

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

К.Ш.Езиян

ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИЙ (γp) и ($e p$), ВЫЗВАННЫХ
ФОТОНАМИ И ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 100-250 МЭВ

Физика атомного ядра и космических лучей - 01.055

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук.

ЕРЕВАН— 1972

Заказ 913

ВФ 04036

Тираж 180

Множительно-копировальная станция Ереванского физического
института, Ереван 36, Маркаряна 2

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

К.Ш.Егмян

На правах рукописи

ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИЙ (γp) И ($e p$), ВЫЗВАННЫХ
ФОТОНАМИ И ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 100 + 250 МЭВ

Физика атомного ядра и космических лучей - 01.055

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

ЕРЕВАН - 1972

Работа выполнена в ордена Ленина
Физико-техническом институте АН УССР

Официальные оппоненты:

Член-корр. АН Арм.ССР, профессор, доктор физико-математических наук Вартапетян Г.А.

Профессор, доктор физико-математических наук Афанасьев Н.Г.

Ведущее предприятие:

Научно-исследовательский институт ядерной физики, МГУ.

Автореферат разослан " " 1971 года

Защита диссертации состоится в _____ месяце
1972 г. на заседании Ученого совета Ереванского физического
института (актовый зал Дома ученых).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕрФИ.

Ученый секретарь
Совета ЕрФИ

В.А.Шахбазян

Изучение прямых ядерных реакций, вызванных фотонами и электронами высоких энергий важно с двух точек зрения; для исследования характера взаимодействия электромагнитного излучения с ядром и для исследования структуры ядра, т.е. для определения таких величин, как вероятность корреляции нуклонов, импульсное распределение нуклонов или кластеров в ядрах и т.д. Значительная эффективность фотоядерных реакций для получения подобных сведений о ядрах обуславливается двумя факторами [1]. Во-первых, взаимодействие относительно слабое, вследствие чего оно не вызывает заметных искажений состояния исходного ядра, для которого в расчетах можно использовать волновую функцию основного состояния. Этим фотоядерные реакции выгодно отличаются от аналогичных реакций, вызванных сильно взаимодействующими частицами. Кроме того, по той же причине можно пренебречь искажением волновых функций падающих частиц, что сильно облегчает расчеты. Другим важным обстоятельством является то, что взаимодействие фотонов и электронов - электромагнитное, которое хорошо известно, и в большинстве случаев можно применять теорию возмущений.

Реакции выбивания фотонами и электронами протонов из сложных ядер (названные в дальнейшем (γp) и $(e p)$ реакциями, соответственно) являются наиболее доступными с экспериментальной точки зрения фотоядерными реакциями. Поэтому их исследования начались вскоре после запуска первых ускорителей электронов [2] и продолжают до настоящего времени.

В настоящее время установлена качественная картина хода сечения фотоядерных реакций с выбиванием протонов в зависимости от энергий фотонов. В области (20 + 30) Мэв наблюдается довольно широкий максимум, называемый гигантским резонансом. За гигантским резонансом с возрастанием энергии фотонов сечение медленно падает, вплоть до пороговой энергии фотомезонных процессов. Для $E_\gamma > 150$ Мэв начинается новый рост сечения.

Наиболее полные исследования реакции (γp) и ($e p$) проведены в области гигантского резонанса ($E_\gamma < 50$ Мэв) [3]. Установлено, что в этой области механизм реакции есть в основном поглощение фотонов дипольными колебаниями ядра. Однако новейшие данные показывают, что гигантский резонанс имеет сложную структуру, природу которой в настоящее время нельзя считать полностью ясной.

Реакции (γp) и ($e p$) в области первичных энергий (100 + 250) Мэв исследованы относительно мало. В имеющихся экспериментальных работах [4,5,6,7,8,9] исследованы сечения этих реакций в зависимости от энергии и углов вторичных протонов, в основном в кинематических условиях, когда разрешены не все механизмы образования протонов. Функция возбуждения и зависимость сечения от массового числа изучены очень мало, как правило, при одном-двух значениях угла и энергий вторичных протонов. Между тем, для того, чтобы понимать, какие процессы происходят при взаимодействии γ -квантов (виртуальных или реальных) с ядрами, какой частичный вклад имеют отдельные механизмы фотообразования протонов, необходимо провести комплексное исследование реакций (γp) и ($e p$) одновременно для различных кинематических условий, на одной и той же установке.

В области $E_\gamma > 300$ Мэв экспериментальные исследования указан-

ных реакций фактически только начаты [10].

С точки зрения получения наиболее чистых данных о структуре ядра и о других ядерных эффектах, целесообразно выбрать первичную энергию γ -квантов в области (100 + 250) Мэв. Это обусловлено тем, что с одной стороны, начиная уже с $E_\gamma = 100$ Мэв, длина дебройловской волны фотонов и электронов становится меньше размеров ядра, следовательно, их взаимодействие с отдельными нуклонами или кластерами становится более вероятным, чем с ядром, как целым. С другой стороны мезонные эффекты либо отсутствуют (до 150 Мэв), либо еще не являются доминирующими.

В диссертации экспериментально изучены процессы взаимодействия фотонов и электронов с ядрами при энергиях (100 + 250) Мэв, приводящие к вылету протонов.

Цель работы заключается в том, чтобы получить отсутствующие экспериментальные данные по реакциям (γp) и ($e p$), идентифицировать механизм фотоядерной реакции, когда кинематически возможны все механизмы образования протонов — одночастичный (ядерный фотозффект), квазидейтонный и фотомезонный механизмы.

В настоящее время нет достаточно убедительных теоретических критериев, позволяющих установить тот или иной механизм ядерных реакций, поэтому решение этой задачи чисто экспериментальным путем связано с постановкой ряда экспериментов, допускающих проверку критериев и следствий из предполагаемого механизма и наблюдения имеющихся особенностей в ходе дифференциальных сечений.

Приведенные в диссертации экспериментальные данные являются результатом реализации определенной программы для идентификации наиболее вероятного механизма фотоядерной реакции, приводящей

к вылету протонов. Эта программа состоит из следующих пунктов:

1. Измерение зависимости сечения реакции (νp) и ($e p$) в зависимости от максимальной энергии фотонов и электронов (функция возбуждения) на ядре C^{12} в различных кинематических условиях.

2. Изучение зависимости дифференциального сечения фотообразования протонов от массового числа ядра, при различных первичных энергиях фотонов и электронов, при различных углах и энергиях вторичных протонов.

3. Изучение энергетических спектров протонов при различных первичных энергиях, углах вылета, на ядрах C^{12} , C^{63} и Pb^{208} .

4. Измерение сечения реакции (νp) и ($e p$) на ядрах C^{12} , C^{63} , Pb^{208} как функции угла вылета протонов при различных кинематических переменных.

5. Сравнение полученных экспериментальных данных с предсказаниями различных моделей механизма образования фотопротонов.

Диссертация состоит из трех глав основного текста, выводов и заключения.

Первая глава посвящена обзору литературных данных по экспериментальным исследованиям реакции (νp). Отдельно рассматриваются данные в областях: $E_\nu \leq 50$ Мэв (§2), $E_\nu = (50+150)$ Мэв, $E_\nu = (150 + 300)$ Мэв (§4) и $E_\nu > 300$ (§5).

Во второй главе приводится описание установки и методика проведения эксперимента.

Работа была выполнена на линейном ускорителе электронов ФТИ АН УССР на 300 Мэв. Опыты проводились на электронном пучке.

Параметры пучка были следующие: энергия электронов в интервале (100 + 250) Мэв, монохроматичность: $\Delta E_e/E_e = \pm 1,25\%$, диаметр пучка на мишени ~ 5 мм. Интенсивность пучка измеряется с

относительными ошибками 2-3% при помощи двух методов — монитором вторичной эмиссии и магнитноиндукционным измерителем тока (§7). Интенсивность электронов в пучке варьировалась в пределах (0,01 + 0,2) мка. Частота посылок ускорителя 50 гц, длительность импульса тока ускорителя (0,7 + 1) мксек.

Особенностью экспериментальной установки является то, что она расположена на однократно-повернутом пучке электронов, который не очищен от сопровождающих γ -квантов и нейтронов, возникающих при формировании и фокусировке пучка на мишени и создающих большой фон на месте установки. При большой скважности работы ускорителя ($2 \cdot 10^4$) это создает значительные затруднения в регистрации продуктов исследуемой реакции.

Для поддержания фона на экспериментально-допустимом уровне была создана специальная система контроля проводки пучка (§7). Система работает на принципе сравнения величины тока в двух точках, на входе формирующего и фокусирующего устройства и непосредственно перед мишенью. Если величина R , пропорциональная отношению этих двух токов, меняется, то меняются потери тока до установки, значит и фон на детекторах. На опыте измеряется R и требуется, чтобы $R \leq R_0$, где R_0 — соответствует экспериментально-допустимому уровню фона.

Для регистрации и идентификации вторичных протонов использовался магнитный анализатор с телескопом из двух сцинтилляционных счетчиков, расположенных после магнита (§9). Частицы опознавались методом "импульс-остаточная энергия". Импульс частицы измерялся по магнитному отклонению с относительной ошибкой $\Delta p/p = \pm 17,5\%$. Остаточная энергия частицы измерялась в сцинтилляционном

телескопе с абсолютной ошибкой ± 3 Мэв. Указанные разрешения позволяют надежно разделить протоны от дейтронов и других частиц. В сцинтилляционных счетчиках использованы пластиковые сцинтилляторы на основе полистирола и фотоумножители типа ФЭУ-30.

Отбор совпадений в сцинтилляционных счетчиках производился разрешающим временем $2\tau = 6,5$ нсек с быстрой амплитудной дискриминацией в 10 - кратном интервале. Полное мертвое время всей быстрой электроники не превышало 100 нсек (§10).

Установка позволяет, не прекращая работу, менять мишень, угол детектирования протонов в интервале $25^\circ + 90^\circ$ (точность определения данного угла не хуже 2,5 минут), импульс - в интервале до 550 Мэв/с и энергию протонов в интервале $(40 + 100)$ Мэв.

В третьей главе (§11-18) приводятся теоретические формулы дифференциальных сечений, поправки на различные физические процессы, уменьшающие выход протонов, полученные экспериментальные данные и их обсуждение.

В §12 приводятся теоретические выражения для дифференциальных сечений, с которыми будут сравнены экспериментальные данные. Отдельно рассматриваются сечения по одночастичному механизму образования протонов, (фотоны поглощаются отдельными, связанными в ядре протонами, вылетающими затем из ядра [11]); по квазидейтронному механизму, когда фотоны поглощаются двухнуклонными образованиями (квазидейтронами) с последующим развалом последних, как это происходит на свободном дейтроне [12], и, наконец, по фото-мезонному механизму, когда протоны являются частицами отдачи в процессах фотообразования π - мезонов на внутриядерных нуклонах [10].

В той же главе приведены данные калибровочных измерений по

упругому (eP) рассеянию на протонах в мишени CH_2 . Получены поправки на различные сопровождающие физические процессы, приводящие к уменьшению выхода протонов (§13).

Основные экспериментальные результаты и их обсуждение приведены в §14-18 третьей главы.

В §15 рассматривается зависимость сечения реакций (γP) и (eP) от максимальной энергии фотонов и электронов на ядре C^{12} (функция возбуждения).

Функция возбуждения реакций (γP) и (eP) была получена для ядра C^{12} в различных кинематических условиях. Измерения были проведены при трех значениях энергии и трех значениях угла вылета протонов в интервале первичной энергии $(100 + 250)$ Мэв.

Во всех измеренных случаях наблюдается значительный рост сечения образования фотопротонов с ростом максимальной энергии первичных фотонов (E_f) макс. При этом характер функции возбуждения довольно чувствителен к выбору кинематических условий. В случае энергии протонов $T_p = 40$ Мэв и угла вылета $\varphi_p = 30^\circ$ и 60° кинематически дозволены все три механизма образования протонов. В остальных случаях образования протонов вклад от прямого фото-мезонного механизма должен отсутствовать.

Для случаев $T_p = 40$ Мэв, $\varphi_p = 30^\circ$ и 60° начиная с $(E_f)_{\text{max}} \approx 200$ Мэв наблюдается крутой рост сечения, свидетельствующий об открытии нового канала образования фотопротонов. В случаях $T_p = 40$ Мэв, $\varphi_p = 90^\circ$ и $T_p = 63$ Мэв, $\varphi_p = 30^\circ$ и 60° рост в области $(E_f)_{\text{max}} \approx 200$ Мэв значительно меньше. В остальных случаях ($T_p = 63$ Мэв, $\varphi_p = 90^\circ$; $T_p = 83$ Мэв, $\varphi_p \approx 30^\circ$) кривые функции возбуждения растут монотонно и в области $(E_f)_{\text{max}} \approx 200$ Мэв не показывают каких-либо особенностей.

Нами были рассчитаны функции возбуждения для всех трех механизмов. В расчетах были учтены движения нуклонов (для одночастичного и фотомезонного механизмов импульсное распределение нуклонов взято из [13]) и квазидейтонов в ядре.

В расчетной формуле сечение выбивания протонов из ядра по фотомезонному механизму выражается через сечение фотообразования π -мезонов на свободных нуклонах. Последнее было взято из [14]. Точно так же сечение образования протонов на ядрах по квазидейтонному механизму выражается через сечение фоторасщепления свободного дейтона. Для учета движения квазидейтонов в ядре была использована функция импульсного распределения, полученная в [7]. В отличие от двух первых механизмов, в случае квазидейтонного механизма имеется свободный параметр — постоянная Левинджера.

В квазидейтонной модели сечение (σ_p) реакции имеет следующий вид

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dE_p} = L \sum_l \frac{(N_Z)_l}{(A)_l} \frac{1}{(C)_l} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p} \right)_l^b \int_l F_l(K_d) \frac{S(E_f E_e)}{E_f} K_d dK_d d\varphi_d dE_f \quad (1)$$

где L — постоянная Левинджера, $\frac{(N_Z)_l}{(A)_l}$ — эффективное число квазидейтонов на l -той оболочке, $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p} \right)_l^b$ — сечение фоторасщепления свободного дейтона в U_3 -системе, \int_l — якобиан перехода из системы U_3 в лабораторную, $F_l(K_d)$ — импульсное распределение квазидейтонов, $S(E_f E_e)$ — функция Шиффа для тормозного спектра фотонов, A_l и C_l — некоторые функции от кинематических параметров, φ_d — азимутальный угол квазидейтонов в ядре. Суммирование производится по всем оболочкам ядра-

мишени.

Постоянная L в формуле (1) должна быть определена экспериментально. Для этого нами были выбраны такие кинематические условия, когда фотомезонный механизм запрещен, одночастичный механизм имеет ничтожный вклад. В качестве такого случая взят вариант $T_p = 83$ Мэв, $\varphi_p = 60^\circ$. Нормируя экспериментальные и расчетные (по соотношению (1)) данные для одного значения $(E_f)_{max}$, находим величину $L = 6$. Это значение было использовано для всех остальных точек и других кривых. Встречающиеся в литературе значения постоянной Левинджера обычно лежат в интервале $3 \div 13$.

Сравнение наших экспериментальных данных по функции возбуждения с расчетными показывает, что при энергии протонов $T_p = 83$ Мэв, для угла вылетов $\varphi_p \geq 30^\circ$ и в интервале $(E_f)_{max} = (100 \div 250)$ Мэв основным механизмом реакций (σ_p) и (σ_{ep}) является квазидейтонный механизм. Во всем исследованном интервале энергии протонов и первичных фотонов, для $\varphi_p \geq 30^\circ$ вклад одночастичного механизма не превышает 10% от измеренных значений сечений.

Для $T_p = 40$ Мэв, $\varphi_p = 30^\circ$ и 60° в области $(E_f)_{max} \approx 200$ Мэв экспериментальные данные значительно превышают теоретические, учитывающие вклады квазидейтонного и одночастичного механизмов. В той же области $(E_f)_{max}$ для $T_p = 40$ Мэв, $\varphi_p = 90^\circ$, $T = 63$ Мэв, $\varphi_p = 30^\circ, 60^\circ$ это превышение не столь велико. Поскольку регистрация протонов от прямых реакций образования π -мезонов на ядерных нуклонах разрешены для $T_p = 40$ Мэв и $\varphi_p = 30^\circ$ и 60° , для этих случаев был рассчитан выход реакции вышеуказанным способом. Сравнение показало, что экспериментальные данные нельзя объяснить суммарным вкладом по квазидейтонному, одночастичному и прямому фотомезонному механизмам. Это обстоятельство, совместное

с фактами наличия превышения экспериментальных данных над теоретическими, которые учитывают вклады одночастичного и квазидейтонного механизмов в кинематических областях, где регистрация протонов от прямой фотомезонной реакции запрещена, показывает, что заметный поток протонов для $(E_\gamma)_{\max} \approx 200$ Мэв получается вследствие вторичного перепоглощения π -мезонов в ядре мишени. В тех случаях, когда энергетический баланс не разрешает рождение π -мезонов вообще ($T_p \approx 83$ Мэв) последнего эффекта, естественно, нет, в согласии с экспериментальными результатами.

Приведенные в диссертации данные сравниваются с имеющимися в литературе [8, 10, 15] на краях исследуемой нами области по $(E_\gamma)_{\max}$. Обнаруживается хорошее согласие.

В §16 исследуется зависимость дифференциального сечения реакции (πp) и $(e p)$ от массового числа ядра-мишени для трех значений энергии протонов $T_p = 40$ Мэв, 63 Мэв и 83 Мэв, трех значений угла вылета $\varphi_p = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ и двух значений максимальной энергии фотонов и электронов $(E_\gamma)_{\max} = 130$ Мэв и 250 Мэв. Измерения проводились на ядрах $C^{12}, Mg^{24}, Cu^{63}, Sn^{118}, Pb^{208}$.

В случае $(E_\gamma)_{\max} = 130$ Мэв сечение фотопротонов линейно зависит от массового числа A .

В случае $(E_\gamma)_{\max} = 250$ Мэв то же сечение как функция от A ведет себя по разному при различных кинематических условиях. В тех случаях, когда по энергетическому балансу фотомезонные процессы не разрешены (в основном $T_p \approx 83$ Мэв), наблюдается такая же линейность, как и в случае $(E_\gamma)_{\max} = 130$ Мэв. Но когда фотомезоны могут рождаться, зависимость сечения образования фотопротонов можно приблизительно привести к виду A^λ , где $\lambda = 1, 2 + 1, 30$.

В тех случаях, когда протоны образуются в основном по квази-

дейтонному механизму, прямая пропорциональность сечения массовому числу означает, что и эффективное число квазидейтонов меняется линейно с ростом A .

В условиях, когда разрешены фотомезонные процессы, увеличение показателя λ ($\lambda > 1$) связано, по видимому, с эффектом перепоглощения π -мезонов, образованных на ядерных нуклонах. Экспериментальные A -зависимости, например для $T_p = 40$ Мэв и $\varphi_p = 30^\circ$, можно объяснить, если предположить, что процесс перепоглощения имеет объемный характер в области малых и поверхностный характер в области больших значений массового числа.

В § 17 приводятся результаты измерений энергетических распределений протонов в реакциях (γp) и $(e p)$ в интервале энергии (40+100) Мэв для двух значений максимальной энергии фотонов и электронов, под углами $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ на ядрах $C^{12}, Cu^{63}, Pb^{208}$. Все эти спектры аналогический можно описывать формулой, которая совпадает с выражением для спектров в испарительном процессе. Однако если предположить, что протоны образуются в испарительном процессе, то следует допустить очень большую температуру возбужденного ядра (20+40) Мэв, что приводит к энергии возбуждения (даже для легкого ядра C^{12}) большей, чем первичная энергия фотонов и электронов. Общей особенностью для всех полученных спектров является то обстоятельство, что они сильно обогащены в области малых энергий.

Нами были проведены расчеты спектров протонов, учитывающих вклады трех механизмов (одночастичного, квазидейтонного и фотомезонного) на ядре C^{12} . Экспериментальные данные при $(E_\gamma)_{\max} = 130$ Мэв и под углами $30^\circ, 60^\circ$ и 90° удовлетворительно согласуются с теоретическими, рассчитанными по одночастичному и квазидейтонному механизмам вместе.

В случае $(E_\gamma)_{\text{max}} = 250$ Мэв в области малых энергий протонов экспериментальные данные на C^{12} для углов 30° , 60° и 90° превышают теоретические, рассчитанные по всем трем механизмам вместе. Это превышение, как было отмечено выше, связано, по видимому, с процессом перепоглощения фотомезонов в ядре-мишени.

В §18 изучаются угловые распределения фотопротонов на ядрах C^{12} , Cu^{63} , Pb^{207} при максимальной энергии фотонов и электронов 130 Мэв и 250 Мэв и при энергиях протонов 40 Мэв, 63 Мэв и 83 Мэв. Общей особенностью всех спектров является то, что имеется сильная направленность вперед, которая имеет тенденцию роста с ростом энергии протонов.

Для случая ядра C^{12} были рассчитаны теоретические угловые распределения, учитывающие вклады всех трех механизмов. При $(E_\gamma)_{\text{max}} = 130$ Мэв угловое распределение удовлетворительно согласуется с предсказаниями одночастичного и квазидейтонного механизмов вместе. Для $(E_\gamma)_{\text{max}} = 250$ Мэв наблюдается хорошее согласие с квазидейтонной моделью при энергии протонов 83 Мэв. В остальных случаях в области малых углов экспериментальные данные превышают расчетные.

Основные результаты проделанной работы могут быть сформулированы следующим образом.

1. Разработана экспериментальная установка для исследования прямых ядерных реакций (с вылетом различных тяжелых частиц) вызванных фотонами и электронами с энергией (100 + 250) Мэв.

2. Впервые проведены систематические экспериментальные исследования функции возбуждения реакций (γp) и $(e p)$ на ядре C^{12} при различных кинематических условиях, в том числе, когда разрешены как одночастичный и квазидейтонный, так и фотомезонный механизмы образования протонов.

3. Исследована зависимость сечения образования протонов в реакциях (γp) и $(e p)$ как функция массового числа, угла вылета и энергии вторичных протонов.

4. Экспериментальные данные сравниваются с теоретическими, рассчитанными по указанным выше трем механизмам. В области первичной энергии ниже порога фоторождения, экспериментальные данные в основном объясняются по модели образования протонов в процессе фоторасщепления внутриядерных квазидейтонов. Одночастичный механизм дает вклад, не превышающий 10% от экспериментальных данных.

5. В области первичной энергии фотонов и электронов $(E_\gamma)_{\text{max}} \approx 200$ Мэв значительная доля выхода протонов обуславливается фотомезонными процессами. При этом экспериментальные данные можно объяснить, если допустить, что вклад протонов от вторичного перепоглощения фотопионов порядка вклада протонов отдачи от прямой реакции образования \mathcal{N} -мезонов.

Основные результаты диссертации представлены на XXI ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра и опубликованы в [16 - 22].

ЛИТЕРАТУРА

- 1 - G.Jacob, Th.Maris, Rev.Mod.Phys., 38, 121.1961
- 2 - K.Straux, Ann.Rev. Nucl.Sci. 2, 105.1952
- 3 - Др.Левинджер, Фотоядерные реакции, Приложение, Москва, 1962
- 4 - S.Levintal and A.Silverman, Phys.Rev., 82, 822.1951
- 5 - J.C.Keck, Phys.Rev., 85, 410.1952
- 6 - B.T.Feld et.all, Phys.Rev. 94, 1000.1954
- 7 - Y.S.Kim, Phys.Rev., 129, 1293.1963
- 8 - C.Whitehead et.all, Phys.Rev. 110, 941.1968
- 9 - J.L.Matthews et.all, Nucl.Phys., A 112, 654.1968
- 10 - Ю.П.Антухович и др., ЯФ, 2, 921.1969; ЯФ, II, 948.1970;
ЯФ, 13, 473.1971.
- 11 - Г.М.Шклярковский, ЖЭТФ, 36, 1493.1959
- 12 - J.S.Levinger, Phys.Rev., 84, 43.1951
- 13 - U.Amaldi et.all, Phys. Lett. 25B, 24.1967
- 14 - M.Kihara, Journ.Phys.Soc..Japan 20, 1313.1965
- 15 - Г.Челлен, Физика элементарных частиц, Москва, 1966.
- 16 - К.Ш.Егиян, С.В.Вартанян, ПТЭ, 5, 103.1964.
- 17 - К.Ш.Егиян, Г.Л.Бочек, К.В.Алабян, М.Л.Ситенко,
В.И.Кулибаба, ПТЭ, I, 144.1970
- 18 - К.Ш.Егиян, Г.Л.Бочек, И.А.Гришаев, К.В.Алабян,
В.И.Кулибаба, М.Л.Ситенко, Известия АН Арм.ССР, Физика, 5,
581, 1970.
- 19 - К.Ш.Егиян, Г.Л.Бочек, В.И.Кулибаба, И.А.Гришаев,
Известия АН Арм.ССР, Физика, 6, 161.1971.
- 20 - К.Ш.Егиян, Г.Л.Бочек, В.И.Кулибаба, Известия АН Арм.ССР,
Физика, 6, 214, 1971
- 21 - К.Ш.Егиян, Г.Л.Бочек, В.И.Кулибаба, Известия АН Арм.ССР,
Физика, 6, 351, 1971

- 22 - Г.Л.Бочек, К.Ш.Егиян, В.И.Кулибаба, Программа и тезисы докладов XXI Ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, ч.II, стр.178, Ленинград, 1971.