

РАСЧЕТ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ФОТОРОЖДЕНИЮ η^0 -МЕЗОНОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Г. А. ВАРТАПЕТЯН, А. Л. ВАТЬЯН, Э. Г. МУРАДЯН,
А. М. СИРУНЯН, А. Г. ХУДАВЕРДЯН

Для изучения реакции $\gamma A \rightarrow \eta^0 A'$ фоторождения η^0 -мезонов на ядре при регистрации η^0 -мезона двумя черенковскими счетчиками полного поглощения методом Монте-Карло были рассчитаны кривая выхода η^0 -мезона в зависимости от $E_{\text{Тmax}}$, энергетический и массовый спектры η^0 -мезона с учетом разрешения черенковских счетчиков. Так как процесс фоторождения изучался на отдельном нуклоне ядра (некогерентная область), то было учтено фермиевское движение нуклона в ядре. Был оценен также вклад фоновых реакций $\gamma p \rightarrow \eta N^*$ и $\gamma p \rightarrow \eta \pi^0 p$. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными.

1. Введение

В настоящей работе описан расчет методом Монте-Карло реакции фоторождения η^0 -мезона на ядрах

$$\gamma + A \rightarrow \eta^0 + A'.$$

Изучение этой реакции проводилось с целью извлечения полного сечения взаимодействия η^0 -мезона с нуклоном, интерес к которому стимулируется предсказанием аддитивной модели кварков [1].

Процесс фоторождения η^0 -мезона изучался в некогерентной области (при больших передаваемых импульсах $|t|$), где реакция идет на отдельных нуклонах ядра-мишени, и поэтому необходимо было учесть движение нуклона в ядре. В расчетах использовалась программа Монте-Карло, которая применялась в случае фоторождения заряженных π -мезонов на ядрах [2–3], с небольшими изменениями.

Расчет Монте-Карло производился для определения:

- а) правильности выбора области кинематики двухчастичной реакции $\gamma N \rightarrow \eta N$;
- б) эффективности установки, необходимой для оценок дифференциальных эффективных сечений;
- в) средних значений энергии фотонов $\bar{E}_\gamma$ и переданного импульса $|t|$ для зарегистрированных событий;
- г) погрешности в определении эффективности установки (см. пункт б) из-за геодезических ошибок при юстировке гамма-спектрометра и неопределенности в измерении абсолютной величины $E_{\text{Тmax}}$ ($E_{\text{Тmax}}$ — граница тормозного спектра);
- д) минимального изменения кинематических параметров (в частности, угла между осями двух каналов гамма-спектрометра α (см. ниже)) для измерения фона в эксперименте при условии, чтобы вклад одиночных η^0 -мезонов был незначительным;

е) вклада реакций $\gamma p \rightarrow \eta^0 N^*$ и $\gamma p \rightarrow \eta^0 \pi^0 p$ в число зарегистрированных η^0 -мезонов.

2. Условия эксперимента

Реакция фоторождения η^0 -мезона на ядрах изучалась при помощи регистрации гамма-спектрометром двух фотонов от распада η^0 -мезона [1]. Спектрометр состоял из двух черенковских счетчиков полного поглощения, оси которых в вертикальной плоскости составляли между собой угол $\alpha = 37^\circ$. Апертурные окна счетчиков с размерами 15×10 см² были расположены на расстоянии 167 см от мишени. Спектрометр по отношению к γ -пучку находился под углом $\theta_{\gamma\gamma} = 20^\circ 45'$ (см. рис. 1).

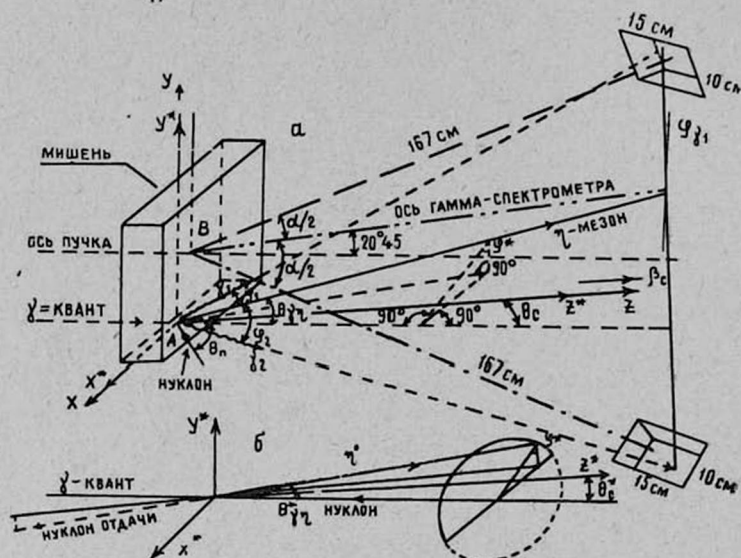


Рис. 1. Кинематика реакции $\gamma A \rightarrow \eta^0 A'$: а) лабораторная система; б) система центра масс (с. д. м.).

3. Расчет методом Монте-Карло реакций фоторождения η^0 (π^0) на ядре

Находятся такие области изменения разыгрываемых кинематических параметров, чтобы импульс рожденного η^0 -мезона был направлен в сторону гамма-спектрометра. Розыгрыш производится следующим образом.

Если имеется некоторая функция распределения вероятности $W(x)$ для величины x , меняющейся в области $a \leq x \leq b$, и распределение $V(y)$ для y , даваемое законом

$$V(y) = \begin{cases} 1 & 0 \leq y \leq 1 \\ 0 & y < 0, y > 1, \end{cases} \quad (1)$$

то каждому x можно сопоставить y по методу, описанному в работе [4], где y — равномерное псевдослучайное число, получаемое способом перемешивания.

Для каждого i -го события разыгрывались следующие величины.

1) Исходя из формы тормозного спектра разыгрывалась энергия налетающего фотона $E_{\gamma i}$, которая задавалась в виде численной таблицы [3].

2) Разыгрывались координаты x_i, y_i, z_i точки A_i в мишени, где происходит событие (см. рис. 1а).

3) Разыгрывались величина и направление импульса нуклона ядра-мишени в горизонтальной плоскости относительно налетающего фотона: $P_{n_i} = 0,2 \text{ у.е.}$, $\cos \theta_{n_i} = 2y_i - 1$ ($P_{n_{\max}} = 0,2 \text{ Гэв/с.}$).

4) По закону $F(t) \sim e^{-a|t|}$ разыгрывался передаваемый импульс $|t|$, где величина a определялась из [5] для реакции $\gamma + p \rightarrow \eta^0 + p$.

На основании полученных значений $E_{\gamma i}, A_i, P_{n_i}$ и t_i для i -го случая находим [6]

$$\beta_{ci} = \frac{E_{\gamma i}^2 + P_{n_i}^2 + E_{\gamma i} P_{n_i} \cos \theta_{n_i}}{(E_{\gamma i} + P_{n_i})^2},$$

$$\operatorname{tg} \theta_{ci} = \frac{P_{n_i} \sin \theta_{n_i}}{E_{\gamma i} + P_{n_i} \cos \theta_{n_i}},$$

$$S_i = M^2 + 2 E_{\gamma i} (E_{n_i} - P_{n_i} \cos \theta_{n_i}),$$

$$\cos \theta_{\eta i}^* = - \frac{2 S_i (m^2 - t_i) - (S_i + m^2 - M^2) (S_i - M^2)}{(S_i - M^2) \sqrt{[S_i - (m + M)^2][S_i - (m - M)^2]}},$$

$$E_{\eta i}^* = (S_i + m^2 - M^2) / 2 \sqrt{S_i},$$
(2)

где β_c и θ_c — соответственно скорость системы центра масс (с. ц. м.) и ее угол относительно направления движения фотона, S — квадрат полной энергии в с. ц. м., θ_{η}^* — угол вылета η -мезона относительно налетающего фотона в с. ц. м. (см. рис. 1б), m и M — соответственно массы η -мезона и нуклона, E_{η}^* — полная энергия η -мезона в с. ц. м.

5) Далее в с. ц. м. разыгрывался азимутальный угол $\varphi_{\eta i}^* = 2\pi u_i$, после чего находились проекции импульса P_{η}^* на оси координат в с. ц. м., см. рис. 1б, и при помощи преобразований Лоренца определялись величина импульса и направление движения η -мезона в лаб. системе для случая, когда нуклон в ядре движется в горизонтальной плоскости.

6) Для учета движения нуклона в ядре во всех плоскостях относительно γ -пучка в лаб. системе разыгрывался азимутальный угол $\varphi_i = 2\pi u_q$ для η -мезона.

7) После определения импульса и направления движения η -мезона и проверки того, что он движется в сторону гамма-спектрометра, разыгрывался угол испускания одного фотона относительно направления движения η -мезона по закону

$$Q(\omega_1) = \frac{\sin \omega_1}{2\gamma^2 (1 - \beta \cos \omega_1)^2},$$
(3)

где

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \beta = P_\gamma/E_\gamma.$$

8) Далее разыгрывался азимутальный угол φ_{γ_1} для первого испущенного фотона относительно направления движения η -мезона и проверялось попадание этого фотона в один из двух счетчиков гамма-спектрометра.

9) В случае попадания рассчитывались угол испускания второго фотона относительно направления движения η -мезона по формуле

$$\cos \omega_2 = \frac{2\beta - (1 + \beta^2) \cos \omega_1}{1 + \beta^2 - 2\beta \cos \omega_1} \quad (4)$$

и его азимутальный угол $\varphi_{\gamma_2} = \varphi_{\gamma_1} + \pi$ и выяснялось попадание этого фотона в другой счетчик; если оно имело место, то этот случай записывался как зарегистрированный и по известным выражениям рассчитывались энергии испущенных фотонов E_1 и E_2 [6].

10) Затем, принимая во внимание разрешающую способность каждого плеча гамма-спектрометра по энергии, разыгрывались значения энергий E'_1 и E'_2 . В нашем случае для каждого канала разрешающая способность по энергии определяется как $\Delta E/E_\gamma = 0,17/\sqrt{E_\gamma}$, где E_γ — энергия фотона в Гэв, а ΔE — полная ширина на полувысоте кривой разрешения, которая имела форму распределения Гаусса.

При помощи полученных значений E'_1 и E'_2 рассчитывались полная энергия η -мезона и его масса

$$E_\gamma = E'_1 + E'_2, \quad m = 2\sqrt{E'_1 E'_2} \sin \alpha/2. \quad (5)$$

После окончания расчета машина выдавала гistogramмы зависимости числа зарегистрированных η -мезонов в зависимости от m и E_γ .

4. Оценка вклада фоновых реакций

При изучении реакции $\gamma A \rightarrow \eta A'$ необходимо было рассчитать методом Монте-Карло вклад η^0 -мезонов от процессов $\gamma p \rightarrow \eta N^*$ и $\gamma p \rightarrow \eta \pi^0 p$, так как этот эффект экспериментально невозможно оценить.

а) В случае реакции $\gamma p \rightarrow \eta N^*$ вместе с розыгрышем вышеперечисленных кинематических величин E_γ , P_{η} , $|t|$ и т. д.) разыгрывалось также значение массы резонанса по закону

$$f(M^*) = \frac{K}{(\bar{M}^* - M^*)^2 + \frac{\Gamma^2}{2}}, \quad (6)$$

где $\bar{M}^*$ и Γ — среднее значение массы резонанса N^* ($\bar{M}^* = 1236$ Мэв) и его ширина ($\Gamma = 120$ Мэв). Масса M^* разыгрывалась в некоторой области, ограниченной законом сохранения

$$S \geq (m + M^*)^2.$$

Далее полученное значение M^* использовалось в выражениях (2) для нахождения направления и импульса рожденного η^0 -мезона. В наших условиях при равенстве сечений процессов $\gamma p \rightarrow \eta^0 p$ и $\gamma p \rightarrow \eta^0 N^*$ вклад второй реакции составил 13%.

б) Для расчета вклада трехчастичной реакции $\gamma p \rightarrow \eta^* \pi^0 p$ в с. ц. м. разыгрывались изотропное угловое распределение η -мезона в виде $\cos \theta_{\eta}^* = 2y_{\eta} - 1$ и его полная энергия E_{η}^* по закону

$$F(E_{\eta}^* S) = \frac{P_{\eta}^*}{2T} [(T - m_{\pi}^2 + M^2)^2 - 4 T M^2]^{1/2}, \quad (7)$$

где

$$T = S - 2 E_{\eta}^* \sqrt{S} - m_{\eta}^2.$$

Для каждого i -го случая определялись пределы розыгрыша E_{η}^*

$$(m_{\eta} < E_{\eta i}^* < E_{\eta \max i}^*),$$

где

$$E_{\eta \max i}^* = \frac{1}{2 \sqrt{S_i}} [S_i - (M - m_{\pi})^2 - m_{\eta}^2]. \quad (8)$$

Величина S_i определялась из (2) после розыгрыша величин, перечисленных в пунктах 1—3 раздела 3. Далее в каждом случае строился график функции $F(E_{\eta}^* S_i)$ и определялось ее максимальное значение в интервале $m_{\eta} \leq E_{\eta}^* \leq E_{\eta \max i}^*$.

Суть метода розыгрыша E_{η}^* заключается в том, что из равномерно распределенной совокупности $E_{\eta i}^* = m_{\eta} + (E_{\eta \max i}^* - m_{\eta}) y$, отбираются те случайные числа, которые удовлетворяют условию

$$F(E_{\eta i}^* S_i) \geq \xi_{\lambda}, \quad (9)$$

где ξ_{λ} — случайное число, разыгрываемое в виде

$$\xi_{\lambda} = F_{\max} (E_{\eta}^* S_i) y_{\lambda}.$$

Находя таким образом E_{η}^* и θ_{η}^* , машина переходила на розыгрыш, упомянутый в пункте 5 раздела 3, и выполняла оставшуюся часть программы без изменения.

В случае равенства сечений $\gamma p \rightarrow \eta p$ и $\gamma p \rightarrow \eta \pi^0 p$ вклад последней реакции составляет $\sim 2\%$.

Что касается других процессов с множественным образованием γ -квантов, которые дают вклад как вне, так и внутри пика η -мезона, например,

$$\gamma + p \rightarrow \begin{cases} p(N^*) + \omega \\ \quad \quad \quad \downarrow \gamma \pi^0 \\ \quad \quad \quad \downarrow 2\gamma \\ p(N^*) + \pi^0 + \pi^0 \\ \quad \quad \quad \downarrow 2\gamma \downarrow 2\gamma \text{ и др.}, \end{cases}$$

то они изучались экспериментально [1] при нарушенной кинематике с меньшим углом между осями двух каналов $\alpha = 26^\circ$ и 32° (оценки методом Мон-

те-Карло показали, что при $\alpha=32^\circ$ число событий от упругих η -мезонов составляет 1,5% по сравнению со случаем $\alpha=37^\circ$). Поэтому соответствующие расчеты на машине не были проведены.

5. Реакции фоторождения $\eta(\pi^0)$ -мезона на водороде на совпадении с протоном отдачи

При изучении реакции фоторождения $\eta(\pi^0)$ -мезонов с поляризованными фотонами для выделения искомой двухчастичной реакции регистрация $\eta(\pi^0)$ -мезонов производится на совпадении с протоном отдачи, причем в зависимости от переданного импульса $|t|$ импульс протона P_p меняется в широком диапазоне, так что для его измерения бывает необходимо использовать различные спектрометры (магнитные—для высокоэнергетичных протонов, пробегные—для сравнительно низкоэнергетичных протонов или просто счетчики в виде телескопа).

Для расчета реакции данного типа в вышеописанной программе Монте-Карло розыгрыш P_n не производился (см. пункт 3 раздела 3, куда вводится условие $P_n = 0$) и была добавлена программа, рассчитывающая угол и импульс нуклона отдачи для каждого полезного случая. Машина выдавала вместе с другими результатами пространственное и импульсное распределения нуклонов отдачи. Эти данные были использованы для выбора типа спектрометра и его апертурного окна, а также для расчета эффективности установки при включении двух спектрометров на совпадение.

Блок-схема полной программы расчета Монте-Карло приведена на рис. 2.

6. Сравнение полученных результатов с экспериментом по фоторождению η^0 -мезонов на ядрах

1. Для определения правильного выбора области двухчастичной кинематики нами была рассчитана кривая выхода одиночного η -мезона в реакции $\gamma A \rightarrow \eta A'$ в зависимости от границы тормозного спектра $E_{\gamma\max}$ для сравнения с соответствующими экспериментальными данными при двух значениях энергии $E_{\gamma\max} = 2,03$ и $2,17$ Гэв (рис. 3).

При энергии $E_{\gamma\max} = 2,17$ Гэв расчет Монте-Карло дает увеличение выхода η -мезонов в 1,92 раза по сравнению со случаем $E_{\gamma\max} = 2,03$ Гэв, а эксперимент—в $(1,82 \pm 0,4)$ раза. Полученные расчетные и экспериментальные данные согласуются между собой, что говорит о правильности выбора области двухчастичной кинематики.

2. На рис. 4 приведены кривые ожидаемого энергетического распределения зарегистрированных η^0 -мезонов для трех значений граничной энергии тормозного γ -пучка: $E_{\gamma\max} = 2,04$, $2,17$ и $2,3$ Гэв (кривые а, б и в соответственно). Экспериментальные точки удовлетворительно легли на кривую б, которая соответствует $E_{\gamma\max} = 2,17$ Гэв. Эта величина энергии согласуется с результатами измерений парным спектрометром верхней границы спектра тормозного излучения.

3. Для событий, приведенных на рис. 4, по формуле (7) рассчитана

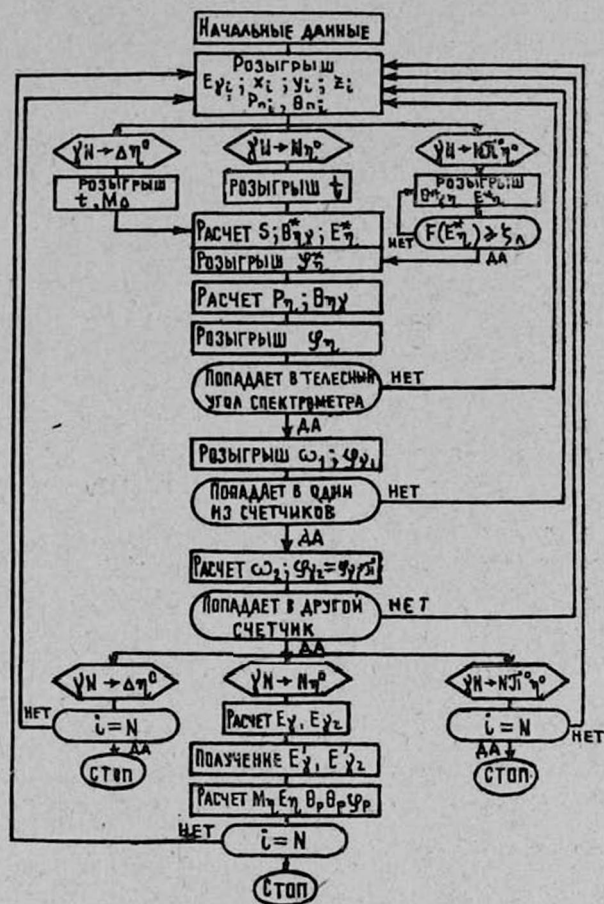


Рис. 2. Блок-схема программы расчета для эксперимента по фоторождению η^0 -мезонов на ядрах.

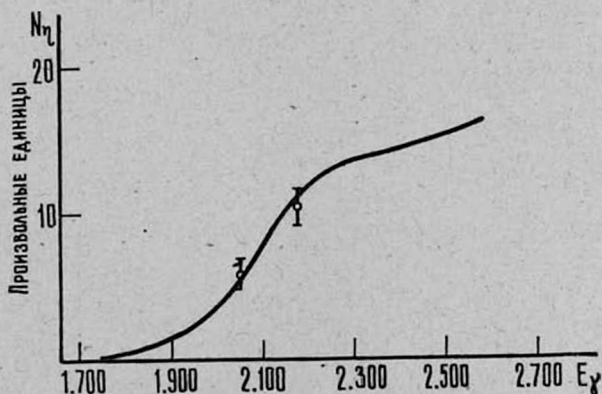


Рис. 3. Выход η^0 -мезонов в зависимости от верхней границы тормозного спектра $E_{\gamma_{\max}}$. Кривая рассчитана методом Монте-Карло.

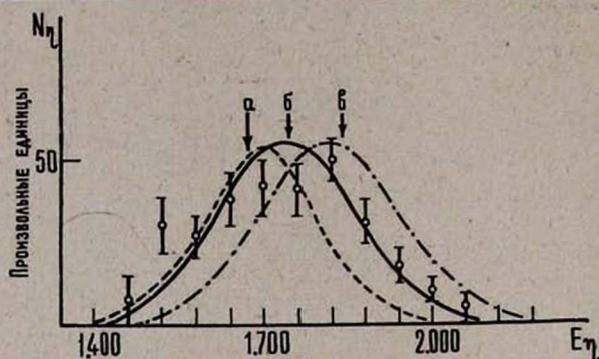


Рис. 4. Энергетический спектр η^0 -мезонов. Кривые а, б и в рассчитаны методом Монте-Карло соответственно для $E_{\gamma_{\max}} = 2,04, 2,17$ и $2,3$ Гэв.

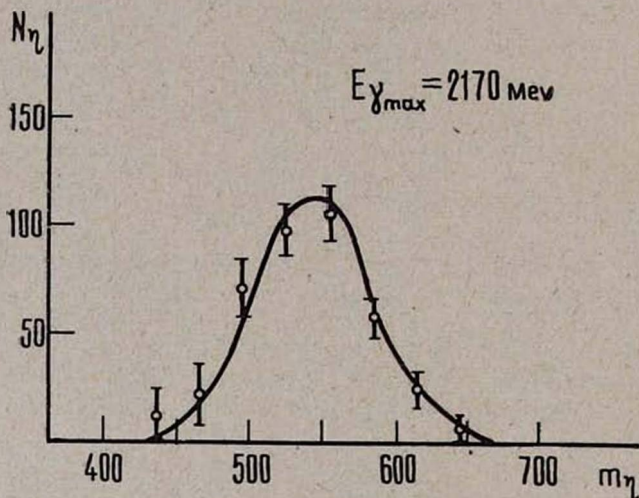


Рис. 5. Массовый спектр η^0 -мезона в $\gamma A \rightarrow \gamma^0 A'$ (сплошная кривая получена из расчета Монте-Карло).

масса m_η и полученные результаты сравниваются с соответствующей расчетной кривой Монте-Карло (рис. 5). Как видно из рис. 5, кривая удовлетворительно проходит через экспериментальные точки. χ^2 -распределение для этих событий получилось равным 6,63 при числе степеней свободы $k=7$.

Ереванский физический
институт

Поступила 20.II.1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. О. Абрамян и др. Доклад на Международной конференции по физике высоких энергий, Батавия, США, 1972; Препринт ЕрФИ-20 (73).
2. L. O. Abrahamian et al. Phys. Lett., 38B, 544 (1972).
3. G. Gaggero. Nucl. Inst. and Meth., 94, 481 (1971).
4. C. Wettkamp. Nucl. Inst. and Meth., 23, 13 (1963).
5. P. Joos. DESY-HERA, 70-1 (1970).

6. А. М. Балдин, В. И. Гольданский, В. М. Максименко, И. Л. Розенталь. Кинематика ядерных реакций, Атомиздат, 1968, стр. 68.
 7. Н. П. Бусленко. Моделирование сложных систем, Изд. Наука, 1968, стр. 126.

η^0 -ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈՄԵՄԱՆ ՓՈՐՁԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ ՄՈՆՏԵ-ԿԱՐԼՈ ՄԵԹՈԴՈՎ

Հ. Հ. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ, Ա. Լ. ՎԱՏՅԱՆ, Է. Գ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Ա. Մ. ՍԻՐՈՒՆՅԱՆ,
 Ա. Հ. ԽՈՒԴԱՎԵՐԴՅԱՆ

Միջուկի վրա η^0 -մեզոնների ֆոտոծնման $\gamma A \rightarrow \eta^0 A'$ ռեակցիայի հետազոտման համար, երբ η^0 -մեզոնը գրանցվում է երկու լրիվ կլանման ջերենկովյան հաշվիչներով, Մոնտե-Կարլո մեթոդով հաշվված է η^0 -մեզոնների ելքի կորը կախված $E_{\gamma\text{max}}$ և η^0 -մեզոնների էներգետիկ և զանգվածային սպեկտրների լուծողականությունից: Քանի որ ֆոտոծնման պրոցեսը հետազոտվել է միջուկի առանձին նուկլոնի վրա (ոչ կոհերենտ տիրույթ), ապա հաշվի է առնվել նաև միջուկում նուկլոնի ֆերմիյան շարժումը: Գնահատվել է նաև $\gamma p \rightarrow \eta^0 N^*$ և $\gamma p \rightarrow \eta^0 \pi^0 p$ ֆոնային ռեակցիաների ներդրումը: Ստացված արդյունքները համեմատված են փորձնական տվյալների հետ:

MONTE CARLO CALCULATION FOR η^0 -MESON PHOTOPRODUCTION EXPERIMENT

G. A. VARTAPETIAN, A. L. VATIAN, E. G. MURADIAN,
 A. M. SIRUNIAN, A. G. KHUDAVERDIAN

The η^0 -meson photoproduction from nuclei in a reaction $\gamma A \rightarrow \eta^0 A'$ with the detection of η^0 by two total absorption Cherenkov counters was studied in the incoherent region. The $E_{\gamma\text{max}}$ -dependence of η^0 -meson yield curve [as well as the energy and mass spectra of η^0 -mesons with due regard for the resolution of Cherenkov counters were estimated by Monte Carlo technique taking into consideration the Fermi motion of a nucleon in a nucleus. The contribution of background reactions $\gamma p \rightarrow \eta^0 N^*$ and $\gamma p \rightarrow \eta^0 \pi^0 p$ was estimated as well.