

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ В РЕАКЦИИ $\gamma A \rightarrow pX$

Р. О. АВАКЯН, И. Х. КОСАКОВ, Г. О. МАРУКЯН, А. А. ОГАНЕСЯН,
Ж. В. ПЕТРОСЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 5 января 1990 г.)

Представлены результаты измерений асимметрии сечения образования кумулятивных протонов и их поляризации, проведенных на выведенном лучке фотонов Ереванского синхротрона.

Исследование спиновых эффектов в инклюзивных реакциях с испусканием кумулятивных частиц из ядра-мишени представляет большой интерес с точки зрения понимания механизма образования кумулятивных частиц [1—4].

Нами были проведены экспериментальные исследования поляризационных явлений кумулятивных протонов в реакции



в двух направлениях: измерение асимметрии сечения (Σ) рождения кумулятивных протонов и измерение их поляризации (P).

В поляризационном эксперименте первого направления была измерена зависимость асимметрии Σ от энергии фотонов (E). Возможность измерения асимметрии при определенной энергии фотонов основывалась на использовании метода вычитания когерентного пика [5] в спектре квазимонохроматических поляризованных фотонов, излучаемых электронами при прохождении через алмазную мишень [6]. Наличие значительной степени поляризации фотонов в когерентном пике позволило нам измерить величину асимметрии сечения реакции (1). Измерения проводились для трех значений энергии фотонов $E_\gamma = 0,68; 1,40$ и $1,95$ ГэВ с шириной $\Delta E_\gamma \sim \pm 0,24$ ГэВ. Асимметрия определялась из соотношения

$$\Sigma = \frac{1}{P_\gamma} \frac{N_\perp - N_\parallel}{N_\perp + N_\parallel - 2N_0},$$

где $N_\perp$, $N_\parallel$, N_0 — выходы реакции (1) в случае перпендикулярной, параллельной ориентаций вектора поляризации фотонов относительно плоскости реакции и при дезориентированном кристалле соответственно; P_γ — средняя величина поляризации фотонов в вычитенном когерентном пике. Измерение зависимости $\Sigma(E_\gamma)$ проведено на ядрах Be, C, Si, Pb для кумулятивных протонов, вылетевших под углом 100° в л. с. к. с энергиями (160—180) МэВ [7, 8].

Экспериментальная установка, методики измерения и обработки экспериментальных данных описаны в [9].

Значения асимметрии Σ со своими среднеквадратичными ошибками $\sigma(\Sigma)$ приведены в табл. 1 и на рис. 1, 2. В $\sigma(\Sigma)$ содержится как статистическая ошибка, так и ошибка в определении величины $\bar{P}_T$.

Таблица 1

Ядро $\bar{E}_\gamma$, ГэВ	$\Sigma \pm \sigma(\Sigma)$			
	Be	C	Ca	Pb
0,69	$-0,0078 \pm 0,0377$	$-0,0764 \pm 0,0233$	$-0,1539 \pm 0,0351$	$-0,1192 \pm 0,0323$
1,40	$0,0176 \pm 0,0416$	$0,0402 \pm 0,0386$	$0,0831 \pm 0,0369$	$-0,0096 \pm 0,0385$
1,95	$0,2677 \pm 0,1498$	$0,0580 \pm 0,0936$	$0,1858 \pm 0,1031$	$0,2961 \pm 0,1633$

Экспериментальные данные показывают, что в пределах ошибок асимметрия Σ не зависит ни от атомного номера ядра (A), ни от энергии фотонов и близка к нулю в области $A = 9 - 207$ и $E_\gamma = (0,7 - 2,0)$ ГэВ.

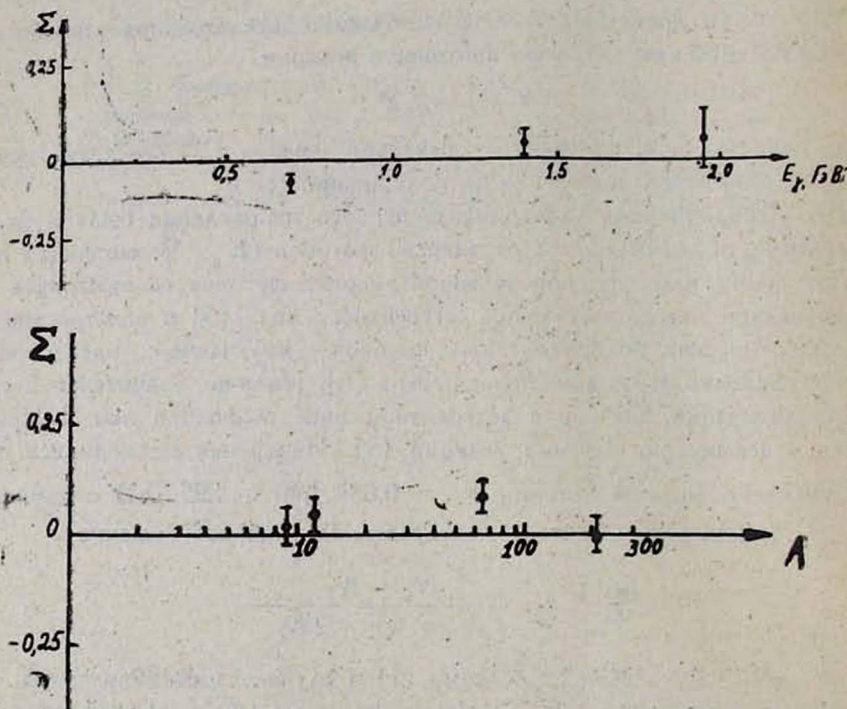


Рис. 1. Зависимость асимметрии сечения образования кумулятивных протонов от энергии фотонов для ядра C.

Рис. 2. Зависимость асимметрии сечения образования кумулятивных протонов от атомного номера ядра A для энергии фотонов $\bar{E}_\gamma = 1,40$ ГэВ.

Аналогичный результат — близкое к нулю значение асимметрии сечения образования кумулятивных протонов, был получен в реакции $pA \rightarrow pX$ для поперечно-поляризованных протонов с начальными энергиями 0,5 и 0,8 ГэВ и ряда ядер [10, 11].

В поляризационном эксперименте второго направления нами была исследована зависимость поляризации кумулятивных протонов в реакции (1) от максимальной энергии тормозного спектра фотонов, энергии кумулятивных протонов и атомного номера ядра. Определение поляризации протонов проводилось с помощью светосильного и универсального поляриметра, представляющего собой распределенную систему рассеивателей и непосредственно за ними расположенных координатных детекторов (КД). В качестве рассеивателей использовались углеродные пластинки суммарной толщиной 70 мм, а в качестве КД-многопроволочные пропорциональные камеры. Поляриметр охватывал область полярных углов рассеянных протонов $\Delta\theta_{pp'} = 0-25^\circ$ и азимутальных углов $\varphi_{pp'} = 0-360^\circ$. Описание поляриметра, а также всей экспериментальной установки дано в [12]. Разделение кумулятивных протонов от сопутствующих $\pi^\pm$ -мезонов выполнялось с высокой точностью. Методика разделения описана в [13]. Ложная асимметрия экспериментальной установки определялась с помощью $\pi^\pm$ -мезонов. Величина ложной асимметрии составляла $\sim 0,070 \pm 0,003$. Энергетические спектры протонов, рассеянных в углеродных пластинках и остановившихся в счетчиках пробежного спектрометра, вычислялись методом Монте-Карло [14]. Поляризация кумулятивных протонов определялась по формуле

$$P_y = \frac{\sum_{\text{лп}}}{\langle P_c(T_{p'}, \theta_{pp'}) \cdot \cos \varphi_{pp'} \rangle},$$

где $P_c(T_{p'}, \theta_{pp'})$ — эффективная анализирующая способность углерода, взятая из работы [15], $\sum_{\text{лп}}$ — лево — правая асимметрия рассеяния протонов.

Измерение поляризации кумулятивных протонов выполнено при двух значениях максимальной энергии тормозного спектра фотонов 4,5 и 1,5 ГэВ для ядер D, C, Al, Sn, Pb и области энергии протонов (180—256) МэВ [16, 17]. Измерения проводились под углом 95° в л.с. Экспериментальные результаты представлены в табл. 2 и на рис. 3, 4. Приведенные значения поляризации протонов включают как статистическую ошибку, так и ошибку, обусловленную определением величины $P_c \cdot \cos \varphi_{pp'}$.

Из экспериментальных данных следует, что в рассматриваемой области кинетической энергии кумулятивных протонов значения поляризации протонов, в пределах ошибок, близки к нулю при $E_T^{\text{max}} = 1,5, 4,5$ ГэВ и для ядер с атомными номерами в области $A = 12-207$. В случае дейтериевой мишени наблюдаемое большое значение поляризации, как и следовало ожидать, должно быть близко к поляризации протонов в реакции фоторасщепления дейтрона $\gamma d \rightarrow pn$ при энергиях фотонов (500—600) МэВ под углом $\theta_p^* \sim 120^\circ$ в с.ц.м. [18—20], поскольку в этом случае эффекты перерасеяния и вклады других реакций малы.

Близкое к нулю значение поляризации кумулятивных протонов в реакции (1) было получено в работе [21] для максимальной энергии фотонов 1,6 ГэВ и энергии протонов 227 МэВ.

Измерения поляризации кумулятивных протонов в реакциях

Таблица 2

		$P \pm \sigma(P)$					
$E_{\gamma}^{\max}$		4.5 ГэВ					1.5 ГэВ
$T_p, M_{\Theta B}$	Δp_0	D	C	Al	Sn	Pb	C
180		$-0,467 \pm 0,084$	$-0,056 \pm 0,136$	$-0,009 \pm 0,075$	$-0,146 \pm 0,160$	$0,009 \pm 0,083$	$-0,111 \pm 0,124$
196		$-0,571 \pm 0,104$	$0,024 \pm 0,141$	$0,073 \pm 0,180$	$0,074 \pm 0,148$	$-0,045 \pm 0,115$	$-0,045 \pm 0,110$
206		---	$-0,135 \pm 0,120$	---	$-0,054 \pm 0,163$	---	$-0,141 \pm 0,116$
212		$-0,437 \pm 0,133$	$0,088 \pm 0,141$	$-0,117 \pm 0,125$	$0,005 \pm 0,146$	$-0,100 \pm 0,140$	$0,170 \pm 0,153$
221		---	$0,006 \pm 0,122$	---	$0,146 \pm 0,181$	---	$-0,091 \pm 0,127$
236		---	$0,185 \pm 0,197$	---	$,267 \pm 0,217$	---	$-0,006 \pm 0,143$
250		---	---	---	---	---	$-0,175 \pm 0,20,34$
256		---	$-0,056 \pm 0,198$	---	$-0,310 \pm 0,260$	---	---

$$p A \rightarrow p X$$

и

$$\pi^+ A \rightarrow p X$$

для $\theta_p > 90^\circ$, представленные в работах [22] и [23] соответственно, также дают значения поляризации, близкие к нулю.

Таким образом, результаты экспериментальных исследований поляризационных явлений при образовании кумулятивных протонов фотона-

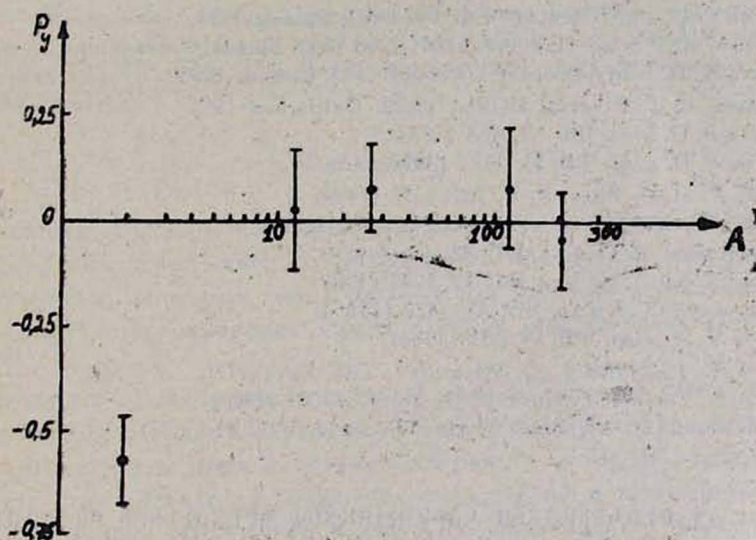
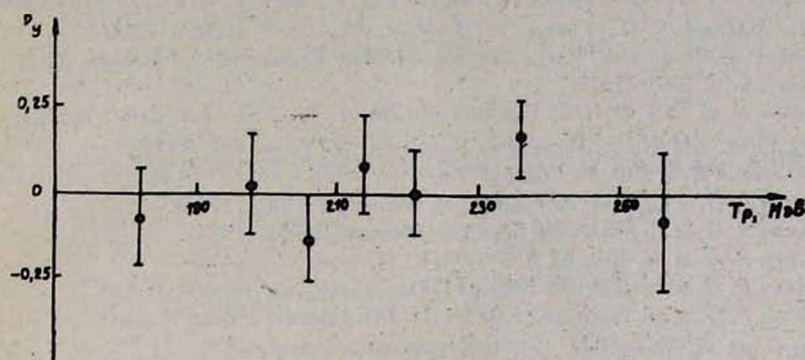


Рис. 3. Зависимость поляризации кумулятивных протонов от энергии для ядра C при $E_{\gamma}^{\max} = 4,5$ ГэВ.

Рис. 4. Зависимость поляризации от атомного номера ядра A для энергии протонов 196 МэВ и $E_{\gamma}^{\max} = 4,5$ ГэВ.

ми, пионами и протонами указывают на малую, незначительную роль спин-овых эффектов в этих процессах. Это обстоятельство исключает из дальнейшего рассмотрения теоретические модели, предсказывающие значительные поляризационные эффекты [1—4]. На наш взгляд, имеющиеся результаты поляризационных исследований проще понять в рамках моделей, в которых кумулятивный протон является «спектатором» [24—26]

и, в связи с таким представлением механизма образования кумулятивных протонов, необходимо интенсивнее проводить корреляционные эксперименты инклюзивных реакций на ядрах с регистрацией кумулятивных протонов совместно со второй частицей в конечном состоянии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лексин Г. А. Третья школа физики ИТЭФ, М., вып. 2, с. 16 (1975); *Gudima K. K., Mashnik S. G., Toneev V. D.* JINR, E2-11307. Dubna, 1978.
2. *Frankel S.* Phys. Rev. Lett., 38 1338 (1977); *Frankel S., Woloshyn R. M.* Phys. Rev., C16, 1680 (1977).
3. *Ефремов А. В.* ЯФ, 24, 1208 (1976); *Baldin A. M.* Proc. Int. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Structure, Santa Fe, N. Y., p. 621 (1975).
4. *Копелиович В. Б.* ЯФ, 28, 166 (1977).
5. *Авакян Р. О.* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 343 (1978).
6. *Авакян Р. О.* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 252 (1974).
7. *Авакян Р. О.* и др. ЯФ, 33, 858 (1984).
8. *Авакян Р. О.* и др. ЯФ, 35, 1089 (1982).
9. *Авакян Р. О.* и др. Препринт ЕФИ-417 (24). Ереван, 1980.
10. *Roy G.* et al. Phys. Rev., 23, 1671 (1981).
11. *Brody H.* et al. Phys. Rev., 24, 2157 (1981).
12. *Авакян Р. О.* и др. Препринт ЕФИ-954 (4). Ереван, 1987.
13. *Григорян А. Э.* и др. Препринт ЕФИ-1208 (85). Ереван, 1989.
14. *Акопов Н. Э.* и др. Препринт ЕФИ-507 (50). Ереван, 1985.
15. *Petersom V. Z.* Preprint UCRL-10622. California, 1963
16. *Авакян Р. О.* и др. ЯФ, 49, 468 (1989).
17. *Авакян Р. О.* и др. ЯФ, 51, 1585 (1990).
18. *Liu F. F.* et al. Phys. Rev., 165, 1478 (1968).
19. *Katae T.* et al. Phys. Rev. Lett., 38, 468 (1977).
20. *Браташевский А. С.* и др. ЯФ, 32, 418 (1980).
21. *Браташевский А. С.* и др. ЯФ, 45, 1972 (1987).
22. *Белостоцкий С. Л.* и др. ЯФ, 42, 1427 (1985).
23. *Бурлов Н. А.* и др. ЯФ, 39, 801 (1984).
24. *Weber H. J., Miller L. D.* Phys. Rev., C16, 726 (1977).
25. *Fujita T., Hufner T.* Nucl. Phys., A314, p. 317 (1977).
26. *Frankfurt L. L., Strikman M. J.* Phys. Lett., 69B, 93 (1977).

$\gamma A \rightarrow pX$ ՌԵԱԿՑԻԱՅՈՒՄ ԿՈՒՄՈՒԼՅԱՏԻՎ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ
ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ռ. Հ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Ի. Խ. ԿՈՍԱԿՈՎ, Հ. Հ. ՄԱՐՈՒՔՅԱՆ,
Ա. Ա. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ժ. Վ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Ներկայացված են Երևանի սինխրոտրոնի դուրս բերված ֆոտոնների փնջի վրա կատարված կոմպլյատիվ պրոտոնների կտրվածքի առիմետրիայի և նրանց բեկոացման չափումների արդյունքները:

INVESTIGATION OF POLARIZATION EFFECTS OF CUMULATIVE PROTONS IN $\gamma A \rightarrow p X$ REACTION

R. H. AVAKYAN, I. KH. KOSAKOV, H. H. MARUKYAN, A. A. HOVHANNISYAN,
ZH. V. PETROSYAN

Measurement data on cross-section asymmetry and polarization of cumulative protons produced with the photon beam of the Erevan Synchrotron are given.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 253—260 (1990)

УДК 535.41

СПЕКТРЫ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ДЛЯ СЖАТОГО СВЕТА

Г. Ю. КРЮЧКЯН, К. В. ХЕРУНЦЯН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 20 марта 1990 г.)

Исследованы спектры второй гармоники поля излучения вырожденного параметрического осциллятора для двух типов (ооо) и (оое) синхронизма мод. Получены условия идентификации сжатых состояний света по этим спектрам.

1. Введение

Настоящая работа посвящена вопросам взаимодействия света в сжатом состоянии с веществом. Сжатый свет характеризуется квантовыми флуктуациями, меньшими, чем в когерентном состоянии (см. обзорные работы [1, 2]), а его генерация осуществлена в ряде оптических экспериментов [3].

В работе рассмотрены проявления свойств сжатого света, не связанные непосредственно с квантовыми флуктуациями. Исследован спектр второй гармоники для света в сжатом состоянии, который генерируется в процессе вырожденного параметрического деления в нелинейном кристалле в присутствии оптического резонатора. Этот процесс обусловлен рождением пары фотонов, вследствие чего в нелинейной среде под действием лазерного поля с частотой ω генерируются два поля с одинаковыми частотами $\omega/2$. Неклассические свойства поля излучения параметрического осциллятора широко обсуждаются в связи с различными приложениями [4—7].

2. Связь интенсивности с корреляционной функцией

Рассматриваемая система схематически изображена на рис. 1, где: ПО — вырожденный параметрический осциллятор; $M_{1,2}$ — зеркала резонатора с ширинами пропускания соответственно $\gamma_1 = 0$, $\gamma_2 = \gamma$; ГВГ — нелинейный элемент генерации второй гармоники; Ф — спектральный фильтр; Д — фотодетектор.