

C - 16

4 - 7629

САЛГАНИК

Юрий Андреевич

ХАРАКТЕРИСТИКИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ
ПРИ ЗАХВАТЕ μ^- -МЕЗОНОВ ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
кандидат физико-математических наук

С.С.ГЕРШТЕЙН,
Л.Д.БЛОХИНЦЕВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение - ФИАН, Москва

Автореферат разослан " 11 " янь 1974 г.

Защита диссертации состоится " " _____ 1973 г.
на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна,
Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А.АСАНОВ

4 - 7629

САЛГАНИК

Юрий Андреевич

ХАРАКТЕРИСТИКИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ
ПРИ ЗАХВАТЕ μ^- -МЕЗОНОВ ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Одним из следствий несохранения четности в слабых взаимодействиях является существование асимметрии в угловом распределении нейтронов, образовавшихся в результате захвата поляризованных отрицательных мюонов ядрами. Иными словами, дифференциальная вероятность процесса $(\mu^-, \nu n)$ в случае захвата мюонов неполяризованными ядрами может быть записана в виде

$$\frac{d^3W}{dE d\Omega} = \frac{W_0(E_n)}{4\pi} [1 + P_\mu \alpha(E_n) \cos \theta], \quad (I)$$

где P_μ - степень поляризации захватываемых мюонов,

θ - угол между направлением вылета нейтрона и направлением поляризации мюонного пучка,

E_n - энергия нейтрона, а величина $\alpha(E_n)$ называется асимметрией углового распределения нейтронов. Теоретический анализ первых экспериментальных данных /1-5/ по асимметрии проводился в следующих приближениях:

I. Использовался эффективный мюон - нуклонный гамильтониан μ^- -захвата, полученный в рамках теории универсального Ферми-взаимодействия (УФВ) /6-7/ с учетом гипотезы сохранения векторного тока (CVC) /8/ и G-инвариантности сильных взаимодействий.

II. При описании взаимодействия μ^- -мезонов с ядрами использовалось импульсное приближение по слабому взаимодействию.

III. Захватываемый μ^- -мезон считался нерелятивистским.

IV. В полученном эффективном мюон-ядерном гамильтониане отбрасывались все члены первого и более высоких порядков по отношению P/m_p , где P - импульс нуклона в ядре, а m_p - его масса.

Единственное исключение составляли члены, содержащие эффективную псевдоскалярную константу связи G_p ^{/9/}. Это обусловлено большей, по сравнению со всеми остальными константами связи, величиной G_p .

У. Реакция (μ^- , ν_n) рассматривалась в рамках прямого механизма процесса.

Если в рамках перечисленных приближений пренебречь спин-орбитальным взаимодействием между вылетающим нейтроном и ядром-остатком, то выражение для асимметрии углового распределения факторизуется:

$$\alpha(E_n) = \alpha_n \beta(E_n), \quad (2)$$

где α_n - асимметрия углового распределения при μ^- -захвате на покоящихся протонах (водородная асимметрия), $\beta(E_n)$ - некий ядерный фактор. Из физических соображений следует, что должны выполняться условия:

$$|\alpha_n| \leq 1 \quad \text{и} \quad |\beta(E_n)| \leq 1.$$

Анализ экспериментальных данных в рамках такого подхода потребовал пересмотра допущений, лежащих в основе наших представлений об элементарном акте: получающиеся соотношения между константами связи слабого взаимодействия резко расходились^{/10/} с предсказанными на основе гипотез CVC и частичного сохранения аксиального тока^{/11-12/} (или же в рамках дисперсионных соотношений^{/13/}) и не противоречащими данным опыта по β -распаду. Указанный факт поставил на повестку дня вопрос о более тщательном анализе факторов, которые могут оказаться существенными при исследовании характеристик нейтронного канала от захвата отрицательных мюонов ядрами. Такому анализу и посвящена настоящая диссертация.

ВО ВВЕДЕНИИ обсуждена ситуация, сложившаяся ко времени, когда были начаты работы, положенные в основу диссертации, проведен анализ приближений, использовавшихся до сих пор при изучении процесса (μ^- , ν_n) и изложена программа исследований, реализации которой посвящены последующие главы.

В первой главе рассмотрена формальная теория реакций (μ^- , ν_n). В дополнение к приближениям I-IV учтены так называемые "скоростные" члены в эффективном мюон-ядерном гамильтониане (члены первого порядка по отношению P/m_p)^{/14/}. Амплитуда реакции (μ^- , ν_n) записана в рамках прямого механизма процесса, поскольку наибольший интерес представляют характеристики быстрых нейтронов. Вклад резонансного механизма, являющегося определяющим при $E < 15$ Мэв, в рассматриваемой области энергий пренебрежимо мал.

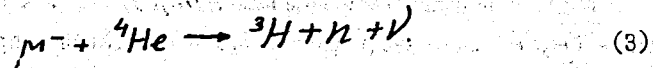
В выражении для квадрата амплитуды процесса удержаны все члены, квадратичные по "скоростным"^{/15-17/}, т.е. пропорциональные $|<P/m_p>|^2$, несмотря на то, что в эффективном мюон-ядерном гамильтониане опущены члены порядка $(P/m_p)^2$. Указанное обстоятельство вызвано тем, что вклад в дифференциальную вероятность рассматриваемого процесса членов вида $<|P/m_p|^2>$ много меньше, чем вклад членов, пропорциональных $|<P/m_p>|^2$. Это положение впоследствии было подтверждено непосредственным расчетом^{/18/}.

На основе использования мультипольных разложений для нейтронной волны и для волновой функции, описывающей относительное движение нейтрона и ядра-остатка, а также генеалогических разложений для волновых функций начального и конечного ядер выражения

для ядерных матричных элементов сведены к суммам, включающим в себя радиальные интегралы.

В результате получены все необходимые элементы для построения матрицы плотности конечного состояния или, иными словами, для нахождения любых характеристик быстрых нейтронов в процессе ($\mu^-, \nu n$).

ВО ВТОРОЙ ГЛАВЕ рассмотрен процесс ($\mu^-, \nu n$) на примере захвата μ^- -мезонов ядром ${}^4\text{He}$, т.е. реакция



Проанализирован энергетический спектр и асимметрия углового распределения. Выбор на первом этапе исследований ядра ${}^4\text{He}$ в качестве исходного обусловлен стремлением свести к минимуму неопределенность ядерной стороны задачи. Реакция (3) удовлетворяет указанному условию. Основной вклад в волновые функции ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ дают полностью симметричные S -состояния, и, что существенно, вклад этих S -состояний достаточно велик, он составляет более 90%. К тому же альфа-частица является дважды магическим ядром. Это позволяет надеяться, что закономерности, которые удастся подметить в процессе (3), окажутся справедливыми и в случае μ^- -захвата на более тяжелых ядрах, относительно которых имеется экспериментальная информация. Дело в том, что имеющиеся в настоящее время опытные данные относятся в основном к ядрам с замкнутыми оболочками или подоболочками. Таким образом, ядро ${}^4\text{He}$ является исключительно удобным для исследования объектом. Кроме того, ядро ${}^4\text{H}$ не имеет связанных возбужденных одночастичных состояний. Это позволяет надеяться качественно описать также и низкоэнергетическую область нейтронного спектра.

Взаимодействие в конечном состоянии между нейтроном и ядром-остатком учитывается посредством оптического потенциала. Последние результаты анализа взаимодействия нуклонов с легчайшими ядрами /19/ говорят о том, что оптическая модель может быть успешно применена для описания рассеяния нуклонов на трехчастичных ядрах.

На рис. I приведены результаты исследований /17/, проведенных в различных приближениях, асимметрии углового распределения $\alpha(E)$ импульса относительного движения нейтрона и ядра трития как функции энергии E их относительного движения. Кроме того, в аналогичных приближениях проанализирован энергетический спектр $\frac{dW}{dE}$ как функция той же энергии E . Ясно, что если пренебречь импульсом ядра-остатка, как это обычно и делается, то указанные характеристики процесса совпадут с характеристиками нейтронов. В рассматриваемом случае, однако, такое приближение может оказаться слишком грубым ввиду того, что масса ядра-остатка мала.

Основные выводы, являющиеся следствием проведенного анализа, можно сформулировать следующим образом /15-17/.

"Скоростные" члены эффективного мюон-ядерного гамильтониана существенным образом определяют асимметрию углового распределения $\alpha(E)$: учет "скоростных" членов приводит к совершенно иному характеру зависимости асимметрии от энергии по сравнению с результатами, полученными в приближении, не принимающем во внимание указанные члены; более того, знак асимметрии изменяется на противоположный (сравни кривые 1 и 2 на рис. I). Отметим, что подобный качест-

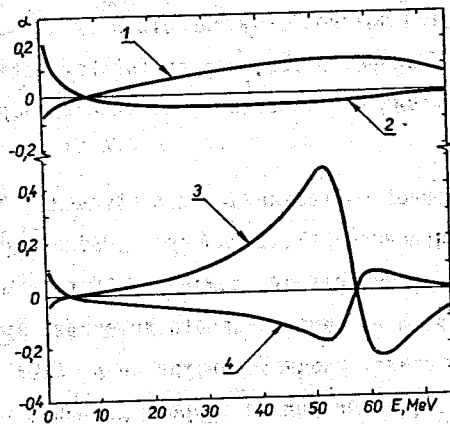


Рис. I. Асимметрия углового распределения импульса относительно движения нейтрона и ядра трития. Кривые:

- 1 - плоскостное приближение;
- 2 - плоскостное приближение, "скоростные" члены опущены;
- 3 - учтены взаимодействие в конечном состоянии и "скоростные" члены;
- 4 - учтено взаимодействие в конечном состоянии, "скоростные" члены опущены.

венный эффект не имеет места при анализе процесса $(\mu, \nu n)$, выполненном в модели ферми-газа [18, 20].

Вклад "скоростных" членов в жесткую часть энергетического спектра $\frac{dW}{dE}$ оказывается велик. Пренебрежение ими приводит к заметному уменьшению выхода быстрых нейтронов. Непосредственные результаты приведены в таблице I.

Таблица I.

Энергия относительного движения, МэВ	10	20	30	40	50	60	70
Вклад в энергетический спектр, обусловленный нескоростными членами (в %)	77	71	64	54	37	26	18

Необходимо указать, что в тех случаях, когда основной вклад в процесс дают переходы первого запрета, роль "скоростных" членов особенно велика.

Учет взаимодействия в конечном состоянии между нейтроном и ядром-остатком приводит к появлению "сильной" зависимости асимметрии углового распределения от энергии; асимметрия становится осциллирующей функцией энергии (см. кривую 3 на рис. I). Величина асимметрии оказалась велика лишь для быстрых нейтронов. Отметим, что в рамках используемого приближения невозможна факторизация коэффициента асимметрии (см. 2). Это означает, в частности, что неверны все выводы, которые делались в свое время на основе использования представления (2) для коэффициента асимметрии.

Учет взаимодействия в конечном состоянии существенно трансформирует энергетический спектр по сравнению с полученным в плосковолновом приближении. Так, если в плосковолновом расчете выход нейтронов и ядер трития с энергией относительного движения, большей 20 МэВ, составляет около 30% от полного в реакции (3), то учет искажения снижает эту цифру до 12-14%.

При теоретическом анализе асимметрии углового распределения нейтронов и энергетического спектра в процессе (μ, ν, κ) необходим одновременный учет и "скоростных" членов эффективного мюон-ядерного гамильтониана и взаимодействия в конечном состоянии между нейтроном и ядром-остатком. Роль обоих упомянутых факторов важна, учет их приводит к качественно новым эффектам.

В ТРЕТЬЕЙ ГЛАВЕ рассматривается влияние учета короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций (Джастровского типа) на асимметрию углового распределения $\alpha(E)$ и энергетический спектр $\frac{dW}{dE}$ в реакции (3). Опыт исследования реакций (γ, p) , где учет короткодействующих корреляций нуклонов оказывается необходимым для описания процесса при энергиях гамма-квантов, больших 30 МэВ, экспериментальные данные по выходу заряженных частиц в процессах ядерного μ^- -захвата, а также довольно сильная зависимость асимметрии углового распределения нейтронов от угла между направлениями вылета нейтрона и нейтрино в реакциях (μ, ν, κ) , - ставят вопрос о необходимости исследования влияния упомянутых корреляций на характеристики процесса захвата μ^- -мезонов ядрами.

Реакция (3) рассмотрена в тех же самых приближениях, что и в предыдущей главе, но при этом некоррелированные волновые функции ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ заменены, по Джастрову, коррелирован-

ными /21/. Полученные результаты /22/ позволяют заключить следующее.

Учет короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций приводит к некоторому изменению асимметрии углового распределения $\alpha(E)$ в области достаточно высоких энергий E , хотя качественных изменений в ходе асимметрии как функции энергии E не возникает (учет взаимодействия в конечном состоянии, например, дает, как указывалось, качественно новый эффект по сравнению с плосковолновым приближением).

Учет корреляций Джастровского типа заметно изменяет жесткую часть энергетического спектра $\frac{dW}{dE}$, увеличивая выход быстрых нейтронов. Полная скорость процесса при этом практически не меняется.

Существенной компенсации влияния взаимодействия в конечном состоянии между нейтроном и ядром-остатком и короткодействующих корреляций не происходит. Изучение реакций (γ, p) дает примеры противоположной ситуации.

При изучении асимметрии углового распределения можно, по-видимому, на первом этапе не принимать во внимание короткодействующие корреляции нуклонов. Более категоричные выводы можно будет сделать, когда появятся надежные экспериментальные данные по асимметрии в высокоэнергетической области, причем ошибки опыта будут достаточно малы.

ЧЕТВЕРТАЯ ГЛАВА диссертации посвящена анализу степени поляризации нейтронов в процессе (μ, ν, κ) , проведенному по-прежнему на примере реакции (3). При этом рассмотрены приближения, которые

уже использовались в предыдущих главах при изучении энергетического спектра и асимметрии углового распределения. Совместное исследование различных характеристик одного и того же процесса в едином подходе позволит лучше понять его основные закономерности.

Степень поляризации нейтронов определяется как

$$\Delta = \text{Sp}(\sigma_3 \rho) / \text{Sp} \rho, \quad (4)$$

при этом ось Z системы координат параллельна спину захватываемого мюона, ρ — матрица плотности системы в конечном состоянии, σ_3 — известная матрица Паули.

На рис. 2 и 3 приведены результаты расчета степени поляризации $\Delta(E)$ в реакции (3) в зависимости от энергии E относительного движения нейтрона и ядра трития [23]. Основные полученные выводы следующие.

Степень поляризации нейтронов $\Delta(E)$ и асимметрия углового распределения $\alpha(E)$ определяются различными комбинациями констант связи слабого взаимодействия и ядерных матричных элементов. Таким образом, изучение указанных характеристик процесса позволяет получать взаимодополняющую информацию о нем.

Степень поляризации нейтронов существенным образом определяется "скоростными" членами эффективного мюон-ядерного гамилтониана (см. кривые 1 и 3 на рис. 2). Учет упомянутых членов приводит к изменению знака степени поляризации. Напомним, что аналогичный качественный эффект имеет место при рассмотрении асимметрии углового распределения $\alpha(E)$.

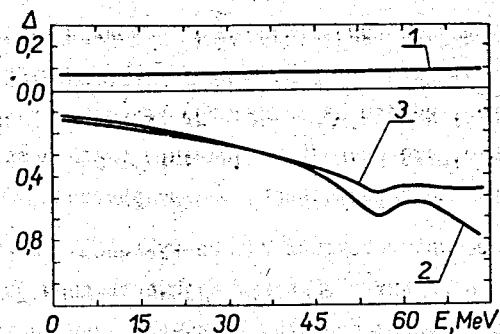


Рис. 2. Степень поляризации нейтронов в реакции ${}^4\text{He}(\mu, \nu n){}^3\text{H}$ с учетом взаимодействия в конечном состоянии.

Кривые:

- 1 — расчет с учетом членов порядка I ;
- 2 — с учетом членов порядка P/m_p ;
- 3 — с учетом (в рамках используемого приближения) членов порядка $(P/m_p)^2$.

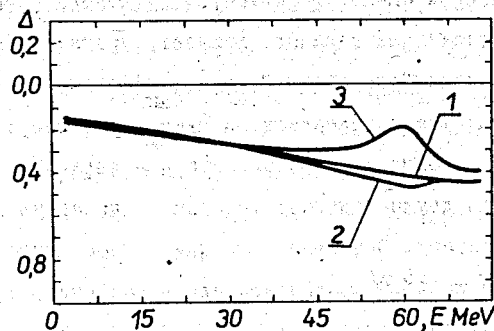


Рис. 3. Степень поляризации нейтронов с реакции ${}^4\text{He}(\mu, \nu n){}^3\text{H}$.

Кривые:

- 1 — плосковолновое приближение;
- 2 — расчет в искаженных волнах;
- 3 — расчет в искаженных волнах с учетом короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций.

Учет взаимодействия в конечном состоянии между нейтроном и ядром-остатком гораздо слабее сказывается на степени поляризации нейтронов, нежели на асимметрии углового распределения. Заметим, однако, что степень поляризации оказывается чувствительной к величине спин-орбитального взаимодействия.

Учет короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций Джастровского типа приводит к заметным количественным изменениям в энергетической зависимости степени поляризации быстрых нейтронов (см. рис. 3).

В ПЯТОЙ ГЛАВЕ проведено рассмотрение процесса захвата поляризованных μ^- -мезонов на более тяжелом ядре ^{16}O . Изучались каналы, приводящие к образованию ядра ^{15}N в определенном конечном состоянии: в основном ($J^\pi = 1/2^-$) и в низколежащих возбужденных ($3/2^-$, $E = 6,3$ Мэв; $1/2^+$ и $5/2^+$, $E = 5,33$ Мэв). Анализ проведен с учетом результатов, полученных в предыдущих главах; рассмотрены энергетический спектр и асимметрия углового распределения в каждом из исследуемых каналов. Важность учета в рамках используемого приближения "скоростных" членов эффективного мюон-ядерного взаимодействия уже установлена, и здесь этот вопрос не обсуждается. Волновая функция основного состояния ядра ^{16}O записана с учетом примеси двухчастично-двухдырочных конфигураций к дважды магическому остову. Основное состояние и состояние $3/2^-$; $E = 6,3$ Мэв ядра ^{15}N рассматривались как чисто дырочные, а дублет аномальной четности ($1/2^+$ и $5/2^+$, $E = 5,33$ Мэв) имеет структуру две дырки - одна частица. Таким образом, переходы на рассматриваемые уровни аномальной четности ядра ^{15}N идут за счет двухчастично-двухдырочных примесей в волновой функции

ядра ^{16}O . Взаимодействие в конечном состоянии между нейтроном и ядром-остатком по-прежнему учитывалось в рамках оптической модели. В четвертом параграфе пятой главы рассмотрен эффект влияния использования ямы конечной глубины (потенциал Вудса-Саксона) для описания связанных состояний нуклонов в ядре на изучаемые характеристики процесса μ^- -захвата. В последнем параграфе проанализирована связь величин для асимметрии углового распределения нейтрино и асимметрии углового распределения импульса относительного движения нейтрона и ядра остатка, которые обычно получают при теоретическом описании процесса ($\mu^-; \nu_n$), с величиной асимметрии углового распределения нейтронов, измеренной экспериментально.

Основные полученные результаты могут быть сформулированы следующим образом /24-26/.

Взаимодействие в конечном состоянии между нейтроном и ядром-остатком приводит к более сильной зависимости энергетических спектров $\frac{dW}{dE}$ и асимметрии углового распределения $A(E)$ от энергии, по сравнению с результатами, полученными в плосковолновом приближении. При этом в зависимости асимметрии от энергии наблюдается некоторая структура типа осцилляций. Появившиеся совсем недавно предварительные экспериментальные данные указывают на именно такую тенденцию в поведении асимметрии /27-28/. Указанное свойство асимметрии оказывается довольно устойчивым по отношению к изменению параметров оптического потенциала, описывающего взаимодействие в конечном состоянии.

При рассмотрении характеристик процесса ($\mu^-; \nu_n$), соответствующих ситуации, когда не регистрируется ядро-остаток в опре-

деленном состоянии, обнаруживается заметная компенсация особенностей, имевших место в энергетическом поведении рассматриваемых характеристик в каждом из каналов. Таким образом, регистрация нейтронных характеристик процесса на совпадения с гамма-квантами, которыми высвечивается оставшееся (А-1) ядро, позволит выявить характерные особенности процесса, что затруднено при менее детальном рассмотрении.

Используя потенциал Вудса-Саксона, взамен потенциала гармонического осциллятора для описания связанных состояний нуклонов в ядре по-прежнему можно, учитывая взаимодействие в конечном состоянии, получить осцилляции в зависимости асимметрии углового распределения $\alpha(E)$ от энергии. При этом существенных изменений энергетического спектра $\frac{dW}{dE}$ не происходит.

При μ^- -захвате на достаточно тяжелых ядрах асимметрия углового распределения нейтронов и асимметрия углового распределения импульса относительного движения нейтрона и ядра-остатка, взятые в соответствующих точках по энергиям, существенно не отличаются. Исключения составляют случаи, когда эти асимметрии очень малы или очень резко изменяются. Для μ^- -захвата на легчайших ядрах в аналогичных случаях сохраняется, по-видимому, качественное сходство указанных характеристик.

В ЗАКЛЮЧЕНИИ приведена краткая сводка основных полученных результатов. При этом подчеркивается важность экспериментов на совпадения в дальнейшем исследовании процесса ядерного μ^- -захвата.

Основные результаты диссертации докладывались на XX ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного

ядра (Ленинград, 1970г.), на IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра (Дубна, 1971), на I Всесоюзной конференции "Ядерные реакции при высоких энергиях" (Тбилиси, 1972г.) и были опубликованы в работах /15-17, 22-26/

ЛИТЕРАТУРА :

1. V. Telegdi. Proc. 1960 Annual Int. Conf. on High Energy Physics. Rochester, 1960, p. 713.
2. A. Astbury, I. H. Bartley, I. M. Blair, M. A. Kemp, H. Muirhead, T. Woodhead. Proc. Phys. Soc. 79, 1011 (1962).
3. V. S. Evseev, V. S. Roganov, V. A. Chernogorova, M. Szymchak, Chung Run-Hwa. Proc. 1962 Int. Conf. on High Energy Physics, Geneva, 1962, p. 435.
4. V. S. Evseev, V. A. Chernogorova, F. Kilbinger, V. S. Roganov, M. Szymchak. Preprint E-2516, Dubna, 1965.
5. V. S. Evseev, Chung Run-Hwa, V. A. Chernogorova, V. S. Roganov, M. Szymchak, Preprint E-2517, Dubna, 1965.
6. R. P. Feinman, M. Gell-Mann. Phys. Rev. 109, 193 (1958).
7. E. C. G. Sudarshan, R. E. Marshak. Phys. Rev. 109, 1860 (1958).
8. С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 29, 698 (1955)
9. М. К. Акимова, Л. Д. Блохинцев, Э. И. Долинский. ЖЭТФ 39, 1806 (1960)
10. V. V. Balashov, R. A. Eramzhan. Atomic Energy Review 5, N. 3, p. 3 (1967).
11. Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. 4, 380 (1960).
12. I. Bernstein, S. Fubini, M. Gell-Mann, V. Thirring. Nuovo Cim. 17, 757 (1960).
13. M. L. Goldberger, S. B. Treiman. Phys. Rev. 111, 354 (1958).

14. A.Fujii, H.Primakoff. Nuovo Cim. 12, 327 (1959).
15. Д.А.Салганик, В.Н.Фетисов, Р.А.Эрамжян. Прогр. и тезисы докладов XX ежегодного совещания по яд.спектроскопии и структуре атомного ядра, часть 2, стр.250, Ленинград, январь 1970.
16. Д.А.Салганик, В.Н.Фетисов, Р.А.Эрамжян. Phys.Lett 35B, 143 (1971); ОИЯИ, Р4-5606, Дубна, 1971.
17. Р.А.Еграмзхьян, В.Н.Фетисов, Ю.А.Салганик. Nucl. Phys. B39, 216 (1972); JINR, E4-5983, Dubna, 1971.
18. С.А.Пикетти, I.Procureor. Nucl. Phys. B26, 390 (1971).
19. H.S.Sheriff, B.S.Padmore. Proc.Int.Conf. on Few Particle Problems in Nucl. Interaction, p. 691, North Holland Publishing Company- Amsterdam,-London, 1972.
20. R.Klein, T.Neal, L.Wolfenstein. Phys.Rev. B138, 86 (1963).
21. R.Jastrov. Phys.Rev. 98, 1479 (1955).
22. Д.А.Салганик, Р.А.Эрамжян. ЯФ 15, 518 (1972).
23. Д.А.Салганик, Р.А.Эрамжян. ЯФ 17, 267 (1973); ОИЯИ, Р4-6592, Дубна, 1972.
24. Д.А.Салганик, Р.А.Эрамжян. Аннотации докладов IV международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра, стр.106, Дубна, 1971; ОИЯИ, Р4-5997, Дубна, 1971.
25. Д.А.Салганик, Р.А.Эрамжян "Вопросы атомной науки и техники", серия "Физика высоких энергий и атомного ядра", выпуск I (3), стр. 32, Харьков, 1973; Nucl.Phys. A207, 609 (1973)
26. Ф.А.Гареев, Д.А.Салганик. ОИЯИ, Р4-6991, 1973.
27. J.Sculli. Neutron asymmetry in muon capture. Columbia University (1969).
28. R.M.Sundelin, R.M.Edelstein, Phys.Rev. 7C, 1037 (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 декабря 1973 года.