

К-63

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P1 - 3720

В.И.Комаров, О.В.Савченко

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

УПРУГОЕ  $p\text{He}^4$  РАССЕЯНИЕ НАЗАД  
ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 665 МЭВ

1968

P1 - 3720

В.И.Комаров, О.В.Савченко

УПРУГОЕ  $p\text{He}^4$  РАССЕЯНИЕ НАЗАД  
ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 665 МЭВ

7216/3 мф.



Упругое рассеяние протонов высоких энергий легкими ядрами на малые углы описывается в импульсном приближении, учитывающем однократное рассеяние налетающего протона нуклонами ядра. С увеличением угла рассеяния необходимо учитывать соударения более высокой кратности<sup>/1/</sup>. Поскольку амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния и ядерные форм-факторы определяются в других экспериментах независимым образом, рассеяние протонов ядром с большой передачей импульса может оказаться действенным методом исследования корреляционных функций нуклонов в ядре. Особый интерес представляет рассеяние быстрых протонов такими малонуклонными системами, как ядра  $He^3$  и  $He^4$ , так как основные факторы, определяющие процесс рассеяния с большой передачей импульса, в этом случае должны проявиться в наиболее чистом виде. Изучение рассеяния протонов ядрами гелия представляет интерес и в другом аспекте. В настоящее время еще не выяснен механизм выбивания протонами легких ядер с энергией, значительно превышающей их энергию связи, из более сложных ядер. Один из возможных подходов к решению этой проблемы был высказан в работе Д.И.Блохинцева<sup>/2/</sup> и состоит в том, что выбивание энергичных осколков из ядер рассматривается как процесс взаимодействия налетающего нуклона с флуктуацией плотности ядерного вещества. Количественная проверка этой теории требует сопоставления дифференциальных сечений рассеяния протонов с большой передачей импульса свободным ядром ( $d$ ,  $He^3$ ,  $He^4$ ,  $Li^6$ ) как целым с вероятностью выбивания соответствующих высокоэнергетичных осколков из более сложных ядер. Однако в настоящее время экспериментальные данные о рассеянии протонов с энергией  $10^2 - 10^3$  Мэв во всем интервале углов известны только для  $p-d$ -рассеяния. Экспери-

менты по рассеянию протонов с энергией выше 150 Мэв ядрами  $He^4$  дают сведения о рассеянии вперед в интервале углов от нуля до  $30-60^\circ$  с.п.и., так что сечение рассеяния назад неизвестно даже по порядку величины. На рис. 1 приведены известные из литературы данные по  $p He^4$  рассеянию<sup>x/</sup>, иллюстрирующие тот факт, что рассеяние при больших энергиях и передаваемых импульсах является мало изученной областью.

В настоящей работе было измерено дифференциальное сечение упругого



рассеяния протонов с энергией 665 Мэв на угол  $169^\circ$  с.п.и. Передаваемый импульс, равный 1865 Мэв/с, отличается от максимального значения при этой энергии на 0,5%.

Общая схема эксперимента приведена на рис. 2. Выведенный пучок протонов синхроциклотрона ОИЯИ фокусировался магнитной квадрупольной линзой на газовую мишень ( $p_{He} = 3,4$  ат) и затем гасился в свинцовой защите перед отклоняющим магнитом. Ядра гелия, рассеянные на угол  $5,4^\circ$  л.с., выделялись шелевым коллиматором и после отклоняющего магнита и второго коллиматора (сечение щелей обоих латунных коллиматоров равно  $3 \times 5$  см<sup>2</sup>) поступали на вход магнитного фокусирующего канала<sup>9/</sup> из 7 триплетных квадрупольных линз с апертурой 12 см и общей длиной 26 м. Идентификация ядер гелия осуществлялась системой их 4-х сцинтилляционных счётчиков, отбиравших  $He^4$  из потока частиц со средним значением эффективного импульса 949 Мэв/с и  $\Delta p/p = 0,08$  по времени пролета на базе 13,8 м, удельным потерям  $dE/dx$  в сцинтилляторе счётчика  $C_2$  и полной энергии  $E$ , выделяемой в толстом сцинтилляторе счётчика  $C_4$ . Размеры сцинтилляторов  $C_1$  и  $C_2$  -  $12 \times 12 \times 0,4$  см<sup>3</sup> и  $C_3$  -  $12 \times 12 \times 1$  см<sup>3</sup>. Толщина сцинтиллятора по оси пучка в  $C_4$  составляла 10 см, так что ядра  $He^4$  с энергией 430 Мэв после подтормаживания в  $C_1-C_3$  останавливались в сцинтилляторе  $C_4$ . Счётчики  $C_3, C_4$  были установлены за второй защитной стеной в низкофоновом помещении.

<sup>x/</sup> Не приведенные на рис. 1 данные при 315 Мэв<sup>16/</sup> относятся к рассеянию вперед в интервале  $8-34^\circ$  л.с.

Блок-схема электроники, собранная на полупроводниковых схемах, разработанных в группе Ю.К.Акимова в ЛЯП, приведена на рис. 3. На выходе схемы (ПСЗ) регистрируется счёт, обусловленный частицами, отобранными по времени пролета быстрой схемой совпадений СС1 и вызвавших в  $C_3$  и  $C_4$  импульсы с амплитудой, превышающей пороги дискриминации в  $D_1$  и  $D_2$ .

Для настройки и калибровки аппаратуры регистрировались дейтроны из реакции



дифференциальное сечение которой известно из работы<sup>11/</sup> (при этом мишень наполнялась газообразным водородом до давления 1,4 ат). Зависимость счёта дейтронов от тока в обмотках отклоняющего магнита показана на рис. 4. Удобство использования реакции (2) состоит в том, что дейтроны из (2) под углом  $5,4^\circ$  л.с. имеют импульс 839 Мэв/с, близкий к эффективному импульсу  $He^4$  из (1). Это обстоятельство, в частности, упрощает калибровку магнитного спектрометра и выбор тока в линзах фокусирующего канала для регистрации  $He^4$  из (1).

Основная трудность эксперимента состоит в выделении ядер  $He^4$  на фоне дейтронов и протонов, интенсивность которых соответственно на 4 и 6 порядков выше интенсивности потока  $He^4$ . Источником этих частиц является неупругое рассеяние протонов первичного пучка ядрами газа мишени, а также рассеяние на боковых стенках контейнера мишени; (фольги окон мишени для ввода и вывода протонного пучка не просматривались коллиматорами отклоняющего магнита). Так как время пролета протонов в наших условиях на 37 нсек меньше времени пролета  $He^4$ , эффективная дискриминация протонов осуществлялась схемой совпадений с разрешающей способностью 6 нсек. Для разделения дейтронов и  $He^4$  дискриминации только по  $dE/dx$  недостаточно, т.к. неупругое взаимодействие дейтронов с веществом сцинтиллятора может приводить к потере энергии в сцинтилляторе, превышающей потери ядер гелия. С этой точки зрения дискриминация в "Е"-счётчике обладает тем преимуществом, что фоновый дейтрон с энергией 210 Мэв принципиально не может оста-

вить в сцинтилляторе энергию, превышающую энергию 380 Мэв, оставляемую ядром  $He^4$ . Интегральный спектр в канале "Е"-счётчика при настройке схемы по времени пролета на регистрацию  $He^4$  и дискриминации дейтронов " $\frac{dE}{dx}$ "-счётчиком обнаруживает плато, обусловленное ядрами  $He^4$  (рис. 5). Идентификация реакции (1) состояла в наблюдении кинематического пика двухчастичной реакции (1) в импульсном спектре вторичных частиц, вылетающих из мишени под углом  $5,4^\circ$  (рис. 6).

Сопоставление интенсивностей счёта  $He^4$  и дейтронов из реакции (2) с учётом отношения числа ядер  $He^4$  и  $p$  в мишенях, поправок на многократное рассеяние в счётчиках ( $0,88 \pm 0,08$ ) и эффективность регистрации счётчиком  $C_4$  ( $0,91 \pm 0,09$ ) даёт следующее значение сечения реакции (1) в л.с.:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{He^4} = 5,4^\circ) = (4,6 \pm 1,2) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2 \cdot \text{стер.}^{-1},$$

что соответствует в с.п.и.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta = 169^\circ) = (1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2 \cdot \text{стер.}^{-1}.$$

На рис. 7 приведено измеренное значение вместе с результатами работы<sup>/7/</sup> по упругому  $pHe^4$  рассеянию при энергии 630 Мэв. Детальное исследование углового распределения назад, где сечение на 6 порядков ниже сечения рассеяния вперед, очевидно, целесообразно в том случае, если модель кратных соударений<sup>/1/</sup> будет развита для описания рассеяния назад. Однако уже имеющаяся информация позволяет оценить вероятность рассеяния протона ядром  $He^4$  с практически максимальной передачей импульса ( $9,5 \text{ ферми}^{-1}$ ) и сохранением ядра в связанном состоянии. Полагая на основании результатов<sup>/7/</sup>, что сечение квазиупругого рассеяния протона нуклонами  $He^4$  в 1+2 раза меньше сечения рассеяния протона свободными нуклонами, получим

$$\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(169^\circ)\right)_{pHe^4}}{\sum \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{np}} \approx (4-8) \cdot 10^{-6}.$$

Приведенная в работе<sup>/2/</sup> оценка вероятности флуктуационного сжатия ядра  $He^4$  составляет  $W_{He^4} = 2 \cdot 10^{-5}$ , что по порядку величины близко к наблюдаемому значению. Следующим шагом в количественной проверке флуктуационной теории должно быть измерение вероятности квазиупругого выбивания изотопов гелия из различных ядер, что позволит сопоставить сечение рассеяния протонов на свободных ядрах  $He^3$ ,  $He^4$  и соответствующих кластерах в ядре при больших передаваемых импульсах.

В заключение авторы выражают благодарность Л.М.Сороко за интерес к работе и полезные обсуждения, а также В.А.Кислухину, принимавшему участие в измерениях.

#### Л и т е р а т у р а

1. W.Czyz and L.Lesniak, *Phys. Lett.*, **24B**, 227 (1967).
2. R.H.Bassel and C.Wilkin, *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 871 (1967).
3. Д.И.Блохинцев, *ЖЭТФ*, **33**, 1295, (1957).
4. А.Ф.Викершам, *Phys. Rev.*, **107**, 1050 (1957).
5. W.Selove, J.M. Teem, *Phys. Rev.*, **112**, 1658 (1958).
6. A.Cormack, J.Palmieri, N.Ramsey, R.Wilson, *Phys. Rev.*, **115**, 599 (1959).
7. O.Chamberlain., E.Segre, R.Tripp, C.Wiegand, T.Ypsilantis, *Phys. Rev.*, **102**, 1659 (1956).
8. М.С.Козодаев, М.М.Кулюкин, Р.М.Суляев, А.И.Филиппов, Ю.А.Шербаков, *ЖЭТФ*, **38**, 709 (1960).
9. Н.Палеvsky et al., *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 1200 (1967).
10. В.П.Джелепов, В.И.Комаров, О.В.Савченко. *Препринт ОИЯИ*, 16-3491, (1967).
11. Н.Фешбах, А.К.Керман, *Comm. on Nucl. and Part. Phys.*, **1**, и **3** (1967).
12. М.Г.Мешеряков, Б.С.Неганов, *ДАН*, **100**, 677, (1955).

Рукопись поступила в издательский отдел

21 февраля 1968 года.

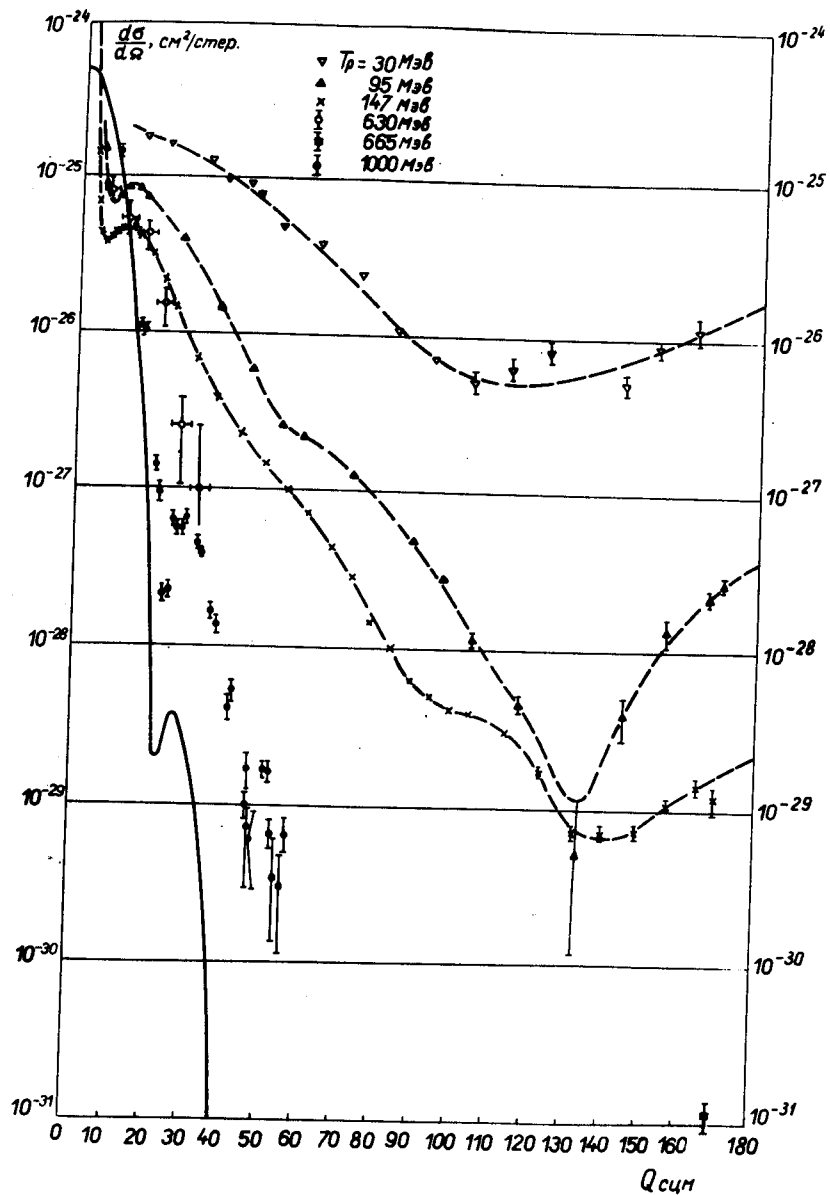


Рис. 1. Дифференциальное сечение упругого  $p\text{He}^4$  рассеяния при энергии протонов 30 МэВ/3/, 95 МэВ/4/, 147 МэВ/5/, 630 МэВ/7/, 665 МэВ - данная работа, 1 ГэВ/8/. Сплошная кривая - результат расчёта/10/  $p\text{He}^4$  - рассеяния в импульсном приближении с учётом только однократных соударений.

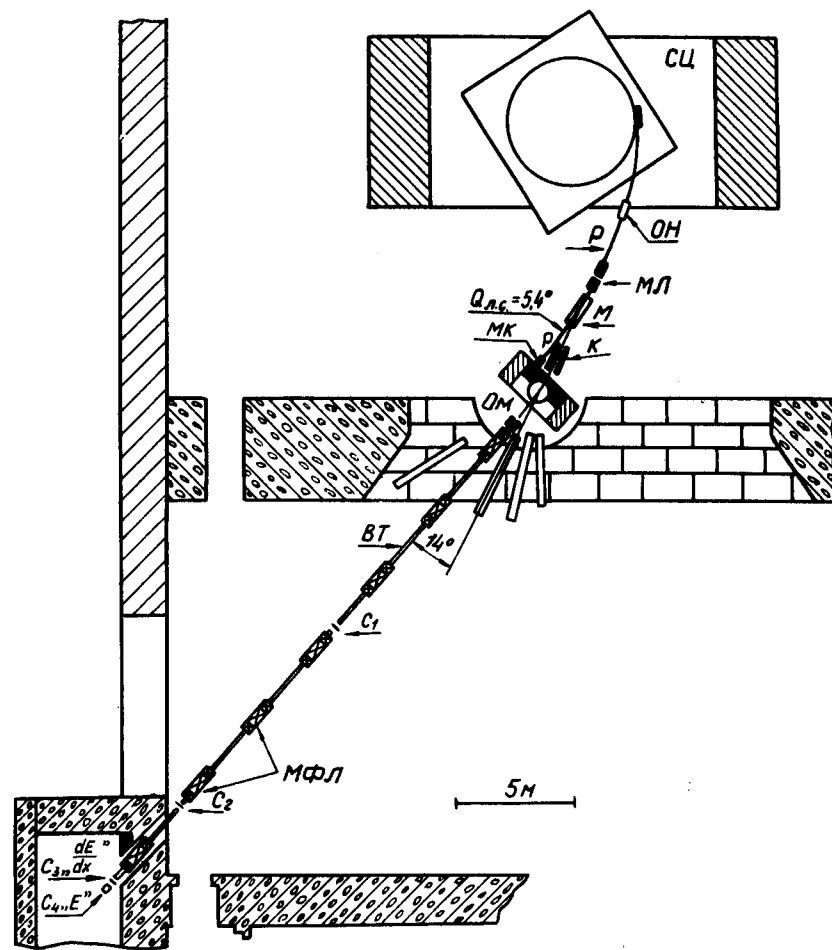


Рис. 2. Общая схема эксперимента и расположения аппаратуры. СЦ - синхротрон; ОН - отклоняющие насадки;  $\rho$  - выведенный протонный пучок; МЛ - магнитная линза; М - мишень; МК - мониторная камера; К - коллиматоры; ОМ - отклоняющий магнит; ВТ - вакуумный тракт;  $C_1 - C_4$  - сцинтилляционные счётчики; МФЛ - магнитные фокусирующие линзы.

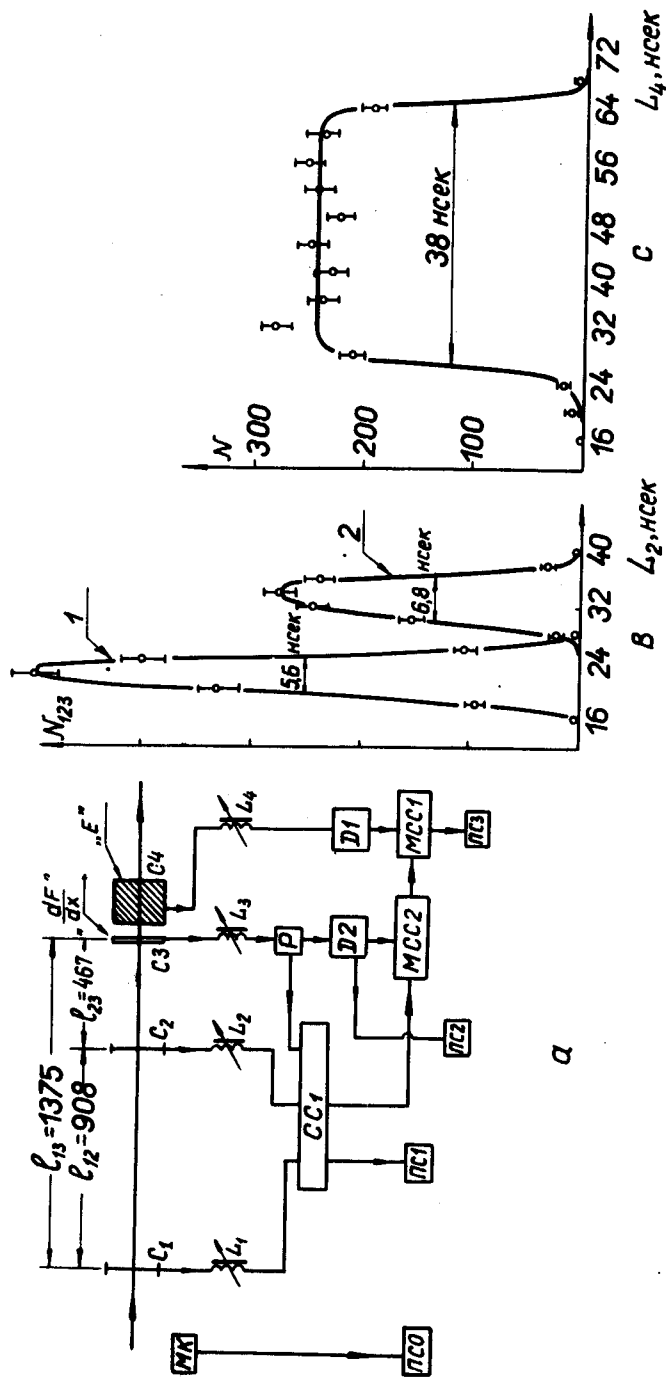


Рис. 3. а - блок-схема электронной аппаратуры; СС1 - быстрая схема совпадений, р - разветвитель; Д - интегральный дискриминатор; МСС - медленная схема совпадений; ПС - пересчётная схема; в - кривые задержанных совпадений в СС1, полученные при регистрации протонов (1) и дейтронов (2) с импульсом 960 Мэв/с; С - кривая задержанных совпадений в МСС.

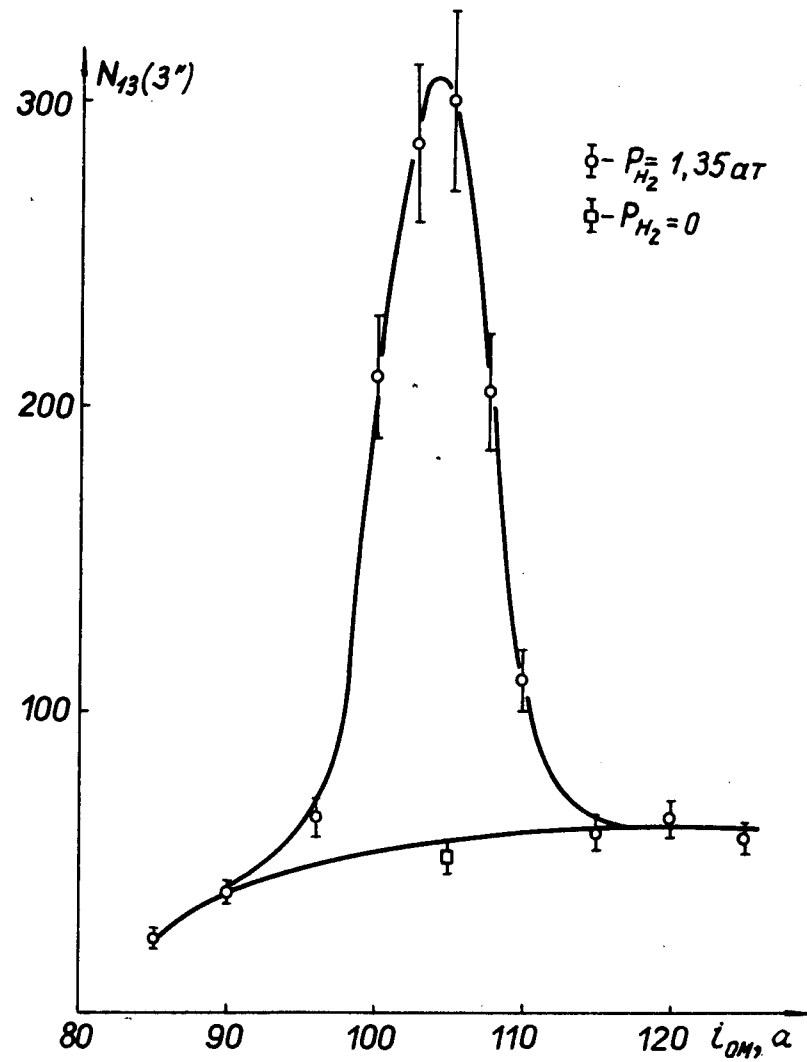


Рис. 4. Зависимость счёта дейтронов, образующихся в реакции  $p + p \rightarrow d + \pi^+$ , от тока отклоняющего магнита. Мишень наполнена газообразным водородом.

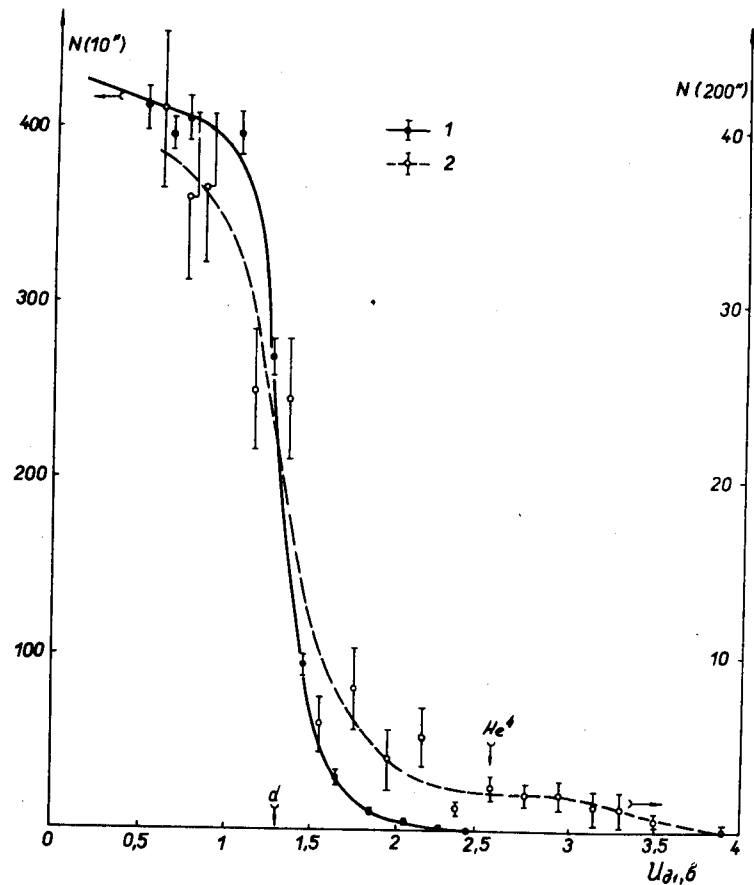


Рис. 5. Интегральные спектры в канале "Е" счётчика  $C_4$ ; 1 - в отсутствие дискриминации по  $dE/dx$ ; 2 - дейтроны дискриминируются по  $dE/dx$  в счётчике  $C_3$ . Стрелкой " $He^4$ " указано выбранное значение порога дискриминации.

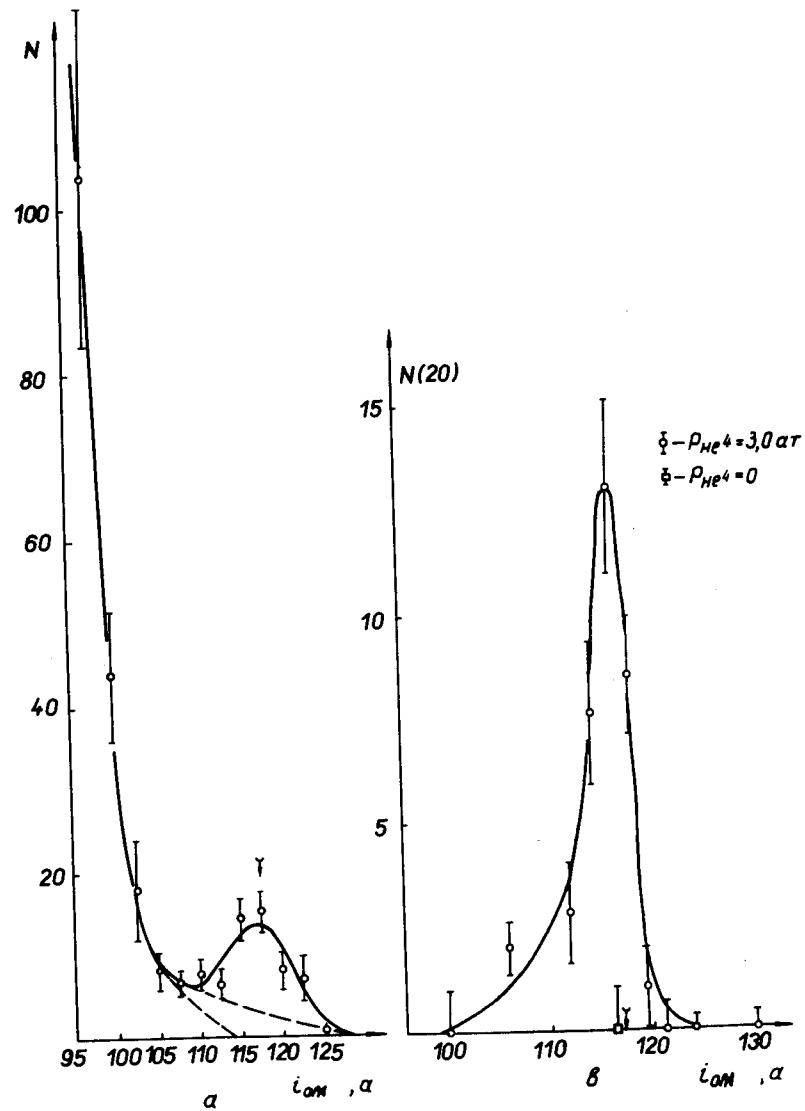


Рис. 6. Условия регистрации ядер  $He^4$  из  $pHe^4 \rightarrow pHe^4$ ; а - зависимость счёта от тока отклоняющего магнита, измеренная при фиксированной настройке по времени пролета на регистрацию  $He^4$ ; б - та же зависимость, полученная при подстройке по времени пролета при всех значениях тока. Стрелками указано расчётное значение тока для  $He^4$  из  $pHe^4 \rightarrow pHe^4$ .



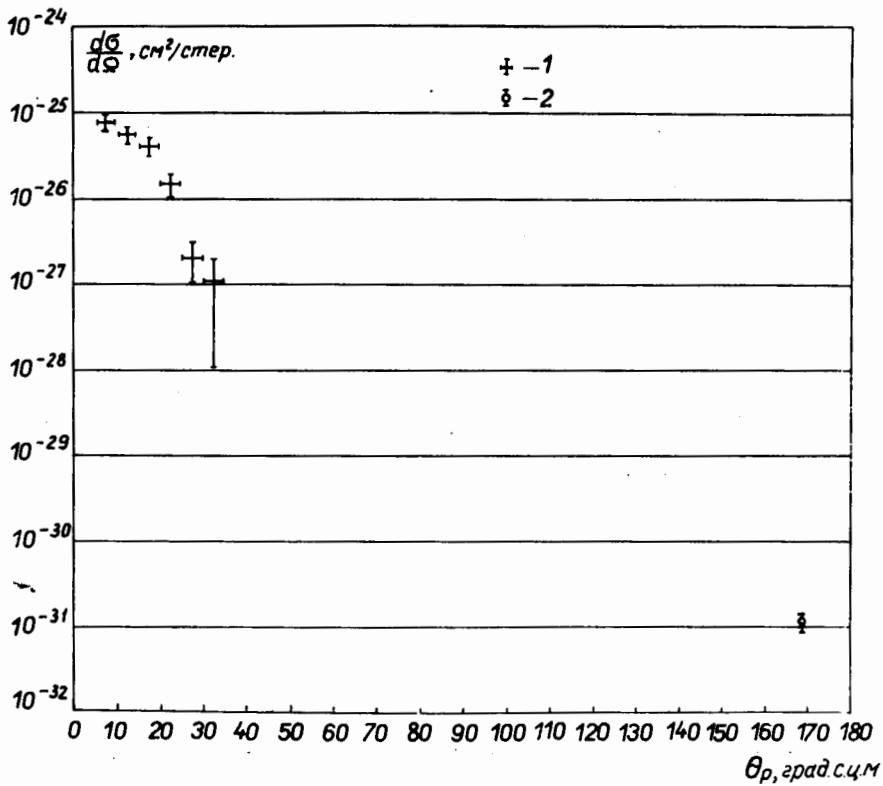


Рис. 7. Дифференциальное сечение упругого pHe<sup>4</sup> рассеяния при энергии протонов 630 Мэв<sup>(7)</sup> и 665 Мэв - данная работа.