивает число частиц, попадающих в детекторы после рассеяния при данных интенсивности пучка ионов, угле вылета частиц и толщине анализатора. В этой методике экспериментальные результаты необходимо приводить к одинаковой геометрии с учетом зависимости сечения упругого рассеяния от угла  $\theta$ .

Впервые кольцевой рассеиватель был применен Чэдвиком в классических опытах по определению электрического заряда ядер по рассеянию  $\alpha$ -частиц. Такая кольцевая рассеивающая мишень позже нашла широкое применение при изучении рассеяния нейтронов. Возможность использования кольцевого анализатора для исследования поляризации частиц обсуждалась Бринкманом<sup>/3/</sup> на Симпозиуме по поляризационным явлениям в Базеле (1960 г.). Однако, несмотря на явные преимущества этой геометрии, из-за экспериментальных трудностей и сложности расчетов поляризации, методика с кольцевым анализатором до сих пор не была применена в поляризационных экспериментах.

В Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований (Дубна) нами разработан кольцевой поляриметр и получены первые физические результаты. Основные требования, которые были сформулированы при создании этой методики, состояли в следующем:

- 1) возможность определения поляризации с хорошей точностью (в реакциях с малыми сечениями) при относительно малом времени работы ускорителя;
- 2) использование тонких мишеней, потери энергии в которых  $\Delta E$  должны быть меньше ширины резонансов  $\Gamma$  в функции возбуждения;
- 3) диапазон используемых углов  $\Delta\Theta$  должен быть достаточно малым;
- 4) возможность изучения поляризации протонов, соответствующих образованию возбужденных состояний конечного ядра.

Часть этих требований противоречива, поэтому необходимо было найти оптимальные соотношения между ними.

Ниже, в I части настоящей работы обсуждается принцип действия кольцевого поляриметра, приводятся точные и приближенные формулы для вычисления геометрического фактора, средней поляризационной способности анализатора и поляризации частиц; даются результаты расчетов оптимального соотношения между необходимой точностью определения поляризации и длительностью измерений; подробно анализируются две возможности измерений поляризации.

В части II описаны конструктивное выполнение поляриметра, методики приготовления мишеней и определение их толщины, характеристики применяемых детекторов; даются спектры протонов, иллюстрирующие измерения, и обсуждаются контрольные измерения с тремя детекторами; приводятся первые результаты исследования поляризации протонов из реакции  $^{12}\text{C} (^8\text{He}, p_0) ^{14}\text{N}$ , выполненного с помощью кольцевого поляриметра.

## Часть 1. Методика измерения поляризации протонов

### § 1. Принцип действия кольцевого поляриметра

Неполяризованный пучок ионов, ускоренных до энергии  $E_1$ , попадая на первую мишень, вызывает ядерные реакции, в результате которых образуются нуклоны и другие ядерные частицы. Схема поляриметра, в котором анализирующая мишень выполнена в виде кольца, показана на рис. 1. Ионы, прошедшие через мишень 1, попадают в ловушку 3.

Нуклоны, образовавшиеся в первой мишени и вылетающие из нее под углом  $\Theta$ , попадают на вторую, рассеивающую кольцевую мишень 4, которая установлена так, что направление падающих ионов перпендикулярно плоскости кольца и проходит через его центр. Дальнейшее рассмотрение кольцевой методики измерения поляризации проведено для случая, когда бомбардирующими частицами являются ионы  $^8\text{He}$ , а вылетающими - протоны, однако такая конкретизация не уменьшает достоинств и общности этого метода. С помощью мишени 4 анализируется направление спина протонов, поэтому вторая мишень называется анализатором. В качестве анализатора выбирают ядра со спином, равным нулю, и поляризационная способность которых для упруго рассеянных частиц существенно зависит от угла рассеяния. Геометрия расположения детекторов определяется в первую очередь рассеивающими свойствами анализатора.

Измерение поляризации протонов с помощью этого общего принципа основа-

но на сравнении интенсивностей, полученных двумя (или несколькими) детекторами, регистрирующими протоны, рассеянные на различные углы  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , для которых поляризационные способности анализатора известны с хорошей точностью. До проведения такого сравнения необходимо учесть различие в геометрии детекторов и зависимость сечения упругого рассеяния и поляризационной способности анализатора от угла  $\theta$ . Изменяя взаимное расположение первой мишени, анализатора и детекторов, можно выполнить подробное исследование поляризации протонов во всем диапазоне углов  $\Theta$  (см. рис. 1).

Расчет поляриметра с кольцевым анализатором, приведенный ниже, выполнен для конкретной реакции  $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p_0) ^{14}\text{N}$  - с использованием углерода в качестве анализирующей мишени. Однако метод расчета и полученные формулы для вычисления геометрического фактора и средней поляризационной способности анализатора применимы и для других реакций и анализирующих веществ.

## § 2. Обозначения величин, используемых в расчетах

$E_1$  - энергия ионов  $^3\text{He}$ , в лабораторной системе - (кэв),

$I_0$  - интенсивность пучка ионов  $^3\text{He}$ , падающих на первую мишень - (1/сек),

$\Delta E$  - толщина первой мишени - (кэв).

$E_2 = E_1 - \Delta E$  - энергия ионов  $^3\text{He}$ , прошедших через первую мишень, в лабораторной системе - (кэв),

$E_p$  - энергия протонов, вылетающих из первой мишени, в лабораторной системе - (кэв),

$\epsilon$  - энергия протонов после прохождения алюминиевой фольги, в лабораторной системе - (кэв),

$A_1, A_{II}$  - атомный вес первой мишени и анализатора, соответственно,

$N_A$  - число Авогадро, равно  $6,025 \cdot 10^{23}$  (моль $^{-1}$ ),

$\rho^*$  - плотность первой мишени и анализатора - (г/см $^3$ ),

$\rho_{Al}, \rho_{II}$  - поверхностная плотность алюминиевой фольги и анализирующей мишени - (мг/см $^2$ ),

$a$  - расстояние между плоскостями первой мишени и анализатора - (см),

$b_1, b_2$  - расстояние между плоскостями анализатора и первого и второго детекторов - (см),

$R_a$  - радиус детектора - (см),

$\Theta$  - угол вылета протонов из первой мишени, в лабораторной системе,

$\theta$  - угол рассеяния протонов на анализаторе, в лабораторной системе,

$r, \phi$  - полярные координаты на поверхности детектора,

$d\Omega_I, d\Omega_{II}$  - элементы телесных углов - (стерад),

$\sigma_I \equiv \frac{d\sigma_I}{d\Omega}, P_I \equiv P_I(E, \Theta)$  - дифференциальное сечение образования протонов в ядерной реакции (мбарн/стерад) и их поляризация - (%),

$\sigma_{II} \equiv \frac{d\sigma_{II}}{d\Omega}, P_{II} \equiv P_{II}(\epsilon, \theta)$  - дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов на анализаторе (мбарн/стерад) и его поляризация способность - (%).

$G_1, G_2$  - вычисляемые геометрические факторы для первого и второго детекторов,

$\bar{P}_{II1}, \bar{P}_{II2}$  - средняя поляризация способность анализатора для первого и второго детекторов.

### § 3. Расчет геометрического фактора

Точность измерения асимметрии с помощью кольцевого поляриметра определяется не только числом зарегистрированных импульсов (статистическая ошибка), но и возможными систематическими отклонениями, возникающими при приведении интенсивностей (которые получены детекторами, установленными под различными углами) к одинаковой геометрии.

Число протонов, попадающих за единицу времени на элемент чувствительной поверхности детектора из тех, которые образовались в элементе объема первой мишени и рассеялись на элементе объема анализатора, определяется следующим выражением

$$dN^0 = \frac{I_0 N_A^2}{A_I A_{II}} \rho_I^* dx_I \rho_{II}^* dx_{II} \frac{d\sigma_I}{d\Omega} \cdot \frac{d\sigma_{II}}{d\Omega} d\Omega_I d\Omega_{II} \quad (1),$$

где  $\rho_I^* dx_I = dE/f(E)$  и  $\rho_{II}^* dx_{II} = d\epsilon/f(\epsilon)$ , а  $dx_I$  и  $dx_{II}$  -элементы толщины первой мишени и анализатора соответственно.

Используя имеющиеся данные об ионизационных потерях заряженных частиц в веществе, для ионов  $^3\text{He}$  в диапазоне энергий 2500-4500 кэВ потери энергии в углеороде можно представить аналитической зависимостью

$$f(E) = 1878 \cdot \exp(-2,210 \cdot 10^{-4} E) \text{ кэВ} \cdot \text{мг}^{-1} \cdot \text{см}^2$$



и для протонов с энергией 4000 - 8000 кэв, прошедших через углеродный анализатор,

$$f(\epsilon) = 137,2 \cdot \exp(-1,324 \cdot 10^{-4} \epsilon) \text{ кэв.мг}^{-1} \cdot \text{см}^2.$$

Функции  $f(E)$  и  $f(\epsilon)$  получены с помощью формулы Бете-Блоха<sup>4,5/</sup> для потерь энергии заряженных частиц при прохождении их через вещество с использованием экспериментальных значений средних потенциалов ионизации<sup>6,7/</sup>. Элемент телесного угла  $d\Omega_I$  равен  $2\pi \sin \Theta d\Theta$ , а элемент  $d\Omega_{II}$ , определенный через полярные координаты на поверхности детектора, можно записать в виде

$$d\Omega_{II} = b T_1 dr d\phi, \quad \text{где } T_1 = r T_0^{-3},$$

а

$$T_0 = (b^2 + a^2 \operatorname{tg}^2 \Theta + r^2 - 2ar \operatorname{tg} \Theta \cdot \cos \phi)^{1/2}.$$

Угол рассеяния  $\theta$ , полярные координаты  $r$  и  $\phi$  и геометрические размеры связаны соотношением (см. рис. 1)

$$\cos \theta = (r \sin \Theta \cos \phi + b \cos \Theta - ar \Theta \sin \Theta) T_0^{-1}.$$

При определенной энергии ионов  $^3\text{He}$ , бомбардирующих мишень, и для выбранного диапазона углов  $\Theta_1 \leq \Theta \leq \Theta_2$ , а также при данной толщине первой мишени и анализатора полное число протонов  $N^0$ , попадающих на чувствительную поверхность детектора в единицу времени, определяется интегрированием выражения (1) по всем переменным. Проведя интегрирование, получим для  $N^0$  такую формулу:

$$N^0 = C \frac{b I_0}{A_I A_{II}} \int_{E_1}^{E_2} \frac{1}{f(E)} \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} \sigma_I(E, \Theta) \sin \Theta \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} \frac{1}{f(\epsilon)} \iint_{00}^{R_{II} \pi} \sigma_{II}(\epsilon, \theta) T_1 d\phi dr d\epsilon dE, \quad (2)$$

где константа  $C$  равна  $4,562 \cdot 10^{-12}$ . Пределы интегрирования по переменной  $\epsilon$  (действительные для протонов с энергией в диапазоне от 4000 до 8000 кэв) определяются выражениями:

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= a_0 \ln \{ \exp(a_1 E_p) - a_2 \rho_{Al} / \sin \Theta \} \\ \epsilon_2 &= \gamma_0 \ln \{ \exp(\gamma_1 \epsilon_1) - \gamma_2 \rho_{II} / \cos \Theta \} \end{aligned} \quad (3)$$

Подставляя в (2) приведенные выше формулы для подинтегральных функций и пределов интегрирования, можно для данного опыта вычислить  $N^0$ . Постоянные  $\alpha$  и  $\gamma$ , полученные с помощью функции  $f(\epsilon)$  для данных веществ и диапазона энергий протонов, имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= 7,886 \cdot 10^3 \text{ кэВ}^{-1}, & \gamma_0 &= 7,550 \cdot 10^3 \text{ кэВ}^{-1} \\ \alpha_1 &= 1,268 \cdot 10^{-4} \text{ кэВ}^{-1}, & \gamma_1 &= 1,324 \cdot 10^{-4} \text{ кэВ}^{-1}, \\ \alpha_2 &= 1,367 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \text{ мг}^{-1} & \gamma_2 &= 1,820 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \text{ мг}^{-1}. \end{aligned}$$

Из кинематики ядерной реакции находится кинетическая энергия протонов, вылетающих из мишени под углом  $\Theta$  по отношению к пучку падающих ионов,

$$E_p = \frac{I}{m_1 + m_2} \{ (m_1 m_1 E_1)^{1/2} \cos \Theta + [m_1 m_1 E_1 \cos^2 \Theta + (m_1 + m_2)(m_2 Q + (m_2 - m_1) E_1)]^{1/2} \}^2 \quad (4)$$

В случае реакции  $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p) ^{14}\text{N}$

$m_1$  - масса протона,

$m_2$  - масса ядра  $^{14}\text{N}$ ,

$E_1, m_1$  - кинетическая энергия и масса иона  $^3\text{He}$ ,

$Q$  - энергия указанного канала реакции, равная 4779 кэВ.

После нормирования экспериментальных значений  $N_1$  и  $N_2$  на соответствующие рассчитанные  $N_1^0$  и  $N_2^0$  получаются величины  $N_1^*$  и  $N_2^*$ , которые уже не зависят от геометрического положения детектора в камере поляриметра и рассеивающих свойств анализирующей мишени  $N_1^* = N_1 / N_1^0 = G_1 N_1$

и  $N_2^* = N_2 / N_2^0 = G_2 N_2$ .

$$\text{где} \quad G_1 = 1 / N_1^0 \quad \text{и} \quad G_2 = 1 / N_2^0. \quad (5)$$

По аналогии с методикой измерения лево-правой асимметрии можно и в случае кольцевого поляриметра определить асимметрию через приведенные интенсивности

$$\eta = \frac{N_1^* - N_2^*}{N_1^* + N_2^*} = \frac{G_1 N_1 - G_2 N_2}{G_1 N_1 + G_2 N_2} = \frac{N_1 - G N_2}{N_1 + G N_2} \quad (6)$$

В этой формуле  $N_1^*$  и  $N_2^*$  - нормированные приведенные интенсивности, а  $G = G_1 / G_2$  - единый геометрический фактор, зависящий от взаимного расположения первой мишени, анализатора и обоих детекторов.

Относительная ошибка в определении асимметрии  $\eta$  выражается следующей формулой

$$\frac{\Delta \eta}{\eta} = \frac{1 - \eta^2}{2 \eta} \left\{ \left( \frac{\Delta N_1}{N_1} \right)^2 + \left( \frac{\Delta N_2}{N_2} \right)^2 + \left( \frac{\Delta G}{G} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (7)$$

Конструктивное расположение мишени, анализатора и детекторов, а также расчет геометрического фактора должны быть выполнены с такой тщательностью и точностью, чтобы соблюдалось условие  $\frac{\Delta G}{G} \ll \frac{\Delta N}{N}$ , тогда точность определения асимметрии в основном определяется числом зарегистрированных импульсов  $N_1$  и  $N_2$ .

При исследовании степени поляризации частиц очень важным является вопрос о вкладе, который обусловлен приборной асимметрией. Так, при определении поляризации по измерению асимметрии после рассеяния "влево-вправо" источниками ложной асимметрии могут быть неточность изготовления поляриметрического блока и установки рассеивающей мишени, ошибки в юстировке прибора относительно ионного пучка, смещение центров детекторов относительно осей каналов и др. Поэтому необходимо проводить контрольные опыты и тщательное изучение влияния каждой из этих причин на величину измеренной асимметрии.

В поляриметре с кольцевым анализатором благоприятным образом почти полностью исключается возникновение приборной асимметрии, так как в такой геометрии эксперимента детекторы расположены на одной оси с пучком бомбардирующих ионов. Даже в случае, когда кольцевой поляриметр конструктивно будет изготовлен с недостаточно высокой точностью, вклад в найденную асимметрию, обусловленный этой причиной, существенно мал в силу того, что кольцевой поляриметр обладает аксиальной симметрией.

#### § 4. Вычисление поляризации $P_1(E, \Theta)$ и средней поляризационной способности анализатора

Между сечением упругого рассеяния нуклонов и их поляризацией имеется известная зависимость

$$\sigma_{II} \sim 1 + P_I P_{II} \cos \Phi ,$$

где  $\Phi$  - азимутальный угол.

Так как оба детектора регистрируют протоны, вылетающие из первой мишени под углом  $\Theta$ . то интенсивность, измеренная каждым детектором, будет пропорциональна сечению упругого рассеяния для тех углов, под которыми установлены детекторы, т.е.  $N^* \sim \sigma_{II}$ .

По аналогии с двойным рассеянием можно и в случае измерения поляризации протонов из реакции с помощью кольцевого поляриметра установить, что в детекторы попадают те протоны, упругое рассеяние которых на ядрах анализатора происходит в другую сторону по отношению к вылету протонов из первой мишени (слово "сторона" имеет здесь смысл - рассеяние "влево" или "вправо") - это означает, что азимутальный угол  $\Phi = \pi$ . и тогда можно записать

$$N^* \sim \sigma_{II} \sim 1 + P_I P_{II} \cos \Phi = 1 - P_I P_{II} , \quad (8)$$

Подставляя соотношение (8) в уравнение (6), получим формулу, связывающую асимметрию и поляризацию  $P_I(E, \Theta)$ <sup>x/</sup>

$$\eta = \frac{P_I (\bar{P}_{II1} - \bar{P}_{II2})}{P_I (\bar{P}_{II1} + \bar{P}_{II2}) - 2} , \quad (9)$$

где  $\bar{P}_{II1}$  и  $\bar{P}_{II2}$  - средние поляризационные способности анализатора, вычисление которых подробно обсуждается ниже.

Знак поляризации  $P_I(E, \Theta)$ , определенный через асимметрию (формулы (6) и (9)), находится в соответствии с Базельской конвенцией<sup>3/</sup> о положительном направлении поляризации ядерных частиц со спином 1/2.

---

<sup>x/</sup> Легко заметить, что в уравнении (9) содержится как частный случай и формула для нахождения поляризации по измерению лево-правой асимметрии. В этой методике угол упругого рассеяния  $\theta_1 = \theta_2$ , азимутальный угол для правого детектора  $\Phi = \pi$ , для левого  $-\Phi = 0$ , а поляризационная способность  $\bar{P}_{II1} = -\bar{P}_{II2} = \bar{P}_{II}$ , тогда выражение (9) принимает следующий вид

$$\eta = P_I \bar{P}_{II} .$$

Анализируя выражение (9), получим, что асимметрия  $\eta$  будет иметь оптимальное значение для таких углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , при которых числитель велик, а знаменатель мал. При оптимальном значении  $\eta$  будет наилучшей и относительная точность определения асимметрии. Разберем два возможных случая:

1. Если заранее известно, что величина поляризации имеет малое значение, тогда необходимо стремиться получить разность  $(\bar{P}_{\Pi 1} - \bar{P}_{\Pi 2})$  максимальной, т.е. помещать детекторы под такими углами  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , для которых величина  $\bar{P}_{\Pi 1}$  есть максимальная, а  $\bar{P}_{\Pi 2}$  - минимальная поляризационная способность.

2. Если для некоторой области углов предварительно известно, что поляризация  $P_i$  имеет большую величину, тогда существуют такие углы  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , для которых значение асимметрии будет оптимальным. Однако эти углы не обязательно соответствуют максимальной и минимальной поляризационной способности анализатора.

Практически выбор геометрии эксперимента производится с учетом угловой и энергетической зависимости сечения упругого рассеяния протонов на анализаторе, его поляризационной способности и благоприятного соотношения между измеренными значениями  $N_1$  и  $N_2$  (за оптимальное отношение принято

$$N_1 / N_2 = 0,2 \div 5).$$

Для наглядности преобразуем формулу (9), введя следующие обозначения:  
 $(\bar{P}_{\Pi 1} - \bar{P}_{\Pi 2}) \equiv \alpha$  и  $(\bar{P}_{\Pi 1} + \bar{P}_{\Pi 2}) \equiv \beta$ ,  
 тогда

$$\eta = \frac{P_i \alpha}{\beta P_i - 2} \quad \text{и далее} \quad P_i = \frac{2 \eta}{\beta \eta - \alpha} \quad (10)$$

Относительная ошибка в значении поляризации складывается из абсолютных ошибок поляризационных способностей анализатора для разных углов и относительной ошибки в определении асимметрии, вычисляемой по формуле (7),

$$\frac{\Delta P_I}{P_I} = \frac{1}{|\beta\eta - \alpha|} \left\{ \alpha^2 \left( \frac{\Delta\eta}{\eta} \right)^2 + (1+\eta)^2 (\Delta P_{II}^2 + \Delta P_{II2}^2) \right\}^{1/2} \quad (11)$$

Из этого уравнения следует возможность измерения поляризации с такой геометрией опыта, когда для одного из детекторов  $\bar{P}_{II} = 0$  (но  $\sigma_{II} \neq 0$ ), а абсолютная величина ошибки  $\Delta P_{II}$  имеет малое значение. Потребность в такой геометрии может возникнуть в том случае, когда необходимо улучшить соотношение между эффектом и фоном.

Предварительно было установлено, что конструктивно можно построить кольцевой поляриметр достаточно точно и что для данной геометрии можно с высокой точностью вычислить геометрический фактор  $G$  и средние поляризационные способности  $\bar{P}_{II}$ . Тогда в первую очередь представляет интерес только та часть относительной ошибки  $\Delta P_I / P_I$ , которая обусловлена статистикой измерения, т.е. используя уравнение (7), можно приближенно записать

$$\frac{\Delta P_I}{P_I} \approx \frac{\alpha(1-\eta^2)}{2\eta|\beta\eta - \alpha|} \sqrt{\frac{1}{N_1} + \frac{1}{N_2}} \quad (12)$$

Зависимость относительной статистической ошибки поляризации от асимметрии  $\eta$  и числа импульсов  $N_{min}$  ( $N_{min}$  — есть меньшее число из двух экспериментальных значений  $N_1$  и  $N_2$ ) показана на рис. 2. Этот график получен при предположении, что  $\alpha \gg \beta$  — это выполняется почти во всех случаях. Для получения поляризации с определенной точностью были произведены оценки числа импульсов, которые необходимо зарегистрировать, и длительности одного измерения. Полагая  $\alpha \approx 1$  и  $\beta \approx 0$ , что вполне допустимо, получим из уравнения (10)  $\eta \approx 0,5 P_I$ .

В табл. 1, помещенной в конце работы, приводится время измерений и набираемая статистика для определения поляризации с заданной точностью. Эти оценки проведены для опыта при энергии ионов  ${}^3\text{He}$ , равной 3 Мэв, интенсивности пучка  $I_0 = 10^{13}$  ионов в сек, толщине углеродной мишени  $\Delta E = 150$  кэв, диапазоне углов  $\Delta\theta = \pm 3^\circ$ , сечении образования протонов  $\sigma_I = 2$  мбарн/стерад. и эффективном телесном угле детектора  $\Omega = 5 \cdot 10^{-3}$  стерад. Среднее число импульсов для менее интенсивного пика при этих условиях составляло 3 имп/мин.

Например, в реакции  $^{12}\text{C}(\text{}^3\text{He}, p_0)^{14}\text{N}$  имеется энергетический интервал, в котором поляризационный эффект достигает величины более 40%; для определения поляризации протонов с точностью 20% в этой области длительность одного измерения должна составлять порядка часа.

Средняя поляризационная способность определяется как среднее значение функции  $P_{\text{II}}(\epsilon, \theta)$  при интегрировании по поверхности детектора, по толщине анализатора  $\Delta\epsilon$ , в диапазоне углов  $\Theta_1 \leq \Theta \leq \Theta_2$  и по толщине первой мишени  $\Delta E$ . Опуская подробности вычислений, ниже приводится выражение для вычисления средней поляризационной способности

$$\bar{P}_{\text{II}} = \frac{1}{\chi(\Delta E)} \int_{E_1}^{E_2} \frac{1}{f(E) \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} \sigma_1 \sin^2 \Theta d\Theta} \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} \sigma_1 \sin \Theta \frac{\epsilon_2 \int_{T_{23}}^{T_{24}} \sigma_{\text{II}} P_{\text{II}} \int_0^{T_{15}} T_2 d\psi d\theta}{\epsilon_1 f(\epsilon) \int_{T_{23}}^{T_{24}} \sigma_{\text{II}0} \int_0^{T_{15}} T_2 d\psi d\theta} d\epsilon d\Theta dE \quad (13)$$

При выводе этого уравнения предполагалось, что диаметр коллимированного пучка ионов, падающего на первую мишень, намного меньше расстояния между анализатором и мишенью. Интеграл  $\int T_2 d\psi$  имеет смысл некоторой функции веса, образующейся из элементов (узких криволинейных полосок) поверхности детектора, которые получаются при пересечении конуса (образованного вращением направления протонов, рассеянных под углом  $\theta$ , относительно направления протонов, падающих на анализатор) с чувствительной поверхностью детектора (см. рис. 1). В подинтегральных выражениях функции  $\chi(\Delta E)$  и  $\chi(\Theta)$  имеют следующий вид:

$$\chi(\Delta E) = \int_{E_1}^{E_2} \frac{dE}{f(E)} = 2.41 (\exp C_1 E_1) [\exp(-C_1 \Delta E) - 1],$$

$$\chi(\Theta) = \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} \frac{d\epsilon}{f(\epsilon)} = 55.0 (\exp \gamma_1 \epsilon_2 - \exp \gamma_1 \epsilon_1),$$

$$C_1 = 2,210 \cdot 10^{-4} \text{ кэВ}^{-1}, \quad \gamma_1 = 1,324 \cdot 10^{-4} \text{ кэВ}^{-1}.$$

Другие сокращения  $T_2 \dot{T}_{14}$  под знаком интеграла и сокращения  $T_{15} \dot{T}_{24}$  в пределах интегрирования приведены в конце настоящей работы в Приложении 1. Интегрирование по  $\epsilon$  производится в пределах, вычисляемых по уравнениям (3).

Приведенные выше рассуждения относятся к расчету и применению кольцевой геометрии для измерения поляризации протонов, вылетающих из мишени под углами меньше  $90^\circ$ . Однако эта методика с успехом может быть использована для изучения поляризации и в диапазоне углов больше  $90^\circ$ . Для этого необходимо применить кольцевые детекторы, через отверстие в центре которых проходит пучок ионов к первой мишени. В такой схеме эффективная поверхность детектора есть кольцо с "тенью" от трубки, в которой проходит ионный пучок. Расчет геометрического фактора  $G$  и средней поляризационной способности  $\bar{P}_{II}$  выполняется с более сложными пределами интегрирования, соответствующими этой области углов. Полученные для  $G$  и  $\bar{P}_{II}$  уравнения имеют в этом случае громоздкий вид - поэтому выше были приведены формулы только для  $\theta < 90^\circ$ .

Принципиальные трудности возникают лишь для углов, близких к  $90^\circ$  ( $75^\circ < \theta < 115^\circ$ ) из-за ухудшения энергетического разрешения и невозможности оптимального расположения второго детектора в камере поляриметра.

#### § 5. О двух возможностях измерения поляризации с использованием кольцевого анализатора

Основная идея измерения поляризации с помощью кольцевого поляриметра состоит в том, что для двух углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$  можно ожидать различные интенсивности в зависимости от разных  $\bar{P}_{II}$  и  $\sigma_{II}$ . После приведения результатов измерений  $N_1$  и  $N_2$  к одинаковой геометрии становится возможным определение асимметрии  $\eta$  (по формуле (6)); при этом величины  $N_1$  и  $N_2$  не надо нормировать на монитор, так как оба детектора одновременно регистрируют протоны, рассеянные на одной и той же анализирующей мишени.

Имея из эксперимента значения  $N_1$  и  $N_2$  и вычислив по формулам (2) и (5) геометрические факторы  $G_1$  и  $G_2$ , можно с помощью уравнений (6) и (7) определить асимметрию и ее относительную ошибку. Далее, используя выражение (13), находят средние поляризационные способности  $\bar{P}_{II1}$  и  $\bar{P}_{II2}$ , а по формулам (10) и (11) вычисляют поляризацию и ее относительную ошибку.

Вторая возможность определения поляризации состоит в том, что при одной и той же геометрии опыта проводится два измерения с одним детектором, но с второй рассеивающей мишенью, выполненной для каждого измерения из разных веществ. В первом измерении детектор устанавливают под таким углом



$\theta$ , для которого поляризация способность  $\overline{P}_{11}^C$  будет максимальной (в случае использования в качестве анализирующей мишени углеродной пленки). Для второго измерения выбирается такая рассеивающая мишень, для которой при известных сечениях упругого рассеяния протонов  $\sigma_{11}(\epsilon, \theta)$  во всем диапазоне изменения  $\epsilon$  и  $\theta$  имеет место  $P_{11}(\epsilon, \theta) \equiv 0$ . Этому требованию удовлетворяют, например, ядра золота. Имея результаты таких двух измерений  $N^C$  и  $N^{Au}$ , из уравнения (6) определим асимметрию  $\eta$

$$\eta = \frac{N^C - G^{Au} N^{Au}}{N^C + G^{Au} N^{Au}}, \quad \text{где} \quad G = \frac{G^{Au}}{G^C}$$

Для вычисления геометрических факторов  $G^{Au}$  и  $G^C$ , используя выражение (2), получим следующие формулы:

$$G_C^{-1} = 3,170 \cdot 10^{-14} b_1^C \int_0^{E_2} \frac{1}{f(E)} \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} \sigma_1 \sin \Theta \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} \frac{1}{f(\epsilon)} \int_0^R \int_0^\pi \sigma_{11}^C T_1 d\phi dr d\epsilon d\Theta dE \quad (14)$$

$$G_{Au}^{-1} = 1,557 \cdot 10^{-5} b_1^{Au} \int_0^{E_2} \frac{1}{f(E)} \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} \sigma_1 \sin \Theta \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} \frac{1}{f(\epsilon)_{Au}} \int_0^R \int_0^\pi \frac{T_1}{\epsilon^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} d\phi dr d\epsilon d\Theta dE$$

Так как упругое рассеяние протонов на ядрах золота ( $Au^{197}_{79}$ ) практически является только кулоновским, то сечения рассеяния определяются известной формулой Резерфорда

$$\sigma_{11}^{Au} = \frac{8,0696 \cdot 10^9}{\left( \epsilon \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)^2}$$

Для анализирующей мишени, выполненной из золота, функция ионизационных потерь протонов  $f(\epsilon)$  вычисляется по формуле

$$f(\epsilon)_{Au} = 44,7 \cdot \exp(-0,980 \cdot 10^{-4} \epsilon) \text{ кэВ/мг.см}^{-2},$$

которая применима в диапазоне энергии протонов  $4000 \leq \epsilon \leq 8000$  кэВ. Пределы интегрирования по переменной  $\epsilon$  в уравнениях (14) находятся следующим образом:

$\epsilon_1$  определяется по формуле (3), а для  $\epsilon_2^{Au}$  будет

$$\epsilon_2^{Au} = \beta_0 \ln \{ \exp(\beta_1 \epsilon_1) - \beta_2 \rho_{II}^{Au} / \cos \Theta \} , \quad \text{кэВ}$$

где

$$\beta_0 = 1,02 \cdot 10^4 \text{ кэВ}^{-1}$$

$$\beta_1 = 0,08 \cdot 10^{-4} \text{ кэВ}^{-1}$$

$$\beta_2 = 4,38 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{мг}^{-1}$$

Вычисления функции  $f(\epsilon)_{Au}$  и констант  $\beta$  проводится также как и функций  $f(E)$ ,  $f(\epsilon)$  и констант  $\alpha$ ,  $\gamma$  (см. замечание на стр. 9-10).

Подставляя в уравнение (10)  $\bar{P}_{II1} = \bar{P}_{II}^C$  и  $\bar{P}_{II2} = \bar{P}_{II}^{Au} \approx 0$  /8/ получим формулу, связывающую асимметрию и поляризацию,

$$P_I = \frac{2\eta}{\bar{P}_{II}^C (\eta - 1)} \quad (15)$$

Так как в этом случае указанные два измерения проводятся одновременно, то теперь необходимо нормировать экспериментальные результаты на одинаковое число падающих на первую мишень ионов  $^3\text{He}$ , которое пропорционально числу частиц, зарегистрированных мониторным детектором в обоих измерениях, Мониторный детектор, установленный под углом  $85^\circ$  к направлению падающих ионов, измеряет прямой спектр протонов из реакции. При таком мониторинговании автоматически отпадает необходимость введения поправки на увеличение толщины мишени при длительной бомбардировке ее ускоренными ионами.

Практически же в этих двух измерениях устанавливается не один, а два детектора, которые позволяют одновременно получить данные для вычисления двух независимых значений поляризации  $P_I$  для протонов, вылетающих под одним углом  $\Theta$ . Таким опытом контролируется точность методики кольцевого поляриметра, правильность полученных формул для  $G$  и  $\bar{P}_{II}$  и надежность проведенных вычислений. Эта схема реализуется в тех случаях, когда невозможно оптимальное размещение второго детектора или когда из-за малости сечения упругого рассеяния необходимо проводить измерения в течение длительного времени.

## § 6. Приближенные формулы для вычисления $G$ и $\bar{P}_{II}$ .

Применение кольцевого анализатора позволяет расширить круг исследуемых задач и сократить время, необходимое для проведения одного опыта. Увеличение эффективности использования пучка ионов получается одновременно с неизбежным усложнением расчетов, при помощи которых определяется поляризация протонов. Точные расчеты геометрического фактора и средней поляризационной способности из-за большого объема вычислений возможны только с использованием электронно-вычислительной машины. До выполнения таких расчетов на ЭВМ при планировании и проведении экспериментов, а также для определения поляризации  $P_I$  вычисление геометрического фактора  $G$  и средней поляризационной способности  $\bar{P}_{II}$  проводится по приближенным формулам, полученным при следующих предположениях:

1. В диапазоне энергии  $E_2 \leq E \leq E_1$  и углов  $\Theta_1 \leq \Theta \leq \Theta_2$  дифференциальное сечение образования протонов  $\sigma_1(E, \Theta)$  в реакции  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p_0)^{14}\text{N}$  считается постоянным, тогда  $\sigma_1$  выносится за знак интегралов, а при вычислении  $G = G_1/G_2$  и  $\bar{P}_{II}$  - сокращается (см. уравнения (2) и (13)).

2. При достаточно тонкой первой мишени диапазон изменения энергии ионов  $^3\text{He}$   $E_2 \leq E \leq E_1$  намного меньше пределов изменения энергии протонов  $\epsilon_2 \leq \epsilon \leq \epsilon_1$ . Поэтому все вычисления проводятся с некоторой средней энергией  $E$ , тогда интеграл по  $E$  отсутствует.

3. От интегрирования по поверхности детектора (координаты  $r$ ,  $\phi$  или  $\theta$ ,  $\psi$ ) можно перейти к интегрированию только по  $r$ , считая, что кривая второго порядка с большим радиусом кривизны, образованная пересечением конуса вращения с рабочей поверхностью детектора и соответствующая одному углу  $\theta$  (эквивалентная  $\theta$ -линия), есть прямая линия. Это значительно упрощает вычисления интегралов по поверхности детектора (см. также замечания на стр. 15 и рис. 1).

В наших измерениях сделанные допущения являются достаточно оправданными, поэтому вычисления поляризации по приближенным формулам не будут существенно отличаться от значений, полученных по точным уравнениям.

При использовании предположений 1-3 из уравнений (2) и (13) для вычисления геометрического фактора и средней поляризационной способности анализатора, получаются следующие формулы:

$$G^{-1} = b \sum_{\ell} \frac{1}{f(\epsilon_{\ell})} \sum_j \sin \Theta_j \sum_k \sigma_{jk}(\epsilon_{\ell}, \theta_{jk}) F_{jk} \quad (16)$$

$$\bar{P}_{II} = K \sum_{\ell} \frac{1}{f(\epsilon_{\ell})} \sum_j \sin \Theta_j \frac{\sum_k \sigma_{II}(\epsilon_{\ell}, \theta_{jk}) P_{II}(\epsilon_{\ell}, \theta_{jk}) F_{jk}}{\sum_k \sigma_{II}(\epsilon_{\ell}, \theta_{jk}) F_{jk}}$$

где  $K$  и  $F_{jk}$  определяются приведенными ниже выражениями:

$$K = \frac{|\epsilon_2 - \epsilon_1| \Delta E}{N_{\epsilon} \chi(\Delta E) \chi(\bar{\Theta}) f(E) \sum_j \sin \Theta_j}$$

Здесь  $N_{\epsilon}$  - число интервалов, на которое разбивается вся область изменения энергии протонов  $\epsilon_2 \leq \epsilon \leq \epsilon_1$ .

$$F_{jk} = \left\{ \frac{R_a^2 - r_k^2}{[b^2 + (\text{atg} \theta_j - r_k)^2]^3} \right\}^{1/2}$$

$$\theta_{jk} = \Theta_j + \text{arctg} \left( \frac{\text{atg} \Theta_j - r_k}{b} \right)$$

Суммирование в формулах (16) проводится в следующих пределах:

$$\Theta_1 \leq \Theta_j \leq \Theta_2, \quad \epsilon_2 \leq \epsilon_j \leq \epsilon_1 \quad \text{и} \quad -R_a \leq r_k \leq +R_a$$

В точных и приближенных формулах для вычисления  $G$  и  $\bar{P}_{II}$  имеются функции  $\sigma_I(E, \Theta)$ ,  $\sigma_{II}(\epsilon, \theta)$  и  $P_{II}(\epsilon, \theta)$ , нахождение которых подробно обсуждается в части II настоящей работы.

## Часть II. Экспериментальные результаты

§ 1. Определение значений функций  $\sigma_I(E, \Theta)$ ,  $\sigma_{II}(\epsilon, \theta)$   $P_{II}(\epsilon, \theta)$ .

Вычисление поляризации протонов проводится по формуле (10) с использованием экспериментальных результатов  $N_1$  и  $N_2$ , значений геометрического фактора  $G$  и средней поляризационной способности  $\bar{P}_{II}$ , которые определяются из уравнений (2) и (13). Для нахождения  $G$  и  $\bar{P}_{II}$  необходимо интегрировать функции  $\sigma_I(E, \Theta)$ ,  $\sigma_{II}(\epsilon, \theta)$  и  $P_{II}(\epsilon, \theta)$  в относительно большом диапазоне энергий и углов. Указанные выше функции должны быть известны с хорошей точностью и измерены с малыми интервалами углов и энергий, так как большие ошибки в этих входных данных приведут к определению поляризации  $P_I(E, \Theta)$  с плохой точностью.

Угловые распределения дифференциальных сечений образования протонов  $\sigma_I(\Theta)$  из реакции  $^{12}\text{C}(^8\text{He}, p_0)^{14}\text{N}$  в диапазоне энергий ионов  $^8\text{He}$  от 2 до 3,5 Мэв измерены только при нескольких значениях энергии. На рис. 3а приведены результаты измерений Бромли и др.<sup>/9/</sup> при 2,41; 2,51 и 2,86 Мэв, Джонстона и др.<sup>/10/</sup> при энергии ионов  $^8\text{He}$  2,50; 3,00 и 3,25 Мэв и Куана и др.<sup>/11/</sup> при 2,49; 2,88 и 2,99 Мэв. Этих имеющихся сведений об угловых распределениях протонов недостаточно для обработки результатов поляризационных экспериментов по следующим причинам:

1) абсолютные значения сечений и вид угловых распределений по данным разных авторов даже для очень близких энергий существенно различаются (см. рис. 3а при энергии 2,5 и 3,0 Мэв);

2) расстояния по энергетической шкале между измеренными угловыми распределениями очень большие – это делает невозможным проведение какой-либо надежной интерполяции между известными значениями  $\sigma_I(E, \Theta)$ .

С целью получения подробных и более точных данных о дифференциальных сечениях образования протонов в реакции  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p_0)^{14}\text{N}$  было проведено изучение этой реакции при энергии ионов  $^3\text{He}$  выше 2,2 Мэв с малыми шагами по энергии –  $\Delta E$  и углу –  $\Delta\Theta$ . Результаты, полученные для группы протонов  $p_0$ , иллюстрируются рис. 3б. Подробное описание методики этого эксперимента и обсуждение результатов изучения  $p_0$  и других групп протонов, образующихся в результате реакции  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p)^{14}\text{N}$ , будет опубликовано в ближайшее время в отдельной работе; здесь же приведены угловые распределения  $p_0$ -протонов в диапазоне энергий от 2,40 до 3,20 Мэв.

На рис. 3б можно заметить, что дифференциальное сечение имеет сильную зависимость от энергии ионов  $^8\text{He}$ , так что использование в расчетах только одной средней энергии будет заметно сказываться на точности определения поляризации. Сечения упругого рассеяния протонов  $\sigma_{\text{II}}(\epsilon, \theta)$  на углероде в диапазоне энергий 4–9 Мэв исследовались во многих лабораториях<sup>/12-16/</sup>, а поляризация протонов при упругом рассеянии<sup>/17-28/</sup>. В наших расчетах использовались данные о поляризационной способности углерода, опубликованные Моссом<sup>/29/</sup>, которые намного точнее результатов более ранних работ<sup>/17-28/</sup>.

Используя экспериментальные данные о сечении  $\sigma_{\text{II}}(\epsilon, \theta)$ <sup>/12-16/</sup> и о поляризации  $P_{\text{II}}(\epsilon, \theta)$ <sup>/29/</sup>, мы составили интерполированные таблицы с одинаковыми шагами по энергии и углам. Значения  $\sigma_{\text{II}}$  и  $P_{\text{II}}$  известны с точностью, достаточной для расчетов геометрического фактора и средней поляризационной способности анализатора. Необходимые промежуточные значения получаются путем двухмерной линейной интерполяции. Такие таблицы представляют "международные" средние значения, которые можно будет дополнять и улучшать по мере появления новых, более точных и более полных экспериментальных результатов. Таблицы значений  $\sigma_{\text{II}}(\epsilon, \theta)$  и  $P_{\text{II}}(\epsilon, \theta)$  приведены в конце настоящей работы. Их можно привлекать для проведения приближенных расчетов относительно возможности наблюдения поляризационных эффектов в неизученных реакциях. С использованием этих таблиц была произведена обработка наших экспериментальных результатов изучения поляризации протонов в реакции  $^{12}\text{C} (^8\text{He}, p_0) ^{14}\text{N}$ , полученных с помощью кольцевого поляриметра (см. рис. 8).

## § 2. Конструктивное выполнение поляриметра. Мишени. Детекторы. Фон.

Описанный в 1 части работы поляриметр с кольцевой анализирующей мишенью изготовлен в виде цилиндрического поляриметрического блока (диаметр 160 мм, длина 300 мм), помещенного в вакуумную камеру. На одной из торцевых стенок блока в специальном устройстве устанавливается коллиматор и углеродная мишень. Анализирующая мишень и полупроводниковые детекторы укрепляются на кольцевых держателях, которые, в свою очередь, монтируются на трех стальных стержнях.

Измерение поляризации частиц, вылетающих под любыми углами  $\theta$ , а также оптимальное геометрическое расположение детекторов по отношению к

анализатору при измерении поляризации под данным углом  $\Theta$  достигается подбором втулок определенной длины, которые помещаются на стержнях между кольцевыми держателями.

С целью остановки пучка ускоренных ионов  $^3\text{He}$ , прошедших через первую мишень, установлена ловушка. Между мишенью и анализатором имеется алюминиевая фольга, которая предотвращает попадание на анализирующую мишень ионов  $^8\text{He}$ , рассеянных на ядрах первой мишени, и  $\alpha$ -частиц, образующихся в ядерных реакциях. Кроме этого, между мишенью, анализатором и детекторами устанавливаются диафрагмы, формирующие пучок протонов в исследуемом диапазоне углов  $\Theta_1 \leq \Theta \leq \Theta_2$  и задерживающие частицы, рассеянные на стенках и держателях.

Все части поляриметрического блока, изготовленные с высокой точностью и тщательно собранные, как описано выше, обеспечивают такую аксиальную симметричность поляриметра, которая исключает появление в измеряемом поляризационном эффекте заметного вклада, обусловленного приборной асимметрией.

## Мишени

Выбор толщины первой мишени для изучения поляризации протонов определяется в основном теми предварительными сведениями о механизме исследуемой реакции, которые известны из функций возбуждения и угловых распределений вылетающих частиц. Так, при преобладании в механизме изучаемой реакции прямых процессов поляризация продуктов реакции мало зависит от энергии бомбардирующей частицы, поэтому в таких случаях можно использовать относительно толстые мишени. Если же основным является механизм образования составного ядра, то можно ожидать сильную зависимость поляризации протонов от энергии. Тогда для надежного анализа результатов поляризационных измерений очень важно, чтобы толщина мишени  $\Delta E$  была меньше ширины резонансного состояния составного ядра.

Функции возбуждения реакции  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p)^{14}\text{N}$  в диапазоне энергий ионов  $^3\text{He}$  от 2 до 5 Мэв имеют явно выраженную резонансную структуру (с резонансами, имеющими ширину 200 - 300 кэв). Поэтому все наши измерения поляризации протонов выполнены с углеродными мишенями толщиной от 100 до 180 кэв. Фрагмент функции возбуждения  $p_0$ -канала реакции, измеренной при  $\Theta = 34 \pm 3^\circ$ , показан в верхней части рис. 8 (штриховая линия).

Необходимые мишени с поверхностной плотностью 80-150  $\mu\text{г}/\text{см}^2$  приго-

товлялись из специальной углеродной эмульсии, которая содержала небольшое количество лака. При выливании такой эмульсии в дистиллированную воду на поверхности воды образуется пленка в виде равномерного тонкого слоя; далее эта пленка высаживалась на металлическое кольцо и подогревалась в вакуумной печи — при этом происходило обугливание лака. Приготовленная таким образом самоподдерживающаяся мишень устанавливалась в специальном держателе перпендикулярно ионному пучку. Углеродные мишени из эмульсии выдерживают ток ионов  ${}^3\text{He}$  порядка  $5 \text{ } \mu\text{а}$  при энергии  $3 \text{ Мэв}$  и диаметре ионного пучка около  $3 \text{ мм}$  при длительной непрерывной работе. С целью предотвращения попадания примесей на мишень перед поляриметром установлена ловушка, наполняемая во время работы жидким азотом.

Для проведения вычислений поляризации очень важно знать толщину первой мишени  $\Delta E$ , так как ею определяется предел интегрирования  $E_2$  в уравнениях (2) и (13). Большая ошибка в определении энергии  $E_2$  будет сильно влиять на точность расчетов, особенно в случае резкой энергетической зависимости дифференциального сечения образования протонов  $\sigma_1(E, \Theta)$ .

Толщина первой мишени определялась по смещению определенного протонного пика из ядерной реакции. Этот метод является более точным и удобным по сравнению с методом определения толщины мишени с помощью  $\alpha$ -источника и состоит в следующем:

во-первых, устанавливается очень тонкая углеродная мишень (толщиной порядка  $20 \text{ кэв}$ ), с помощью которой измеряется спектр протонов, определяется полуширина пиков  $p_0$  и  $p_1$  и их взаимное энергетическое расположение. Для измерений использовался полупроводниковый детектор с наилучшим (из имеющихся у нас) энергетическим разрешением  $\sim 80 \text{ кэв}$ , установленный под углом  $85^\circ$  по отношению к направлению пучка ионов, падающих на первую мишень. Определение абсолютных значений полуширин пиков в кэв основано на нормировании по энергетическому расстоянию между пиками, соответствующими группам протонов  $p_0$  и  $p_1$ , которое из кинематики реакции  ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, p){}^{14}\text{N}$  (см. формулу (4)) равно  $2150 \text{ кэв}$ ;

во-вторых, после определения энергетического разрешения при той же самой геометрии опыта устанавливается мишень, которая будет использована для измерения поляризации протонов и толщину которой необходимо определить, и производится второе измерение.



Этот метод определения толщины мишеней иллюстрируется рис. 4. Во втором измерении полуширина пиков будет больше чем  $H_0$  и из спектров можно сразу найти  $H$  в кэв. Необходимо подчеркнуть, что измерение толщины мишеней должно проводиться при такой энергии бомбардирующих ионов, для которой сечение образования протонов  $\sigma_1(E, \theta)$  мало зависит от энергии (для реакции  $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p) ^{14}\text{N}$  такая энергия составляет около 3 Мэв).

С хорошим приближением можно считать, что пик полушириной  $H$  получается "наложением" большого числа пиков с некоторой одинаковой амплитудой и полушириной  $H_0$ , причем форму этих пиков можно экстраполировать треугольником. Математическая обработка суммарного эффекта наложения таких пиков приводит к следующему уравнению:

$$\frac{\Delta E}{H_0} = 1,98 \sqrt{\frac{H}{H_0}} - 1,06 \quad (17)$$

Эта формула применима при  $0,5 \leq \frac{\Delta E}{H} \leq 2,5$   
и соответственно при

$$1,1 \leq \frac{H}{H_0} \leq 2,5$$

Так, для примера, приведенного на рис. 4, расчет толщины мишени по формуле (17) дает значение  $\Delta E = 163 \pm 3$  кэв.

Для анализа поляризации протонов с энергией до 10 Мэв можно использовать углерод, являющийся очень эффективным анализатором. При более высоких энергиях становится возможным применение других ядер (железо, цинк, никель), так как поляризационная способность таких ядер при упругом рассеянии протонов растет с увеличением энергии.

В измерениях поляризации протонов из реакции  $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p) ^{14}\text{N}$  в качестве анализирующей мишени применялась кольцеобразная пленка, приготовленная из углеродной эмульсии. Эта пленка имеет следующие размеры: наружный диаметр 130 мм, внутренний диаметр 40 мм, а поверхностная плотность анализирующих мишеней, используемых в разных опытах, изменялась от 6 до 30 мг/см<sup>2</sup>. Поверхностная плотность пленки определялась взвешиванием, однако предел интегрирования  $\epsilon_2$  можно получить с достаточной точностью. Углеродная пленка укреплялась в специальном кольцевом держателе, обеспечивающем симметричность расположения анализирующей мишени в поляриметре.

Так как в кольцевом поляриметре нельзя применить методику совпадений, то преимущество такой геометрии по сравнению с методикой изучения поляризации по измерению асимметрии рассеяния "влево - вправо" можно реализовать лишь при хорошем разделении эффекта, обусловленного поляризацией, от фона. Это возможно благодаря использованию поверхностно-барьерных детекторов, толщина чувствительного слоя которых соответствует пробегу протонов, образующихся в реакции.

Выбор полупроводниковых детекторов определяется в основном возможностью надежного отделения поляризационного эффекта от фона и в меньшей степени - энергетическим разрешением, так как последнее существенно зависит от геометрии и толщины мишени и анализатора. Чувствительный объем поверхностно-барьерного детектора всегда оптимально мал, что обеспечивает малую величину фона по сравнению с литий-дрейфовыми детекторами.

На рис. 5а показано, как изменяется спектр протонов, образующихся в реакции  $^{12}\text{C}(\text{}^8\text{He}, p)^{14}\text{N}$ , при уменьшении напряжения на поверхностно-барьерном детекторе от 180 до 20 в. При напряжении 180 в толщина чувствительного слоя меньше пробега  $p_0$ -протонов и поэтому пик  $p_0$  находится ближе к пику  $p_1$  и имеет большую ширину, т.е. при толщине чувствительного слоя детектора больше длины пробега  $p_0$ -протонов этот пик находился бы на большем расстоянии от пика  $p_1$  и имел бы меньшую ширину. С уменьшением напряжения на детекторе положение пика  $p_0$  смещается в сторону меньших энергий и при 60 в пик  $p_1$  оказывается крайним справа и хорошо изолированным от  $p_0$  и  $p_2$  пиков. Такая возможность перемещения высокоэнергетического пика при соответствующем выборе напряжения на поверхностно-барьерном детекторе позволяет производить "обращение" спектра (так, при напряжении 20 в в спектре протонов наблюдается следующий порядок пиков -  $p_0$ ,  $p_2$ ,  $p_1$ ). Именно это свойство поверхностно-барьерных детекторов позволяет изучать поляризацию частиц, соответствующих образованию возбужденных состояний конечного ядра. При исследовании поляризации  $p_1$ -протонов на форму пика, отвечающего протонам этой группы, уже не будет влиять фон, обусловленный группой  $p_0$ .

Из этой серии измерений получена зависимость рабочей толщины чувствительного слоя детектора от напряжения на нем (рис. 5б), которая вместе с графиком ионизационных потерь протонов в материале детектора используется для определения оптимального напряжения на поверхностно-барьерном детекторе.

В различных геометриях после рассеяния на анализаторе протоны падают на поверхность детектора под разными углами. Поэтому оправа, в которой устанавливается детектор, конструировалась так, чтобы при угле  $(\theta - \Theta) < 70^\circ$  не было эффекта "затенения" рабочей поверхности детектора. С помощью  $\alpha$ -источника были выполнены измерения, показавшие, что в диапазоне углов  $0-70^\circ$  имеет место косинусоидальная зависимость эффективности детектора от угла падения  $\alpha$ -частиц.

В контрольных опытах производилась перестановка местами первого и второго детекторов - при этом было установлено, что оба детектора, применяемые для измерения поляризации, обладают одинаковой эффективностью регистрации протонов.

При проведении экспериментов необходимо свести к минимуму посторонний фон от реакций на ядрах примесей в первой мишени и от частиц, рассеянных на стенках камеры поляриметра, на держателях анализаторной пленки и детекторов и на оправках, в которых помещены детекторы. Между первой мишенью и анализатором расположены диафрагмы, которые пропускают протоны, вылетающие из мишени в диапазоне углов  $\Theta \pm \Delta\Theta$ . Перед каждым детектором установлено по одной диафрагме, которые позволяют уменьшить число фоновых частиц, попадающих в детекторы.

Нейтроны, образующиеся в реакции  $^{12}\text{C}(\text{He}, \text{n})^{14}\text{O}$  и вылетающие из мишени, могут явиться дополнительным источником фона, так как возможно протекание реакций  $(\text{n}, \text{p})$  и  $(\text{n}, \alpha)$  на материале детектора.

### § 3. Спектры протонов после рассеяния на анализирующей мишени

Все спектры протонов, которые обсуждаются в настоящей работе, были измерены следующей схемой регистрации. Протоны, рассеянные на анализирующей (углеродной) мишени, попадают в полупроводниковые поверхностно-барьерные детекторы. Импульсы, образующиеся в разных детекторах, поступают в предусилители, усилители и далее подаются через специальную кодирующую схему в разные блоки памяти 4096 (512x8)-канального амплитудного анализатора.

На рис. 6 для иллюстрации показаны спектры протонов, рассеянных на анализирующей мишени, которые получены в трех опытах; слева - спектр протонов, измеренный первым детектором, справа - вторым детектором. Так как

первый детектор находится ближе к мишени, которая является источником фона, то, как видно из рис. 6, для него наблюдается большой фон.

Для любой геометрии эксперимента всегда выполняется соотношение  $\theta_1 > \theta_2$ . Это означает, что для протонов, регистрируемых первым детектором, будут большие эффективные толщины анализирующей мишени и большие флуктуации потерь энергии по сравнению с протонами, попадающими во второй детектор. Поэтому на спектре первого детектора не видно группы протонов  $p_1$ , так как они в большинстве опытов попадают в область значительного фона; кроме этого, наблюдается уширение пика  $p_0$ .

Геометрию эксперимента (т.е. углы рассеяния  $\theta_1$  и  $\theta_2$ ) выбирают с учетом не только физических характеристик анализатора  $\sigma_{II}(\epsilon, \theta)$  и  $P_{II}(\epsilon, \theta)$ , но и из требования произвести надежное выделение поляризационного пика  $N_1$  от фона. Тогда практически в любом случае пик второго детектора можно выделить лучше, чем пик, измеренный первым детектором.

Спектры I и II на рис. 6 измерены при  $\Theta = 34 \pm 3^\circ$  и различаются только энергией бомбардирующих ионов. Из этих спектров видно, что с ростом энергии уменьшается ширина протонного пика, а меньшая интенсивность группы  $p_1$  (спектр II) обусловлена очень малым сечением образования  $p_1$ -протонов в области энергий, близких к 2940 кэВ.

При измерении поляризации протонов для угла  $\Theta = 70 \pm 3^\circ$  и использовании анализатора меньшей толщины можно получить хорошо изолированные пики. Результат одного такого измерения приведен на спектре III рис. 6.

#### § 4. Контрольные измерения с тремя детекторами

Возможность исследования поляризации методикой поляриметра с кольцевым анализатором, а также надежность и точность расчетов по определению поляризации  $P_I(E, \Theta)$  можно контролировать как сравнением с результатами работ, выполненных методикой измерения лево-правой асимметрии, так и следующими экспериментальными способами:

1. Определением степени поляризации протонов из двух независимых опытов, выполненных при одной и той же геометрии, но с рассеивающими мишенями из различных веществ, например, из золота и углерода. Этот способ описан на стр. 17-18.

2. Постановкой контрольного опыта, в котором в качестве рассеивающей мишени взято вещество, имеющее для протонов с данной энергией поляризационную способность  $P_{II}(\epsilon, \theta) \equiv 0$ . Тогда, как следует из уравнения (8), асимметрия равна нулю. Для постановки такого опыта необходимо знать с хорошей точностью отношение дифференциального сечения упругого рассеяния, включая и ядерное, к резерфордскому сечению ( $\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ пол} / \frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ резерф.}$ ). С другой стороны, проведя измерения и получив  $N_1$  и  $N_2$ , можно по формулам (2) и (6), а также по формуле (8) вычислить асимметрию. В результате такого расчета должно получиться  $\eta = 0$ . Одно такое измерение было сделано с рассеивающей мишенью, выполненной из золота ( $P_{II}^{AU} \equiv 0$ ). Вычисленная асимметрия в пределах статистических ошибок получилась равной нулю.

3. Проверкой методики с помощью эксперимента по двойному упругому рассеянию протонов на углероде (т.е. двойное  $p - {}^{12}\text{C}$  рассеяние); первая мишень при этом бомбардируется протонами, ускоренными до энергии 5-7 Мэв.

4. Проведением измерений поляризации с помощью трех детекторов. Этот способ контроля методики подробно обсуждается ниже.

Число возможных в принципе геометрий эксперимента по измерению поляризации зависит от вида функции поляризационной способности анализатора  $P_{II}(\epsilon, \theta)$ , а также от приемлемого размещения детекторов в камере поляриметра. Выбор конкретной геометрии опыта будет рассмотрен на примере с углеродным анализатором.

На рис. 76 показан качественный ход поляризации  $P_{II}(\epsilon, \theta)$  и сечения упругого рассеяния протонов на углероде  $\sigma_{II}(\epsilon, \theta)$ . Существует три угла  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  и  $\theta_3$ , под которыми можно наилучшим образом установить детекторы. С помощью комбинаций детекторов Д1-Д2 и Д2-Д3 можно получить два независимых определения поляризации  $P_1$  для одного и того же угла реакции  $\Theta$ . Независимость этих результатов следует из того, что они получены при разных геометриях с различными  $G$  и  $\bar{P}_{II}$ . Их сравнение может служить надежным контролем точности построения геометрии опыта и расчетов по вычислению значения поляризации, т.е. надежной проверкой всей методики кольцевого поляриметра. Такое контрольное измерение было выполнено для угла  $\Theta = 46^\circ$ . Значения  $P_1$ , полученные первый раз с помощью Д1-Д2 детекторов и второй раз с помощью Д2-Д3 детекторов, в пределах статистических ошибок совпадают. Этот результат свидетельствует о надежности определения поляризации при помощи поляриметра с кольцевой анализирующей мишенью.

На рис. 7а показана векторная схема поляриметра с кольцевой геометрией и оптимально возможное положение трех детекторов под углами, отвечающими экстремумам функции поляризационной способности углеродного анализатора. Черные стрелки указывают положительное направление поляризации, определенное в соответствии с Базельской конвенцией<sup>/3/</sup>

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}_0 \times \vec{k}_1}{|\vec{k}_0 \times \vec{k}_1|} \quad \text{или} \quad \vec{n} = \frac{\vec{k}_1 \times \vec{k}_2}{|\vec{k}_1 \times \vec{k}_2|},$$

где  $\vec{k}_0$ ,  $\vec{k}_1$  и  $\vec{k}_2$  - волновые векторы падающих ионов, протонов, вылетающих из первой мишени, и протонов, рассеянных на анализаторе, соответственно (см. рис. 1). Заштрихованные стрелки характеризуют направление спина протонов либо после реакции, в результате которой они вылетают поляризованными, либо при упругом рассеянии неполяризованных протонов на анализаторе, в результате которого происходит поляризация протонов.

В приведенной на рисунке 7 таблице даются все возможные комбинации из поляризаций  $P_I$  и  $P_{II}$ . При  $P_I > 0$  происходит уменьшение числа регистрируемых импульсов  $N_2$  под углом  $\theta_2$  по сравнению с рассеянием неполяризованных протонов (условно за  $N \equiv 1$  принято значение, когда  $P_I \equiv 0$ ), если же  $P_I < 0$ , то число  $N_2$  увеличивается. Отсюда можно сформулировать следующее общее правило: при одинаковых знаках поляризаций  $P_I$  и  $P_{II}$  будет происходить уменьшение, а при разных знаках  $P_I$  и  $P_{II}$  - увеличение числа зарегистрированных протонов по сравнению с числом неполяризованных протонов, которые рассеиваются на анализаторе с поляризационной способностью  $P_{II}$ .

Одновременное использование данных о  $\sigma_{II}$  и  $P_{II}$  позволяет рассчитать относительные интенсивности протонов, регистрируемых детекторами, помещенными в экстремумы функций  $P_{II}(\epsilon, \theta)$ ,

$$N \sim \sigma_{II} \Omega (1 - P_I P_{II}).$$

Результаты приближенного расчета для примера на рис. 7б приведены в следующей таблице:

значение поляризации $P_{II}$	знак $P_I$		Относительный телесный угол $\Omega$
	$P_I = +1$	$P_I = -1$	
$P_{II1} = -0,4$	$N_1 = 3,6$	$N_1 = 1,6$	$\Omega_1 = 1,0$
$P_{II2} = +0,6$	$N_2 = 0,2$	$N_2 = 0,8$	$\Omega_2 = 0,6$
$P_{II3} = -0,6$	$N_3 = 1,1$	$N_3 = 0,3$	$\Omega_3 = 0,2$

Из этой таблицы видно, что интенсивности, рассчитанные из оптимального расположения детекторов (т.е. оптимальных углов), значительно различаются, и, следовательно, не будут оптимальными с точки зрения статистики. При выборе геометрии эксперимента необходимо стремиться к такому соотношению между интенсивностями, которое будет обеспечивать определение поляризации с наилучшей точностью (см. уравнения (7), (11) и замечание на стр. 13).

### § 5. Измерение поляризации протонов из реакции $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p_0)^{14}\text{N}$ .

Преимущества кольцевой геометрии можно лучше всего заметить по статистике проведенных опытов, в которых исследовалась поляризация группы протонов, соответствующей образованию основного состояния конечного ядра  $^{14}\text{N}$  в реакции  $^{12}\text{C} + ^3\text{He}$ . Было проведено 15 измерений поляризации при энергии ионов  $^3\text{He}$  от 2,5 до 3,3 Мэв и в диапазоне углов 20–75°.

Набираемая статистика измерений определялась желанием получить значения поляризации с точностью лучше 10% и приемлемой длительностью одного опыта, которая зависит от стабильности работы электростатического генератора. В этих 15 измерениях, выполненных за 160 часов работы ускорителя, двумя детекторами было зарегистрировано 75000 импульсов, что в среднем составляло 8 импульсов в минуту.

Первые результаты измерения поляризации с помощью разработанной методики кольцевого поляриметра иллюстрируются рис. 8. Расчеты поляризации выполнены по приближенным формулам (16). Подробное обсуждение энергетической и угловой зависимости поляризации протонов в реакции  $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p_0)^{14}\text{N}$

будет опубликовано после выполнения точных расчетов геометрического фактора и средней поляризационной способности.

На основании функций возбуждения и угловых распределений дифференциальных сечений образования протонов в реакции  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p)^{14}\text{N}$ , измеренных в работах/9-11/ и в настоящей работе (стр. 21 и рис. 36) можно только заключить, что в протекании этой реакции имеют место как образование составного ядра, так и прямые процессы. Фрагмент схемы уровней, которые возбуждаются в реакции  $^{12}\text{C} + ^3\text{He}$ , показан на рис. 9.

В работе/11/ Куан и др. установили, что при  $E = 2990$  кэВ наблюдаются хорошо изолированный резонанс шириной 125 кэВ. При предположении, что происхождение этого резонанса обусловлено образованием составного ядра, анализ экспериментальных данных дал для состояния ядра  $^{16}\text{O}$  с энергией возбуждения 14460 кэВ квантовые характеристики  $5/2^+$ .

На рис. 8 приведены результаты измерения поляризации протонов из реакции  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p_0)^{14}\text{N}$  при энергиях ионов  $^3\text{He}$ , охватывающих область указанного резонанса. В верхней части этого рисунка показана энергетическая зависимость поляризации протонов (сплошная кривая), измеренная при  $\Theta = 34 \pm 3^\circ$ ; там же приводится функция возбуждения  $p_0$ -канала (штриховая линия), измеренная при этом угле. Степень поляризации протонов была определена при следующих энергиях ионов  $^3\text{He}$ : 2480, 2650, 2780, 2950 и 3250 кэВ. Хотя полученных результатов недостаточно для проведения детального анализа механизма ядерной реакции, однако уже сейчас можно установить, что резкое изменение значения поляризации протонов от 45% до 8% при возрастании энергии бомбардирующих ионов всего лишь на 200 кэВ указывает на преобладающий вклад механизма составного ядра в формирование резонанса при энергии 2990 кэВ.

Результаты измерений угловой зависимости поляризации протонов из реакции  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p_0)^{14}\text{N}$ , выполненных при двух энергиях бомбардирующих ионов  $^3\text{He}$  - 2780 кэВ (кривая А) и 2950 кэВ (кривая В) - приведены в нижней части рис. 8. Вместе с величиной поляризации даются энергетические толщины углеродных мишеней (в кэВ), с которыми производились измерения, и статистические ошибки определения поляризации протонов.

Сравнение значений поляризации при средней энергии ионов  $^3\text{He}$ , равной 2950 кэВ, полученных с помощью поляриметра с кольцевым анализатором, с результатами работы Краузе и др.<sup>/2/</sup>, в которой поляризация протонов опре-



делялась измерением асимметрии после рассеяния "влево-вправо" (на рис. 8 приведена поляризация протонов для углов  $\Theta = 45$  и  $90^\circ$  по данным<sup>/2/</sup>), указывает на хорошее совпадение этих результатов. Следует заметить, что в работе<sup>/2/</sup> использовалась мишень толщиной 340 кэв, а точность определения поляризации составляла 20%.

Из приведенных на рис. 8 экспериментальных результатов изучения угловой зависимости поляризации видно, что поляризация протонов в реакции  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p)^{14}\text{N}$  достигает максимального значения для углов  $\Theta$ , близких к  $60^\circ$ .

### З а к л ю ч е н и е

Полученные с помощью кольцевого поляриметра данные о поляризации частиц на примере реакции  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p)^{14}\text{N}$  убедительно доказывают преимущества этого метода по сравнению с методикой измерения асимметрии при рассеянии "влево-вправо". Повышение эффективности использования ионного пучка и применение тонких мишеней позволяют достаточно быстро измерять поляризацию частиц с хорошей точностью.

Точность определения поляризации имеет большое значение для дальнейшего теоретического анализа результатов поляризационных экспериментов по модельным представлениям (модели структуры ядра и механизма ядерных реакций). В реакциях с большим значением  $Q$  при использовании толстой анализирующей мишени становится возможным изучение поляризации протонов, образующихся с малыми дифференциальными сечениями.

Для анализа поляризации протонов с энергией больше 10 Мэв хорошим анализатором могут служить ядра тяжелее углерода, так как поляризационная способность для тяжелых ядер растет с увеличением энергии протонов. При этом улучшается энергетическое разрешение и можно надежно отделить поляризационный эффект от фона.

На рис. 10 приведено несколько протонных спектров, иллюстрирующих различные возможности методики с кольцевой геометрией. Спектр 1 – есть прямой спектр протонов из реакции  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p)^{14}\text{N}$ , который измерен с первой мишенью, имеющей энергетическую толщину  $\Delta E = 150$  кэв.

Спектры II, III и IV получены после упругого рассеяния протонов на

второй (анализирующей) мишени. Спектр II измерялся со второй мишенью, выполненной из золота толщиной  $20 \text{ мг/см}^2$ ; при энергии ионов  ${}^3\text{He} = 3 \text{ Мэв}$  протонные группы  $p_0$ ,  $p_1$  и  $p_2$  можно хорошо отделить от фона. Применение золотой мишени, для которой поляризационная способность  $P_{II}(\epsilon, \theta) \neq 0$ , оказывается полезным при проведении контрольных и калибровочных опытов, а также при осуществлении эксперимента по одной из возможных схем измерения поляризации с помощью кольцевого поляриметра (см. подробное обсуждение на стр. 17-18).

Спектр III получен при относительно тонком углеродном анализаторе ( $6 \text{ мг/см}^2$ ). В этом спектре хорошо наблюдается не только  $p_0$ -пик, но и пик группы протонов  $p_1$ , соответствующих образованию первого возбужденного состояния в ядре  ${}^{14}\text{N}$  с квантовыми числами  $1^\pi = 0^+$  и  $T = 1$ . Это измерение выполнено при энергии ионов  $E = 2,5 \text{ Мэв}$ , так как сечение образования  $p_1$ -группы протонов при  $E = 3 \text{ Мэв}$  очень мало.

В тех случаях, когда интересно получить информацию о поляризации протонов, идущих в основное состояние конечного ядра  ${}^{14}\text{N}$ , можно использовать более толстые первую мишень и анализатор (спектр IV измерен при толщине анализирующей мишени  $16 \text{ мг/см}^2$ ). Из рис. 8 и 10 видно, что при энергии ионов  ${}^3\text{He}$  выше  $4 \text{ Мэв}$  можно будет определить поляризацию группы протонов  $p_2$ , отвечающих образованию состояния с квантовыми характеристиками  $1^\pi = 1^+$  и  $T = 0$  (см. рис. 9); решение такой задачи методикой измерения асимметрии рассеяния "влево-вправо" невозможно даже при длительных измерениях <sup>/2/</sup>.

В заключение авторы выражают благодарность И.М. Франку и Ф.Л. Шапиро за внимание к работе, сотруднику конструкторского бюро Г. Шиллингу за конструирование поляриметра и сотрудникам механических мастерских ЛНФ за изготовление прибора. Авторы благодарят И.А. Чепурченко и группу эксплуатации за обеспечение работы ускорителя, Р. Краузе за наладку аппаратуры, Ингрид Цахер и Роземария Краузе за помощь в проведении вычислений.

Л и т е р а т у р а

1. D.G.Simons, E.R.W.Detenbeck. Phys.Rev. 137, В1471 (1965).
2. Р. Краузе, И.В. Сизов, Г. Элер. Препринт ОИЯИ Р-2725, Дубна (1966).
3. Поляризация нуклонов М. 1962. Госатомиздат стр. 142.
4. Н.А.Bethe. Ann, d. Phys. (7), 5, 325 (1930).
5. F.Bloch. Z.S.F. Phys. 81, 363 (1933).
6. H.Buchsel, R.F.Mosley, W.A.Aron. Phys.Rev. 105, 1788 (1957).
7. V.C.Burkig, Mac Kensie K.R. Phys.Rev. 106, 848 (1957).
8. L.Rossen, J.E.Brolley, J.r., L.Steward. Phys.Rev. 121, 1423 (1961).
9. D.A.Bromley, E.Almqvist, H.E.Gove, A.E.Litherland, E.B.Paul, A.J.Ferguson. Phys.Rev. 105, 957 (1957).
10. R.L.Jonston, H.D.Holmgren, E.A.Wolicki, E.Geer Illsley. Phys.Rev. 109, 884 (1954).
11. Hsin Min 'Kuan, T.W.Bonner, J.R.Risser. Nucl.Phys. 51, 481 (1964).
12. C.W.Reich, G.C.Phillips, J.L.Russell. Phys.Rev. 104, 143 (1956).
13. H.Schneider. Helv.Phys.Acta. 29 55 (1956).
14. Y. Nagahara. Jour. Phys.Soc. Japan. 16, 133 (1961).
15. V.R.Mc Kenna, A.M. Baxter, G.G.Shute. Austr. Jour. Phys. 14, 196 (1961).
16. G.G.Shute, D.Robson, V.R.Mc Kenna, A.T.Bertziss. Nucl.Phys. 37, 535 (1962).
17. R.E.Warner, W.Parker Alford. Phys.Rev. 114, 1338 (1959).
18. A.Strzalkowski, M.S.Bokhari, M.A.Al-Jeboori, B.Hind Proc. Phys.Soc. 75 502 (1960).
19. T.A.Tombrello, R.Bazloutand, G.C.Phillips. Phys.Rev., 119, 761(1960).
20. J.E.Evans. Nucl.Phys. 27, 41 (1961).
21. L.Rosen, J.E.Brolley, M.L.Gursky. L.Stewart. Phys.Rev. 124, 199(1961).
22. L.Rosen, P.Darrinlat, H.Faraggi, A.Garin. Nucl.Phys. 33, 458 (1962).
23. S.Gorodetzky, J.Ullman, G.Bergdolt, A.Gallmann. Nucl.Phys. 38, 177 (1962).
24. P.Bem, J.Habanec, O.Karban, J.Uemec. Czech. Jour.Phys. 12, 660 (1962).
25. P.Bem, J.Habanec, O.Karban J.Nemec, V.Presperin. Chech.Jour.Phys. 14, 404(1964), 14, 798(1964).

26. И. Гранга, Е.А. Романовский, Г.Ф. Тимушев, М.М. Хасани. Вестник МГУ 4, 87 (1964).
27. I. Boca, M. Cenja, E. Iliescu, N. Martalogu. Nucl.Phys. 55, 471 (1964).
28. L. Drigo, C. Manduchi, G.C. Nardelli, M.T. Russo-Manduchi, G. Zannoni. Phys.Rev. 136, B, 1662 (1964). Phys.Rev.Let. 12, 452 (1964).
29. S.J. Moss, W. Haeberli. Nucl.Phys. 72, 417 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 сентября 1967 г.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 1

$$T_2 = b T_3 T_4 T_5 T_6^{-2} (b^2 + T_3^2)^{1/2}$$

$$T_3 = T_{11} + T_{13} - T_7$$

$$T_4 = (1 + \sin \Theta \cos \theta \cos \psi) (\cos \psi / T_{10} \cos \theta)^2$$

$$T_5 = T_8 T_{10}^{-1}$$

$$T_6 = b^2 + T_5^2 + T_7^2 + T_{11}^2 - 2T_7 T_{13} - 2T_{11} (T_7 - T_{13})$$

$$T_7 = T_{11} + b T_{12}$$

$$T_8 = b \operatorname{tg} \theta$$

$$T_9 = \sin \Theta / \cos \theta, \quad \theta \neq \pi/2$$

$$T_{10} = 1 + T_9 \cos \psi$$

$$T_{11} = a \operatorname{tg} \Theta$$

$$T_{12} = \sin \Theta / T_{14}$$

$$T_{13} = T_5 \cos \psi$$

$$T_{14} = \begin{cases} \cos \Theta + \sin \theta & \theta < \pi/2 \\ \cos \Theta - \sin \theta & \theta > \pi/2 \end{cases}$$

$$T_{15} = \pi/2 - \arctg ( T_{16} / (1 - T_{16}^2)^{1/2} )$$

$$T_{16} = ( T_{17}^2 + T_{18}^2 )^{1/2} - T_{17}$$

$$T_{17} = T_{19} / T_{20}$$

$$T_{18} = T_{21} / T_{20}$$

$$T_{19} = T_7 T_8 - T_9 T_{22}$$

$$T_{20} = T_9 ( T_7 T_8 + T_{19} )$$

$$T_{21} = T_8^2 + T_{22}$$

$$T_{22} = T_7^2 - R_a^2$$

$$T_{23} = \Theta + \arctg ( ( T_{11} - R_a ) / b )$$

$$T_{24} = \Theta + \arctg ( ( T_{11} + R_a ) / b )$$

Таблица 1

Приближенные расчеты необходимой статистики и длительности одного измерения для определения поляризации с заданной точностью

$\Delta P_1 / P_1 \%$	5%		10%		15%		20%		25%	
	$N_{\text{имп}}$	$T_{\text{час}}$	$N_{\text{имп}}$	$T_{\text{час}}$	$N_{\text{имп}}$	$T_{\text{час}}$	$N_{\text{имп}}$	$T_{\text{час}}$	$N_{\text{имп}}$	$T_{\text{час}}$
0,1	-	-	-	-	-	-	4000	22	2500	14
0,2	-	-	4000	22	1600	9	1000	6	600	4
0,3	-	-	1800	10	800	4	400	2	300	2
0,4	4000	22	1000	6	400	2	200	1	150	1
0,5	2500	14	600	4	250	2	120	1	80	0,5
0,6	1800	10	400	2	150	1	-	-	-	-
0,7	1200	7	250	2	100	0,5	-	-	-	-
0,8	800	4	200	1	-	-	-	-	-	-
0,9	500	3	150	1	-	-	-	-	-	-
1,0	400	2	100	0,5	-	-	-	-	-	-

Т а б л и ц а 2  
 Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов (мб/стерад) на  
 углероде с энергией от 4,6 до 9 Мэв в диапазоне углов 40-130° по данным  
 авторов работ/12-18/

Угол $\nu$ энергия протонов лаб. (Мэв)	Угол $\nu$ (лаб)																		
	40	45	50	55	60	65	70	75	80	85	90	95	100	105	110	115	120	125	130
4,6	I54	I27	I04	85	72	61	54	49	47	48	52	58	65	72	78	83	89	93	96
4,7	I55	I26	I01	82	67	56	48	43	42	45	50	56	62	69	75	81	87	92	97
4,8	I57	I26	I00	79	63	51	43	40	39	41	45	51	58	66	74	81	87	93	98
4,9	I60	I26	I00	79	62	50	41	36	36	40	46	52	60	67	74	81	87	94	100
5,0	I66	I32	I04	82	64	51	41	35	33	36	42	51	61	71	80	88	94	98	102
5,1	I70	I34	I05	81	63	49	39	32	30	34	41	51	61	72	82	91	98	104	108
5,2	I76	I41	111	86	65	50	37	28	26	31	40	50	60	70	79	88	96	104	112
5,3	I84	I45	115	89	66	46	32	26	24	27	34	44	55	66	77	88	99	110	121
5,4	I86	I36	I01	77	57	43	32	26	24	25	31	42	54	65	77	89	101	112	123
5,5	I75	I26	91	66	49	39	33	29	29	32	38	48	57	66	75	84	92	100	106
5,6	I56	119	90	67	50	38	29	24	25	32	40	49	57	64	71	78	85	90	95
5,7	I51	I20	93	71	52	37	26	19	20	26	35	45	54	63	72	79	87	94	101
5,8	I58	I27	I00	77	56	38	24	14	14	21	31	42	52	62	72	83	93	103	113
5,9	I66	I33	I04	80	58	40	25	15	12	17	27	38	51	63	74	86	98	110	122

Угол $\nu$ энергия протонов лаб. (Мэв)	Угол $\nu$ (лаб)																		
	40	45	50	55	60	65	70	75	80	85	90	95	100	105	110	115	120	125	130
6,0	I80	I41	I09	82	59	40	26	17	12	14	24	36	50	63	77	90	103	115	128
6,1	I88	I47	115	87	64	45	29	17	12	15	23	34	49	63	78	93	108	123	137
6,2	I95	I53	117	90	66	46	32	21	16	17	23	33	48	65	82	96	111	124	137
6,3	220	I63	I22	93	69	49	34	23	19	20	26	37	52	68	84	99	114	128	142
6,4	232	I70	I28	95	69	50	36	28	25	27	34	45	57	70	84	99	114	131	148
6,5	246	I84	I31	94	68	50	38	32	31	34	41	51	63	77	90	103	115	127	138
6,6	246	I83	I31	92	68	52	42	37	36	41	49	59	70	81	92	103	112	121	129
6,7	234	I69	I25	94	68	51	44	42	44	48	55	65	75	85	94	102	109	115	119
6,8	225	I56	115	83	62	51	45	46	51	58	65	72	79	86	92	98	103	108	111
6,9	222	I49	I07	77	56	46	45	50	57	64	71	78	83	88	92	94	95	95	93
7,0	211	I40	I00	71	51	44	44	49	57	65	73	80	85	88	89	89	88	87	85
7,1	I96	I29	88	61	44	38	39	46	55	65	74	81	85	87	86	84	81	76	71
7,2	I72	I06	70	48	34	32	36	46	56	66	75	82	85	83	79	76	72	70	68
7,3	I46	85	52	33	23	22	28	42	54	66	76	82	84	81	74	68	62	57	54
7,4	I68	115	79	57	42	33	32	40	52	64	75	82	82	76	68	61	54	47	40
7,5	I80	I26	93	73	60	54	54	62	71	79	82	83	81	73	64	54	45	36	29
7,6	I86	I32	97	75	63	59	61	66	72	77	82	83	79	71	61	52	42	33	25

угол в энергии лаб. (мэв)	угол в (лаб.)																			
	40	45	50	55	60	65	70	75	80	85	90	95	100	105	110	115	120	125	130	
7,7	I85	I28	93	72	58	54	55	60	66	71	75	78	77	72	63	53	44	35	27	
7,8	I85	I23	88	65	51	55	57	53	61	67	72	74	74	72	65	56	47	38	29	
7,9	I85	I19	82	60	46	40	42	48	55	62	68	72	73	71	66	60	52	43	31	
8,0	I76	I16	80	57	41	37	39	45	52	60	66	70	71	70	66	59	51	42	32	
8,1	I76	I15	78	53	38	34	35	40	47	55	64	69	71	70	66	60	50	40	30	
8,2	I70	I13	76	51	35	29	29	36	44	53	61	67	70	69	66	60	50	39	29	
8,3	I65	I05	69	45	30	23	23	32	41	50	59	66	70	68	65	58	51	41	30	
8,4	I51	93	59	39	26	22	24	32	41	49	57	64	69	70	66	58	50	41	32	
8,5	I49	91	56	33	23	22	24	31	39	47	55	63	69	70	66	59	50	40	30	
8,6	I45	91	56	33	21	19	23	30	38	46	54	62	69	71	67	60	51	41	31	
8,7	I44	91	55	31	19	17	21	28	37	46	55	64	72	73	68	59	50	41	32	
8,8	I45	91	56	32	18	15	19	27	36	45	54	63	72	73	69	62	54	43	32	
8,9	I47	93	57	33	18	14	18	25	35	47	57	67	75	76	71	63	53	43	32	
9,0	I48	96	50	34	18	14	16	23	34	48	63	74	78	77	73	65	55	45	34	

Таблица 3  
Поляризация протонов (%), упруго рассеянных на углеороде, с энергией от 5,8 до 7,6 Мэв в диапазоне углов 20-140° по данным работы [29].

Энергия угол в (лаб.)	Энергия (Мэв)																		
	5800	5900	6000	6100	6200	6300	6400	6500	6600	6700	6800	6900	7000	7100	7200	7300	7400	7500	7600
20	-11	-16	-20	-23	-26	-28	-30	-30	-30	-28	-26	-23	-20	-18	-16	-14	-13	-14	-15
25	-51	-52	-52	-52	-52	-51	-50	-49	-46	-43	-40	-35	-31	-27	-24	-22	-23	-26	-32
30	-78	-77	-76	-75	-74	-71	-67	-63	-58	-53	-48	-42	-37	-33	-30	-28	-29	-31	-35
35	-86	-85	-84	-82	-80	-78	-74	-69	-64	-59	-52	-46	-40	-36	-32	-31	-32	-34	-38
40	-88	-88	-86	-84	-81	-77	-73	-68	-63	-57	-52	-45	-39	-34	-31	-30	-31	-34	-39
45	-97	-95	-91	-87	-82	-77	-71	-65	-59	-52	-46	-39	-32	-27	-24	-23	-23	-26	-32
50	-90	-86	-82	-77	-72	-66	-60	-53	-47	-39	-32	-25	-19	-13	-9	-7	-6	-6	-7
55	-92	-86	-79	-71	-63	-55	-46	-37	-27	-17	-6	+6	+17	+26	+29	+30	+28	+24	+16
60	-64	-59	-51	-43	-34	-24	-14	-2	+9	+22	+34	+47	+58	+67	+70	+67	+61	+52	+41
65	-38	-30	-19	-9	+2	+14	+26	+39	+52	+64	+75	+84	+90	+93	+94	+91	+84	+76	+62
70	-11	+1	+14	+28	+42	+55	+68	+79	+88	+94	+96	+96	+94	+91	+88	+85	+82	+78	+74
75	+54	+60	+66	+72	+77	+81	+84	+86	+87	+87	+85	+80	+74	+68	+62	+60	+61	+64	+72
80	+99	+99	+97	+95	+91	+86	+79	+72	+64	+55	+48	+42	+37	+35	+35	+37	+42	+49	+58
85	+58	+57	+56	+53	+49	+44	+39	+33	+26	+20	+15	+12	+9	+8	+9	+12	+18	+29	+46
90	-12	-11	-10	-10	-9	-10	-10	-12	-14	-17	-20	-23	-23	-21	-16	-7	+4	+16	+30
95	-59	-59	-59	-58	-58	-57	-56	-55	-53	-51	-49	-47	-44	-41	-35	-27	-14	0	+14
100	-68	-69	-69	-70	-70	-71	-71	-71	-70	-70	-69	-68	-65	-61	-54	-43	-28	-13	0
105	-53	-59	-64	-68	-73	-77	-80	-83	-85	-86	-86	-84	-82	-76	-68	-59	-46	-30	-12
110	-37	-44	-52	-61	-70	-78	-86	-91	-94	-96	-96	-95	-92	-87	-80	-71	-59	-44	-25

энергия угла $\gamma$ (Мэв) лаб.	5800	5900	6000	6100	6200	6300	6400	6500	6600	6700	6800	6900	7000	7100	7200	7300	7400	7500	7600
I15	-18	-29	-40	-51	-61	-70	-78	-85	-90	-94	-97	-99	-99	-96	-90	-82	-71	-58	-38
I20	-12	-21	-30	-40	-50	-59	-68	-77	-84	-91	-96	-99	-100	-99	-96	-89	-80	-69	-55
I25	+5	-7	-18	-29	-40	-50	-59	-67	-76	-83	-89	-94	-97	-99	-98	-95	-89	-82	-73
I30	+5	-2	-11	-19	-28	-38	-47	-55	-63	-70	-77	-83	-88	-92	-94	-95	-94	-91	-85
I35	+12	+3	-5	-13	-21	-29	-36	-43	-50	-57	-63	-69	-74	-79	-83	-87	-89	-90	-90
I40	+5	+1	-4	-9	-14	-19	-25	-31	-38	-44	-50	-55	-61	-66	-71	-75	-79	-82	-85



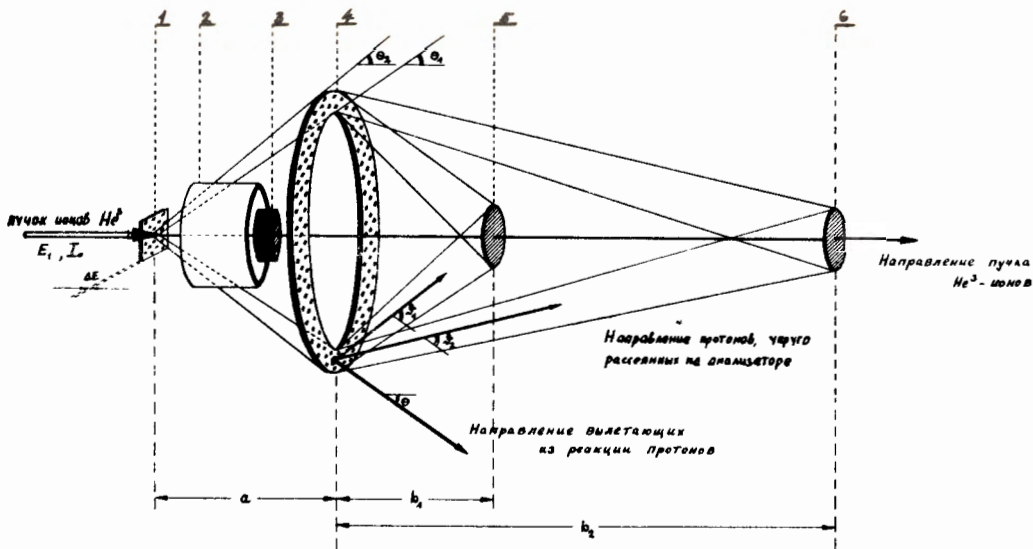


Рис.1. Схема поляриметра с кольцевой геометрией. (1-мишень, 2-алюминиевая фольга, 3-ловушка, 4- кольцевой анализатор, 5-первый детектор, 6- второй детектор).

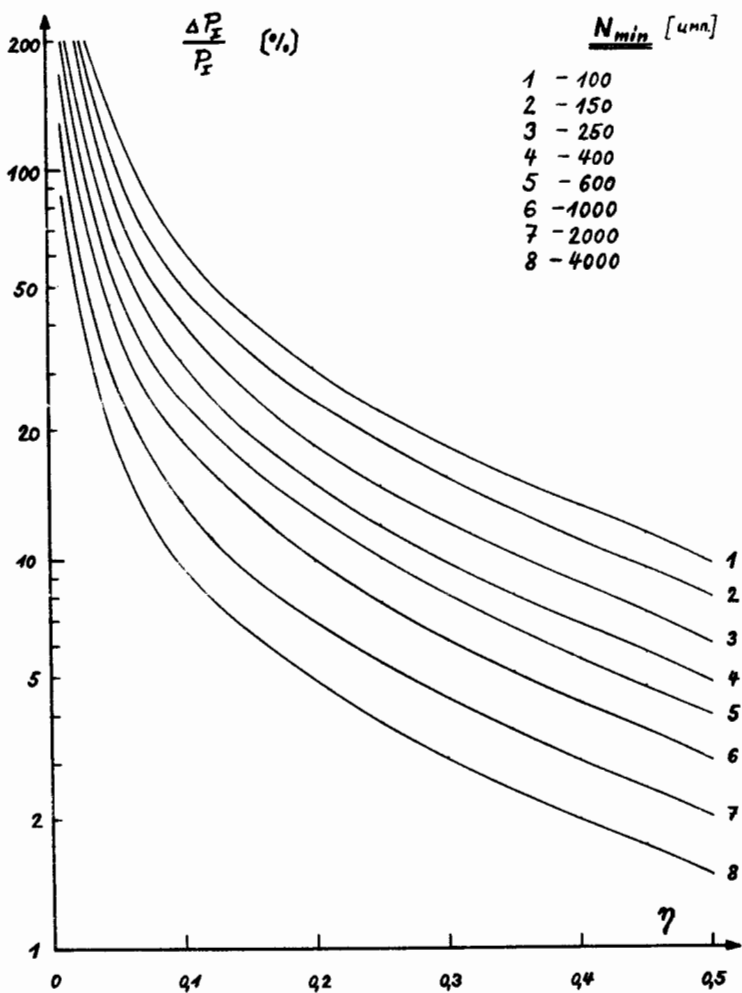


Рис.2. График зависимости относительной ошибки поляризации от величины асимметрии при разных значениях наименьшего числа импульсов, зарегистрированных одним из детекторов.

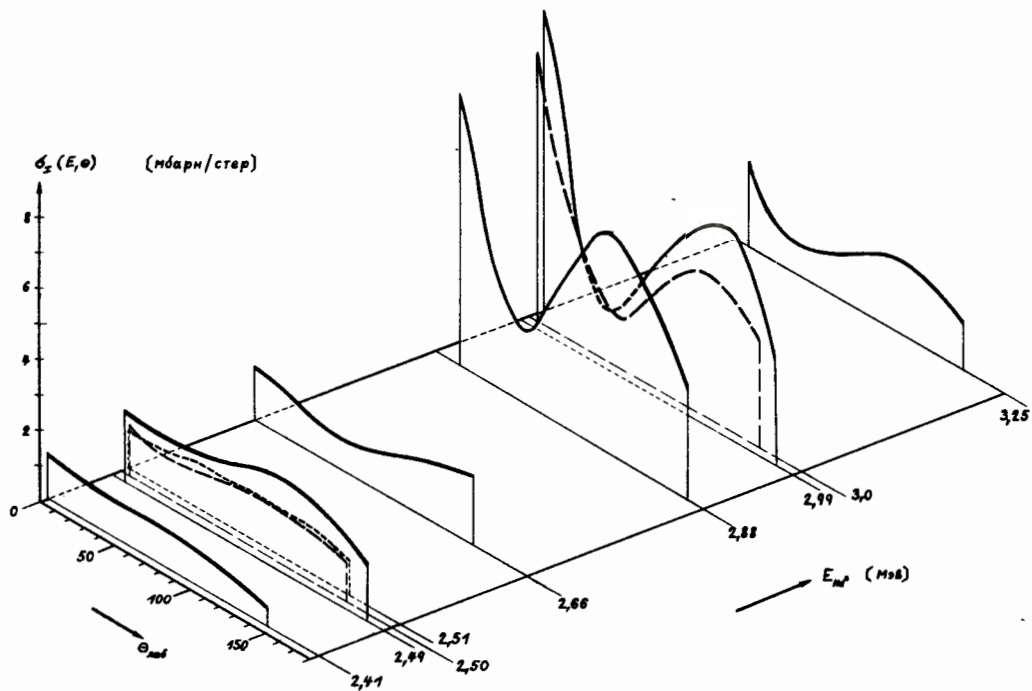


Рис.3а. Дифференциальные сечения образования протонов в реакции  $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p_0) ^{14}\text{N}$  в диапазоне энергий ионов  $^3\text{He}$  2,4 + 3,25 МэВ по данным авторов работ [9-11].

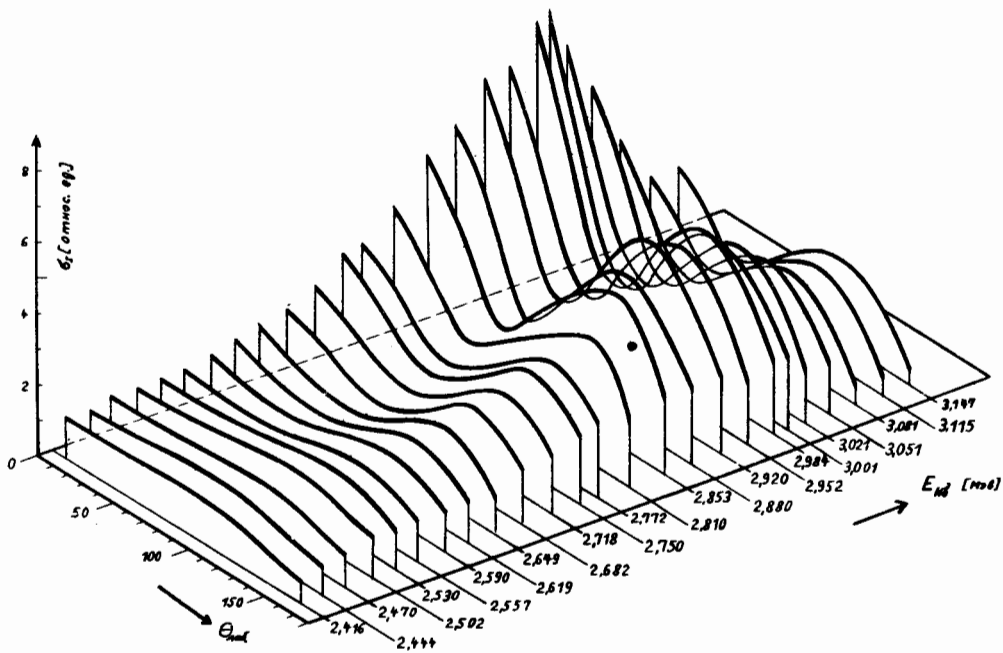


Рис. 36. Дифференциальные сечения образования протонов в реакции  $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p)^{14}\text{N}$  в диапазоне энергии ионов  $^3\text{He}$  2,4 + 3,15 Мэв.

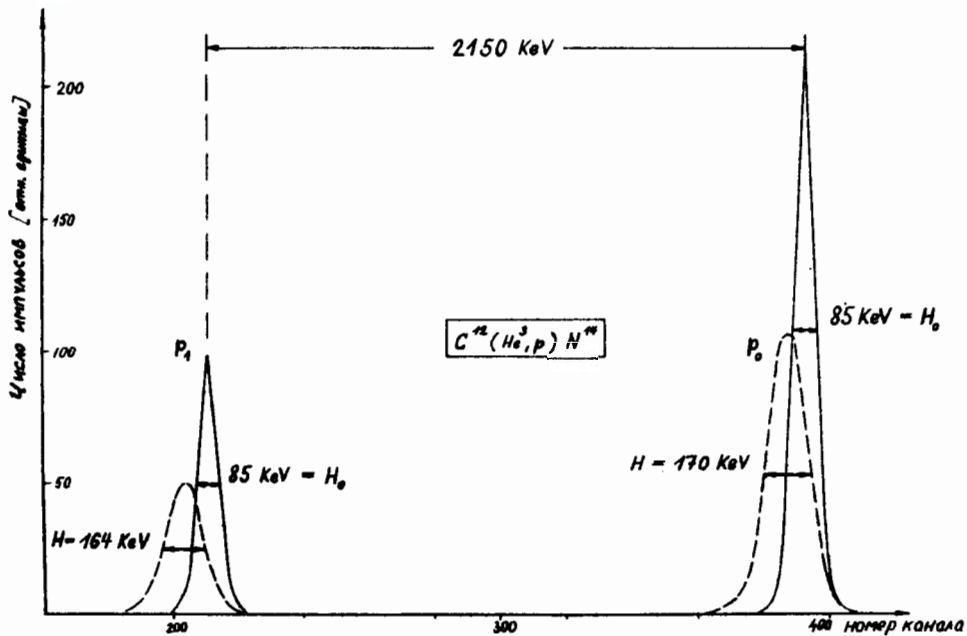


Рис.4. Определение толщины мишеней по смещению протонных пиков.

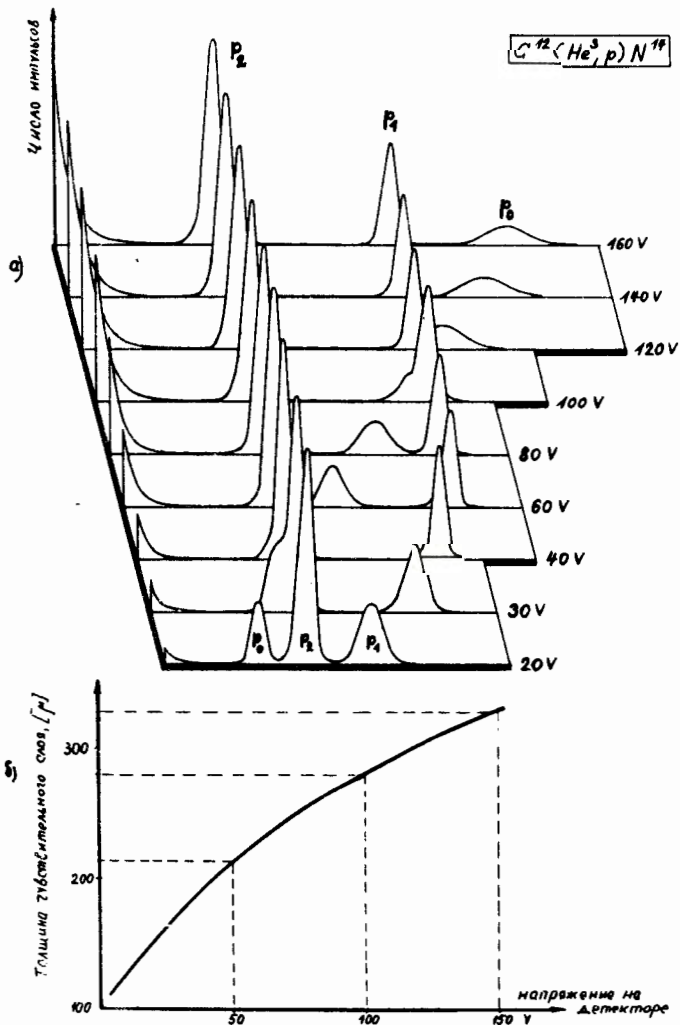


Рис.5. Изучение возможности применения поверхностно-барьерных детекторов для регистрации протонов: а) протонные спектры, измеренные при различных напряжениях на детекторе, б) зависимость толщины чувствительного слоя поверхностно-барьерного детектора от напряжения на нем.

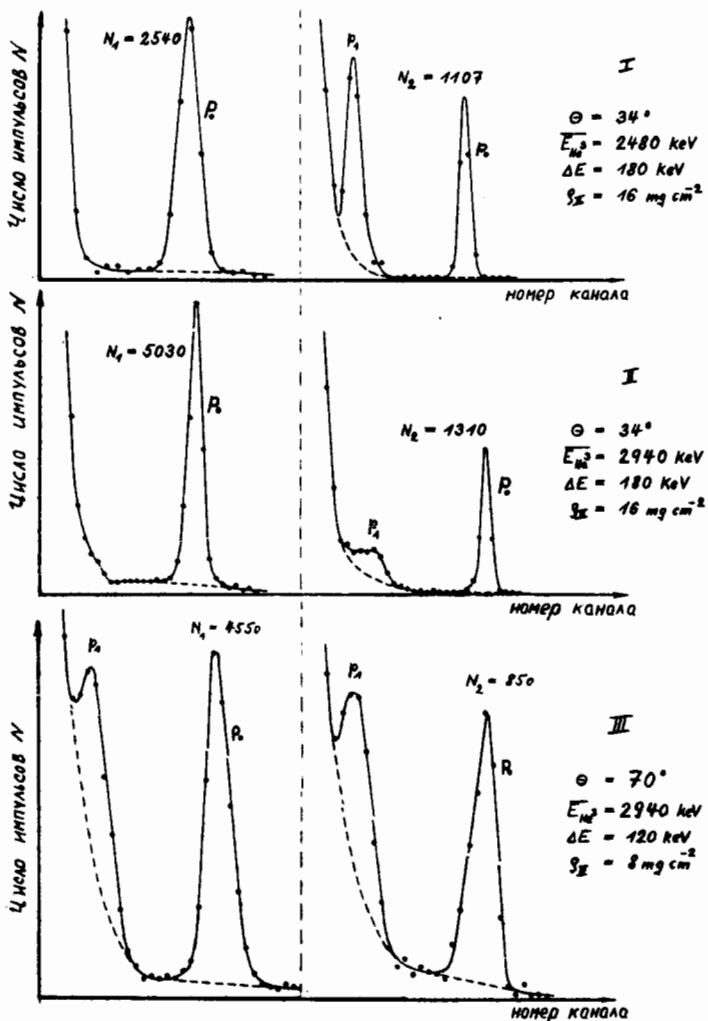


Рис.6. Спектры протонов из реакции  $^{12}\text{C}({}^3\text{He}, p){}^{14}\text{N}$  после рассеяния на углеродном анализаторе (слева - спектр, измеренный первым детектором, справа - вторым).

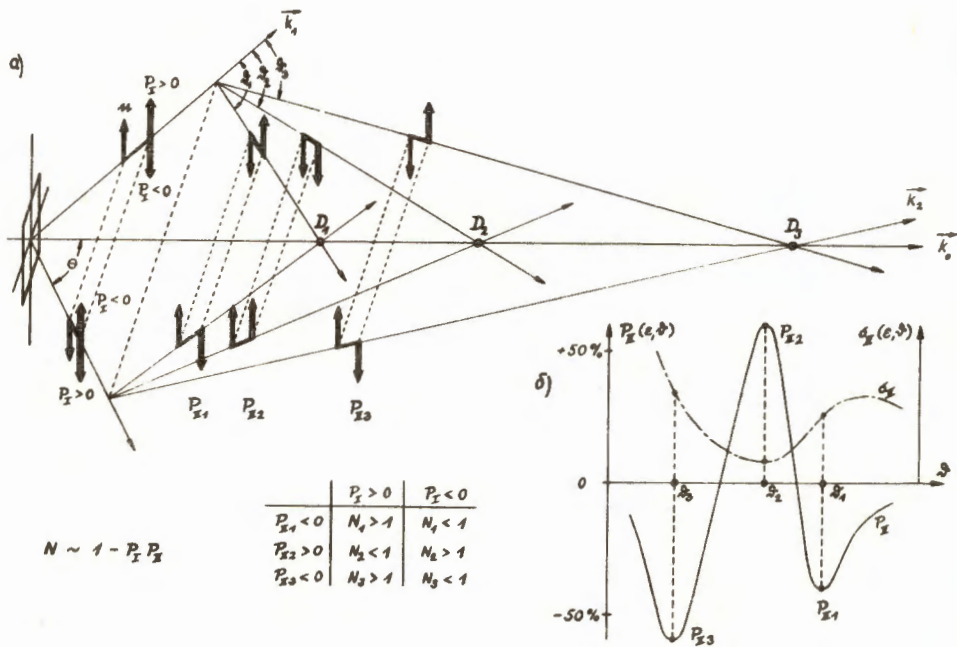


Рис.7. а). Векторная схема поляриметра с кольцевой геометрией (пояснения в тексте). б). Качественный ход поляризации  $-P_{II}(\epsilon, \nu)$  и сечения упругого рассеяния протонов на углероде  $\sigma_{II}(\epsilon, \nu)$ .



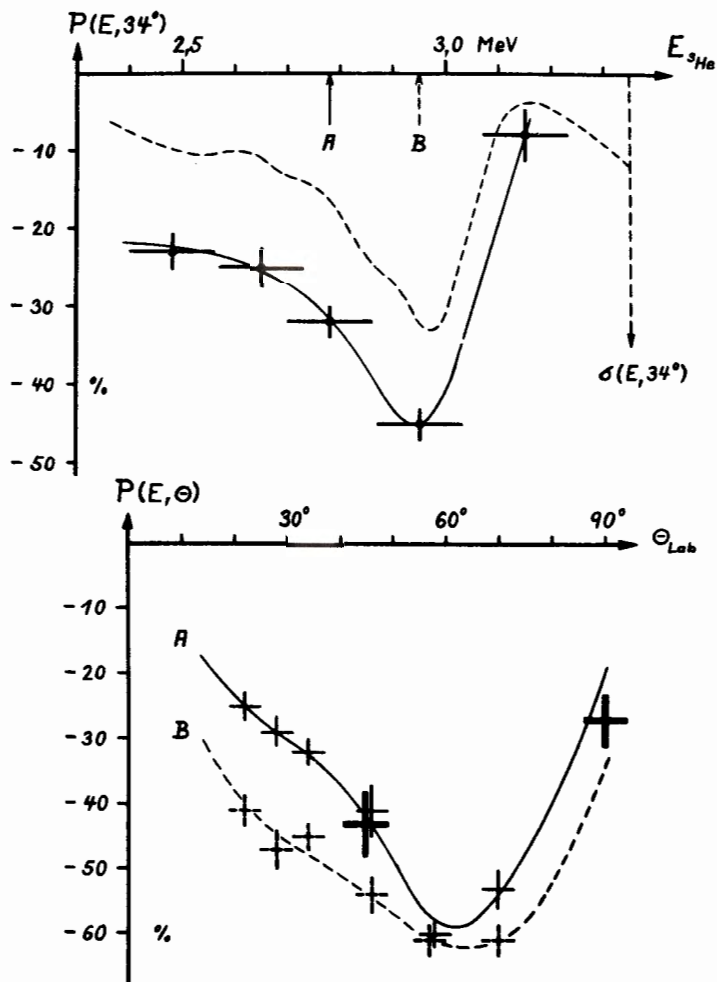


Рис. 8. Энергетическая и угловая зависимость поляризации протонов в реакции  $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p)^{14}\text{N}$ . На экспериментальных точках кривых А и В размер горизонтальных стрелок соответствует толщине первой мишени, с которой производились измерения ( $\Delta E = 160$  кэВ).

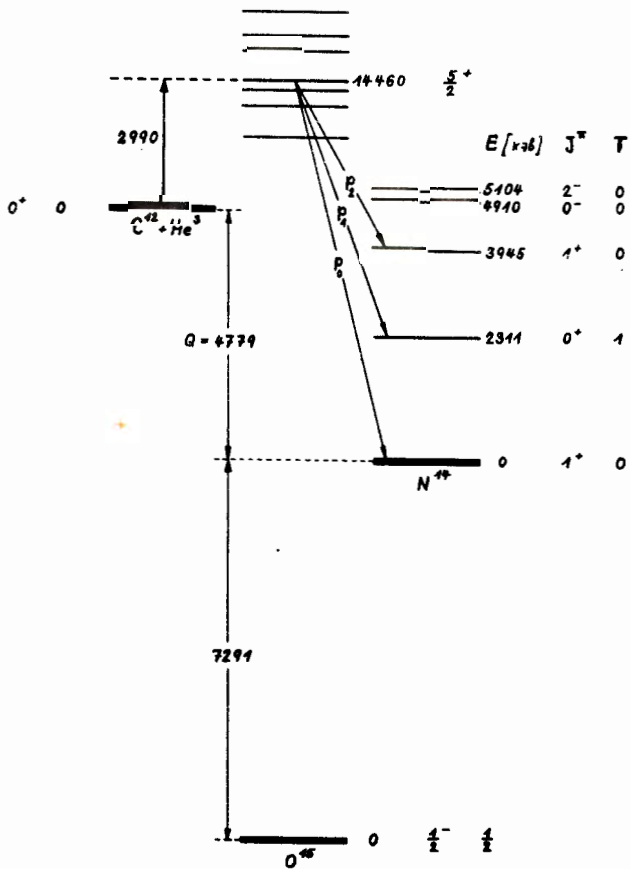


Рис. 9. Фрагмент схемы уровней, возбуждаемых в реакции  $^{12}\text{C}({}^8\text{He}, p){}^{14}\text{N}$ .

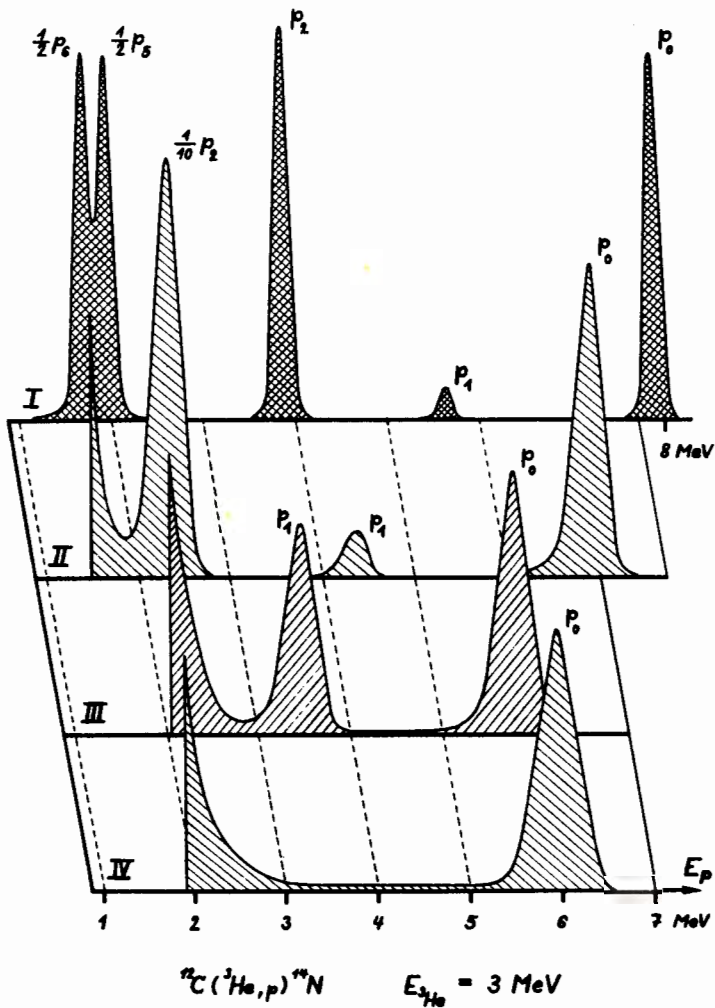


Рис. 10. Протонные спектры, измеренные с анализаторами из золота и углерода различной толщины (пояснение в тексте).