

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳՐԱԿԻՆԻ ԶԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍԻՆԵ ՏՕՅԵՇԻՆԵ

ЕФИ—53(74)

*Г.А.Вартапетян, А.Л.Ватьян,  
Э.Г.Мурадян, А.Г.Худавердян.*

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ФОТОРОЖДЕНИЮ  
МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ**

**ԱՐՄՍ**

ԵՐԵՎԱՆ

1974

ԵՐԵՎԱՆ

We regret that some of the pages in the microfiche copy of this report may not be up to the proper legibility standards, even though the best possible copy was used for preparing the master fiche.

Научное сообщение БФИ-53(74)

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

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ФОТОРОЖДЕНИЮ  
 $\pi^{\pm}$ -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ

Ереван 1974

Г.А.ВАРТАПЕТИАН, А.Л.ВАТЯН,  
Э.Г.МУРАДЯН, А.Г.ХУДАВЕРДЯН

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ФОТОРОЖДЕНИЮ  
 $\pi^{\pm}$  - МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ.

Описано моделирование методом Монте-Карло эксперимента по фоторождению одиночных заряженных  $\pi^{\pm}$  - мезонов на ядрах с регистрацией  $\pi$  - мезонов магнитным спектрометром. При расчетах учитывалось фермиевское движение нуклонов в ядре - мишени. Полученные кривые выходов  $\pi$  - мезонов сравниваются с данными эксперимента.

Scientific Report ЕФИ-53(74)

H.A.VARTAPETIAN, A.L.VATIAN, E.G.MURADIAN

A.G. KHUDAVERDIAN

MODELLING OF  $\pi^{\pm}$  - MESON  
PHOTOPRODUCTION ON NUCLEI

The modelling of single charged  $\pi$  - meson photoproduction experiment on nuclei with the detection of  $\pi^{\pm}$  - mesons in magnetic spectrometer has been discussed. Fermi motion of nucleons in a nuclei was taken into consideration in the calculation. The calculated curves of  $\pi$  - meson yield were compared with experimental points.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1974

© Ереванский физический институт, 1974

В данной работе описано моделирование методом Монте-Карло эксперимента по фоторождению одиночных  $\pi^{\pm}$  - мезонов на ядрах  $(\gamma A \rightarrow \pi^{\pm} A')$  [1] при регистрации  $\pi$  - мезонов магнитным спектрометром [2]. Цель расчета заключается в следующем: а) контроль правильности выбора кинематических условий для регистрации одиночных  $\pi$  - мезонов, б) определение эффективности установки, необходимой для расчета дифференциального эффективного сечения процесса, исходя из числа зарегистрированных событий [1], в) оценка правильности измерений абсолютного значения граничной энергии тормозного спектра  $E_{\gamma max}$  и среднего импульса спектрометра  $P_0$  [2] (см. ниже), г) расчет среднего значения энергии падающего фотона  $\bar{E}_{\gamma}$  и 4-х мерного переданного импульса  $|t|$  для зарегистрированных событий.

Поскольку процесс фоторождения на ядрах изучался в некогерентной области (т.е. при больших значениях передаваемых импульсов  $|t|$ ), где реакция идет на отдельных нуклонах ядра [3], то возникает необходимость учитывать их движение в ядре.

Особенность программы заключается в том, что не разыгрывался азимутальный угол движения нуклона в ядре и связанные с ним вычисления, что значительно сэкономило машинное время.

Программа также позволяла в процессе расчета проверять попадают ли в требуемую область полученные при расчетах кинематические параметры частицы, с тем, чтобы до конца не продолжать расчеты ненужного события, что также сократило машинное время.

После незначительных изменений программа была применена и для расчета других типов реакций, например  $\gamma A \rightarrow \eta^0 (\pi^0) A'$  с регистрацией двух фотонов от распада  $\eta^0 (\pi^0)$ .

Условия эксперимента. В эксперименте  $\pi^{\pm}$  мезоны регистрировались с помощью магнитного спектрометра [2].

В расчетах были учтены: форма тормозного спектра, размеры мишеней, фермиевское импульсное распределение нуклонов в ядре, геометрия магнитного спектрометра с учетом апертуры линз, магнита и размеров детекторов.

### I. Программа расчета методом Монте-Карло.

Прежде всего были найдены области изменений разыгрываемых кинематических параметров, в которых регистрируемая частица вылетала в направлении спектрометра. Эти ограничения учитывались при определении эффективности установки.

Разыгрыш величин производится по методу описанному в работе [4].

Предварительно разыгрываются энергия налетающего фотона  $E_{\gamma i}$  (по численной таблице [5] в учетом поправок на коллимацию и толщину мишени [6]), передаваемый импульс  $|t_i|$  по закону  $F(t) = c \cdot \exp(-\alpha |t|)$  [7], импульс и направление движения нуклона в ядре,  $P_{ni}$  и  $\Theta_{ni}$ , по отношению к налетающему фотону (рис. I а).

Азимутальный угол движения нуклона,  $\varphi_n$  учитывается при размыгивании азимутального угла вылетающего  $\pi$ -мезона  $\varphi_{\pi i}$  (см. ниже). Тем самым экономится одна операция по размыгиву  $\varphi_n$  и связанные с ним вычисления, что значительно сократило машинное время.

На основании полученных величин для  $i$ -го случая находим

$$\beta_c^2 = \frac{E_\gamma^2 + P_n^2 + E_\gamma P_n \cos \theta_n}{(E_\gamma + P_n)^2}; \quad \text{tg } \theta_c = \frac{P_n \sin \theta_n}{E_\gamma + P_n \cos \theta_n};$$

$$S = M^2 + 2E_\gamma(E_n - P_n \cos \theta_n); \quad E_\pi^* = \frac{S + m^2 - M^2}{2\sqrt{S}};$$

$$\cos \theta_{\pi\gamma}^* = - \frac{2S(m^2 - t) - (S + m^2 - M^2)(S - M^2)}{(S - M^2)\sqrt{[S - (m + M)^2][S - (m - M)^2]}}$$

(индекс  $i$  везде опущен для краткости), где  $\beta_c$  и  $\theta_c$  величина скорости системы центра масс (ц.м.) и угол её направления по отношению к фотонному пучку в лабораторной системе;  $S$  - квадрат полной энергии в системе ц.м.;  $\theta_{\pi\gamma}^*$  - угол вылета  $\pi$ -мезона по отношению к направлению движения фотона в системе ц.м. (рис. 10);  $m$  и  $M$  массы  $\pi$ -мезона и нуклона;  $E_\pi^*$  - полная энергия  $\pi$ -мезона в системе ц.м.

После размыгивается угол  $\varphi_{\pi i}^* = 2\pi \xi_i$ , поскольку направление движения  $\pi$ -мезона в системе ц.м. определяется двумя углами  $\theta_{\pi\gamma}^*$  и  $\varphi_\pi^*$ .

Далее находится проекция импульса  $P_{\mathcal{P}}^*$  на оси координат системы ц.м. (рис. I)

$$P_y^* = P_{\mathcal{P}}^* \sin \theta_{\mathcal{P}\gamma}^* \cos \varphi_{\mathcal{P}}^*,$$

$$P_x^* = P_{\mathcal{P}}^* (\sin \theta_{\mathcal{P}\gamma}^* \cos \theta_c^* \sin \varphi_{\mathcal{P}}^* + \cos \theta_{\mathcal{P}\gamma}^* \sin \theta_c^*),$$

$$P_z^* = P_{\mathcal{P}}^* (\cos \theta_{\mathcal{P}\gamma}^* \cos \theta_c^* - \sin \theta_{\mathcal{P}\gamma}^* \sin \theta_c^* \sin \varphi_{\mathcal{P}}^*),$$

где  $\operatorname{tg} \theta_c^* = \sqrt{1 - \beta_c^2} \sin \theta_c / (\cos \theta_c - \beta_c)$ .

$\theta_c^*$  - угол между направлением движения фотона и осью  $z^*$  в системе ц.м. (рис. I б).

Затем переходом в лабораторную систему при помощи преобразований Лоренца, находится величина полного импульса  $\mathcal{P}_i$  - мезона и угол между  $P_{\mathcal{P}_i}$  и направлением движения фотона,  $\theta_{\mathcal{P}_i\gamma}$ .

С целью экономии машинного времени проверяется попадает ли величины  $P_{\mathcal{P}_i}$  и  $\theta_{\mathcal{P}_i\gamma}$  соответственно в области ограниченного акселтансом и эмертурным окном спектрометра. Если это условие выполняется то производится разыгры азимутального угла вылетающего  $\mathcal{P}_i$  - мезона  $\varphi_{\mathcal{P}_i} = 2\pi \xi_q$  (поскольку производится разыгры  $\varphi_{\mathcal{P}_i}$ , то отпадает необходимость в переводе  $\varphi_{\mathcal{P}_i}^*$  в лабораторную систему, что также уменьшает затраты машинного времени), и снова проверяется попадает ли  $\mathcal{P}_i$  - мезон в область окна спектрометра. Если да, то разыгрываются координаты точки А ( $X_i$   $Y_i$   $Z_i$ ) внутри мишени, где происходит событие (рис. Ia).

По значениям  $x_i, y_i, z_i$ ;  $P_{\pi i}$ ;  $\sigma_{\pi \delta i}$  и  $\varphi_{\pi i}$ , определяются координаты траектории  $\pi$ -мезона в новой системе координат  $(X_0, Y_0, X', Y')$  [2], связанной с оптической осью спектрометра с началом отсчета в точке В (рис I а). В дальнейшем по программе, пользуясь методом линейного приближения, отбираются случаи, когда частица проходит через весь спектрометр (эффекты ядерного поглощения, распада мезона на лету и многократного рассеяния в детекторах спектрометра не учитывались \*). Эти события записываются как полезные. Число таких событий  $N_1$ , отнесенное к полному числу событий  $N$ , с соответствующей поправкой дает эффективность регистрации магнитного спектрометра.

Для всех полезных случаев Э.В.М. выдавала следующие гистограммы, которые служили для дальнейшей обработки полученных данных: а) число  $\pi$ -мезонов  $N_{\pi}$  в зависимости от  $P_{\pi}$ ; б) число ревергентных фотонов  $N_{\gamma}$  в зависимости от  $E_{\gamma}$ ; в) число  $\pi$ -мезонов  $N_{\pi}$  в зависимости от  $|t|$ .

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

Расчеты производились на машине "Раздан-3" и несмотря на её сравнительно низкое быстродействие, в течение 24 ч удалось рассчитать  $1,5 \cdot 10^6$  случаев.

\* Учет эффекта ядерного поглощения и распада  $\pi$ -мезонов на лету производился при оценках эффективных сечений [1]. Эффектом многократного рассеяния можно пренебречь, так как он изменит величину угла многократного акцептанта спектрометра, который влияет на число  $N_1$  не более чем на 1% [9].

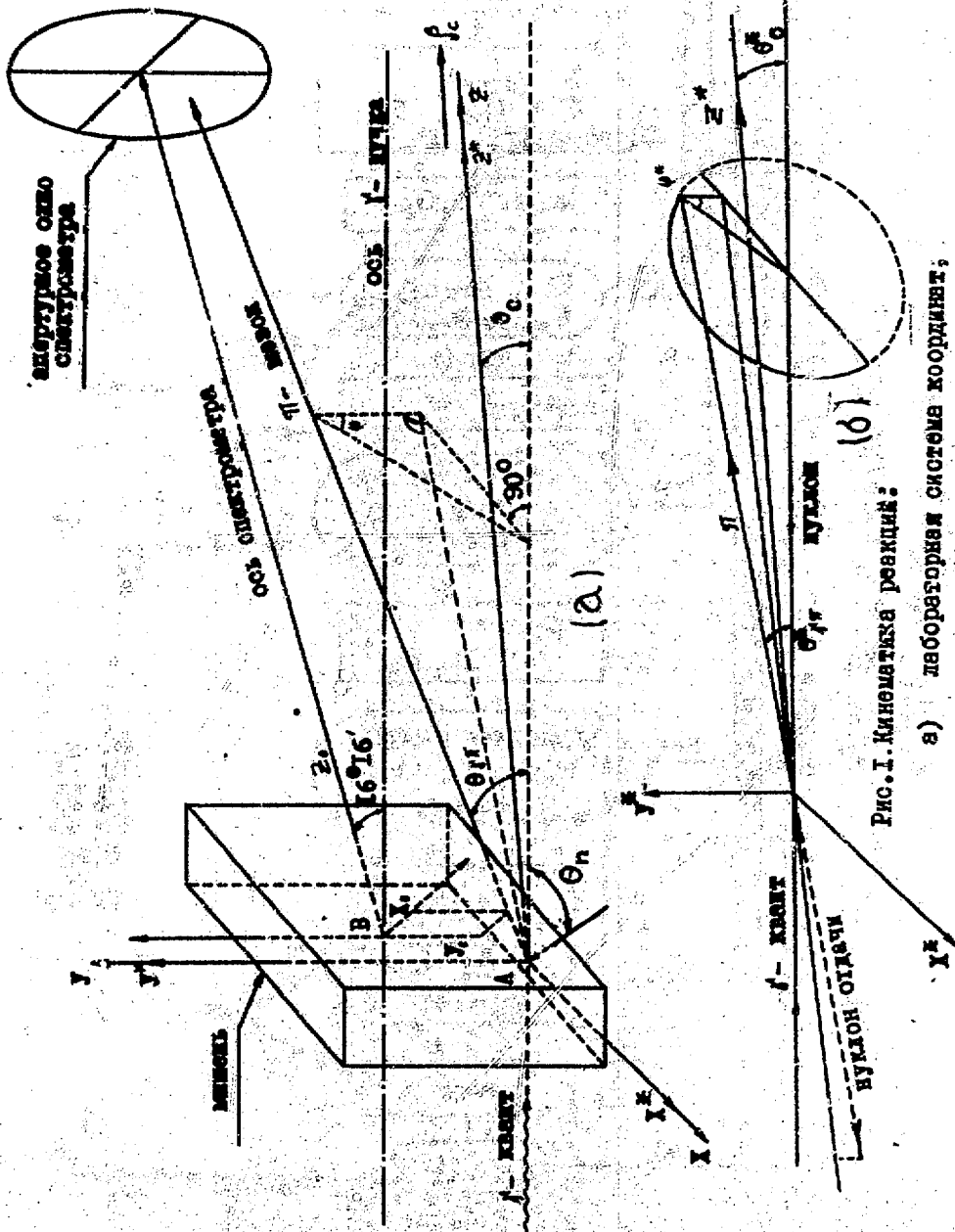
## 2. Сравнение полученных результатов расчета с экспериментальными данными.

В эксперименте магнитным спектрометром измерялось число  $\pi^-$ -мезонов прошедших через спектрометр, в зависимости от  $P_y [1,2]$ . Полученные данные сравнивались с гистограммой а), которая была рассчитана при различных значениях  $E_{\gamma_{\max}}$  и  $P_0$ .

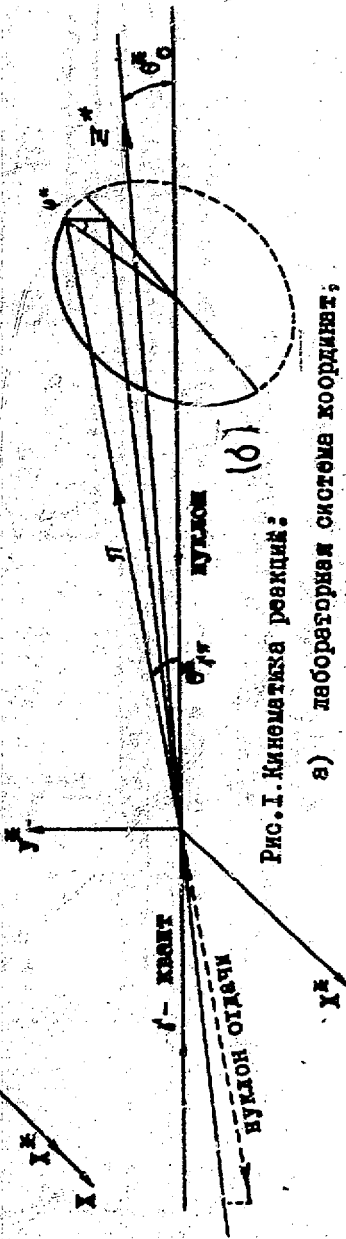
Результаты сравнения экспериментальных данных с расчетом Монте-Карло для выходов  $\pi^-$ -мезонов приведены на рис.3 а и б.

На рис.3 а экспериментальные результаты, полученные при  $E_{\gamma_{\max}} = 2,95$  Гэв согласуются с соответствующей кривой Монте-Карло. Для этого распределения  $\chi^2 = 13,1$  при числе степеней свободы  $k = 8$ .

В случае  $E_{\gamma_{\max}} = 3,1$  Гэв (рис.3 б) при малых значениях  $P_y$  экспериментальные точки лежат выше расчетной кривой. Это говорит о том, что в этой области импульсов имеется вклад от реакций типа  $\gamma N \rightarrow \pi^+ \pi^0 N$  и  $\gamma N \rightarrow \pi^+ \Delta$ .



(a)



(b)

Рис. 1. Кинематика реакции:

- а) лабораторная система координат;
- б) система координат центра масс.

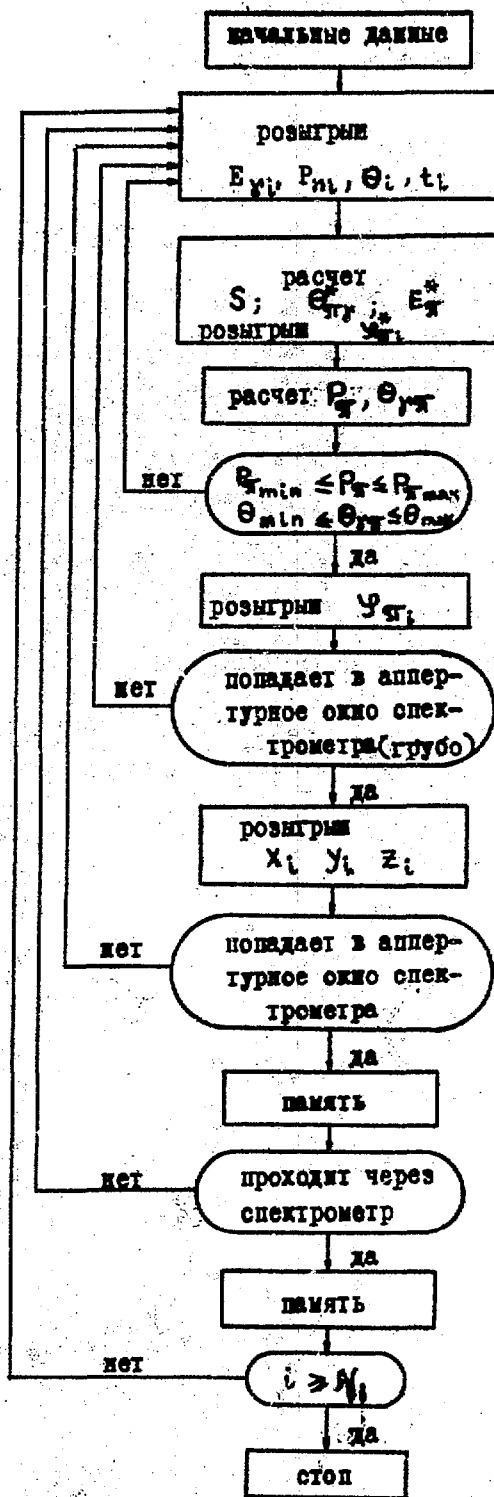


Рис.2. Блок - схема программы моделирования эксперимента фоторождения одиночных  $\gamma$ -квантов на ядрах методом Монте-Карло.

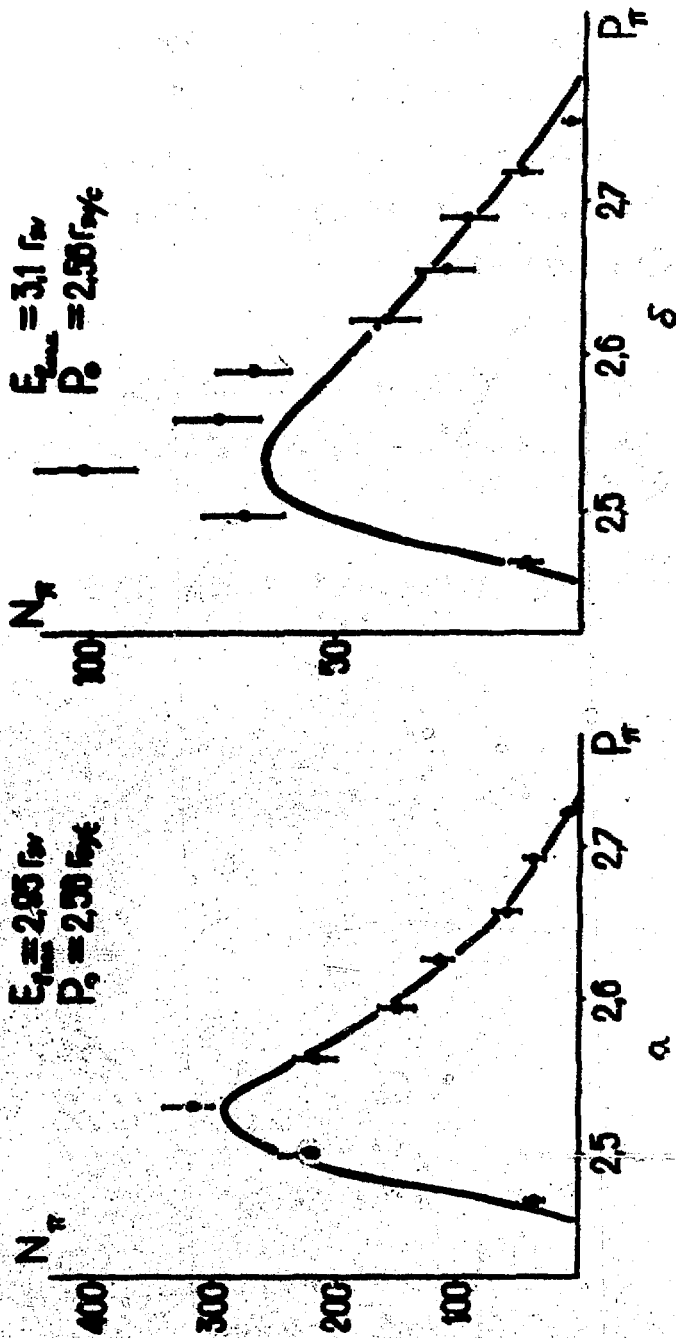


Рис.3. Выходы  $\pi^-$ -мезонов, зарегистрированных магнитным спектрометром. Сплошные линии - расчет методом Монте-Карло.

- а)  $E_{\max} = 2.95 \text{ ГэВ}$ ,  $P_0 = 2.56 \text{ ГэВ/с}$ ,  
 $\Theta_{\pi\chi} = 16^\circ 16'$ ,  $\Theta_{\chi} = 3.1 \text{ ГэВ}$ ,  $P_0 = 2.56 \text{ ГэВ/с}$ ,  
 $\Theta_{\pi\chi} = 16^\circ 16'$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. L.O. Abrahamian et al. Phys. Lett. 38B, 544, 1972.
2. Л.О. Абрамян и др. Препринт ЕФИ МЭ-10(72), Ереван.
3. K. Gottfried, D.R. Yenni. Phys. Rev. 182, 1595, 1969.
4. C. Weitkamp. Nucl. Instrum. and Methods. 23, 13, 1963.
5. G. Gaggero. Nucl. Instr. and Methods. 94, 484, 1971.
6. G. Lutz, H.D. Schulz, DESY 67/29.
7. P. Yoos, DESY - HERA 70-1.
8. А.М. Баддик, В.И. Гольданский, В.М. Максименко, И.Л. Розенталь.  
Кинематика ядерных реакций, стр. 59, Атомиздат, Москва, 1968.
9. R. Hubner, DESY april, 1967.

Рукопись поступила 1-го ноября 1973 г.

Редактор Л.П. Мукаян

Заказ 0569

ВЭ-03214

Тираж 300

---

Подписано к печати 28/I-74г. Формат издания 30x40  
0,6 уч. изд. л. Ц. 6 к.

---

Отпечатано на ротационной  
Ереванского физического института, Ереван 36, пер. Маршарина 2

