

-24

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

P-433

В.С. Барашенков, В.М. Мальцев

ЦЕНТРАЛЬНЫЕ И ПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ
СТОЛКНОВЕНИЯ БЫСТРЫХ НУКЛОНОВ. II

Nucl. Phys. 1960, v17, n3, p377-387.

P-433

В.С. Барашенков, В.М. Мальцев

ЦЕНТРАЛЬНЫЕ И ПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ
СТОЛКНОВЕНИЯ БЫСТРЫХ НУКЛОНОВ. II

1975

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Am 7/315

А н н о т а ц и я

Теоретические импульсные спектры частиц, рождающихся при столкновении нуклонов, сравниваются с экспериментальными данными, полученными при энергии $T = 9$ Бэв. Вычислены потери энергии при неупругих столкновениях нуклонов. Отдельно рассмотрены случаи центральных и периферических столкновений.

1. Введение

В работах ^{/1/} была рассмотрена модель центральных и периферических столкновений быстрых нуклонов. На примере /PP/ - и /pn /- столкновений при энергии T=9 Бэв было показано, что экспериментальные угловые распределения родившихся частиц можно объяснить, если сечение периферических столкновений составляет не менее 20% от сечения всех неупругих (NN)-столкновений:

$$\sigma_p \geq 0,2 \sigma_{in} \quad /1/$$

Теперь мы в рамках этой же модели рассмотрим энергетические характеристики неупругих столкновений нуклонов. Результаты расчетов снова будем сравнивать с экспериментальными данными, полученными в Дубне при энергии T=9 Бэв.

Особое внимание мы уделим средней потере энергии нуклона в одном акте /NN /-столкновения ΔE . Как известно, эта величина привлекала внимание многих авторов и служила предметом многократных измерений и дискуссий /см., например, работы ^{/2-10/}/. После того, как были закончены работы ^{/1/}, точность и достоверность экспериментальных значений ΔE заметно возросли. При этом среднее экспериментальное значение ΔE снизилось по сравнению с ранее известным.

Понятно, что в рамках нашей еще несовершенной модели можно надеяться лишь на грубое согласие с опытом. Поэтому, как и в работах ^{/1/}, наша главная задача — установить, в какую сторону и в какой мере изменяет выводы теории учет периферических столкновений нуклонов, а также обратить внимание экспериментаторов, в каких пунктах прежде всего требуется уточнение изменений.

11. Импульсные распределения частиц, рождающихся при центральных столкновениях

На рис. 1-4 приведены вычисленные по статистической теории множественного рождения импульсные спектры $W = W(p)$ частиц различных

сортов, рождающихся в центральных / NN /-столкновениях^{1/}. На рис. 3 и 4 для сравнения приведены также экспериментальные импульсные распределения заряженных π -мезонов и протонов для случая /pp/-столкновений из работы^{12/}. В этой работе проанализировано 28 следов π -мезонов и 42 следа протонов/. Приведены средние статистические ошибки измерений

$$\Delta_n = \sqrt{N_n} / \sum_m N_m.$$

В таблице I приведены экспериментальные и теоретические значения средних импульсов \bar{p} нуклонов и π -мезонов. Теоретические значения учитывают лишь центральные столкновения нуклонов и получены с помощью распределений, приведенных на рис. 1-4. Экспериментальные значения \bar{p} для системы центра масс вычислены по экспериментальным гистограммам рис. 3-4. Приведена дисперсия экспериментальных значений $\Delta \bar{p} = \sqrt{\Delta p \sum N_n (p_n - \bar{p})^2 / \sum N_n}$. Экспериментальные значения \bar{p} для лабораторной системы координат получены преобразованием Лоренца из системы центра масс в предположении, что в /pp/-столкновениях угловые распределения π -мезонов и нуклонов в системе центра масс симметричны относительно угла $\theta = \pi/2$. Это предположение соответствует теоретическим и экспериментальным результатам, полученным в работах^{11/},^{16/};

$$\bar{p} \approx \gamma \epsilon_c ; \quad (\gamma \epsilon_c)^2 \gg m^2 , \quad 12/$$

где ϵ_c - средняя энергия образовавшихся протонов или π -мезонов в системе центра масс сталкивающихся протонов;

$$\gamma = E_c / M \quad 13/$$

- коэффициент релятивистского преобразования; E_c - энергия первичного протона в системе центра масс; M - масса нуклона; m - масса рассматриваемой частицы.

^{1/} Импульсные распределения для всех сортов рождающихся частиц приведены в системе центра масс сталкивающихся нуклонов и в лабораторной системе координат, так как для анализа экспериментальных данных и для ориентировки при подготовке новых экспериментов важно знать импульсные распределения в обоих этих системах координат. Небольшие отличия импульсных спектров π -мезонов и нуклонов от аналогичных спектров, приведенных в работе [7], обусловлены более точным учетом реакций со странными частицами и более точным методом расчета. При вычислении спектров мы использовали метод расчета энергетических фазовых объемов, разработанный в нашей лаборатории Л.Г.Заставенко, [1].

Полученные таким образом значения \bar{p} близки к значениям, полученным в работе ^{/2/} из анализа взаимодействий с ядрами фотоэмульсии протонов с энергией 9 Бэв: $\bar{p} \approx p_{sp} = /3,0 \pm 0,5/$ Бэв/с для протонов и $\bar{p} \approx p_{sp} = /1,0 \pm 0,2/$ Бэв/с для заряженных π -мезонов. Близкие значения получены также в работах ^{/5,8,9/}.

Из таблицы I и из рис. 3 видно, что в пределах экспериментальных ошибок нет резких противоречий между теоретическими и экспериментальными данными для π -мезонов. Однако, экспериментальные импульсные спектры являются заметно более мягкими, чем рассчитанные теоретически. Большие статистические ошибки не позволяют пока сделать более определенных заключений.

Экспериментальный импульсный спектр протонов оказывается более жестким, чем спектр, рассчитанный теоретически.

Различие теоретических и экспериментальных спектров качественно можно понять, если учесть, что в работе ^{/12/}, а также в работах ^{/5,8-10/}, при измерениях спектров не разделялись центральные и периферические столкновения, спектр же нуклонов после периферического столкновения является более жестким, чем спектр нуклонов, образовавшихся при центральном столкновении. Наоборот, π -мезоны, образовавшиеся при периферическом столкновении, в среднем, являются более мягкими, чем π -мезоны из центральных столкновений.

Более подробное рассмотрение этих вопросов отложим до § V.

В таблице II приведены теоретические значения средних поперечных импульсов P_{\perp} , частиц, образующихся при центральных столкновениях. /Для нуклонов $P_{\perp} = 0,6$ Бэв/с, см. ^{/2/}/. Соответствующие экспериментальные измерения в настоящее время еще не закончены. Имеются лишь грубые оценки для протонов и заряженных π -мезонов, полученные при изучении взаимодействия с ядрами фотоэмульсии протонов с энергией 9 Бэв ^{/2/}. Эти оценки не противоречат рассчитанным значениям P_{\perp} .

III. Потери энергии при центральных столкновениях.

В таблице II для лабораторной системы координат приведены значения относительной потери энергии протона на образование частиц i -го сорта

$$\Delta E_i = n_i \varepsilon_i / T \quad /4/$$

в одном акте центрального / NN / - столкновения. Здесь ε_i - средняя энергия, а n_i - среднее число частиц i -го сорта, родившихся при центральном столкновении нуклонов; T - кинетическая энергия первичного протона. Значения ε_i вычислены из импульсных спектров, приведенных на рис. 1 и 2; значения n_i взяты из работы ^{/13/}.

Таким образом, средняя энергия, затраченная налетающим протоном на образование новых частиц в одном акте центрального (NN)-столкновения

$$\Delta E_c = \sum_i \Delta E_i \approx 58\% \quad /5/$$

от его первоначальной энергии $T = 9$ Бэв. При вычислениях не учтена затрата энергии на образование Ξ -частиц и античастиц $\bar{\Lambda}$; $\bar{\Sigma}$ и $\bar{\Xi}$. Однако оценки показали, что при этом в ΔE_c вносится лишь малая погрешность $\lesssim 1\%$. Мы также предположили, что $\varepsilon_{K^0} \approx \varepsilon_{K^+}$ и $\varepsilon_{\bar{K}^0} \approx \varepsilon_{K^-}$ /см. таблицу III в работе ^{/13/}. Полная потеря энергии первичного протона в одном акте центрального столкновения

$$\Delta E_{tot}^c = \Delta E_c + T_c / T \approx 79\% \quad /6/$$

Здесь $T_c \approx 0,21T$ - средняя кинетическая энергия нуклона после центрального столкновения.

IV. Потери энергии при периферических столкновениях.

В одном акте периферического / NN /-столкновения на образование новых частиц в среднем затрачивается энергия

$$\Delta E_p = \frac{1}{2} (\Delta E_p' + \Delta E_p''), \quad /7/$$

где $\Delta E_p'$ - средняя энергия, теряемая при столкновении периферического мезона налетающего нуклона с покоящимся нуклоном; $\Delta E_p''$ - соответствующая потеря энергии при столкновении налетающего нуклона с мезонным облаком покоящегося нуклона^{2/}.

^{2/} В системе координат, где налетающий нуклон покоится, эта энергия, очевидно, равна $\Delta E_p'$.

В модели периферических столкновений без остаточной изобары /см.рис.2 из /1/ /.

$$\Delta E'_p = \frac{2}{\sigma_p} \int_M^{\varepsilon^*} [\varepsilon - t_N(\varepsilon)] \sigma_{\pi N}(\varepsilon) q(\varepsilon) d\varepsilon \approx \bar{\varepsilon} - T_N, \quad /8/$$

где

$$T_N = \frac{2}{\sigma_p} \int_M^{\varepsilon^*} t_N(\varepsilon) \sigma_{\pi N}(\varepsilon) q(\varepsilon) d\varepsilon \quad /9/$$

- средняя кинетическая энергия нуклона после столкновения с периферическим π -мезоном ;

$$\bar{\varepsilon} = \int_M^{\varepsilon^*} \varepsilon q(\varepsilon) d\varepsilon / n \quad /10/$$

- средняя энергия периферических мезонов ;

$$\sigma_p = 2 \int_M^{\varepsilon^*} \sigma_{\pi N}(\varepsilon) q(\varepsilon) d\varepsilon \approx 2 \sigma_{\pi N} \cdot n \quad /11/$$

n - среднее число периферических мезонов в оболочке нуклона;

$$\varepsilon^* = E - \sqrt{M(E+M)}/2 \quad /12/$$

- верхняя граница спектра периферических мезонов $q(\varepsilon)$; $E = T + M$

M - масса нуклона.

В модели периферических столкновений с изобарой /см. рис. 3/ из /1/ /

$$\Delta E'_p \approx \bar{\varepsilon} - T_N + E_\pi, \quad /13/$$

где E_π - средняя энергия π -мезонов, образовавшихся при распаде изобары. Так как в системе покоя изобары угловое распределение таких мезонов изотропно, то при переходе в лабораторную систему координат

$$E_\pi = \frac{2 \varepsilon_{is}}{\sigma_p} \int_M^{\varepsilon^*} \gamma_{is}(\varepsilon) \sigma_{\pi N}(\varepsilon) q(\varepsilon) d\varepsilon \approx \frac{\varepsilon_{is}}{M'} (E - \bar{\varepsilon}), \quad /14/$$

где

$$\gamma_{is}(\varepsilon) = (E - \varepsilon) / M' \quad /15/$$

- модуль релятивистского преобразования; $M' \approx 1,3M$ - масса изобары, $\epsilon_{is} \approx 0,3596$ - средняя энергия мезона, образовавшегося при распаде изобары в системе координат, где эта изобара покоится.

Выражение для $\Delta E_p''$ легко получить преобразованием Лоренца из системы координат, где налетающий протон покоится:

$$\Delta E_p'' = \gamma (\Delta E_p' + \beta \Delta p') \quad /17/$$

Здесь

$$\gamma = E/M \quad ; \quad \beta = 1 - \frac{1}{2} (M/E)^2 \quad ; \quad /18/$$

$\Delta p'$ - продольная компонента импульса вновь образовавшихся частиц:

$$\Delta p' \approx - \frac{2}{\sigma_p} \int_M^{\epsilon^*} [p(\epsilon) - p_N(\epsilon)] \sigma_{\pi N}(\epsilon) q(\epsilon) d\epsilon \approx -\bar{\epsilon} + \mathcal{P}_N \quad /19/$$

- в модели периферических столкновений без изобары и

$$\Delta p' \approx -\bar{\epsilon} + \mathcal{P}_N + p_{\pi} \quad /20/$$

- в модели с изобарой.

$$\mathcal{P}_N = \frac{2}{\sigma_p} \int_M^{\epsilon^*} p_N(\epsilon) \sigma_{\pi N}(\epsilon) q(\epsilon) d\epsilon \quad /21/$$

- средний импульс нуклона после столкновения с периферическим π -мезоном;
 $p(\epsilon) \approx \epsilon$ - импульс периферического мезона;

$$p_{\pi} = - \frac{2\epsilon_{is}}{\sigma_p} \int_M^{\epsilon^*} \gamma_{is}(\epsilon) \beta_{is}(\epsilon) \sigma_{\pi N}(\epsilon) q(\epsilon) d\epsilon = -\bar{\epsilon}_{\pi} + \frac{M'\epsilon_{is}}{2n} \int_M^{\epsilon^*} \frac{q(\epsilon) d\epsilon}{E-\epsilon} \quad /22/$$

- средний импульс π -мезона, образовавшегося при распаде изобары.

Учитывая неточность значений $p_N(\epsilon)$ /см.ниже/, мы пренебрегли в формулах /19/ и /20/ поперечной компонентой импульсов $p_{\perp}(\epsilon)$ и $\mathcal{P}_{N\perp}$.

Окончательно для энергии ΔE_p , затраченной на образование новых частиц, получим выражения

$$\Delta E_p = \frac{\bar{\epsilon}}{2} (1 + M/2E) + \frac{1}{2} \mathcal{P}_N E/M - \frac{1}{2} T_N (1 + E/M) \quad ; \quad /23/$$

$$\Delta E_p = 0,12 (3,1 \bar{E} + E) (1 + M/2E) + \frac{1}{2} \left(P_N + \frac{0,2 M^2}{n} \int_M^{\bar{E}^*} \frac{q(\epsilon) d\epsilon}{E - \epsilon} \right) E/M - \quad /24/$$

$$- \frac{1}{2} T_N (1 + E/M),$$

соответственно для варианта без изобары и с изобарой.

Так как средняя энергия отдачи нуклона при периферических столкновениях невелика / $T_{rec} \ll \Delta E_p$ /, то полная потеря энергии быстрым налетающим нуклоном близка к потере энергии на образование новых частиц:

$$\Delta E_{tot}^p \approx \Delta E_p. \quad /25/$$

Однако, если условия опыта таковы, что измеряется средняя энергия нуклонов после столкновения

$$\bar{T} = \frac{1}{2} (T - \Delta E_p), \quad /26/$$

то по определению измеряемая на опыте полная потеря энергии первичного нуклона в одном акте периферического столкновения

$$\Delta E_{tot}^p \equiv T - \bar{T} = \frac{1}{2} (T + \Delta E_p). \quad /27/$$

5. Обсуждение

Для вычисления значений ΔE_p при заданном минимальном параметре столкновения τ_0 необходимо знать импульсный спектр $P_N(E)$ нуклонов, рождающихся в периферических (πN) -столкновениях. Этот спектр можно вычислить теоретически, если для описания неупругих (πN) -взаимодействий использовать статистическую теорию множественного рождения /подробнее см. ^{/14/} /, а для описания упругих (πN) -взаимодействий - оптическую модель /подробнее см. ^{/15/} /. В этом случае

$$P_N = (\sigma_{in} P_N^{in} + \sigma_{el} P_N^{el}) / (\sigma_{in} + \sigma_{el}), \quad /28/$$

где P_N^{in} и P_N^{el} - значения импульса нуклона соответственно для неупругих и упругих реакций; $\sigma_{el} \approx 1/3 \sigma_{in}$.

Значения $P_N(E)$ можно получить также интерполяцией известных экспериментальных значений. Однако полученные таким образом значения не точнее вычисленных теоретически, так как экспериментальные данные в области энергий $T \approx 15 \text{ БэВ}$ известны всего лишь в нескольких точках и с большими статистическими ошибками ^{16/ 3/}. На рис. 5 приведены значения импульса $P_N(E)$ и соответствующие значения кинетической энергии

$$t_N = (\sigma_{in} t_N^{in} + \sigma_{el} t_N^{el}) / (\sigma_{in} + \sigma_{el}), \quad /29/$$

использованные при вычислении потерь энергии ΔE_p .

С другой стороны, расчеты показали, что величина ΔE_p мало меняется при изменении P_N и T_N в широком интервале значений. Поэтому следует ожидать, что в рамках рассматриваемой модели возможные неточности в значениях $P_N(E)$ не могут значительно изменить вычисленные значения потерь энергии ΔE_p .

На рис. 6 приведены рассчитанные значения величин P_N и T_N для периферических столкновений нуклонов с параметрами удара $\tau \gg \tau_0$ при энергии $T = 9 \text{ БэВ}$. На этом же рис. приведены вычисленные для этих значений P_N и T_N средние потери энергии в периферических столкновениях ΔE_p . На рис. 8 приведены вычисленные значения полной потери энергии в одном акте неупругого взаимодействия

$$\Delta E = (1 - \xi) \Delta E_c + \xi \Delta E_p, \quad /30/$$

где теоретическая величина сечения периферических столкновений $\sigma_p \approx \xi \sigma_{in}$ для различных значений τ_0 приведена на рис. 7.

3/ Мы благодарны Р.М. Лебедеву, ознакомившему нас с экспериментальными спектрами нуклонов из неупругих (π -p)-взаимодействий при энергии $T = 7.5 \text{ БэВ}$ до их опубликования.

Как видно из рис. 6 и 8, различие между полной потерей энергии ΔE и потерей энергии в центральном (NN) -столкновении ΔE_c оказывается небольшим. Значения ΔE_p и ΔE_c также оказываются сравнимыми по своей величине.

Различие средних значений потерь энергии ΔE для вариантов с изобарой и без изобары составляет всего лишь около 5% для $\tau_0 = 3\hbar/Mc$ и уменьшается для больших значений τ_0 . Понятно, что как точность экспериментов, так и точность теоретических расчетов /как показано выше/ в настоящее время еще недостаточны, чтобы на этом основании разделить варианты периферических столкновений.

Величину ΔE_c , а вместе с тем и ΔE , можно понизить на несколько процентов за счет уменьшения сечений генерации странных частиц^{4/} и увеличения /в пределах ошибок измерений σ_{in} / значения отношения сечений ξ . При этом минимальное значение потерь энергии ΔE для варианта с образованием изобары близко к 50%.

В таблице III приведены экспериментальные значения средних потерь энергии в $/NN/$ -столкновениях, полученные различными авторами. Как видно, теоретические значения ΔE заметно превосходят средние экспериментальные.

Как показали расчеты, с учетом периферических столкновений теоретические значения средних импульсов нуклонов и π -мезонов, рождающихся при $/NN/$ -столкновениях, лучше согласуются с экспериментальными, но, как и для ΔE , полного количественного согласия получить не удается.

Однако, экспериментальные значения известны в настоящее время еще плохо. Значения ΔE получены в большинстве случаев из анализа взаимодействий первичного протона с ядрами. Эти значения можно рассматривать лишь как приближенную оценку потерь энергии в $/NN/$ -столкновении.

^{4/} Сечение генерации странных частиц σ_s рассчитано по феноменологической теории [13]. Однако, экспериментальные данные по генерации странных частиц при $T > 1$ Бэв допускают такое уменьшение параметров этой теории, что при $T \approx 9$ Бэв величина σ_s уменьшается в полтора - два раза.

/Обычно как оценку снизу; ср.^{12/}/. Значения ΔE , полученные из анализа / NN /-взаимодействий в фотоэмульсии имеют еще предварительный характер^{5/}. Вышесказанное относится и к экспериментальным значениям средних импульсов частиц, рождающихся в / NN /-столкновениях. Поэтому установить, насколько различаются экспериментальные и теоретические значения в настоящее время еще затруднительно. Рассмотрение, выполненное в предлагаемой работе и в работах^{11/}, позволяет лишь утверждать, что согласие с опытом угловых и энергетических характеристик улучшается, если учесть периферические столкновения нуклонов.

Для дальнейшего прогресса нужны точные экспериментальные данные.

Т а б л и ц а I

| | π -мезоны | | Протоны | |
|--|---------------|--------|-----------------|--------|
| | Эксперимент | Теория | Эксперимент | Теория |
| $\bar{P} B_{30}/c$ -лабораторная система | $1,0 \pm 0,2$ | 1,46 | $3,6 \pm 0,5$ | 2,90 |
| $\bar{P} B_{30}/c$ -система центра масс | $0,4 \pm 0,1$ | 0,57 | $1,24 \pm 0,25$ | 0,79 |

Т а б л и ц а II

| Сорт частиц | π | K^+ | K^- | \tilde{N} | Λ | Σ |
|----------------|-------|-------|-------|-------------|-----------|----------|
| $P, B_{30}/c$ | 0,45 | 0,64 | 0,53 | 0,46 | 0,88 | 0,68 |
| $\Delta E, \%$ | 49 | 1,6 | 0,2 | 0,8 | 1,6 | 3,3 |

^{5/} В частности оценка $\Delta E < 45\%$, основанная на измерениях импульсов протонов, может оказаться заниженной, так как в этой оценке не учтены статистические ошибки измерений.

Т а б л и ц а III

| Значение взято из работы: | [3] | [5] | [9] | [2] | [6] | [8] |
|------------------------------|-----------|-------------|------------|------------------|----------------|------------|
| $\Delta E\%$ | ~ 30 | 30 ± 10 | 33 ± 9 | $\geq 40 \pm 10$ | $\sim 30 < 45$ | 35 ± 2 |

Рукопись поступила в издательский отдел 24 ноября 1959 года.

Л и т е р а т у р а

1. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev, E.C. Mihul; Nucl.Phys. /в печати/.
В.С.Барашенков, В.М.Мальцев, Э.К.Михул. ЖЭТФ /в печати/.
В.С.Барашенков, Ван Пэй, В.М.Мальцев. ЖЭТФ /в печати/.
2. V.S. Barashenkov, V.A. Belyakov, Wang Shou-Feng, V.V. Glagolev, I. Dolkhadzav, I.F.Kirillova,
R.M. Lebedev, V.M. Maltsev, P.K. Markov, K.D. Tolstov, E.N. Tsuganov, M.G. Shafranov, Seo Tsing-se
Nucl.Phys. / в печати/
3. Н.Л.Григоров. УФН, 58, 599 /1958/.
4. В.И.Векслер. Доклад на ежегодной конференции по физике высоких энергий. Киев, июль 1959 год.
5. Г.Л.Баятян, И.М.Граменицкий, А.А.Номофилов, М.И.Подгорецкий,
Э.С.Скжипчак. ЖЭТФ /в печати/.
6. Н.П.Богачев, С.А.Бунятов, И.М.Граменицкий, В.Б.Любимов, Ю.П.Мерекон,
М.И.Подгорецкий, В.М.Сидоров, Д.Тувдэндорж. ЖЭТФ /в печати/.
7. V.S. Barashenkov, V.A. Belyakov, E.G. Bubelev, Wang Shu-Feng, V.M. Maltsev, Ten-gyn, K.D. Tolstov.
Nucl.Phys., 9, 74, (1958).

8. Н.П. Богачев, С.А. Бунятов, Т.Вишки, Ю.П.Мереков, В.М.Сидоров, В. Ярба. /С.А. Бунятов. Частное сообщение/.
9. Г.Б.Жданов, П.К.Марков, В.И.Стрельцов, М.И.Третьяков, Чжен Пу-ин, М.Г.Шафранова. ЖЭТФ /в печати/.
10. Г.Б.Жданов, В.М.Максименко, М.И.Третьякова, М.Н.Шербакова. ЖЭТФ /в печати/.
11. Л.Г.Заставенко. "Метод вычисления фазовых объемов", отчет ЛТФ ОИЯИ, Р-311, 1959 год. ЖЭТФ /в печати/.
12. Н.П. Богачев, С.А. Бунятов, Ю.П. Мереков, В.М. Сидоров, В. Ярба. Материалы ежегодной конференции по физике высоких энергий. Киев. июль 1959 г.
13. V.S. Barashenkov, V.M. Barbashev, E.G. Bubelev. Nuovo Cim. 7, Suppl.1, 117, (1958)K/
14. V.S. Barashenkov, Nucl.Phys. / в печати/.
15. Д.И.Блохинцев, В.С.Барашенков, Б.М.Барбашов. УФН, 68, 417 /1959/.
16. В.С.Барашенков, Хуан Нян-нин. ЖЭТФ, 36, 832 /1959/.
- W.D. Walker, F. Hushear. W.D Shephard. Phys.Rev. 104, 526, (1956); R.C. Whitten, M.M. Block. Phys.Rev. III, 1676, (1958).
- В.А.Беляков, Ван Шу-фень, Долхажав, Р.М.Лебедев, К.Д.Толстов. Анализ /ПР /-взаимодействия в фотоэмульсии при E = 7 Бэв. /Частное сообщение Р.М.Лебелева/.
- M. Chretien, S. Leither, N.P. Samios, M. Schwartz, I. Steinberger; Phys.Rev. 108, 383, (1957).
- G. Maenchen, W.B. Fowler, W.M. Powell, R.W. Wright; Phys.Rev. 108, 850, (1957). W.D. Walker; Phys.Rev. 108, 872, (1957).
- Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, Дин Да-пао, В.Г.Иванов, Ю.В.Катышев, Е.Н.Кладникая, Л.А.Кулюкина, Нгуен Дин - ты, А.В.Никитин, С.З.Отвиновский, М.И.Соловьев, Р.Сосновский, М.Д.Шафранова. Материалы ежегодной конференции по физике высоких энергий. Киев, июль 1959 год.

х/ В работе /13/ содержатся опечатки: в формуле /3/ вместо t^{2n} должно быть t^{2n-1} и $d = (\frac{E}{\Sigma m_i} - 1)$. /Приведенные в [13] численные результаты вычислены по верной формуле/. Статистический вес реакции $\Lambda \Sigma 2K\pi$ $W_i\% = 0,00053$ для $E = 75 \text{ эв}$; верхняя таблица на стр. 125 является продолжением таблицы II: нижняя таблица на стр. 125 и таблицы на 126 - это части таблицы III для $E = 75 \text{ эв}$ и $E = 105 \text{ эв}$, соответственно. На стр. 127 пятую и четвертую строки снизу следует читать: "один анти-нуклон на одну - две сотни пионов при энергии $E = 10 \text{ Бэв}$ ".

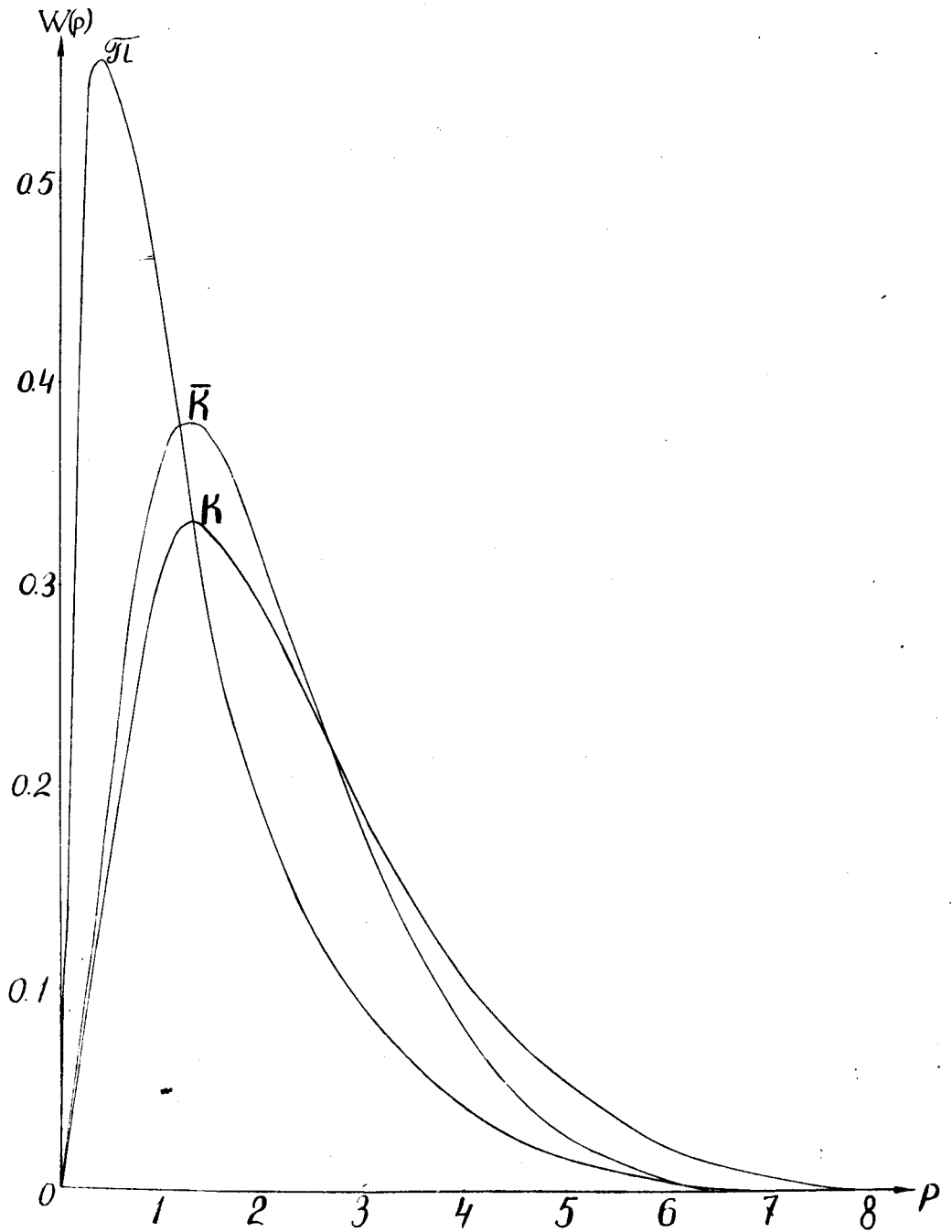


Рис. 1. Импульсные спектры π^- ; K^- ; \bar{K} -мезонов в лабораторной системе координат. Импульсы приведены в единицах $БэВ/c$.

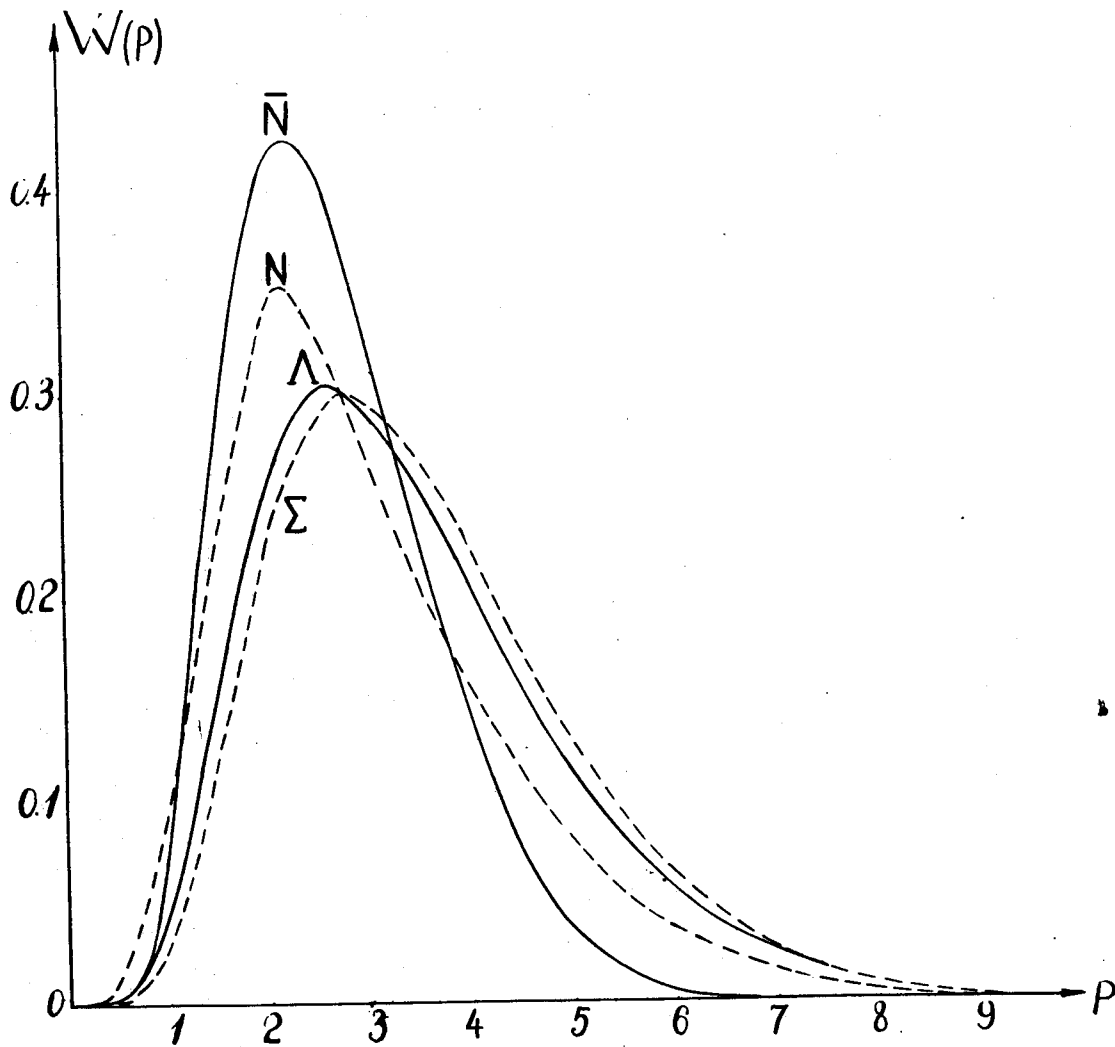


Рис. 2. Импульсные спектры нуклонов, антинуклонов, Λ - и Σ -гиперонов в лабораторной системе координат. Пунктирные кривые - спектры нуклонов и Σ -гиперонов. Импульсы приведены в единицах $500/c$.

5/2/7 м.

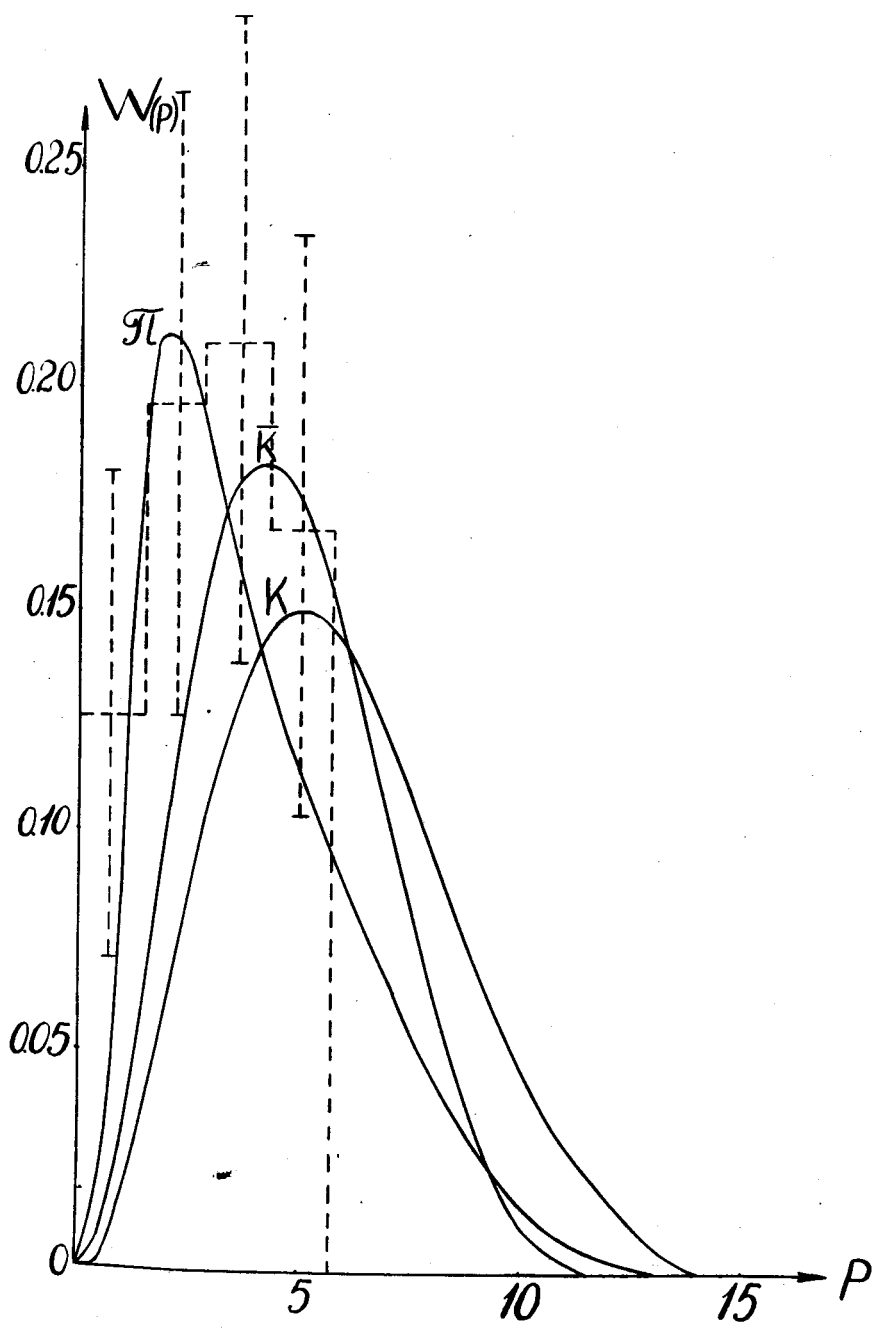


Рис. 3. Импульсные спектры π^- ; K^- ; \bar{K} -мезонов в системе центра масс сталкивающихся нуклонов. Пунктирная кривая-экспериментальная гистограмма для π^- -мезонов. Импульсы приведены в единицах $m_\pi c$, где m_π - масса π^- -мезона.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

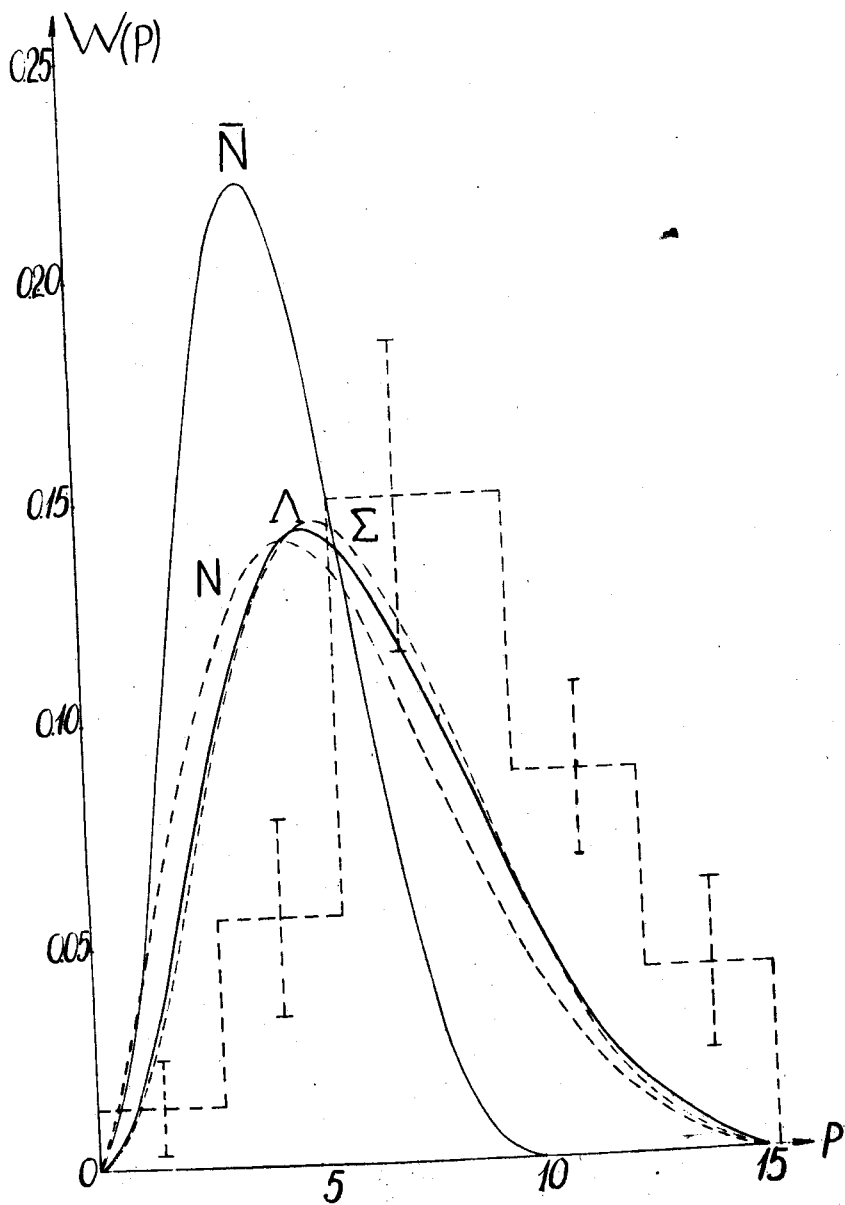


Рис. 4. Импульсные спектры нуклонов, антинуклонов, Λ - и Σ -гиперонов в системе центра масс сталкивающихся нуклонов. Пунктиром нанесены теоретический спектр нуклонов и соответствующая экспериментальная гистограмма, а также спектр Σ -гиперонов. Импульсы приведены в единицах $m_{\pi}c$, где m_{π} - масса π -мезона.

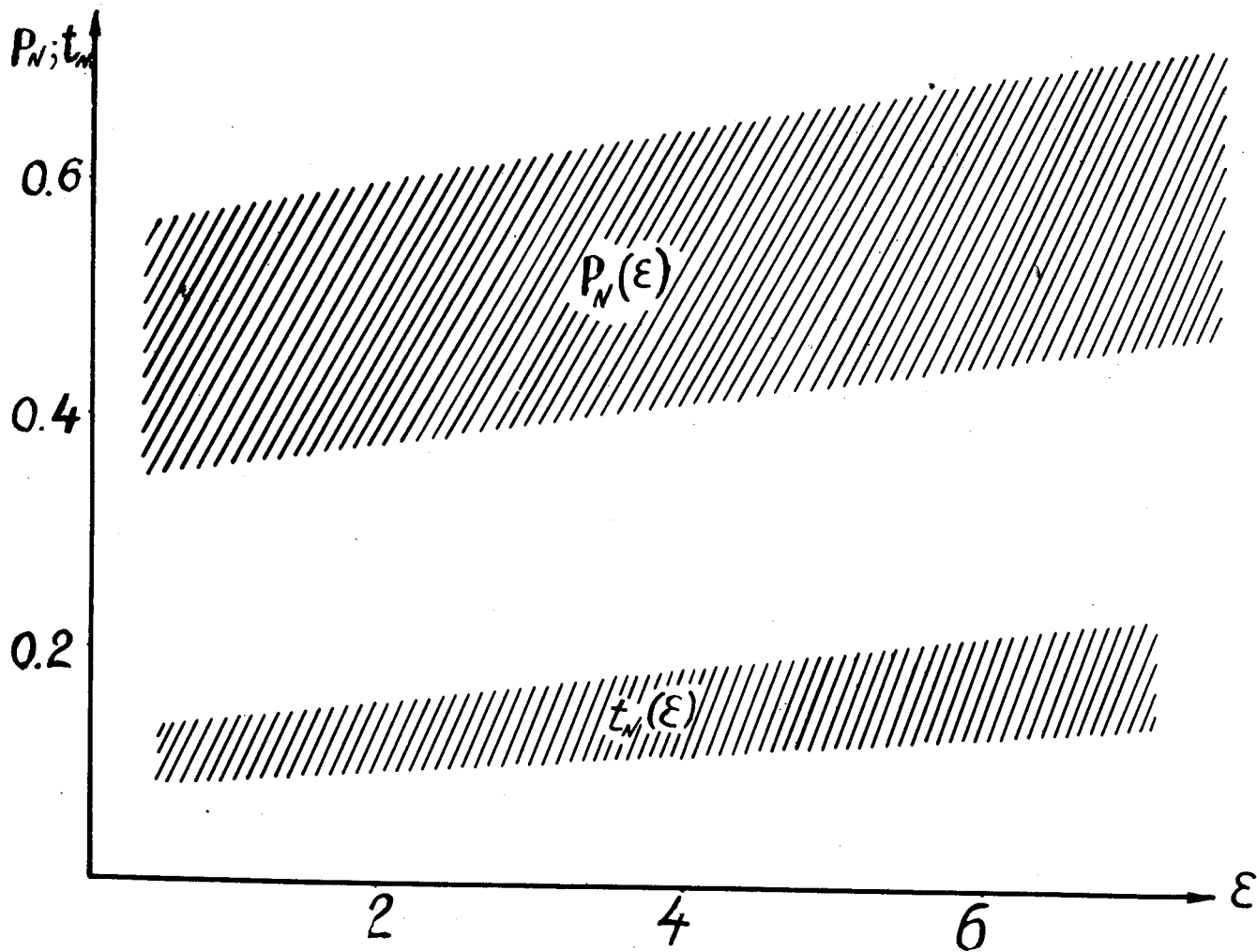


Рис. 5. Средняя кинетическая энергия \bar{t}_N и импульс нуклона P_N после столкновения с периферическим π^+ -мезоном энергии ϵ . Заштрихованы области значений \bar{t}_N и P_N , допустимых статистическими ошибками измерений. Значения \bar{t}_N и ϵ выражены в Бэв., значения P_N — в Бэв/с. Лабораторная система координат.

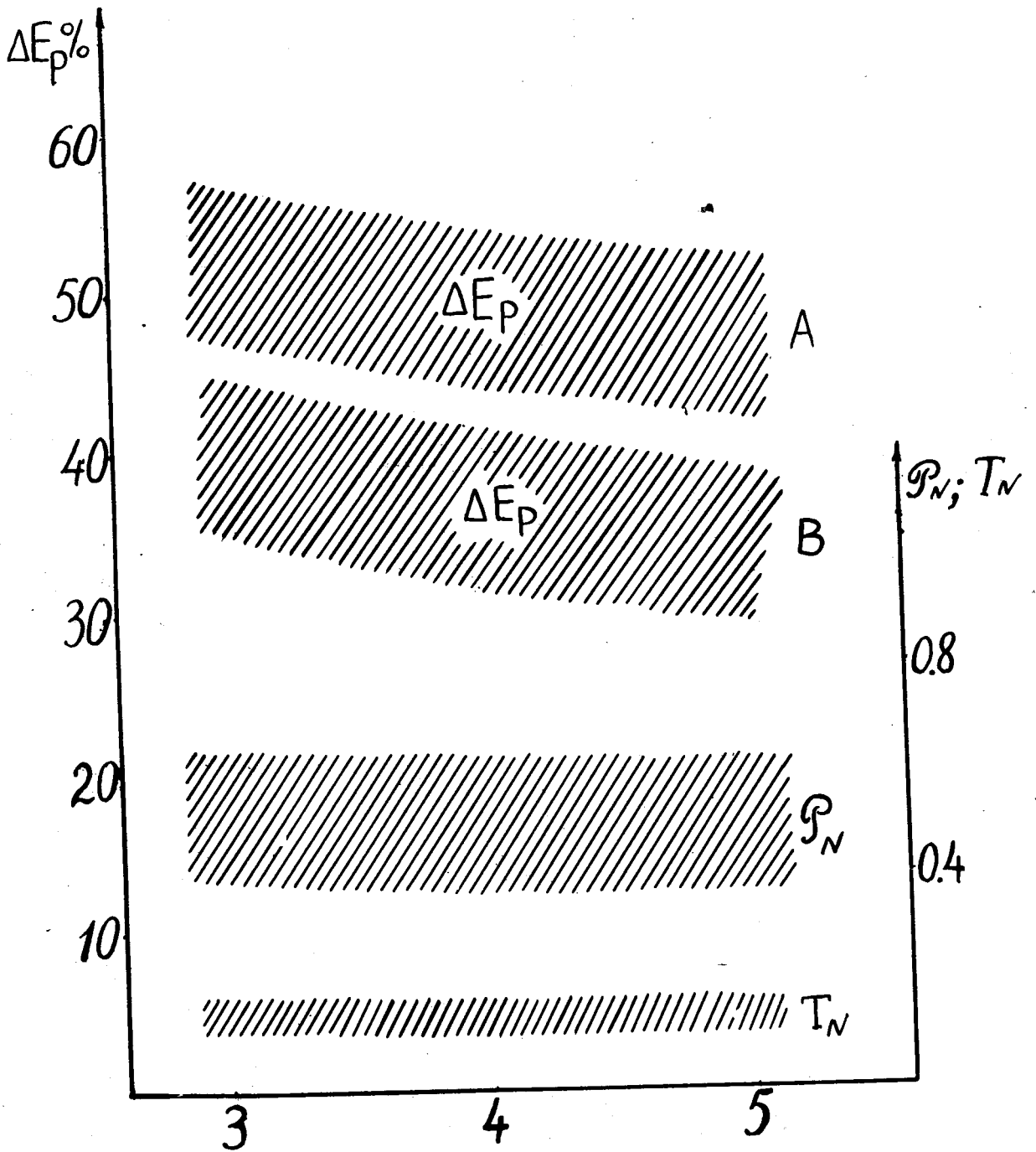


Рис. 8. Зависимость величины T_N , P_N и ΔE_p от минимального параметра столкновения: А - вариант с изобарой, В - вариант без изобары. Заштрихованы области значений, допустимых ошибками измерений. Значения T_N приведены в Бэв; значения $P_N - 0.5 \text{ Бэв/с}$; значения минимального параметра столкновений - в единицах нм $= 2,1 \cdot 10^{-14} \text{ см}$.

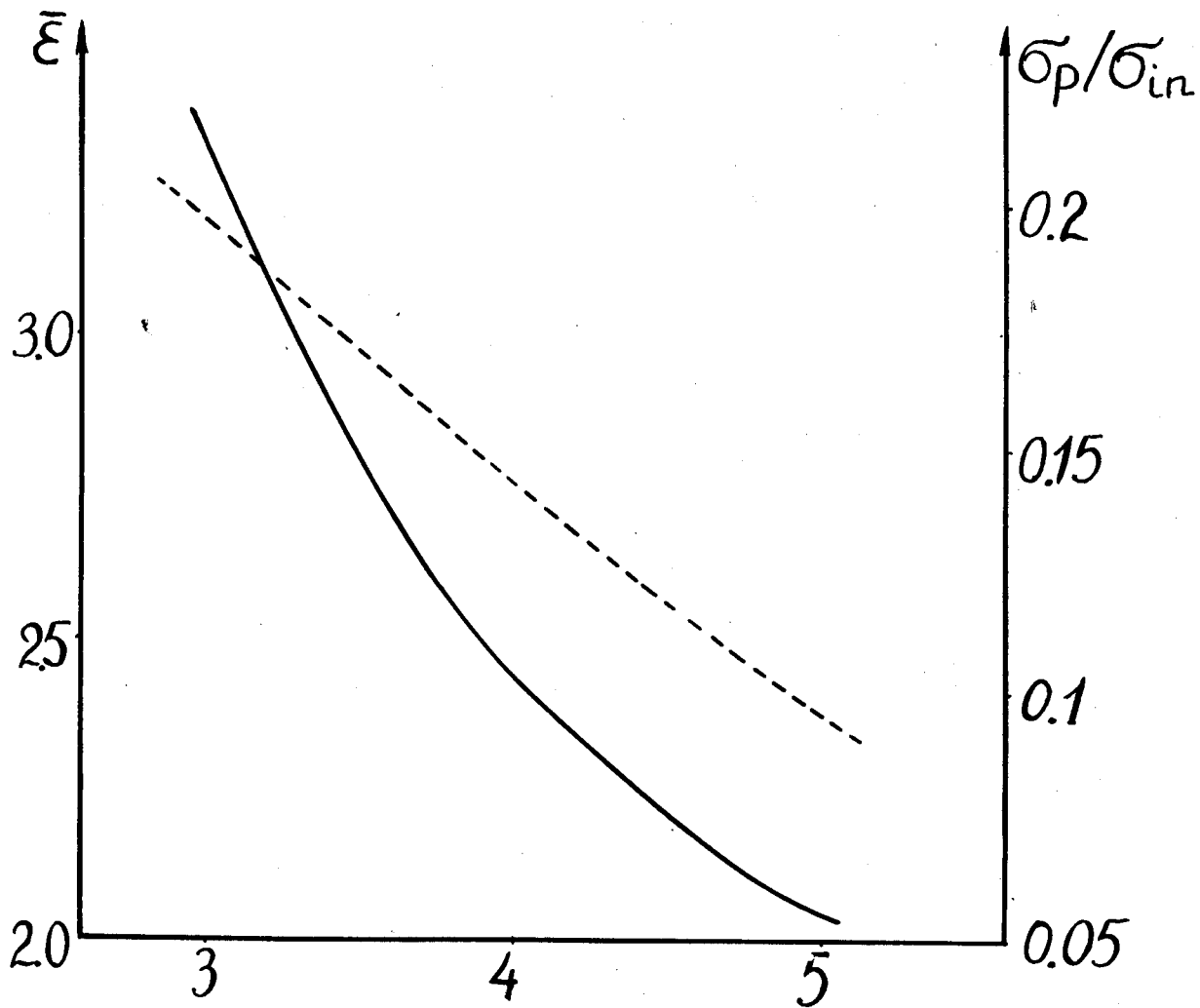


Рис. 7. Зависимость средней энергии периферических мезонов \bar{E} /пунктирная кривая/ и сечения периферических столкновений σ_p /сплошная кривая/ от величины минимального параметра столкновений q_0 . Значения \bar{E} приведены в Бэв; значения q_0 - в единицах \hbar/mc .

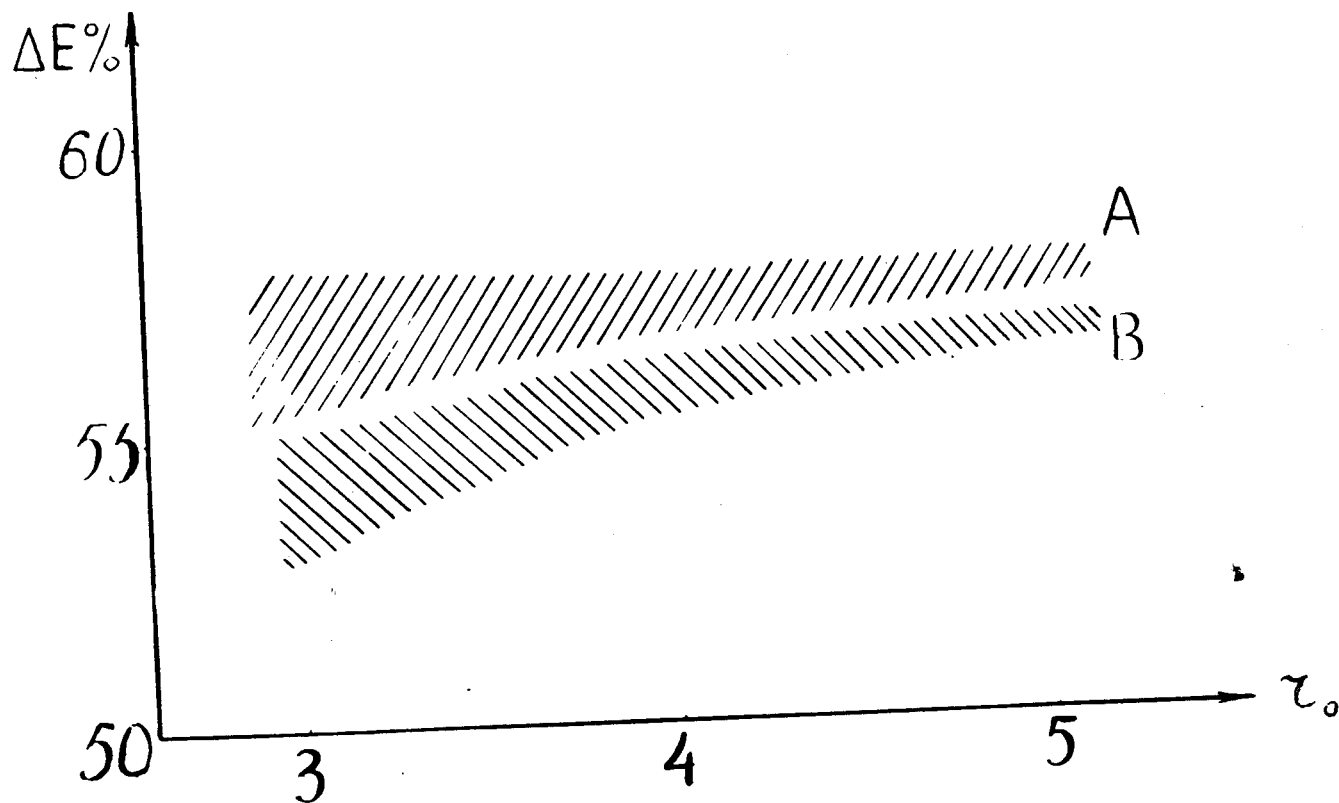


Рис. 8. Зависимость полной потери энергии в / NN /-столкновении от величины минимального столкновения v_0 : А - вариант с изобарой, В - вариант без изобары. Заштрихованы области значений ΔE , допустимых статистическими ошибками измерений /при этом значения v_0 считались точными/. Значения v_0 приведены в единицах $\lambda/\text{мс}$.