УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРЯМЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ, ВЫЗВАННЫХ ЭЛЕКТРОНАМИ И ₇-КВАНТАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 300 *Мэв*

К. Ш. ЕГИЯН, Г. Л. БОЧЕК, И. А. ГРИШАЕВ, К. В. АЛАНАКЯН, В. И. КУЛИБАБА, М. Л. СИТЕНКО

Приводятся описание и экспериментальные характеристики установки, предназначенной для исследований прямых ядерных реакций, вызванных электронами и 7-квантами с энергией 300 Мэв, на линейном ускорителе ЛУ-300 ФТИ АН УССР.

Указаны особенности установки, обусловленные импульсным режимом работы линейного ускорителя электронов.

I. Введение

Исследование структуры ядра остается одной из основных проблем современной физики. В течение последних двух десятилетий наиболее распространенным методом исследования структуры ядра стало квазиупругое рассеяние быстрых протонов на ядрах [1, 2]. Простота механизма реакции квазиупругого (p, 2p) рассеяния, изучаемого методикой совпадения двух конечных протонов, позволяет связать измеряемые параметры реакции с распределением нуклонов по энергии связи, с характером и временем жизни дырочных состояний отдельных оболочек и с импульсным распределением нуклонов на данной оболочке. Реакции типа (p, pd) (p, p^{α}) дают ценную информацию о характере сильных корреляции нуклонов в ядрах [3].

Данные по (p, 2p) реакции обычно интерпретируются на основе импульсного приближения, при котором предполагается, что падающие протоны взаимодействуют с отдельными нуклонами, движущимися в поле остальных частиц в ядре. Так как среднее межнуклонное расстояние в ядрах порядка 2 ферми [4], то для справедливости импульсного приближения энергия первичных протонов должна быть >150 Мэв. Оптимальное значение энергии первичных протонов лежит в интервале 150÷400 Мэв [3, 4]. При таких энергиях средний свободный пробег в ядерном веществе как первичного, так и двух вторичных протонов (с энергией 100-200 Мэв) меньше размеров ядер. Поэтому многократное рассеяние участвующих в реакции протонов до и после изучаемого элементарного (p, 2p) взаимодействия, проводящее к значительным искажениям волновых функций этих частиц и возбуждению ядер в начальном состоянии, не позволяют получить сведения о глубоких оболочках ядер с А > 16. Интерпретация данных, полученных на легких ядрах (с $A \leq 16$) требует учета искажения волновых функций трех протонов, что является трудной задачей.

Вышеуказанные соображения относятся так же к реакциям, вызванным другими сильновзаимодействующими частицами.

Более детальные данные об объемном взаимодействии и глубоких состояниях ядер можно получить при помощи высокоэнергичных квантов и электронов. Благодаря слабому взаимодействию, искажением волновых функций этих частиц и возбуждением ядер в начальном состоянии можно пренебречь [4]. Кроме того, теоретическая интерпретация полученных данных облегчена тем, что взаимодействие электромагнитное, и в большинстве случаев можно применять теорию возмущений [3].

Эксперименты по систематическому исследованию прямых ядерных реакций, вызванных γ -квантами, выполнено в основном в области максимальной энергии до 100 Мэв [5]. В области $E_{\gamma} = 100 \div 300$ Мэв и выше 300 Мэв такие эксперементы выполнены в ограниченном количестве [6, 7]. Не проведены систематические исследования всех аспектов этих реакций так, как это сделано для области $(E_{\gamma})_{\text{stax}} < 100$ Мэв [5].

Эксперементы по исследованию структуры ядер электронами высоких энергий только начаты [8] и имеют пока предварительный характер.

В настоящей работе приведено описание установки, предназначенной для исследования структуры ядер и характера взаимодействий у-квантов и электронов с максимальной энергией до 300 Мэв.

II. Описание установки

На рис. 1 приведена общая схема установки. Сфокусированный пучок Харьковского линейного ускорителя электронов с энергией до 300 Мэв после системы параллельного переноса поступает по ваккуумному электронопроводу в камеру рассеяния, вокруг которой по неподвижной платформе вращаются два магнитных аналазатора, предназначенные для регистрации вторичных частиц в реакции, вызванных ү-квантами или электронами. На продолжении электронопровода после камеры рассеяния расположен монитор вторичной эмиссии для относительного измерения интенсивности пучка электронов. После монитора вторичной эмиссии пучок электронов поглощается могильником из блоков тяжелого бетона.

1. Система формирования пучка. Однократно повернутый пучок после предварительного формирования при помощи трех квадрупольных линз окончательно фокусируется на мишени двумя линзами, расположенными после системы параллельного переноса. Непосредственно после линз окончательной фокусировки установлены корректоры вертикального и горизонтального положения для точной установки пучка в центр мишени. Наблюдение за пучком при фокусировке осуществляется дистанционно при помощи телевизионной установки на сцинтиллирующем экране, устанавливаемом на месте мишени.



Рис. 1. Схема установки 1, 12— датчики МИИ, 2— поворотный магнит, 3, 4, 5 магнитные линзы предварительной фокусировки, 6— цилиндр Фарадея, 7, 8—магнитные линзы окончательной фокусировки, 9— корректоры, 10— какуумвая система, 11—камера рассеяния. 13—мишень, 14, 15—спектрометры АП и АЭ, 16—МВЭ, 17— могильник, 18— поглотитель, 19, 20-защиты, 21, 22- подвижные платформы, 23—неподвижная платформа, 24—телеобъектив.

2. Камера рассеяния. Камера рассеяния представляет собой цилиндрический резервуар диаметром 320 мм и высотой 300 мм, жестко связанный с установкой. На цилиндрической поверхности камеры рассеяния на уровне пучка ускорителя имеются окна для ввода и вывода пучка, для наблюдения за пучком и для вывода вторичных частиц. В камере рассеяния установлены привод мишени, подсветка экрана наблюдения за пучком и датчик магнито-индукционного измерителя интенсивности пучка, электрические выводы которых расположены на крышке камеры. Привод мишени представляет собой диск с шестью ячейками для крепления пяти мишеней и экрана для наблюдения за пучком. Диск вращается вокруг горизонтальной оси при помощи двигателя. Данная мишень или экран устанавливаются под пучок дистанционно. Для обеспечения необходимого угла между нормалью к мишени и осью пучка привод мишени может вращаться вручную вокруг вертикальной оси, проходящей через центр камеры рассеяния и всей установки.

3. Неподвижная платформа. Неподвижная платформа представляет собой массивную стальную круглую плиту диаметром 1580 мм и толщиной 240 мм, имеющую шесть юстировочных опор, которые обеспечивают установку платформы в горизонтальной плоскости с угловой ошибкой $\lesssim 5 \cdot 10^{-3}$ радиан. На боковой поверхности платформы имеется лимб для отсчета углов поворотов двух магнитных анализаторов. Ошибки определения углов не превышают 2,5 минут. В центре платформы установлена подставка для жесткого крепления камеры рассеяния.

4. Магнитные анализаторы. Магнитные анализаторы служат для измерения импульсов вторичных частиц и расположены на двух подвижных платформах, вращающихся по неподвижной платформе вокруг общего центра установки.

а) Анализатор электронов (АЭ). Анализатор АЭ представляет собой магнит естественного охлаждения с круглыми полюсами диаметром 300 мм и с зазором 25 мм. Конструкция магнита обеспечивает детектирование в интервале углов $30 \div 110^{\circ}$. Линейная область зависимости напряженности поля от тока в катушках до 8 кэрст.

Для выбранного угла поворота главной траектории в магнитном поле 18° (при радиусе кривизны 1000 мм) и для анализа вторичных электронов с максимальным импульсом 250 Мэв/с значение необходимого магнитного поля (5 кэрстед) лежит в линейной области кривой намагничивания. В целях ограничения и определения действия полей рассеяния на входе и выходе магнита на расстоянии, равном зазору, установлены два магнитных экрана. В промежутке между экранами и полюсами магнита зависимость напряженности магнитного поля от координаты вдоль главной траектории частиц хорошо описывается линией, что позволяет однозначно определить эфрективную границу полюсов [9]. Значение магнитного поля за экранами практически равно нулю.

При расстоянии центра магнита от мешени 500 мм и зазоре-25 мм светосила анализатора составляет 1,17.10⁻³ стерадиан. На рас стоянии 1200 мм от центра магнита установлен детектор электронов. Предварительная калибровка анализатора АЭ была проведена без детектора при помощи сфокусированного пучка электронов с энергией 250 Мэв. Для этого анализатор был установлен по направлению пучка и на расстоянии 780 мм от центра магнита снимался отпечаток пучка на стекле в зависимости от тока в катушках. Кривая зависимости отклонения центра пучка повторяет ход кривой намагничивания. Окончательная калибровка АЭ была проведена с детектором при помощи исследования упругого рассеяния электронов на свободном протоне в мишени CH₂.

6) Анилизатор протонов (АП). Конструкции анализаторов АП и АЭ аналогичные, за исключением более выгодного расположения намагничивающих катушек в АП. Это приводит к увеличению линейного участка зависимости напряженности магнитного поля от тока намагничивания (до 10 кэрст.). Для выбранного угла поворота главной траектории 12 (при радиусе кривизны 1600 мм) АП позволяет анализировать импульсы до 500 Мэв/с.

384

При расстоянии центра магнита от мишени 600 мм и зазоре 30 мм светосила анализатора АП составляет $1,25 \cdot 10^{-3}$ стерадиан. На расстоянии 850 мм от центра магнита расположен детектор тяжелых частиц с диаметром 60 мм, обеспечивающий анализ частиц без уменьшения светосилы анализатора. Анализатор АП был откалиброван при помощи « источника Po^{210} , расположенного на месте мишени. На рис. 2 приведена кривая разрешающей способности АП, полученная при попощи « источника с диаметром активной части 10 мм. Согласно этой кривой экспериментальная разрешающая способность АП на полувысоте $\Delta p/p \approx \pm 15^0/_0$.



Рис. 2. Кривая разрешающей способности АП. Na — число а частиц с импульсом р. Мэв'с.

5. Детекторы. Вторичные электроны детектируются черенковским счетчиком из оргстекла. Детектором тяжелых частиц служат два сцинтилляционных счетчика (C₁C₂), включенные в совпадение. Во всех счетчиках используются быстрые фотоумножители типа ФЭУ-30.

6. Мониторирование пучка. Интенсивность пучка электронов измеряется двумя методами — монитором вторичной эмиссии (МВЭ) и магнитоиндукционным измерителем (МИИ) [10]. Выбор двух способов измерения интенсивности пучка обусловлен фоновыми условиями эксперимента. Для того чтобы головка МВЭ не являлась источником добавочного фона, она расположена за камерой рассеяния на расстоянии 2,5 метра.

Магнитно-индукционный измеритель имеет то преимущество по отношению к МВЭ, что датчик МИИ пролетного типа [11] не создает фона вблизи мишени. Кроме того, МИИ является абсолютным прибором, не требующим калибровки по цилиндру Фарадея, использование которого нецелесообразно, так как цилиндр Фарадея, использование которого нецелесообразно, так как цилиндр Фарадея является интесивным источником нейтронов. МИИ градуируется импульсным генератором. Относительные ошибки измерения интенсивности пучка обоими методами одинаковы и составляют (3—4)⁰/₀ [10, 12] в области измеряемых средних токов (0,01 - 0,3) *мка*. 7. Вакуум. Вакуум в электропроводе и в камере рассеяния порядка 10⁻⁶ мм рт. ст. обеспечивается нароструйным насосом. Вакуум в спектрометрах порядка 5.10⁻³ мм рт. ст.

III. Фоновые условия

В экспериментах, проводимых на пучке электронов, надежность полученных данных во многом определяется фоновыми условиями, которые особенно тяжелы в работах на линейных ускорителях с короткой длительностью импульсов тока. Поэтому обычно пучок электронов очищается от сопровождающих ү и нейтронного излучений при помощи параллельного переноса.

Описываемая установка расположена на однократно повернутом пучке ускорителя (рис. 1). Благодаря энергетическим разбросам (10%) по основанию спектра), после поворота магнитом, пучок принимает форму ленты в плоскости поворота. На расстоянии 15 м (от поворотного магнита до мишени) ширина пучка в горизонтальной плоскости составляет 30 см. Сужение пучка при помощи коллиматоров приводит к резкому увеличению интенсивности сопровождающего у и нейтронного фонового излучения. Следовательно, при подобном расположении установки необходимо формировать пучок без его соприкосновения на различных участках электронопровода. Для этого после поворотного магнита предварительная фокусировка пучка тремя квадрупольными линзами осуществляется так, чтобы не было потерь тока в участках электропровода до мишени (рис. 1). Такая магнитооптическая система формирования пучка достаточно сложна и чувствительна каизменениям параметров пучка (энергия, энергетические разбросы, углы входа, угло вые расходимости) и отдельных узлов формирующей системы и тре бует непрерывного контроля проводки пучка до мишени. В установке применена система контроля проводки пучка на основе сравнения значения тока в двух точках. На рис. З приведена блок-схема системы кон-



Рис. 3. Блок-схема системы контроля за проводкой и формированием пучка на мишени.

троля [13]. Выходные сигналы двух датчиков (пролетного типа, расположенные соответственно перед поворотным магнитом и перед мишенью, рис. 1), пропорциональные значениям тока пучка на входе и выходе системы формирования, после усилителей и воротных схем поступают на входы блока сравнения. Амплитуда выходного импульса блока сравнения пропорциональна отношению значений тока пучка в двух точках. Увеличение потери тока в системе формирования, а следовательно, увеличение фона на месте установки контролируется измерением амплитуды выходного импульса блока сравнения как для среднего тока, так и для числа электронов в отдельных импульсах тока. Если амплитуда этого импульса превышает свое экспериментально выбранное значение, при котором фоновые условия еще приемлемы, система сигнализирует, и после этого пучок формируется заново. Из-за сложности системы формирования применение обратной связи не представляется возможным.

IV. Радиотехническая регистрирующая система (РСС)

Радиотехническая регистрирующая система отбирает события, соответствующие исследуемой реакции. На рис. 4 приведена блок-схема РСС. При помощи блока СС-1 отбирается случай совпадения и ос-



Рис. 3. Блок-схема радиотехнической регистрирующей системы. Задержки 3, и 3, сделаны в виде коаксиальных кабелей (РК-50). ПП-пересчетки.

тановки (см. ниже) тяжелых частиц в сцинтилляторе C_2 . Блок CC-2 выбирает совпадения в счетчике C_2 и в черенковском счетчике (Ч). Блоки CC-13 и CC-23 выделяют соответствующие задержанные совпадения. Таким образом, на опыте измеряются число рассеянных электронов (ПП-1), число тяжелых частиц (ПП-4), число электронтяжелая частица (*ep*) совпадений (ПП-3), фон при измерении числа тяжелых частиц (ПП-5) и (*ep*) совпадений (ПП--2).

Минимальное разрешающее время всех двухкратных схем совпадений, при котором эффективность регистрации практически $100^{0}/_{0}$ $2\tau_{p} = 10$ нсек. Такое большое разрешающее время выбрано во избежание влияния параметров выходного импулься ФЭУ на τ_{p} (при измерении угловых распределений (*ep*) рассеяния, когда эти импульсы постоянной амплитуды, $2\tau_{p}$ удается уменьшить до 6,5 нсек).

V. Результаты испытаний установки

Установка была испытана при помощи измерений сечения упругого рассеяния электронов на свободном протоне в мишени СН., На. рис. 5а приведен энергетический спектр электронов, рассеянных под углом 90° при энергии первичных электронов 250 Мэв. Кривая представляет собой разность спектров, полученных на CH₂ и C¹². Полуширина пика определяет относительные ошибки измерения энергий



Рис. 5. а) Энергитический спектр электронов, рассеянных под углом 90° на протонах. Спектр измерен при помощи АЭ, без (ер) совпадений. 6) Тот же спектр с (ер) совпадением.

вторичных электронов в АЭ; $(\Delta p/p)_e = \pm 6,3^{\circ}/_{\circ}$. Согласно рис. 5а экспериментальное сечение упругого (*ep*) рассеяния равно (1,15±0,05) $10^{-32} \ cm^2/cmep$, которое на $8^{\circ}/_{\circ}$ меньше теоретического [14]. Это отклонение, по-видимому, обусловлено неопределенностью в измерении числа электронов, проходящих через мишень, и ошибками определения телесного угла $\Delta \Omega_e$.

Как было отмечено выше, анализатор АП был откалиброван при помощи а-источника Po^{210} . Экспериментальные относительные ошибки $(\Delta p/p) = \pm 13^0/_0$ совпадают с данными калибровки.

В канале тяжелых частиц, кроме импульса, измеряется также пробег в сцинтилляторе C₂ с ошибками $\pm 0,05 \ i/cm^2$. Измерение пробега с такой точностью в толстом сцинтилляторе (~1 i/cm^2) производится следующим образом. Как известно [6], ионизационные потери данной частицы в сцинтилляторе (как и в других поглотителях конечной толщины) имеет максимум, который соответствует остановкам частиц в самом конце сцинтиллятора. При прохождении сквозь сцинтиллятор или при остановке не в конце, $\Delta E < (\Delta E)_{\text{мах}}$, где ΔE — энергия, выделенная частицей в сцинтилляторе, $(\Delta E)_{\text{мах}}$ зависит от массы частицы и для различных частиц достигает своего значения при различных энергиях (рис. 1 и 2 работы [6]). Очевидно $(\Delta E)_{\text{мах}}^d > (\Delta E)_{\text{мах}}^p >$ $> (\Delta E)_{\text{мах}}^{\pi}$. Если U_d , U_p , U_{π} —амплитуды выходных импульсов ФЭУ, пропорциональные $(\Delta E)_{\text{мах}}^d$, $(\Delta E)_{\text{мах}}^m$, $(\Delta E)_{\text{мах}}^m$ соответветственно, то, устанавливая порог дискриминатора на входе схемы совпадения $U_n = U_p - \Delta U$, мы выбираем остановки частиц тяжелее протона. Ошибки определения пробега определяются малой величиной ΔU и обратно пропорциональны энергии детектируемой частицы. Необходимо отметить, что такой метод определения пробега пригоден для E < M, где M — масса покоя частицы, E — кинетическая энергия.

Изменением количества вещества перед сцинтиллятором C₂, изменяем энергию (пробег) частицы. На рис. 6 приведена кривая раз-



Рис. 6. Кривая разрешающей способности измерения энергии (пробега) в сцинтилляторе С₂. По оси абсцисс расположены значения импульсов частиц на входе С₂ (импульс измерен СП—95 с ошибками $\pm 0,50_0$). По оси ординат отложено число частиц, для которых $U_p > U_n + \Delta U$. ΔU выбирается экспериментально так, чтобы эффективность регистрации была $\approx 100^0/_0$.

решающей способности определения энергии (пробега) протонов указанным способом. Импульсы протонов были измерены при помощи магнитного спектрометра СП—95 [17]. Протоны образовывались в мишени С¹² пучком электронов с энергией 250 *Мэв.* Относительные ошибки измерения импульсов не превышали ±0,5%.

Согласно рис. б разбросы при измерении энергии в сцинтилляторе С₂ порядка $\pm \sigma$ *Мэв*, что соответствует $\Delta R \approx \pm 0,05 \ i/cm^2$ (для протонов). На рис. б пик при больших энергиях соответствует дейтонам (приведен только для иллюстрации). Для детектирования только дейтонов необходимо устанавливать $U_p < U_n = V_d - \Delta U$ и т. д. При уменьшении $\Delta R < 0,05 \ i/cm^2$ уменьшается эффективность регистрации, по-видимому, из-за флуктуации энерговыделений частицы в сцинтилляторе.

Таким образом, установка позволяет измерять все кинематические параметры двух вторичных частиц ядерной реакции с разбросами, приведенными в таблице.

На рис. 56 приведен спектр электронов из мишени CH₂ (*ep*) совпадений для $\vartheta_e = 90^\circ$, $\vartheta_p = 38^\circ$, $E_e = 250$ Мэв, $E_p = 60$ Мэв. Полуширина этой кривой $\pm 6^0/_0$. Общее число под пиками 5а и 56 совпадает К. Ш. Егнян и др.

Интерволы и разбросы измерения параметров двух вторичных частиц в реакциях A (ур) В и A (e, e'p) В

Таблица

| . All and | θe | ϑ_p^{σ} | Е́ _е , Мэв | Рр , Мэв/с | Ер , Мэв |
|-----------|--------|------------------------|-----------------------|------------|----------|
| Интервал | 30÷110 | 2 0÷90 | <250 | < 500 | 30÷120 |
| Разбросы | ±0,5° | $\pm 1^{\circ}$ | ±7º/0 | ±13% | ±5 Mээ |

в пределах экспериментальных ошибок. Это доказывает, что эффективность детектирования протонов ≈100%.

Для значений телесных углов $\Delta\Omega_e = 3, 1 \cdot 10^{-4}$ стер и $\Delta\Omega_p = 1,25 \times \times 10^{-3}$ стер загрузки в каналах электронов и тяжелых частиц составляют $N_s^{\rm sar} = 1/ce\kappa$, $N_p^{\rm sar} = 10/ce\kappa$ при среднем токе первичных электронов 0,16 ча ($\approx 10^{12}$ эл/сек) и числа ядер $N_x = 2,2 \cdot 10^{22}$. На рис. 7 при



Рис. 7. Типичная кривая задержанных (ер) совпадений на CH₂ для всех схем двойных совпадений.

ведена кривая задержанных (ер) совпадений для вышеуказанных параметров. Согласно кривой $2v_p = 6,5$ нсек ($E_e = \text{const.}, E_p = \text{const.}, r_de E_e -$ энергия вторичного электрона). Отношение максимума пика к пьедесталу составляет 50:1. Это означает, что установка позволяет исследовать процессы, сечения которых меньше сечения упругого (ер) рассеяния не более чем 50 раз. При этом отношение эффекта к фону 1:1.

В заключение авторы выражают благодарность член-корр. АН СССР А. И. Алиханяну и нач. сектора ЕрФИ профессору В. М. Харитонову за постоянный интерес к работе и неоднократные дискуссии, нач. сектора ФТИ Н. И. Мочешникову за помощь в организации и проведении работ, нач. КБ ЕрФИ Э. В. Тер-Минасяну, ст. инженеру Г. Г. Мамиконяну за проектирование установки, нач. ОП ЕрФИ Р. О. Оганесяну, нач. отдела ЭМ ФТИ АН УССР Н. И. Еремину за изготовление установки, нач. сектора ФТИ АН УССР Л. А. Махненко, нач. установки ЛУ-300 Г. А. Демяненко и всему коллективу установки ЛУ-300 за повседневную помощь при проведении эксперемента, сотрудникам ЕрФИ Г. О. Овсепяну, Д. А. Заргаряну, Л. А. Сарки-

390

сяну за участие в работах по изготовлению, испытанию установки и при физических измерениях.

Ереванский физический институт. Физико-технический институт АН УССР

ЛИТЕРАТУРА

- 1. O. Chambarlain and E. Segre, Phys. Rev., 87, 81 (1951).
- 2. H. Tyren, Th. A. J. Maris and P. Hillman, Nuovo Cimento, 6, 1507 (1957); H. Tyren, Th. A. J. Maris and P. Hillman, Nucl. Phys., 7, 10 (1958); B. Gottschalc and K. Strauch, Phys. Rev. Lett., 5, 107 (1960); J. P. Garron at. al. Nucl. Phys., 37, 126 (1962).
- 3. В. В. Балашов, Д. В. Мебония, Изв. АН АрмССР, Физика, 3, 122 (1968).
- 4. G. Jacob, Th. Maris, Rev. Mod. Phys., 38, 121 (1961).
- 5. В. Т. Чижов, ЖЭТФ, 38, 807 (1960).
- 6. B. T. Feld at al., Phys. Rev., 94, 1000 (1954); J. S. Kim, at al., Phys. Rev., 129. 1362 (1963).
- 7. И. И. Мирошниченко, Диссертация, ФТИ АН УССР, Харьков, 1969.
- 8. U. Amaldi at al., Phys. Lett., 13, 341 (1964); U. Amaldi at al., Phys. Lett., 22, 593 (1966); U. Amaldi at al., Phys. Lett., 25B, 24 (1967); G. Ciofi Degli Atti. Nucl. Phys., A106, 215 (1968).
- 9. Н. Г. Афанасьев, А. В. Высоцкая, В. А. Гольштейн, ПТЭ, 5, 29 (1963).
- 10. К. Ш. Елиян, Г. А. Бочек и др. Материалы VI итоговой конференции отдела ВЭ по физике высоких энергий и ускорителям, ФТИ АН УССР, Харьков, 69/13, стр. 143, 1969.
- Н. И. Мочешников, Международная конференция по ускорителям, Дубна, 1963, М. Атомиздат, 1964, стр. 965.
 Н. Г. Афанасьев, В. В. Киселев и др. ПТЭ, 4, 29 (1966).
 К. Ш. Ениян, Г. А. Бочек и др. Матерналы VI итоговой конференции отдела ВЭ по физике высоких энергий и ускорителям, ФТИ АН УССР, Харьков, 69/13, 11 (1060).
- стр. 11 (1969).
- 14. R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys., 28. 214 (1956).

ՄԻՆՉԵՎ 300 ՄԷՎ ԷՆԵՐԳԻԱ ՈՒՆԵՑՈՂ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԵՎ –ՔՎԱՆՏ-ՆԵՐԻ ԿՈՂՄԻՑ ՀՐԱՀՐՎՈՂ ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՈՒՂՂԱԿԻ ՌԵԱԿՑԻԱՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՄԱՆ ՀԱՄԱՐ ՆԱԽԱՏԵՍՎԱԾ ՍԱՐՔ

4. 7. 51345. 4. 1. 80254. 1. 4. 4. 90164. 4. 4. 4. 4. 4. 4. վ. Ի. ԿՈՒ[ԻԲԱՔԱ. Մ. Լ. ՍԻՏԵՆԿՈ

Բերված են մինչև 300 ՄԷՎ էներգիա ռանցող էլնկարոնների և զ-քվանաների կողմից մրա-Sepijng միջուկային ուղղակի ռեակցիաների ուսումնասիրման համար նախատեսված սարքի նկարադրությունը և փորձնական բնութադրերը։ Սարքը տեղադրված է ՈՒՍՍՀ ԳԱ Ֆ. Տ. ինստիտուտի ԼՈՒ-300 էլեկտրոնային ղծային արագացուցիչի փնջի մեջ։ Նշված են սարքի առանձնահատկուբյունները, որոնք պայմանավորված են գծային արագացուցիչի աշխատանքի իմպուլսային phough nd:

ARRANGEMENT FOR INVESTIGATION OF DIRECT NUCLEAR REACTIONS PRODUCED BY ELECTRONS AND GAMMA QUANTA WITH ENERGIES UP TO 300 MeV

K. Sh. EGIAN, G. L. BOCHEK, R. A. GRISHAEV, K. V. ALANAKIAN. V. R. KVLIBABA, M. L. SITENKO

The description and experimental characteristics of the arrangement designed for investigation of direct nuclear reactions produced by electrons and 7-quanta with energies up to 300 MeV on the 300 MeV Kharkov linear accelerator are given. The peculiarities of the arrangement due to the pulse operation of the electron linear accelerator are pointed out.

Поступила 17.XII.1969