

ИНДЕКС 2840

Препринт ЕФИ 1402(13)-93

В.А.Варганян, С.Р.Геворкян

Сечение беспионного фотопоглощения на ядрах  
в резонансной области энергий

Предложена простая модель, позволяющая описывать взаимодей-  
ствие фотонов с ядрами в области энергий  $200 \text{ МэВ} \leq E_\gamma \leq 500 \text{ МэВ}$ .

Проведены расчеты для сечения беспионного фотопоглощения на  
различных ядрах и показана важность учета поглощения пионов  
квазидейтронными парами. Проанализирована зависимость числа  
Левингера от массового числа ядра-мишени и энергии налетающего  
фотона.

Ереванский физический институт

Ереван 1993

Preprint YERPHI 1402(13)-93

V. A. Vartanyan, S. R. Gevorkyan

Cross-section of pionless photoabsorbtion  
on nuclei in the resonance energy region

A simple model is proposed, which allows to describe the  
interaction of photons with nuclei in the energy region

$200 \text{ Mev} \leq E_\gamma \leq 500 \text{ Mev}$ .

The cross-sections of the pionless photoabsorbtion on  
different nuclei are calculated. It is shown that pions  
absorbtion by Levinger pairs is very important.

The Levinger factor dependence on the atomic number and on  
photon energies is analysed.

Yerevan Physics Institute  
Yerevan 1993

Препринт ЕФИ 1402(13)-93

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

В.А.ВАРТАНЯН, С.Р.ГЕВОРКЯН

СЕЧЕНИЕ БЕСПИОННОГО ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ НА ЯДРАХ  
В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ

Ереван 1993

Միջուկի վրա առանց պիոնի ֆոտոդանման կորվածքը  
էներգիաների ուղղահային տիրույթում

Վ.Վարդանյան, Ս.Ս.Չևարզյան

Առաջադրված է պարզ մոդելներ հնարավորություն է տալիս նկարագրել ֆոտոնների փոխազդեցությունը միջուկների նեո  $200 \text{ ՄեՎ} \leq E_\gamma \leq 500 \text{ ՄեՎ}$  էներգիաների տիրույթում:

Հաշված են տարբեր միջուկների վրա առանց պիոնի ֆոտոդանման կորվածքները, և ցույց է տրված բնագիտական զուգրի կազմից պիոնների կանման կարևորությունը: Հետազոտվել է Լևինջերի թվերի կախումը միջուկի զանգվածային թվից և ֆոտոնի էներգիայից:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ  
Երևան 1993

Взаимодействие фотонов с ядрами в области резонансных энергий интенсивно изучалось как экспериментально, так и теоретически. Особенно много работ появилось в последнее десятилетие благодаря новым экспериментам, выполненным на ускорителе в Бонне [1,2] и на Ереванском синхротроне [3]. Интерес к этим процессам обусловлен тем, что они позволяют получать информацию как о структуре ядер, так и о поведении нуклонных резонансов в ядерной материи.

Одним из наиболее интересных вопросов физики ядра является исследование короткодействующих корреляций в ядрах. Средняя энергия связи между нуклонами невелика, однако из-за ферми движения нуклоны могут находиться друг относительно друга на достаточно малых расстояниях ( $\leq 1 \text{ фм}$ ), образуя сильносвязанные системы. Примером такой корреляции в случае двух нуклонов являются известные уже много лет квазицеитронные образования, называемые парами Левинджера. Число таких пар в ядре определяется как  $N_d = \frac{ZN}{A} - L$ , где  $A=Z+N$  массовое число ядра,  $Z$  — число Левинджера, определяющие вероятность квазицеитронной конфигурации в данном ядре. Наиболее прямым способом определения  $L$  являются эксперименты по вылету быстрых нуклонов из ядер под действием фотонов с энергиями ниже порога образования пионов. С ростом энергии возникают новые механизмы фотопоглощения, которые существенно влияют на величину чисел Левинджера, извлекаемых из экспериментальных данных.

В настоящей работе на примере процессов беспионного фотопоглощения показано, что в резонансной области энергии фотонов сечения описываются простыми аналитическими формулами.

имеющими наглядный физический смысл и позволяющими в каждом конкретном случае однозначно интерпретировать происходящие процессы.

Рассмотрим процесс вылета быстрых нуклонов из ядра под действием фотонов с энергиями  $200 \leq E_\gamma \leq 500$  мэв без рождения пионов в конечном состоянии. Образование быстрых нуклонов в этой области энергии происходит за счет двух механизмов. В первом механизме происходит поглощение фотона коррелированной парой нуклонов (механизм Левинджера), и вклад от него в сечение процесса  $\gamma A \rightarrow N$  можно записать в виде:

$$\sigma_L = L \frac{Z N}{A} \sigma_d \quad (1)$$

В этом выражении  $\sigma_d$  — сечение процесса  $\gamma d \rightarrow p n$  [4],  $A = Z + N$  — массовое число,  $L$  — число Левинджера, определяющее отличие волновых функций кваздейтрона в ядре и дейтрона. Этот механизм является доминирующим при энергиях ниже порога рождения пионов. С ростом энергии вклад в образование быстрых нуклонов начинают давать процессы фоторождения пионов в ядре с последующим их захватом кваздейтронной парой.

Вклад этого канала в сечение рассматриваемого процесса можно приближенно представить в виде двух слагаемых

$$\sigma_\pi = \sigma_\pi^f + \sigma_\pi^b \quad (2)$$

$$\sigma_\pi^f = \sigma^f(\gamma N + \pi N) \left[ A - N \left( 0; \sigma_{\pi d}^A(\bar{T}_\pi^f) \right) \right] \quad (3)$$

$$\sigma_\pi^b = \sigma^b(\gamma N + \pi N) \left[ A - N \left( 0; \sigma_{\pi d}^A(\bar{T}_\pi^b) \right) \right] \quad (4)$$

$\sigma^{f(b)}(\gamma N + \pi N)$  представляют собой сечения фоторождения пионов на нуклонах со средней кинетической энергией  $\bar{T}_\pi^{f(b)}$  в переднюю

(заднюю) полушару,  $\sigma_{\pi d}^A(\bar{T}_\pi) = \int \frac{1 - \cos \theta}{\sigma} \rho^2 d^3L$  — так называемые эффективные нуклонные числа, а  $T(\bar{T}_\pi) = \int \rho(\bar{T}_\pi, z) dz$  есть проекция одночастичной ядерной плотности на плоскость прицельного параметра;  $\sigma_{\pi d}^A = \frac{N_d}{A} \sigma_{\pi d}$ , где  $N_d = \frac{LZN}{A}$  — эффективное число кваздейтронных пар в ядре,  $\sigma_{\pi d}$  — сечение процесса  $\pi d \rightarrow 2N$  [5], в котором при заданной энергии фотона  $E_\gamma$  проводилось усреднение по кинетической энергии  $T_\pi$  пиона.

В итоге сечение искомого процесса представляет собой сумму трех слагаемых

$$\sigma_{\text{abs}}^{\gamma A} = \sigma_L + \sigma_\pi^f + \sigma_\pi^b \quad (5)$$

каждое из которых имеет наглядный физический смысл и легко вычисляется для заданной ядерной плотности.

На рис. 1 приведены результаты расчетов сечения беспионного фотопоглощения для различных ядер в резонансной области энергий. Экспериментальные данные представляют собой разность полных сечений фотопоглощения [1] и полных сечений фоторождения пионов [2].

Сечения фоторождения пионов на нуклонах  $\sigma^{f(b)} = \sigma(\gamma N + \pi N)$  извлекались из компиляции данных, приведенных в работе [6]. При этом учитывался принцип Паули (интегрирование по переданному импульсу проводилось в области переданных нуклону импульсов  $t_0 > 0,04 \left( \frac{\text{ГэВ}}{c} \right)^2$ ).

Эффективные нуклонные числа вычислялись с использованием фермиевской плотности, параметры которой определены в работе [7].

На рис. 1 приведены отдельные вклады (кривые 1 и 2) прямого (выражение (1)) и двухступенчатого (выражения (2)–(5)) процессов. Их относительный вклад в суммарное сечение (кривая 3) зависит не

зависит от энергии, но и от атомного номера мишени. Чем тяжелее ядро, тем сильнее проявляется учет двухступенчатого процесса. Как видно из рис. 1, многолучевая выше простая модель позволяет достаточно хорошо описать экспериментальные данные. При этом единственным свободным параметром в расчетах является значение числа Левинджера  $L$ , которое находилось, используя следующую процедуру. Для каждого ядра и при трех энергиях фотона находились те значения  $L$ , которые позволяют согласовать расчетные данные для  $\sigma_{abs}^{YA}$  с экспериментальными данными (в пределах экспериментальных ошибок).

На рис. 2 приведена зависимость  $L$  от энергии для различных ядер, полученная таким методом с учетом экспериментальных ошибок на величину  $\sigma_{abs}^{YA}$ . Как видно из рисунка, в пределах экспериментальных ошибок число Левинджера не зависит от энергии.

При расчетах кривых, приведенных на рис. 1, использовались значения  $\bar{L}(\text{C}) = 5$ ;  $\bar{L}(\text{Al}) = 6,3$ ;  $\bar{L}(\text{Pb}) = 6,6$ , полученные усреднением по энергии методом  $\chi^2$  для каждого ядра.

На рис. 3 приведена зависимость  $\bar{L}$  от атомного веса ядра мишени. Кривая соответствует экстраполяции этой величины выражением  $L = \frac{A^\beta}{2N}$ . Величина показателя  $\beta$  оказалась равной  $\beta = 2,10 \pm 0,06$ , которая в пределах ошибок согласуется со значением  $\beta = 2,147$ , найденным из анализа полных сечений фотопоглощения на ядрах в области энергий ниже порога фоторождения ( $E_\gamma = 30-140$  мэВ) [8].

На рис. 4 приведена зависимость сечения беспионного фоторасщепления от  $A$ . При параметризации  $A$ -зависимости сечения беспионного фотопоглощения в виде  $\sigma_{abs}^{YA} \sim A^\alpha$ , показатель  $\alpha \sim 1,4$  в области легких ядер и  $\alpha \sim 1,2$  в области средних и тяжелых ядер.

Превышение  $\alpha$  над единицей обусловлено как зависимостью числа Левинджера от атомного номера, так и двухступенчатым механизмом фоторождения с последующим захватом пионов в ядре.

Таким образом можно утверждать, что рассмотренный выше механизм в области резонансных энергий дает доминирующий вклад в сечение беспионного фоторасщепления и его учет необходим при исследовании вылета быстрых нуклонов из ядер.

Авторы выражают глубокую благодарность Г.Р.Гулкянцу за интерес к работе и полезные обсуждения.

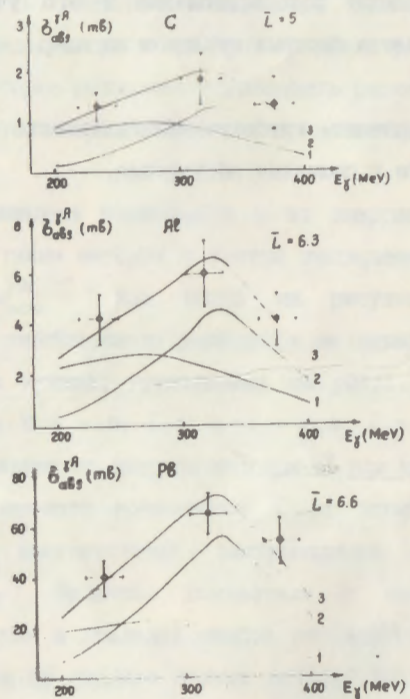


Рис.1. Зависимость сечения беспионного фотопоглощения на ядрах с, Al, Рь от энергии фотона.  
 кривая 1 - расчет на формуле (1)  
 кривая 2 - расчет по формуле (2)  
 кривая 3 - расчет по формуле (5)

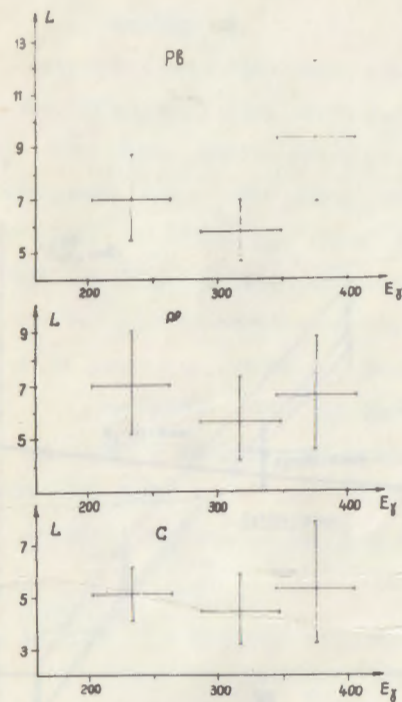


Рис.2. Зависимость числа Левинджера от энергии фотона для ядер с, Al, Рь.

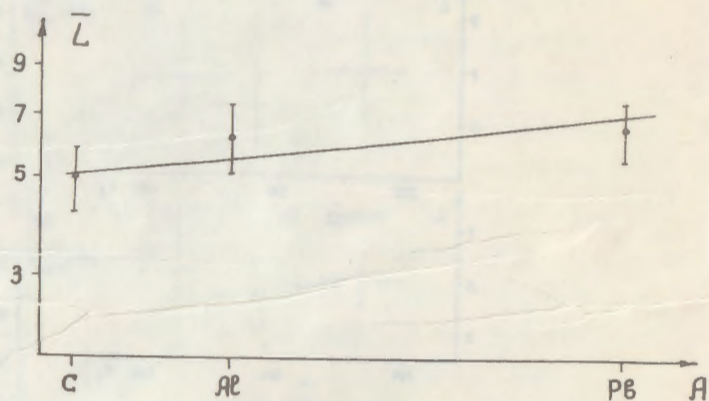


Рис.3. Зависимость усредненного по  $E_\gamma$  числа Левинджера от атомного номера.

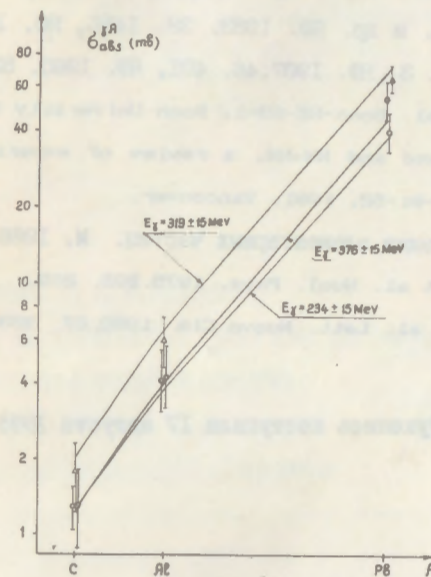


Рис.4. Зависимость сечения беспионного фотопоглощения от атомного номера.

- - экспериментальные данные при  $E_\gamma = 234 \pm 15$  МэВ
- △ - экспериментальные данные при  $E_\gamma = 319 \pm 15$  МэВ
- - экспериментальные данные при  $E_\gamma = 376 \pm 15$  МэВ

### Литература

1. I. Arends et al. Phys. Lett. 1981. 98B. 432  
C. Chollet et al. Phys. Lett. 1983. 127B. 331
2. I. Arends et al. Z. Phys. 1982. A305. 205  
I. Arends et al. Nucl. Phys. 1986. A454. 579
3. Аракобян Е.А. и др. ЯФ. 1983. 38. 1455, ЯФ. 1983. 38. 980,  
ЯФ. 1985. 42. 3, ЯФ. 1987. 46. 401, ЯФ. 1990. 52. 1387.
4. I. Arends et al. Bonn-HE-83-1, Bonn University Feb. 1983.
5. G. Iones. NN $\rightarrow$ nd and NN $\rightarrow$ NN, a review of experimental results.  
Preprint TRI-PP-81-62, 1981, Vancouver.
6. Г. Челлен Физика элементарных частиц. М. 1966.
7. P. V. Murthy et al. Nucl. Phys. 1975. B92. 269.
8. O. Tavares et al. Lett. Nuovo Cim. 1980. 27. 358.

Рукопись поступила 17 августа 1993 г.