

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.

ԵՐԵՎԱՆԻ ԳՐԱԳՐԱԿԱՆ ԳՐԱԳՐԱԿԱՆ ԻՆՏԵՐՆԱԿԱՆ
ԵՐԵՎԱՆՍԿԻ ԲՆԱԿԱՆԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ

ЕФИ-ТФ-4(72)

EF1-TF--4(72)

Б.Л.Иоффе, В.А.Хозе

**ВОЗМОЖНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ
НА УСКОРИТЕЛЕ СО ВСТРЕЧНЫМИ e^+e^-
ПУЧКАМИ С ЭНЕРГИЯМИ $2 \times (50+100)$ Гев**

АРУС



ԵՐԵՎԱՆԻ

1972

ԵՐԵՎԱՆ

В.А.ХОЗЕ^X, В.А.ХОЗЕ

**ВОЗМОЖНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА
УСКОРИТЕЛЕ СО ВСТРЕЧНЫМИ e^+e^-
ПУЧКАМИ С ЭНЕРГИЯМИ $2 \times (50 + 100)$ ГэВ**

**Лекция прочитана на Международной школе
теоретической и экспериментальной физики
Ереван, 23 ноября - 4 декабря 1971г.**

**И/Институт теоретической и экспериментальной
физики, Москва.**

Ереван 1972

ВОЗМОЖНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА
УСКОРИТЕЛЕ СО ВСТРЕЧНЫМИ $e^+ e^-$
ЛУЧКАМИ С ЭНЕРГИЯМИ $2 \times (50+100)$ ГэВ

Рассмотрены физические эксперименты, которые могли бы быть выполнены на ускорителе со встречными $e^+ e^-$ лучками с энергиями $2 \times (50 + 100)$ ГэВ.

Кратко обсуждаются возможные эксперименты в $e^- p$ столкновениях в том же интервале энергий.

Препринт Ереванского физического института.

Ереван 1972

POSSIBLE PHYSICAL EXPERIMENTS WITH AN ACCELERATOR WITH
COLLIDING $e^+ e^-$ BEAMS AT ENERGIES OF $2 \times (50+100)$ GEV

B.L. Ioffe and V.A. Khoze

Lecture delivered at the "International School of
Theoretical and Experimental Physics"

23 November - 4 December 1971 in Yerevan

Physical experiments which could be carried out with an accelerator with colliding $e^+ e^-$ beams at energies of $2 \times (50+100)$ GeV are considered. Possible experiments on $e^- p$ collisions at the same energy range are briefly discussed.

Препринт Ереванского физического института.

Ереван 1972

В настоящей лекции будут рассмотрены физические эксперименты, которые могли бы быть выполнены на ускорителе со встречными e^+e^- пучками с энергиями $2 \times (50 + 100)$ Гэв. Кроме того, кратко обсуждаются возможные эксперименты в e^+e^- столкновениях в том же интервале энергий. Исследование этих вопросов будет, естественно, проводиться с позиций сегодняшнего дня и, очевидно, что к тому моменту, когда такой ускоритель начнет работать, т.е. не ранее, чем через 5-10 лет, часть из предлагаемых экспериментов потеряет свой интерес и, наоборот, возникнут идеи новых экспериментов. Однако, мы думаем, что основные из рассматриваемых ниже проблем представляют непреходящий интерес и решение их станет возможным лишь в результате экспериментов на ускорителях данного типа.

Вопросы взаимодействия электронов и позитронов при больших энергиях уже обсуждались на II школе физики в Ереване в лекциях Байера [1], но поскольку понимание физической ситуации с тех пор несколько изменилось, мы считали целесообразным вернуться и рассмотреть этого круга вопросов.

В течение многих лет перед физикой элементарных частиц стоит ряд фундаментальных проблем в решении которых до сих пор не было существенных успехов. К таким проблемам относится проблема внутренней самосогласованности квантовой электродинамики, вопрос о роли слабых взаимодействий в природе (т.е. вопрос о том становятся ли они сильными при высоких энергиях и, следовательно, играют

ли они существенную роль в структуре элементарных частиц). Нам представляется, что опыты на ускорителе со встречными e^+e^- пучками с энергиями $2 \times (50 \div 100)$ Гэв дадут возможность подойти к решению этих проблем.

Можно ожидать (см. лекции Алиханяна и Орлова) ^[2] для ускорителя с энергией 2×100 Гэв светимости $L \sim 10^{32} - 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ и на порядок большей светимости для ускорителя меньших энергий $2 \times (30 + 50)$ Гэв. Поэтому при рассмотрении возможных экспериментов целесообразно ограничиться процессами, сечения которых превосходят $10^{-37} - 10^{-38} \text{ см}^2$ при энергиях каждого из пучков E соответственно 100 и 30 Гэв, так чтобы скорость счета была больше или порядка одного события в час.

При обсуждении экспериментов в $e p$ столкновениях мы также ограничимся процессами с сечениями, превосходящими 10^{-37} см^2 . Заметим, что, поскольку большинство сечений обсуждаемых ниже процессов ведет себя в рассматриваемом интервале энергий как $1/E^2$ то часть из экспериментов целесообразно проводить вблизи нижней границы этого интервала (т.е. при $E \sim 30$ Гэв), где может быть достигнута значительно более высокая точность.

Мы подразделим все возможные эксперименты в e^+e^- столкновениях на 4 группы:

1. Электродинамика лептонов;
 2. Поиски новых частиц;
 3. Слабые взаимодействия лептонов;
 4. Электродинамика адронов
- и рассмотрим их поочередно.

После этого мы кратко обсудим возможные эксперименты в $e p$ (MP) столкновениях.

1. КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ЛЕПТОНОВ.

Созданная в конце 40^х годов в современной форме квантовая электродинамика (КЭД) с тех пор не претерпела существенных изменений, однако, интерес к ней никогда не ослабевал.

В случае КЭД мы имеем дело с теорией до сих пор находящейся в прекрасном количественном согласии с опытом, и всякое обнаружение отклонения теории от эксперимента может привести к существенному пересмотру ряда гипотез, идей и методов, применяемых в теории поля. При проверке КЭД проверяются одновременно основные принципы, на которых базируется современная теория поля: причинность, локальность, унитарность, аналитичность и т.д.

1. Опыты по упругому и неупругому e^+e^- рассеянию при энергиях 50 + 100 Гэв позволяют существенно приблизиться к границам применимости КЭД. Как было показано еще в 1954 году Ландау, Абрикосовым и Халатниковым [3] квантовая электродинамика электронов и фотонов применима только до энергий E (квадратов передаваемых импульсов q^2) таких, что $(\frac{\alpha}{3\pi}) \ln(\frac{q^2}{m_e^2}) = 1 - O(\alpha)$, где $O(\alpha)$ — положительная величина порядка $\alpha = 1/137$. Ограниченная область применимости квантовой электродинамики электронов и фотонов обусловлена эффектом поляризации вакуума и выражается в том, что при больших q^2 функция Грина фотона оказывается равной

$$D(q^2) = D_0(q^2) \frac{1}{1 - \frac{\alpha}{3\pi} \ln \frac{q^2}{m_e^2}}, \quad D_0(q^2) = \frac{1}{q^2}, \quad (1)$$

т.е. имеет нефинитический полюс при $(\frac{\alpha}{3\pi}) \ln(\frac{q^2}{m_e^2}) = 1$.

В том случае, когда помимо электронов существуют другие заряженные мезоны (из которых нам пока известен только $\mu\text{он}$), знаменатель в (I) должен быть заменен на

$$1 - \frac{2}{3\pi} \sum_{i \text{ мезон}} \ln \frac{q^2}{m_i^2} \equiv 1 - \nu_{\text{мезон}} \frac{2}{3\pi} \ln \frac{q^2}{\overline{m}_{\text{мезон}}^2}, \quad (2)$$

где $\nu_{\text{мезон}}$ полное число заряженных мезонов и $\overline{m}_{\text{мезон}}^2$ их средний (в смысле уравнения (2)) квадрат массы. Если полное сечение аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны, $\sigma_{\text{анн}}$, при больших энергиях ведет себя как $1/E^2$, т.е.

$$\sigma_{\text{анн}} = \left(\frac{\pi \alpha^2}{3E^2} \right) \nu_h, \quad (3)$$

то вклад адронов в поляризацию вакуума при больших q^2 будет иметь тот же вид, что и вклад лептонов, т.е. в знаменателе в (I) добавится член

$$\frac{2}{3\pi} \nu_h \ln \frac{q^2}{\overline{m}_h^2}, \quad (4)$$

причем ν_h будет иметь смысл эффективного числа фундаментальных заряженных адронов. (\overline{m}_h^2 - средний квадрат массы адронов).

Таким образом, при учете всех частиц можно ожидать (здесь, конечно, весьма существенно предположение о поведении $\sigma_{\text{анн}} \sim 1/E^2$, которое должно быть независимо проверено экспериментально - см.

раздел IV), что выражение для $D(q^2)$ (I) заменится на

$$D(q^2) = D_0(q^2) \frac{1}{1 - \nu \frac{2}{3\pi} \ln \frac{q^2}{\overline{m}^2}}, \quad (5)$$

где

$$\nu = \nu_{\text{мезон}} + \nu_h \quad (6)$$

и \bar{m}^2 - некоторый эффективный квадрат массы. Изменение функции Грина фотона (5) может быть проверено в опытах по измерению сечения реакции $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ или в упругом рассеянии $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$ на большие углы. В первом из этих процессов, который, повидимому, более удобен для измерений, сечение с учетом поляризации вакуума имеет вид:

$$\sigma = \sigma_0 (1 + \delta_\gamma), \quad \delta_\gamma = 2\gamma \frac{d}{3\pi} \ln \frac{4E^2}{\bar{m}^2}, \quad (7)$$

σ_0 - сечение в борновском приближении.

Оценка поправки δ_γ при учете электронов, мюонов и $\nu_h = 8$ ($\bar{m}_h^2 = 1 \text{ Гэв}^2$) даёт $\delta_\gamma \approx 0,15 - 0,20$ при $E = 30 + 100 \text{ Гэв}$, т.е. эффект поляризации вакуума является в этом случае вполне наблюдаемым.

В этих же экспериментах можно было бы также выяснить осуществляется ли указанная Ландау и Померанчуком [4] красивая возможность выхода из трудностей квантовой электродинамики, связанных с существованием полюса в функции Грина (5). Согласно Ландау и Померанчуку [4] естественно было бы ожидать, чтобы полюс в выражении (5) возникал при тех энергиях, $q^2 \sim \frac{1}{\alpha}$, α - гравитационная постоянная ($\alpha = \frac{6 \cdot 10^{-39}}{m_p^2}$) при которых становится существенным гравитационное взаимодействие и квантовая электродинамика оказывается неприменимой уже по этой причине. Выполнение этого условия возможно лишь при определенном ν , которое дается равенством

$$\nu = \frac{3\pi}{\alpha} \frac{1}{\ln \frac{1}{\bar{m}^2 \alpha}} \quad (8)$$

($\nu \approx 12$ при $\bar{m} = m_e$ [4]).

Зная экспериментально δy , можно будет найти с помощью (7)

γ эксп. и проверить имеет ли место (8). В заключение этого пункта отметим, что помимо однологарифмических членов, рассматривавшихся до сих пор, существуют дважды логарифмические поправки, которые в рассматриваемой области энергий могут быть весьма существенны и приводить к поправкам к сечениям порядка единицы. Однако, метод вычисления этих поправок в настоящее время хорошо разработан и в них нет принципиальных трудностей. Эти радиационные поправки для любых конкретных условий эксперимента могут быть рассчитаны и поэтому мы не будем здесь их рассматривать. Вычисление радиационных поправок к процессу упругого e^+e^- рассеяния при одновременной постановке экспериментов на встречных пучках проведено, например, в [5].

2. В настоящее время считается общепринятым, что эксперименты на встречных e^+e^- пучках при высоких энергиях являются наилучшим способом проверки квантовой электродинамики при больших передаваемых импульсах.

Наиболее удобными для проверки применимости КЭД в e^+e^- столкновениях являются процессы:

$$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- \quad (\text{упругое рассеяние}) \quad (9)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \quad (\text{двухквантовая аннигиляция}) \quad (10)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^- \quad (\text{рождение мюонной пары}) \quad (11)$$

Основная цель экспериментального исследования этих процессов — обнаружение модификации борновских членов^{*} при больших переданных импульсах. Электродинамические сечения процессов (9–11) в борновском приближении (в предположении, что μ -мезон — чисто дираковская частица) приведены в таблице I (см., например [6]).

* Разумеется, что, как мы уже отмечали в конце пункта I, при сравнении теории с экспериментом необходимо учитывать радиационные поправки.

ϑ - угол между импульсами начальной и конечной частицы в с.ц.и (предполагается, что $m_e \ll 1; \vartheta, \pi - \vartheta \gg m_e$).

Соответствующие фейнмановские графики даны рис.1-3

Таблица 1

Процесс	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	$e^+e^- \rightarrow 2\gamma$	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$
$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{0.5 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2}{(E(\text{мэВ}))^2 \text{ стп}^2} \times$	$\frac{(\beta + \cos^2\vartheta)^2}{4(1 - \cos^2\vartheta)^2}$	$\frac{1 + \cos^2\vartheta}{\sin^2\vartheta}$	$\frac{1 + \cos^2\vartheta}{4}$

Процесс 9 позволяет исследовать $e\gamma$ вершинную функцию, а также фотонный пропагатор во времени подобной и пространственно подобной области передач импульсов.

В процессе 10 исследуется $e\gamma$ вершина для случая виртуального электрона и электронный пропагатор.

Процесс 11 позволяет изучать $\mu\gamma$ вершину, мы уже говорили об этом также в связи с исследованием вклада поляризации вакуума в пропагатор фотона.

Сравнение с экспериментом величины отношения сечений процессов (9) и (11) при больших переданных импульсах позволяет осуществить проверку таких свойств КЭД, как μe универсальность, принцип минимальности, а также кроссинг-симметрия в электромагнитных взаимодействиях лептонов.

Результаты опытов по проверке КЭД принято записывать следующим образом (например [2]).

Вместо обычного фотонного пропагатора $\frac{1}{q^2}$ вводит модифицированный:

$$\frac{1}{q^2} \pm \frac{1}{q^2 - K^2} \quad (12)$$

что соответствует введению "тяжёлого фотона" с положительной или отрицательной метрикой. Нижний предел величины K , взятый с уровнем достоверности 95%, характеризует область импульсов, до которой проверена КЭД в данном опыте.

Точно также удобной формой параметризации опытов по проверке фермионных пропагаторов является следующая:

$$\sigma_{\text{эсп.}} = \sigma_{\text{теор.}} \left(1 \pm 2 \frac{q_f^4}{\Lambda^4} \right). \quad (13)$$

Наличие в (13) 4-й степени фермионного импульса q_f связано с тем, что в силу сохранения тока, вместе с фермионным пропагатором модифицируется и вершина, Кроль (1966г.) [8].

Типичная точность современных экспериментов $\sim 5\%$.

Результаты современных опытов на встречных пучках в терминах K и Λ следующие [9].

$$K > 6 \text{ ГэВ для процесса (9);}$$

$$K > 5 \text{ ГэВ для процесса (II);}$$

$$\Lambda > 2.6 \text{ ГэВ для процесса (10).}$$

Эксперименты при энергии $E \sim 100$ ГэВ позволили бы при той же точности увеличить нижний предел для величин K, Λ до $10^2 - 10^3$ ГэВ, т.е. исследовать квантовую электродинамику вплоть до расстояний $\sim 10^{-16} - 10^{-17}$ см.

3. Заметим, что аналогичные нарушения КЭД могут быть проведены в терминах связей электронов, мюонов и фотонов с новыми частицами такими как, возбуждённые лептоны и тяжёлые нейтрино (напр. [10]).

При этом, проводя сравнение теоретических предсказаний чистой КЭД с экспериментальными результатами, можно получить ограничения на верхние пределы констант связи и нижние пределы масс этих

гипотетических частиц, связанных с электронами, мюонами и фотонами.

Для [10] введём 3 механизма нарушения КЭД с помощью гипотетических частиц:

- 1) связь лептона ($l = e$ или μ) с фотоном и возбуждённым фотоном l^* ($l^* = e^*$ или μ^*) с помощью взаимодействия магнитного типа

$$H_I = \frac{e\lambda}{2M_{l^*}} \bar{\Psi}_{l^*} \sigma_{\mu\nu} \Psi_l F^{\mu\nu} + \text{э.с.}, \quad (14)$$

где M_{l^*} - масса возбуждённого лептона l^* .

- 2) Связь тяжёлого нейтрального бозона ν_i с электроном (или мюоном) с взаимодействием в виде

$$H_I = g_i \bar{\Psi}_e \Gamma_i \Psi_e \nu_i \quad (15)$$

здесь Γ_i - дираковские матрицы ($\Gamma_i = 1, \gamma_5, \gamma_\mu$ в зависимости от того является ли поле ν_i скалярным, псевдоскалярным или векторным).

- 3) Связь лептона l с возбуждённым лептоном l^* и бозоном ν_i с взаимодействием типа

$$H_I = g'_i \bar{\Psi}_{l^*} \Gamma_i \Psi_l \nu_i + \text{э.с.} \quad (16)$$

Параметризация опытов по проверке КЭД в процессах на встречных e^+e^- пучках (9-11) в терминах гипотетических частиц подробно анализируется в [11].

В процессах (9), (11) может проявиться взаимодействие типа 2. Кроме того в этих процессах может исследоваться модификация фотонного пропагатора в терминах "тяжёлого фотона" с отрица -

теальной метрикой [12, 13].

Нарушение КЭД в процессе (II) может также описываться с помощью взаимодействия вида

$$H_I = f_i \bar{\Psi}_e \Gamma_i \Psi_n B_i^0 + \text{э.с.}, \quad (17),$$

где нейтральное бозонное поле B_i^0 , имеет мюнное число, равное -1 и электронное число, равно $+1$.

В процессе (IO) в первом приближении может проявиться только нарушение типа I за счёт диаграмм, в которых фотон и электрон взаимодействует с возбуждённым электроном e^* в промежуточном состоянии.

Величины K, Λ , которыми характеризовалось отклонение от КЭД в предыдущем пункте, эквивалентны отношению массы соответствующей гипотетической частицы к её константе связи. Эти новые электродинамические частицы могли бы быть обнаружены в различных процессах фото и электророждения на протоне [10]. Поиски таких частиц в e^+e^- столкновениях при энергиях до 100 Гэв обсуждаются в разделе II.

4. Экспериментальное изучение процессов (9-II) представляет интерес и с точки зрения исследования дважды логарифмической асимптотики КЭД, что позволяет судить о структуре квантовой электродинамики в высших её порядках.

Подробный анализ дважды логарифмических асимптотик сечений различных процессов КЭД и возможности их экспериментального исследования в опытах на встречных лучах при высоких энергиях проведён в [14]

Простейшим примером является исследование процессов (9-10) на большие углы ($|S| \approx |t| \approx |u|$) при хорошем разрешении по энергии ($\Delta E/E \ll 1$).

В этом случае величины сечений процессов (9), (10) в дважды логарифмическом приближении даются формулой [14, 15]

$$d\sigma = d\sigma_0 e^{-2 \frac{4\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{E}{m_e} \right) \left(\ln \frac{E}{\Delta E} \right)} \quad (18)$$

$d\sigma_0$ - соответствующее сечение в борновском приближении, $Z = 2$ для процесса (9), $Z = 1$ для случая процесса (10).

Отметим здесь, что дважды логарифмическая поправка при $\Delta E \ll E$ существенно уменьшает величину сечения процесса. Более конкретное вычисление величины радиационной поправки зависит от постановки опыта: критерия отбора событий, геометрии установки, времени регистрирующей аппаратуры и т.д. Поэтому более подробное обсуждение этих вопросов представляется нам преждевременным.

5. Интересна возможность представления лаученке процесса (10), а также процесс:

$$e^+ + e^- \rightarrow 3\gamma \quad (19)$$

при $E \sim (50 + 100) \text{ ГэВ}$ с точки зрения проверки линейности уравнений квантовой электродинамики [16].

Известно [16-17], что существующие эксперименты по проверке КЭД не исключают возможности существования в лагранжиане электромагнитного поля членов типа

$$\left(\frac{1}{4m_a^4} \right) (\vec{E}^2 - \vec{H}^2)^2, \quad \frac{1}{4m_b^4} (2\vec{E}\vec{H})^2$$

(m_a, m_b - постоянные, имеющие размерность массы), если

только m_a , $m_b \approx 1$ Гэв.

Эти аномальные взаимодействия (если они существуют) должны проявляться в электродинамических экспериментах при больших энергиях.

Рассмотрим вначале двухфотонную аннигиляцию e^+e^- пары (процесс (10)).

Вклад нелинейных взаимодействий изображается диаграммой рис.4.

В борновском приближении при высоких энергиях полное сечение процесса (10) имеет вид (с логарифмической точностью) например [6].

$$\sigma_{2\gamma} = \frac{2\pi\alpha^2}{s} \ln \frac{s}{m_e^2}, \quad (20)$$

где, $s = 4E^2$.

При $E = 100$ Гэв $\sigma_{2\gamma} \approx 8 \cdot 10^{-35}$ см².

Относительный вклад δ нелинейных взаимодействий в полное сечение процесса (10), связанный с интерференцией диаграммы рис.4 с обычными диаграммами борновского приближения (рис.2) имеет порядок

$$\delta = \frac{\sigma_{\text{аном}}(e^+e^- \rightarrow 2\gamma)}{\sigma_{\text{норм}}(e^+e^- \rightarrow 2\gamma)} \sim \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{E}{m_x}\right)^4 \frac{\ln(\Lambda^2/m_e^2)}{\ln(s/m_e^2)}, \quad (21)$$

где $\Lambda \sim 1/\tau \approx v$, $x = (a, b)$.

Вклад нелинейных эффектов в поведение дифференциального сечения в области больших углов еще более существенен, (в $\ln(s/m_e^2)$ раз больше, чем для случая полного сечения), т.к. распределение фотонов за счет аномальных диаграмм практически изотропно, а в обычной КЭД сосредоточено в области малых углов [6].

Из существующих экспериментов по исследованию процесса (10) на встречных пучках следует, что $m_x > 1$ Гэв [17].

Эксперименты при $E = (50 + 100)$ Гэв при той же экспериментальной точности позволили бы получить ограничения на величины m_q , m_g вплоть до 100 Гэв.

Процесс (19) в стандартной КЭД определяется местью диаграммами типа рис.5 и полное сечение этого процесса с логарифмической точностью при высоких энергиях имеет вид например [18]:

$$\sigma_{3\gamma} \approx \frac{2\alpha^3}{S} \ln^2\left(\frac{S}{m_e^2}\right) \ln\left(\frac{S}{\omega_{min}^2}\right) \quad (22)$$

где ω_{min} - минимальная энергия регистрируемого фотона, определяемая либо экспериментальным разрешением, либо экспериментальным критерием отбора событий в процессе (19): (предполагается, что $m/E \ll \frac{\omega_{min}}{E} \ll 1$).

Относительный вклад от аномальных взаимодействий в этом случае определяется интерференцией диаграмм рис.5 и диаграммы рис.6.

Вклад δ в полное сечение процесса (19) равен

$$\delta \sim \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{E}{m_x}\right)^4 \left(\frac{\pi}{2}\right) \frac{1}{\ln^3 S} \quad (23)$$

Аналогично случаю двухквантовой эмиссии вклад аномальных взаимодействий наиболее существен при образовании фотонов на большие углы ($\delta \sim \left(\frac{E}{m_x}\right)^4 \frac{1}{\pi^2}$). Однако, величина сечения процесса (19), рассчитанного в рамках стандартной КЭД при этом слишком мала ($\sim 10^{-38} - 10^{-39}$ см² при $E = 50+100$ Гэв).

6. В заключение отметим, что имеется ряд процессов в чистой КЭД, полные сечения которых не падают с ростом S (и могут расти, как степени $\ln S$).

Характерной особенностью всех этих процессов являются малые значения P_{\perp} ($P_{\perp} \ll E$) рождающихся и рассеянных частиц.

Речь идёт о процессах однократного и двойного тормозного излучения, а также о процессах электро-рождения e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ при электрон-позитронных столкновениях (см. диаграммы типа рис. 7, 8).

Процессы этого типа могут представлять собой существенные фоны для всех исследуемых процессов и необходимы специальные кинематические ограничения для отделения от этого фона.

Приведем для справочных целей выражения для полных сечений этих процессов при высоких энергиях (с логарифмической точностью).

1) Однократное тормозное излучение [19-20]

$$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \gamma \quad (24)$$

$$d\sigma_{\omega} = 8\alpha z_0^2 \frac{d\omega}{\omega} \left(\frac{E-\omega}{\omega} \right) \left(\frac{E}{E-\omega} + \frac{E-\omega}{E} - \frac{2}{3} \right) \ln \frac{4E(E-\omega)}{m_e^2 \omega} \quad (25)$$

2) Двойное тормозное излучение [21]

$$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \gamma + \gamma \quad (26)$$

$$d\sigma_{\omega_1 \omega_2} = \frac{8z_0^2 \alpha^2}{\pi} \left\{ \left(1 - \frac{\omega_1}{E}\right) \left(1 - \frac{\omega_2}{E}\right) \left[\frac{5}{4} + \frac{7}{8} \zeta(3) \right] + \left[\left(1 - \frac{\omega_1}{E}\right) \left(\frac{\omega_2}{E}\right)^2 + \left(1 - \frac{\omega_2}{E}\right) \left(\frac{\omega_1}{E}\right)^2 \right] \left[\frac{1}{2} + \frac{7}{8} \zeta(3) \right] + \frac{\omega_1^2}{E^2} \frac{\omega_2^2}{E^2} \zeta(3) \right\} \int_0^{\omega_1} \frac{d\omega_1}{\omega_1} \frac{d\omega_2}{\omega_2} \quad (27)$$

$$\frac{7}{8} \zeta(3) = 1.052.$$

3) Образование пар e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ [22]

$$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^- \quad , \quad (28)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \mu^+ + \mu^- \quad . \quad (29)$$

$$\sigma_{\text{Чe}} = \frac{28}{27} \frac{\alpha^4}{\pi} \frac{1}{m_e^2} \ln^3 \frac{S}{m_e^2} \quad) \quad (30)$$

$$\sigma_{\text{Чe, 2}\mu} = \frac{28}{27} \frac{\alpha^4}{\pi} \frac{1}{m_\mu^2} \ln^3 \frac{S}{m^2} \quad (31)$$

Общие выражения для сечений процессов (28), (29) с точностью до членов ~ 1 приведены в работах [23, 24]. (см. также [14]).

4) Образование двух пар $2e^+e^-$; e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ [25, 26]

$$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + 2(e^+e^-) \quad , \quad (32)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^- + \mu^+ + \mu^- \quad . \quad (33)$$

$$\sigma_{\text{Чe}} \approx 1.07 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2 \ln^4 \left(\frac{S}{m_e^2}\right) \quad , \quad (34)$$

$$\sigma_{\text{Чe, 2}\mu} \approx \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2 \ln^4 \left(\frac{S}{m^2}\right) \quad . \quad (34')$$

Для того, чтобы максимально снизить фоны от процессов типа (28)-(29), (32)-(33) при экспериментальном исследовании процессов (9, II) на большие углы, необходимо, например, увеличивать пороги регистрации частиц, так как при больших углах

сов (28-29), (32-33) от минимальной массы рождающейся пары M_{\min} (при больших углах рождения $M_{\min}^2 \gtrsim E_0^2$, E_0 - порог детектирования).

$$\sigma_{4e; 2e, 2\mu} \sim \frac{\alpha^4}{\pi M_{\min}^2} \ln^2 \frac{E}{m}, \quad (35)$$

$$\sigma_{6e; 4e, 2\mu} \sim \frac{\alpha^6}{\pi^3 M_{\min}^2} \ln^2 \frac{E}{m} \quad (35)$$

Решение проблемы снижения фона является достаточно серьезной экспериментальной задачей, которая определяется конкретными условиями эксперимента.

II. ПОИСКИ НОВЫХ ЧАСТИЦ

В электрон-позитронных столкновениях с энергией до 100 ГэВ может быть проведен систематический поиск новых частиц, обладающих взаимодействиями с электро-магнитным полем или электронами.

К таким частицам относятся: W - мезоны, тяжёлые лептоны, возбуждённые лептоны, бозоны, взаимодействующие с e, μ , промежуточные скалярные и векторные бозоны, кварки, магнитные монополи и т.д.

Благодаря большой энергии в с.ц.и., достаточно большим величинам сечений рождения и хорошим фоновым условиям, встречные e^+e^- пучки с энергией до 100 ГэВ предоставляют уникальную возможность поиска новых частиц с массами до 200 ГэВ.

I. В настоящее время на всех имеющихся ускорителях высоких энергий проводятся поиски гипотетического W^\pm мезона, переносящего слабые взаимодействия. Тот факт, что W - мезон до сих пор не обнаружен (если, конечно, он вообще существует) мог бы быть истолкован как то, что его масса, например, превышает имеющиеся энергетические возможности.

В ряде работ (например, [27 - 31]) обсуждались схемы, в которых полуслабая константа g ($g^2/M_W^2 = |G|/\sqrt{2}$, M_W - масса W бозона, $|G| = \frac{10^{-5}}{m_p^2}$) отождествлялась (с тем или иным коэффициентом) с электрическим зарядом e . При этом величины масс M_W оказываются порядка 30 - 100 ГэВ. Поиски таких W мезонов в e^+e^- столкновениях при $E = (50 + 100)$ ГэВ представляли бы особый интерес.

Промежуточные W^\pm мезоны, если они существуют, могли бы в e^+e^- столкновениях рождаться парами в однофотонном канале в процессе:

$$e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^- \quad (36)$$

Этот процесс в низшем приближении по α изображается диаграммой рис.9.

Если аномальный магнитный момент и электрический квадрупольный момент W -мезона равны нулю, то полное сечение процесса электромагнитного рождения $W^+ W^-$ пары записывается в виде [32]

$$\sigma_{W^+W^-} = \left(1 - \frac{M_W^2}{E^2}\right)^{3/2} \left(1 + \frac{3M_W^2}{4E^2}\right) \frac{224 \cdot 10^{-32}}{(M_W (r \approx 6))^2} \text{ см}^2 \quad (37)$$

Если же W^\pm мезон обладает аномальным магнитным моментом (или электрическим квадрупольным моментом), выражение для сечения процесса при больших энергиях приобретает дополнительный множитель типа $\frac{E^2}{M_W^2}$ [32].

W^\pm мезоны имеют лептонные моды распада на $e + \nu_e$ и $\mu + \nu_\mu$ с вероятностями

$$\frac{1}{\tau(W \rightarrow \ell \nu_\ell)} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{M_W^3}{6\pi} \quad (38)$$

Рождению пары $W^+ W^-$ в процессах (36) могло бы быть обнаружено, например, при детектировании неколлинеарных $\mu^+ e^+$, $\mu^+ \mu^+$, $e^+ e^+$ пар от распадов

$$e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^- \rightarrow \ell^+ + \ell^- + \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (39)$$

Существуют также процессы одиночного рождения W мезонов на встречных e^+e^- пучках [33-36].

$$e^+e^- \rightarrow W^\pm + \mu^\mp + \tilde{\nu}_\mu (\nu_\mu), \quad (40)$$

$$e^+e^- \rightarrow W^\pm + e^\mp + \tilde{\nu}_e (\nu_e), \quad (41)$$

Пороговая энергия для этих процессов вдвое ниже, чем пороговая энергия процесса (36), поэтому в таких процессах могли бы рождаться W -мезоны с массами лишь несколько меньшими, чем $2E$. Однако, в области, где не может идти процесс (36) ($1 < \frac{S}{M_W^2} \leq 4$) сечения процессов (40), (41) пропорциональны величине $\alpha^2 G^2 / s$ и в интересующем нас интервале энергий E полное сечение процесса (40) $\sigma_{W\mu} \leq 10^{-39} \text{ см}^2$ и полное сечение процесса (41) $\sigma_{We} \leq 10^{-38} \text{ см}^2$. Из-за малых величин сечений регистрация процессов (40-41) сильно затруднена.

Процесс (36) может протекать и за счет слабых взаимодействий [37] (диаграмма рис.10): обнаружение на опыте вклада от диаграммы рис.10 могло бы дать ценную информацию о факторе "полуслабого" взаимодействия лептонов с W -мезоном.

Учет диаграммы рис.10 приводит к возникновению асимметрии в угловом распределении W -мезонов (и заряженных лептонов от их распадов) относительно направления движения начальных частиц, что и даёт возможность обнаружить эффект "полуслабого" взаимодействия W -мезонов в процессе (36) [37].

Вклад диаграммы рис.10 в полное сечение процесса (36) σ_W имеет вид [37]:

$$\sigma_W = \frac{G^2 M_W^2 \beta}{4\pi} \left\{ (1+\beta^2) \left(1 + \frac{1-\beta^2}{2\beta} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} \right) + \frac{\beta^2}{3(1-\beta^2)} \right\}, \quad (42)$$

-21-

где $\beta = \left(1 - \frac{M_W^2}{E^2}\right)^{1/2}$ - скорость конечных частиц в с.ц.и.
 Перепишем эту формулу в предельном случае $\beta \rightarrow 1$ и $\beta \rightarrow 0$

При $\beta \rightarrow 1$ имеем

$$\sigma_W \approx 10^{-39} (E(\gamma\delta))^2 \text{ см}^2. \quad (43)$$

Мы видим, что слабая часть сечения растет квадратично с энергией. В противоположном случае малых скоростей конечных частиц, $\beta \rightarrow 0$, имеем при $E = 100 \text{ ГэВ}$

$$\sigma_W \approx 7.2 \beta \cdot 10^{-35} \text{ см}^2 \quad (44)$$

Аналогично, в предельном случае для вклада интерференции диаграмм рис.9 и рис.10 в полное сечение процесса (36) σ_j можно получить [37]:

$$\text{При } \beta \rightarrow 1, \sigma_j \approx 1,72 \cdot 10^{-35} \text{ см}^2, \quad (45)$$

$$\text{При } \beta \rightarrow 0, \sigma_j \approx 3,1 \cdot 10^{-35} \beta^3 \text{ см}^2. \quad (46)$$

Заметим, что до сих пор мы считали, что W мезоны не участвуют в сильных взаимодействиях. Если W^\pm мезоны обладают сильными взаимодействиями между собой (но не с адронами) (как это предполагалось Маршакем и др. и Бйоркенем и др.), то приведенные выше формулы для сечений рождения W мезонов сохраняются по порядку величины.

В заключение этого пункта отметим, что имеется ряд теорий (напр. [38 - 41]), в которые вводится заряженные скалярные бозоны (S^\pm) в дополнение (или вместо) W^\pm . Эти бозоны могли бы рождаться в e^+e^- столкновении в процессе

$$e^+ + e^- \rightarrow S^+ + S^-. \quad (47)$$

В однофотонном канале в предположении, что S^\pm не участвуют в сильных взаимодействиях полное сечение процесса (47) имеет вид (напр. [32]):

Подчеркнем здесь, что в настоящее время отсутствует ясное теоретическое понимание ситуации со спектром масс лептонов и любая экспериментальная информация в этой области крайне желательна. Встречные e^+e^- пучки больших энергий могут сыграть важную роль в выяснении этого круга вопросов.

3. В разделе I, пункт 3 обсуждались схемы нарушения КЭД за счет введения гипотетических частиц, бозонов и возбужденных лептонов, обладающих взаимодействиями с электронами, мюонами и фотонами. Такие частицы могли бы рождаться непосредственно в e^+e^- столкновениях.

Возбужденные лептоны $l^*(e^*, \mu^*)$ могли бы рождаться в процессе

$$e^+ + e^- \rightarrow l^{*\pm} + l^{\mp} \quad (52)$$

за счет взаимодействия типа I. Дифференциальные сечения таких процессов на большие углы имеет порядок величины $\frac{\alpha^2 \lambda^2}{M_{e^*}^2}$. Кроме того l^* могли бы рождаться парами в процессе

$$e^+ + e^- \rightarrow l^{*+} + l^{*-} \quad (53)$$

Однако, пороговая энергия для процесса (53) почти в два раза выше, чем для процесса (52).

Возбужденный электрон (мюон) должен распадаться на электрон (мюон) и γ -квант, причём его время жизни дается формулой (напр. [11])

$$\tau(e^* \rightarrow e \gamma) \approx \frac{2}{\alpha \lambda^2 M_{e^*}} \quad (54)$$

Рождение возбужденных электронов e^* в процессах (52)–(53) могло бы быть зарегистрировано при исследовании $e^+e^- \gamma$ и

$e^+e^- \gamma \gamma$ событий, когда все конечные частицы обладают достаточно большим поперечным импульсом. Обнаружение пика в спектре масс для системы $e \gamma$ доказывало бы существование такой частицы. Основные фоны при этом определяются процессами однократного и двойного тормозного излучения.

Рождение M^* в процессах (52), (53) могло бы быть зарегистрировано при анализе событий $M^+M^- \gamma$, $M^+M^- \gamma \gamma$ с жесткими γ -квантами.

Следует подчеркнуть, что e^+e^- - столкновения представляются одним из наиболее благоприятных экспериментов для поисков M^* . Тяжелые электродинамические бозоны V_i ($i = S, P, V$), обладающие взаимодействиями типа 2, могли бы рождаться резонансным образом в e^+e^- столкновениях, когда величина $2E$ близка к массе M_i такой частицы. Если же выполняется условие $2E > M_i$, такие бозоны могли бы рождаться в процессе.

$$e^+e^- \rightarrow V_i + \gamma \quad (55)$$

Эти бозоны должны распадаться на лептонные пары за времена τ_e

$$\tau_e \approx c_i \frac{1}{\left(\frac{g_i^2}{4\pi}\right) M_i} \quad , \quad i = V, S, P \quad (56)$$

где $c_V = 3$ (распадается векторная частица) и $c_P = c_S = 2$ (для распадов скалярного и псевдоскалярного бозона).

В e^+e^- столкновениях может быть произведен также поиск бозона B^0 (массовое число -1, электронное число +1), которые могли бы рождаться парами в процессе

$$e^+e^- \rightarrow B^0 + \bar{B}^0 \quad (57)$$

за счёт диаграмм с промежуточным мюоном.

Бозоны V^0 распадаются на $e^- \mu^+$ за времена $\tau_{V^0} \sim \frac{1}{(5^2/4\pi) M_{V^0}}$ и процесс (57) мог бы быть зарегистрирован при изучении событий $e^+ e^- \mu^+ \mu^-$ при больших поперечных импульсах конечных частиц.

4. В экспериментах на встречных $e^+ e^-$ пучках в интересующем нас интервале энергий E могли бы также рождаться парами такие гипотетические частицы, как кварки, магнитные монополи [43], димоны (Лвингер⁴⁴). Детектирование этих частиц могло бы быть осуществлено с помощью измерений ионизационных потерь.

III. ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА ВСТРЕЧНЫХ

$e^+ e^-$ ПУЧКАХ ПРИ ЭНЕРГИИ E ДО 100 ГэВ.

Вплоть до настоящего времени экспериментальное исследование слабых взаимодействий проводилось при достаточно низких энергиях. Совершенно очевидно, что для изучения динамических эффектов в слабых взаимодействиях, где сечения должны расти с ростом энергии, необходимы эксперименты на ускорителях с очень большими энергиями и, в частности, большой интерес представляют эксперименты по изучению слабых взаимодействий лептонов на встречных $e^+ e^-$ пучках больших энергий. Эксперименты по изучению слабых взаимодействий в $e^+ e^-$ столкновениях при энергии несколько сот ГэВ обсуждались рядом авторов [45 - 50], [32], [37].

Подробное изложение круга вопросов, связанных со слабыми взаимодействиями на встречных лептонных пучках в области энергий $E = (10^2 + 10^3)$ ГэВ, содержится в лекции Дюброва, Захарова и Окуна [51] на настоящей школе.

Экспериментальная информация, полученная на ускорителе со встречными e^+e^- пучками с энергией 100 Гэв могла бы привести к значительному прогрессу в понимании физики слабых взаимодействий. Так, например, если существуют W^\pm бозоны с массой порядка несколько десятков Гэв, при $S \sim M_W^2$ должно происходить существенное изменение поведения сечений слабых лептонных процессов. Наиболее интересными для экспериментального исследования слабого взаимодействия на встречных e^+e^- пучках при высоких энергиях являются процессы (9), (II).

Оценки величин сечений этих процессов за счет слабого взаимодействия существенно зависят от предположений о структуре слабого взаимодействия.

В работах [49, 51] рассматривалось четырехфермионное слабое V-A взаимодействие заряженных лептонных токов в предположении, что единственным размерным параметром теории является величина слабой константы G . В низшем порядке по G слабые амплитуды процессов (9), (II) даются диаграммами рис. II, I2.

Нижняя граница сечения процесса (9) за счет слабого взаимодействия $\frac{d\sigma_W}{d\Omega}$ в этом случае дается формулой [49]

$$\frac{d\sigma_W}{d\Omega} \geq \frac{G^4 S^3 (1 + \cos\theta)^2}{2^8 \cdot 3^2 \cdot \pi^4} \quad (58)$$

где θ - угол рассеяния. Для углов $\theta = 90^\circ$ при $E = 100$ Гэв эта величина на 3 порядка меньше соответствующего электромагнитного сечения (таблица I). Оценка для слабого сечения (58) становится равной электромагнитному сечению лишь при $E = 225$ Гэв [49, 51]. В этом случае большой интерес представляло бы измерение интерференции слабых и электромагнитных амплитуд в процессах (9), (II), особенно в опытах с поляризованными частицами.

Если же предположить что существуют нейтральные лептонные токи, характеризуемые константой взаимодействия G_n *) (что само по себе в отсутствие нейтральных адронных токов ничему не противоречит), то выражение для слабых сечений процессов (9) ,

(II) $\frac{d\sigma_n}{d\Omega}$ имеет вид [45, 32]

$$\frac{d\sigma_n}{d\Omega} = \frac{G_n^2 S}{32 \pi^2} (1 + \cos \vartheta)^2 \quad (59)$$

В этом случае при $G_n \sim G$ и $E = 100$ Гэв сечение $\frac{d\sigma_n}{d\Omega}$ при $\vartheta = 90^\circ$ превосходит соответствующие электромагнитные сечения (таблица I). В некотором смысле оценки, полученные в схеме с нейтральными токами дают верхние пределы сечений слабых процессов (9) , (II). Таким образом, при экспериментальном изучении процессов (9) , (II) при $E = 100$ Гэв, может быть проведено измерение констант взаимодействия нейтральных токов.

Подчеркнём, что процесс (II) особенно удобен для экспериментального определения величины G_n . Здесь выделение вклада слабых взаимодействий может быть проведено при изучении асимметрии вперёд - назад (напр. [32]) в угловом распределении конечных частиц и измерение можно проводить уже при энергиях $E = (30 + 50)$ Гэв, где может быть обеспечена большая точность.

Отметим, что имеется весьма интересный процесс тормозного излучения в нейтринной аннигиляции [46-49] , [51]

$$e^+ + e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e \gamma \quad (60)$$

*) Существующие в настоящее время ограничения на константы G_n взаимодействия нейтральных лептонных токов ($\nu_e \nu_e$) (PM), $G_n < G \cdot 500$ [51].

Экспериментальное исследование этого процесса дало бы возможность судить о величине сечения нейтринной аннигиляции e^+e^- пары

$$e^+ + e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e \quad (61)$$

Так, при малых энергиях испускаемых фотонов ω ($\omega \ll E$) и больших углах ϑ_γ испускания фотона относительно направления движения начальных частиц сечение процесса (60) $d\sigma_\gamma$ связано с сечением процесса (61) $\sigma_{\nu\nu}$ соотношением

$$d\sigma_\gamma = \frac{2}{\pi^2} \frac{d\omega}{\omega} \frac{d\Omega_\gamma}{1 - \cos\vartheta_\gamma} \sigma_{\nu\nu} \quad (62)$$

$$\sigma_{\nu\nu} = \frac{G^2 S}{6\pi} \quad (63)$$

При $E = 100$ Гэв, пороге регистрации γ - квантов $\omega_0 = 10$ Гэв и $\vartheta_\gamma = 90^\circ$ величина $\frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega_\gamma} \sim 1,5 \cdot 10^{-37}$ см²/стер и уже при этой энергии сечения реакции (60) сравнивается с сечениями аналогичных электромагнитных процессов, например, $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \gamma$ и т.д. [49].

Вопрос об идентификации процесса (60) представляет собой достаточно сложную проблему, т.к. здесь необходимо детектировать в конечном состоянии только один фотон. Обсуждение фоновых процессов для реакции (60) содержится в работах [49].

В заключение подчеркнём, что имеющаяся в настоящее время экспериментальная информация о слабых взаимодействиях лептонов очень скудна и уже первые экспериментальные данные при высоких энергиях могут существенно изменить наши представления о слабых взаимодействиях лептонов.

IV. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА АДРОНОВ

Исследование процессов аннигиляции e^+e^- адроны на ускорителе со встречными e^+e^- пучками $2 \times (50 + 100)$ ГэВ позволит решить ряд принципиальных вопросов физики электромагнитных взаимодействий адронов.

I. Как известно, в настоящее время существует две альтернативные схемы электромагнитного взаимодействия адронов: I, в которой предполагается минимальное взаимодействие фундаментальных частиц (с сравнительно небольшими спинами $1/2, 0, 1$) с электромагнитным полем (к таким схемам относятся, например, всевозможные кварковые и партонные модели) и II, — теория векторной доминантности или алгебры полей — в которой предполагается, что электромагнитное (и слабое) взаимодействие адронов осуществляется через поле векторных мезонов, т.е. электромагнитный ток адронов $\dot{J}_\mu(x)$ пропорционален полю векторных мезонов [52, 53]

$$\dot{J}_\mu(x) = -\left(\frac{m_V^2}{g_V}\right) V_\mu(x). \quad (64)$$

(m_V, g_V) — физическая масса и константа связи векторных мезонов, V_μ — поле векторных мезонов. В случае, если имеется несколько векторных мезонов, должна быть взята сумма выражений типа (64).

Принципиальным (и единственным, не зависящим от конкретной модели) отличием этих двух схем является качественно различные предсказания для поведения полных сечений аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны при высоких энергиях (в первом приближении по e^2).

Соответствующая диаграмма приведена на рис.13.

Известно, в первой из указанных схем [54-56]

$$\sigma_I^{\text{анн}}(E) = \frac{\pi d^2}{E^2} A, \quad (65)$$

где A - постоянная порядка единицы (или, если в электромагнитный ток $\int_M(x)$ вносят вклад минимально взаимодействующие бозоны со спином 1, растущая функция E [56] ^{*)}, в то время как в теории векторной доминантности [57 - 59]

$$\sigma_{II}^{анн}(E) = \frac{\pi \alpha^2}{E^2} \left(\frac{m_V}{E g_V} \right)^2 f(E), \quad (66)$$

где $f(E)$ - убывающая функция E . При $E \approx 100$ Гэв σ_I порядка $10^{-35} + 10^{-36}$ см² (или даже больше), тогда как σ_{II} по крайней мере на 4 порядка меньше и поэтому измерение сечений $e^+e^- \rightarrow$ адроны даст возможность выбрать между этими двумя схемами, если только будет возможно измерять сечения порядка 10^{-36} см². (следует, впрочем, отметить, что для выбора между схемами I и II достаточно, повидимому, измерений при значительно меньших энергиях, например, 2×10 и 2×20 Гэв). Если окажется, что имеет место схема I, то возникнет другой фундаментальный вопрос, который также может быть выяснен в опытах на ускорителе со встречными пучками e^+e^- 2×100 Гэв - вопрос о том какова перенормировка электрического заряда за счет адронов или, что то же самое, каков вклад адронов в поляризацию вакуума. Вклад в величину перенормировки электрического заряда Z_3

$$e_{\mu 3}^2 = Z_3 e_0^2 \quad (67)$$

(e_0 - голый заряд) за счет адронов определяется равенством

$$(Z_3^{-1} - 1)^{2\alpha} = \frac{1}{\pi^2 \alpha} \int \sigma^{анн}(E^2) dE^2 \quad (68)$$

*) Строго говоря, в схеме I нельзя теоретически исключить возможности того, чтобы A медленно (логарифмически) убывала с энергией.

и для его нахождения необходимо количественное (в отличие от качественного в случае выбора между схемами I и II) определение $\sigma_{\text{анн}}(E)$ при высоких энергиях. При этом весьма важным будет установить является ли $\sigma(E)E^2$ константой при высоких энергиях или же, например, медленно (как $\ln^r \frac{E}{m}$, $r > 1$) убывает с ростом E , так чтобы интеграл в правой части (68) сходил. Можно надеяться, что выяснение этого обстоятельства также окажется возможным в опытах на ускорителе с пучками e^+e^- 2×100 Гэв, поскольку в интервале от 10 до 100 Гэв $\ln \frac{E}{m}$ меняется в 2 раза. Если при больших энергиях $\sigma_{\text{анн}}(E)$ будет вести себя как $\sigma_{\text{анн}} = \left(\frac{\pi \alpha^2}{3 E^2}\right) V_h$, где $V_h = 3A$ - константа, то из этих же данных может быть определено эффективное число фундаментальных адронов V_h и в совокупности с данными по $e^+e^- \rightarrow n^+n^-$ упругому e^+e^- рассеянию (см. раздел I) также число фундаментальных неадронов, (лептонов и других еще неизвестных частиц, не обладающих сильными взаимодействиями) $V_{\text{неадр}} = V - V_h$.

Следующей важной величиной, которая возникает при изучении процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны при высоких энергиях и знание которой даст возможность существенно сузить класс возможных теорий электромагнитных (а также сильных) взаимодействий адронов, является средняя множественность \bar{n} числа рождающихся адронов.

Как известно, в сильных взаимодействиях подход, основанный на теории полюсов Редже, приводит [60 - 61] к логарифмически растущей с энергией средней множественности

$$\bar{n} = A \ln \left(\frac{S}{m^2} \right) + B, \quad (69)$$

где S квадрат полной энергии адронов в системе центра инерции. (Такой же результат получается в несколько ином, в идейном отно-

шении, подходе Фейнмана [62]. Статистическая теория [63-65] и гидродинамическая теория Ландау [66] предсказывают совершенно иное поведение средней множественности

$$\bar{n} = \text{const} \cdot S^{\delta} \quad (70)$$

причем δ лежит в пределах от 1/2 до 1/4. В настоящее время на основе данных по неупругим адронным процессам нельзя исключить для \bar{n} поведение (70) с $\delta = 1/4$, хотя, возможно, логарифмический ход зависимости \bar{n} от энергии [67] является предпочтительным, поскольку такое поведение согласуется с наблюдаемой на опыте масштабной инвариантностью инклюзивных процессов [68].

В случае процессов $e^+e^- \rightarrow$ адроны ситуация является, пожалуй, еще менее определенной, так что здесь можно ожидать средней множественности как степенного (70), так и логарифмического типа (69)

(В частности, к поведению (70) приводят, помимо статистических [69] ($\delta = \frac{1}{2}$) также некоторые соображения основанные на масштабной инвариантности [70] ($0 < \delta < \frac{1}{2}$)).

Другой важной характеристикой процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны при высоких энергиях, позволяющей сделать выбор между различными теориями, является форма распределения по импульсам вторичных частиц. В этом процессе (в однофотонном приближении) адроны рождаются при распаде очень тяжелого виртуального фотона. Имеются модели (напр. партонная) [71], в которых виртуальный фотон распадается на промежуточное состояние, состоящее из пары "голых" составляющих (партонов), которые затем распадаются на адроны - главным образом π -мезоны. В этом случае существует выделенная ось в распределении рождающихся адронов, конечные частицы движутся в двух противоположных направлениях, в которых были испущены "голые" составляющие. Экспериментальное наблюдение таких

адронных "струй" на большие углы явилось бы существенным подтверждением этого класса теорий.

В других моделях, например в статистической [69], адроны должны были бы испускаться изотропно, причём средняя энергия конечного пиона $\langle E_{\pi} \rangle$ должна быть ограничена ($\langle E_{\pi} \rangle = 375 \text{ МэВ}$ [69]).

2. Весьма ценная информация может быть получена путем изучения реакции $e^+e^- \rightarrow H + \text{адроны}$, где H - некоторый фиксированный адрон. Дифференциальное сечение этой реакции имеет вид [72]

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\vartheta} = \frac{2d^2}{q^4} \frac{mv}{\sqrt{q^2}} \left(1 - \frac{q^2 m^2}{V^2}\right)^{1/2} \left[2\overline{w}_1(q^2, V) + \frac{V^2}{q^2 m^2} \left(1 - \frac{q^2 m^2}{V^2}\right) \overline{w}_2(q^2, V) \cdot \sin^2\vartheta \right] \quad (71)$$

Здесь E' и ϑ - энергия и угол вылета выделенного адрона в с.ц.и. e^+e^- , m - его масса, $\overline{w}_1(q^2, V)$ и $\overline{w}_2(q^2, V)$ - инвариантные функции переменных $q^2 = E^2$ и $V = 2EE'$, аналогичные функциям w_1 и w_2 в случае электророждения. Исследование функций $\overline{w}_1(q^2, V)$ и $\overline{w}_2(q^2, V)$ представляет интерес с разных точек зрения. Во-первых, важно выяснить удовлетворяют ли функции \overline{w}_1 и \overline{w}_2 соотношениям масштабной инвариантности и имеют ли эти соотношения тот же вид, что и в случае глубоко-неупругого электророждения, т.е.:

$$\begin{aligned} m \overline{w}_1(q^2, V) &= \overline{F}_1(\omega), \\ \frac{V \overline{w}_2(q^2, V)}{m} &= \overline{F}_2(\omega) \end{aligned} \quad (72)$$

(при больших q^2 , V и $\omega = 2V/q^2 = \frac{E'}{E} = \text{const}$),
и не возникает ли для $\overline{W}_1(q^2, V)$, $\overline{W}_2(q^2, V)$
при $q^2, V \rightarrow \infty$ поведение вида,

$$\begin{aligned} \overline{W}_1(q^2, V) &= (q^2)^\gamma \overline{F}_1'(q^2/V), \\ V \overline{W}_2(q^2, V) &= (q^2)^\beta \overline{F}_2'(q^2/V), \\ \gamma, \beta &\neq 0 \end{aligned} \quad (73)$$

свидетельствующее о наличии операторов с аномальной размерностью.

Во-вторых, если аномальные размерности отсутствуют, т.е. имеют место соотношения (72), то весьма существенно было бы найти соотношение между функциями \overline{F}_1 , \overline{F}_2 и соответствующими функциями F_1 , F_2 в случае электророжения. Различные формы таких соотношений предлагались в работах [72, 73].

Отметим, что если имеют место соотношения (72), то выражение для дифференциального сечения (71) может быть переписано в виде

$$\frac{d\sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha^2}{q^2} \omega \left[\overline{F}_1(\omega) + \frac{1}{4} \omega \overline{F}_2(\omega) \sin^2 \theta \right]. \quad (74)$$

Наконец, с общей точки зрения изучение функций $\overline{W}_1(q^2, V)$ и $\overline{W}_2(q^2, V)$ при больших q^2 в зависимости от квадрата недостающей массы $W^2 = q^2 - 2V + m^2$ регистрируемых адронов даёт возможность определить поведение на световом конусе (и в том числе в вершине его) коммутаторов электромагнитных и различных адронных токов, что крайне важно для построения теории электромагнитных и сильных взаимодействий адронов.

Заметим, что полное сечение каждого из инклюзивных процессов $e^+e^- \rightarrow H_+ \text{ адроны}$ должны составлять заметную долю от полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$, т.е. должно быть порядка $10^{-36} + 10^{-37} \text{ см}^2$ при $E = 100 \text{ ГэВ}$.

Из экспериментов подобного типа следует особо выделить случай когда Π является пионом малой энергии. Если к такому процессу применима гипотеза частичного сохранения аксиального тока (PCAC), то для сечения его будет иметь место равенство [74]

$$\frac{d\sigma^{ch}}{dE_{\pi}} = \frac{P_{\pi}}{8\pi^2 f_{\pi}^2} \sigma_A(q^2), \quad (75)$$

если мягкий Π - мезон заряженный, и

$$\frac{1}{q^2 P_{\pi}} \frac{d\sigma^0}{dE_{\pi}} = 0, \quad (76)$$

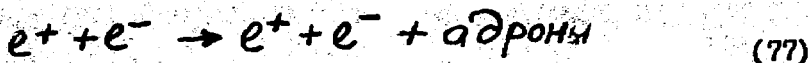
если Π - мезон - нейтральный. В (75), (76) - E_{π} и P_{π} - энергия и импульс мягкого пиона, f_{π} - константа распада пиона $f_{\pi} = 0,93 m_{\pi}$, $\sigma_A(q^2)$ - полное сечение аннигиляции аксиального изовекторного тока. Проверка соотношений (75), (76) представляла бы интерес по двум причинам: во-первых, проверка применимости гипотезы PCAC дала бы ценную информацию о природе масштабной инвариантности, во-вторых знание $\sigma_A(q^2)$ дало бы возможность сделать некоторые заключения о том становится ли симметрия $SU(2) \times SU(2)$ всё более точной по мере приближения к световому конусу. (Для полного выяснения этого вопроса необходимы были бы также опыты с рождением двух мягких пионов, что позволило бы отделить в сечении процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны изовекторную часть [75]). К сожалению, из-за численного множителя $\frac{1}{8\pi^2}$ сечение (75) довольно мало: при $E_{\pi} \sim P_{\pi} \sim m_{\pi}$ и

$$\sigma_A(q^2) \sim \sigma^{em}(q^2), \quad \sigma^{ch} \sim (10^{-33} \div 10^{-34}) \frac{1}{(E(\text{мэВ}))^2} \text{ см}^2$$

Определенный интерес представит также исследование рождения лучка адронов с заданной и сравнимой с q^2 массой, т.е. реакции $e^+ + e^- \rightarrow \bar{H} + \text{адроны}$, где \bar{H} - совокупность адронов, имеющая эффективную массу \bar{W}^2 . Сечение этого процесса имеет тот же вид, что и (71) с той лишь разницей, что теперь \bar{w}_1 и \bar{w}_2 будут также функциями \bar{W}^2 . Хотя в настоящее время мы мало что можем сказать об этом процессе, нет сомнения, что к тому времени, когда начнутся эксперименты на ускорителях рассматриваемого типа, наше понимание таких процессов существенно возрастет и экспериментальная информация о них будет крайне полезна.

3. В пунктах 1, 2 мы обсуждали процессы рождения адронов в e^+e^- столкновениях, идущие через однофотонный канал, сечения которых быстро (как $\frac{1}{s}$) падают с ростом энергии начальных частиц.

При высоких энергиях адроны в e^+e^- столкновениях должны рождаться, в основном, посредством двухфотонного механизма в процессе,



который интенсивно обсуждался в последнее время (напр. [75 - 78])^{ж)}. Этот процесс иллюстрируется диаграммой рис. 14.

В процессе (77) начальные частицы испускают виртуальные фотоны (с квадратами масс q_1^2, q_2^2), а эти фотоны ("встречные фотонные лучки") рождает адронную систему с эффективной массой M .

ж) Этому кругу вопросов посвящен детальный обзор Буднева и Гинзбурга [79], в котором имеется подробная библиография.

Полное сечение процесса (77) выражается через сечения

$$\sigma_{\gamma\gamma}(M^2, q_1^2, q_2^2) \text{ процесса } \gamma + \gamma \longrightarrow \text{адроны,} \quad (78)$$

представляющего большой физический интерес.

Можно считать [76, 71], что подобно всем адронным сечениям, полное сечение $\sigma_{\gamma\gamma}$ при больших энергиях и малых q_1^2, q_2^2 должно быть приблизительно постоянным ($\sigma_{\gamma\gamma}$ можно оценить для случая реальных квантов, используя теорему факторизации [76])

$$\sigma_{\gamma\gamma} \sim \left(\frac{\sigma_{pp}}{\sigma_{pp}} \right)^2 \approx \frac{1}{3} \frac{\alpha^2}{m_\pi^2} \quad *)$$

Распределение по массам M в этом случае имеет форму $\frac{dM^2}{M^2}$.

Большие значения $M^2 S$ здесь могут достигаться при малых q_1^2, q_2^2 (потому нет подавления сечения за счет множителей $\frac{1}{q_1^2}, \frac{1}{q_2^2}$) и выражения для полного сечения процесса (77) не падает с ростом E , а даже медленно растет.

Асимптотическое поведение полного сечения процесса (77) дается формулой [76].

$$\sigma \approx \frac{8}{9} \left(\frac{\alpha^2}{\pi m_\pi} \right)^2 \ln^2 \frac{E}{m_e} \ln^2 \frac{E}{m_\pi} \quad (79)$$

*) Оценка для величины σ_{pp} на основе модели векторной доминантности и теоремы о факторизации вычетов была ранее получена в [80].

Поскольку углы рассеяния электрона и позитрона должны быть малы (малые q_1^2, q_2^2), то при больших M^2 импульсы фотонов направлены вдоль направления движения начальных частиц.

Поэтому родившиеся адроны должны, в основном, образовываться в виде двух сгустков, летящих вдоль направлений движения начального электрона и позитрона с характерным для всех адронных процессов малым средним поперечным импульсом ($\langle P_T \rangle \sim 300$ Мэв).

Экспериментальное изучение двухфотонного механизма рождения адронов представляет существенный интерес с различных точек зрения.

Прежде всего, здесь можно изучать зависимость сечения $\sigma_{\gamma\gamma}$ для реальных фотонов от M^2 при больших энергиях существенный интерес представляет также изучение зависимостей сечений $\sigma_{\gamma\gamma}(M^2, q_1^2, q_2^2)$ (для не очень больших значений $q_{1,2}^2 (|q_{1,2}|^2 \ll S), M^2 \leq S$) от M^2 и масс виртуальных квантов.

Двухфотонный механизм рождения адронов, позволяет провести изучение глубоко неупругого рассеяния электронов на фотоне [81 - 82],

$$e + \gamma \rightarrow e' + \text{адроны}, \quad (80)$$

процесса аналогичного глубоко неупругому электророжению, в котором, однако, мишенью служит фотон.

При этом один из виртуальных фотонов (например, с импульсом q_1), являющийся "мишенью" должен быть почти реальным (соответствующая начальная частица рассеивается на малый угол), а другой фотон (с импульсом q_2), должен обладать достаточно большим (> 1 Гэв²) значением $Q^2 = -q_2^2$ (соответствующий электрон (позитрон) детектируется под заметным углом).

При изучении этого процесса было бы весьма важно установить, имеет ли место масштабная инвариантность для структурных функций фотона $W_1^\gamma(Q^2, \nu)$, $W_2^\gamma(Q^2, \nu)$, $\nu = (q_1 q_2)$

$$\begin{aligned} W_1^\gamma(Q^2, \nu) &= F_1^\gamma(\omega), \\ \nu W_2^\gamma(Q^2, \nu) &= F_2^\gamma(\omega) \end{aligned} \quad (81)$$

$\nu \rightarrow \infty, \omega = \text{const}$
 $\nu \rightarrow \infty, \omega = \text{const}$

где $\omega = \frac{2(q_1 q_2)}{Q^2} = 1 + \frac{M^2}{Q^2}$.

Если соотношения (81) выполняются, было бы существенно установить зависимость F_1^γ , F_2^γ от ω и найти их связь с аналогичными функциями для глубоко неупругого рассеяния электрона на протоне $F_1(\omega)$, $F_2(\omega)$.

Асимптотическое выражение для сечения (77) в этом случае имеет по порядку величины следующий вид [82].

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} \approx 4 \frac{\alpha^3}{Q^4} F_2^\gamma \ln\left(\frac{E}{m_e}\right) \ln^2 \frac{S}{Q^2}. \quad (82)$$

Принтегрировав (82) по Q^2 при $Q_{min}^2 \sim 10 \text{ Гэв}^2$ и $E = 100 \text{ Гэв}$ можно получить значение величины сечения $\sigma \sim 5 \cdot 10^{-35} \text{ см}^2$, если принять, как это делалось в [81-82], для F_2^γ оценку $F_2^\gamma \sim 10^{-3}$.

Заметим, что для идентификации этого процесса необходимо детектировать рассеянный электрон (позитрон), а также для отделения от чисто электромагнитных процессов следует регистрировать еще хотя бы один адрон.

В заключение подчеркнем, что разделение однофотонного и двухфотонного механизмов рождения адронов представляет собой достаточно сложную экспериментальную задачу. Однако, учитывая то обстоятельство, что распределение по импульсам рождающихся адронов в этих механизмах различно (адроны от двухфотонного механизма рождаются с массой P_{\perp}), а также то, что для отделения, в принципе, можно было бы регистрировать рассеянные электрон и позитрон и измерять массу рождающейся адронной системы, можно предположить, что такое разделение, вообще говоря, осуществимо.

У. ВОЗМОЖНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ e^-p В СТОЛКНОВЕНИЯХ.

В этом разделе мы кратко обсудим некоторые возможные физические эксперименты, которые могли бы быть выполнены на установках со встречными e^-p пучками с энергиями каждого пучка $E \sim (50 \pm 100)$ Гэв (что соответствует энергиям электрона в системе, где протон покоится, $E_{\lambda} \sim (5 \cdot 10^3 + 2 \cdot 10^4)$ Гэв), имея в виду возможность создания таких ускорительных систем, в которых наряду с e^+e^- встречными пучками будут осуществляться и e^-p встречные пучки [2,83].

Кроме того, мы сделаем несколько замечаний относительно экспериментов с электронами и мюонами на ускорителе протонов с энергией порядка нескольких тысяч Гэв.

При рассмотрении аналогично случаю e^+e^- столкновений ограничимся процессами, сечения которых превосходят 10^{-37} см².

1. Большой интерес представляет исследование в e^-p столкновении процесса глубоко-неупругого рассеяния электрона на протоне.

$$e^- + p \rightarrow e^- + \text{адроны} . \quad (83)$$

В первом приближении по α этот процесс описывается диаграммой рис.15.

Дифференциальное сечение процесса (83) может быть записано в виде (напр. [84, 85]),

$$d\sigma = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^2} \left\{ \left(1 - \frac{2\nu}{S} - \frac{Q^2 m^2}{S^2}\right) \left(\frac{W_2(\nu, Q^2)\nu}{m}\right) + 2(m W_1(\nu, Q^2)) \frac{\nu Q^2}{S^2} \right\} \frac{dQ^2 d\nu}{Q^2 \nu} , \quad (84)$$

где $W_1(\nu, Q^2)$, $W_2(\nu, Q^2)$ - инвариантные структурные функции процесса (83), $-Q^2 = Q^2 = (k-k')^2$ - квадрат 4-импульса, передаваемого электроном, $\frac{\nu}{m} = \frac{(Pq)}{m}$ - потеря энергии электроном в системе покоя протона, m - масса протона, $S = 2(Pk)$ ($1 \leq 2\nu/Q^2$; $2\nu/S \leq 1$).

В e^-p встречных пучках при энергии каждого пучка $\sim (50 \div 100)$ Гэв могло бы быть проведено экспериментальное исследование процесса (83) в области значений Q^2 , до нескольких тысяч (Гэв)², что существенно (на 2-3 порядка) превышает значения Q^2 , до которых исследован процесс (83) в настоящее время [86, 87] ($S \leq 36 (\text{Гэв})^2$; $Q^2 \leq 12 (\text{Гэв})^2$).

Большой интерес здесь представляет исследование вопроса о том, выполняется ли масштабная инвариантность для глубоко-неупругого электропроизведения в интересующей нас области больших Q^2 , ν , т.е. имеет ли место соотношение вида [88]

$$\begin{aligned} m W_1(\nu, Q^2) &= F_1(\omega), \\ \frac{\nu W_2(\nu, Q^2)}{m} &= F_2(\omega). \end{aligned} \quad (85)$$

(при фиксированном $\omega = 2V/Q^2$)

Изучение этого вопроса в области больших Q^2 представляет особый интерес в связи с тем, что существуют различные теоретические модели [70, 89] согласно которым на основании аналогии с теорией фазовых переходов ожидается для $w_1(\nu, Q^2), w_2(\nu, Q^2)$ поведенье вида $\nu w_2(\nu, Q^2) = \tilde{F}_2(\omega)(Q^2)^\epsilon, w_1(\nu, Q^2) = \tilde{F}_1(\omega)(Q^2)^{\epsilon'}$ где ϵ, ϵ' — численно малые величины.

Очень важным является также экспериментальное изучение величины отношения σ_0/σ_T (σ_0, σ_T — сечения поглощения виртуальных продольных и поперечных фотонов) при больших Q^2 .

Если предположить, что масштабная инвариантность имеет место и принять, что выполняются установленные экспериментально [86, 87] соотношения $\frac{\nu w_2}{m} \sim 0.3 (\omega \geq 3), \sigma_0/\sigma_T \ll 1$, то выражение для дифференциального сечения процесса (83) может быть при $S \gg m^2$ переписано в виде

$$d\sigma = \frac{8 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2}{(Q^2)^2} \left(1 - \frac{2V}{S} + \frac{2V^2}{S^2}\right) \frac{dQ^2}{Q^2} \frac{dV}{V} \quad (86)$$

Тогда сечение процесса в интервале $dQ^2/Q^2 \sim 1/10$ при $Q^2 \sim 4 \cdot 10^3 (\text{Гэв})^2$ достигает величины $\sigma \sim 2 \cdot 10^{-37} \text{ см}^2$.

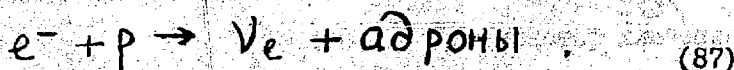
При больших Q^2, V существенный интерес представляет изучение множественности рождающихся адронов, как функции Q^2 и V

(что может оказаться критическим для проверки различных теоретических моделей), а также исследование поведения сечений процессов вида $e+p \rightarrow e+H+$ адроны с рождением фиксированного адрона H в зависимости от величины импульса этого адрона.

2. Изучение слабых взаимодействий в eP столкновениях при энергии каждого луча $E \approx 100 \text{ Гэв}$ возможно бы значительно продвинуться в решении одной из основных проблем физики элемен-

тарных частиц : играют ли слабые взаимодействия существенную роль в структуре и свойствах элементарных частиц, т.е. становятся ли они сильными при высоких энергиях или же слабые взаимодействия всегда остаются слабыми и их рост с энергией (имеющий место в обычной теории четырехфермионного слабого взаимодействия и наблюдаемый экспериментально на современных ускорителях), прекращается при больших энергиях.

Для исследования этого вопроса в e^-p столкновениях наиболее важным является измерение сечения процесса.



Этот процесс описывается диаграммой рис.16.

Если исходить из обычной формы четырехфермионного $V-A$ взаимодействия, то выражение для дифференциального сечения процесса (87) может быть аналогично случаю процесса неупругого $\bar{\nu}_e p$ рассеяния [90] записано через инвариантные функции w_i (с противоположным знаком при $w_3^{(-)}$).

$$\frac{d\sigma_e}{dx dy} = \frac{G^2 S^2}{8\pi m} y \left\{ (1-y) w_2^{(-)}(x, y) + \right. \\ \left. + \frac{2m^2}{S} xy w_1^{(-)}(x, y) - \left(1 - \frac{y}{2}\right) xy w_3^{(-)}(x, y) \right\}, \quad (88)$$

$$\text{где } x = \frac{q^2}{2y} \quad 0 \leq x \leq 1, \quad (89) \\ y = \frac{2y}{S} \quad 0 \leq y \leq 1.$$

$q^2 = -Q^2$ - квадрат 4-импульса переданного электроном,
 $\frac{y}{m} = \frac{(pq)}{m}$ - потеря энергии электроном в системе, где протон покоится, $S = (2pk)$.

Если при Q^2, ν в области до $\sim 10^4$ Гэв² функции $w_1^{(+)}, w_2^{(+)}, w_3^{(-)}$ удовлетворяют соотношениям масштабной инвариантности [88]

$$\begin{aligned} m w_1^{(-)} &= F_1^{(-)}(x), \\ \frac{\nu W_2^{(-)}}{m} &= F_2^{(-)}(x), \\ \frac{\nu W_3^{(-)}}{m} &= F_3^{(-)}(x), \end{aligned} \quad (90)$$

в пользу которой говорят имеющиеся экспериментальные данные по неупругому ν рассеянию [91-92], то в этом случае выражение для полного сечения процесса (87) может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \sigma_e(E) &= 1.5 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2 (E(\text{Гэв}))^2 \int_0^1 dx \left\{ F_2^{(-)}(x) + \right. \\ &\left. + \frac{2}{3} x F_1^{(-)}(x) - \frac{2}{3} x F_3^{(-)}(x) \right\}. \end{aligned} \quad (91)$$

В этом случае линейный рост полного сечения σ_e с S , наблюдавшийся при $S \lesssim 26$ (Гэв)² [91-92], продолжался бы (при $E \lesssim 100$ Гэв) вплоть до значений $S \approx 4 \cdot 10^4$ (Гэв)² (σ_e при этом достигало бы величины $\sim 10^{-34}$ см²). Такое поведение означало бы, что слабые взаимодействия становятся существенными при высоких энергиях, и следовательно, в последовательной теории элементарных частиц должны играть столь же важную роль, что и сильные взаимодействия.

Во всем предыдущем рассмотрении предполагалось, что имеет место четырехфермионное слабое взаимодействие.

Если бы, однако, существовал реальный промежуточный W бозон с массой M_W ($M_W^2 \ll S$), то линейный рост сечения с S сменялся бы на логарифмический

$$\sigma_e \approx 0.7 \cdot 10^{-38} \left(M_W (138) \right)^2 \ln \frac{s}{M_W^2} F_2^{(-)}(0) \quad (92)$$

Таким образом, измерение поведения полного сечения процесса (87) приобретает особый интерес.

Помимо измерений полного сечения процесса (87) весьма важным является измерение дифференциального сечения, которое может дать возможность выяснить пространственно-временную структуру слабого взаимодействия адронов, а также изучение реакций с рождением одного определенного адрона H , $e^- + p \rightarrow \nu_e + H + \text{адроны}$, и изучение множественности числа рожденных адронов и её зависимости от передаваемой адронам энергии и Q^2 .

Характерной чертой глубоконеупругого процесса (87) является то, что нейтрино может унести существенную долю энергии и импульса и поэтому для идентификации этого процесса необходимо определять импульс (или энергию) родившейся системы, что позволит отделиться от фоновых неупругих электромагнитных процессов.

3. В e^-p столкновениях в интересующем нас интервале энергий может быть проведено изучение поведения полного сечения фотопоглощения $\sigma_p(W^2)$ W^2 - квадрат инвариантной массы рожденной системы адронов) при $W^2 \sim$ нескольких тысяч $(\text{Гэв})^2$, а также исследование различных каналов фоторождения и в первую очередь процесса $\gamma + p \rightarrow p p$ путем экстраполяции экспериментальных данных по электророждению с величинами Q^2 к $Q^2 = 0$.

Так, изучение полного сечения фотопоглощения позволило бы выяснить вопрос о том, является ли это сечение константой при высоких энергиях или же медленно (например, логарифмически) меняется.

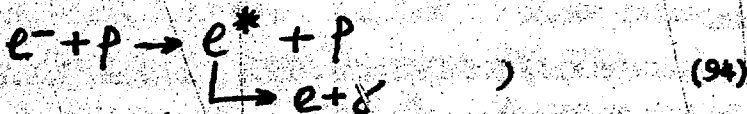
Если $\sigma_{\phi}(W^2)$ при высоких энергиях не зависит от W^2 , то полное сечение электропроизведения σ_t может быть записано (с логарифмической точностью) в виде (напр. [93]).

$$\sigma_t \approx \frac{2}{\pi} \sigma_{\phi} \ln\left(\frac{s}{m_e^2}\right) \cdot \ln \frac{s}{m^2} \quad (93)$$

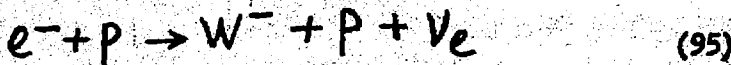
Отметим, что согласно современным экспериментальным данным [84-95] величина $\sigma_{\phi} \sim 100$ мб.

4. В e^+p столкновениях при энергии каждого пучка до 100 ГэВ может быть проведен поиск новых частиц: W -мезонов, возбужденных лептонов и т.д.

Так возбужденный лептон e^* мог бы рождаться в процессе [10]



W мезон мог бы рождаться в процессе



Выражение для полного сечения этого процесса может быть при $s \gg M_W^2$ оценено асимптотической формулой.

$$\sigma \sim 4 \cdot 10^{-39} \text{ см}^2 \cdot \ln^3\left(\frac{s}{M_W^2}\right) \quad (96)$$

Если же $M_W^2 \sim s$, то величина полного сечения мала ($\sigma \sim 10^{-40} \text{ см}^2$ при $s/M_W^2 \sim 4$).

Если W мезоны обладают сильным взаимодействием между собой, то при условии, что их масса M_W велика, в e^+p столкновениях могло бы наблюдаться множественное рождение W -мезонов.

В заключение отметим, что процессы, описанные в этом разделе а также ряд других процессов с участием электронов, мезонов и фотонов больших энергий, могли бы изучаться и на протонном ус-

коритеде с энергией порядка нескольких тысяч Гэв, который будет являться хорошим источником электронов, M -мезонов и γ -квантов.

Так, например, электромагнитная программа *NAL*, где предполагается иметь пучки e, M, γ с достаточно высокой интенсивностью [96], включает в себя изучение довольно широкой области электромагнитных взаимодействий [97].

При этом особый интерес представляют эксперименты на мюонном пучке, в которых можно было бы установить тождественность или (что ещё более важно) различие взаимодействия электронов и мюонов с нуклонами.

Благодарим А.И.Алиханяна, В.Е.Белзкима, Дж.Д.Бюркена, В.М.Буднева, А.Д.Долгова, В.И. Захарова, Ю.Ф.Орлова, А.М.Полякова, Н.Д.Тер-Исаакяна и И.Б.Хришновича за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Н.Байер, Вопросы физики элементарных частиц, Ереван 1962г.
стр.337 - 347 ; 355 - 366;
- В.Н.Байер , УФН, 78, 619, (1962).
2. А.И.Алиханян, Д.Ф.Орлов, Лекция на международной школе физики,
Ереван, 1971г.
3. Л.Д.Ландау , А.А.Абрикосов, И.М.Халатников, ДАН СССР 95, 497,
773, III7 (1954).
4. Л.Д.Ландау, И.Я.Померанчук, ДАН СССР, 102 (3), 489, (1955).
Л.Д.Ландау, Сборник "Нильс Бор и развитие физики" Москва 1958,
стр. 84-86.
5. В.Н.Байер, В.С.Фадин , В.А.Хозе , Ядерная физика 6 , 560,(1967).
С.М.Суханов, В.С.Фадин, В.А.Хозе ДАН СССР; 178, 822,(1968).
6. А.И.Ахмезер, В.Б. Берестецкий , Квантовая электродинамика,
"Наука" , (1969).
7. R. Wilson Доклад на 15 Международной конференции по физике
высоких энергий, Киев, (1970).
8. N.M. Kroll, Nuovo Cimento, 45A, 65 (1966)
9. S. Berman, report at 1971 International Symposium on Electron
and Photon Interactions at High Energies, Cornell 1971, ITHACA,
New York.
10. F.E.Low, Phys. Rev. Lett. 14, 238 (1965)
11. A.M.Litke, Thesis, Harvard University, Cambridge, Mass. 1970
12. S.D.Drell, Annals of Physics 4, 75(1958)
13. T.D.Lee, G.C.Wick, Nucl.Physics 89, 209 (1969).
14. В.Р.Горшков, Материалы 6 зимней школы по теории ядра и фи-
зике высоких энергий, часть II, стр.182-236, Ленинград 1971г.
15. В.Н.Байер, С.А.Хейфец, ЖЭТФ 40 , 613, 715, (1961).
16. Б.В.Гешкенбейн, М.В.Терентьев ЯФ 8 , 119, (1968).

17. В.Е. Балакин, кандидатская диссертация, Новосибирск, 1971 г.
18. Б.В. Гешкенбейн, М.В. Терентьев ЯФ 8, 550, 1968.
19. G.A. Altarelli, E. Bussella Nuovo Cimento 34, 1337, 1964
20. В.Н. Байер, В.С. Фадин, В.А. Хезе, ЭТФ, 51, 1135, 1966.
21. В.Н. Байер, В.М. Галицкий, ЭТФ, 49, 661, 1965, Письма в ЭТФ 2, 259, 1965.
22. L.D. Landau, E.M. Lifshits Sov. Phys. 6, 244, 1934
23. В.Н. Байер, В.С. Фадин, ЭТФ 61, 476, 1971, Письма в ЭТФ 13, 293, 1971.
24. Э.А. Куратов, Л.Н. Дипатов, Письма ЭТФ, 15, 229(1972)
25. Л.Н. Дипатов, Г.В. Фролов, Письма в ЭТФ, 10, 399, 1969.
26. В.Г. Сербо, Письма в ЭТФ, 12, 50, 1970.
27. I. Schwinger Ann. Physik 2, 407, 1957
28. A. Salam, I.C. Ward Nuovo Cimento II, 568, 1959
29. Я.Б. Зельдович, ЭТФ 37, 1817, 1959
30. I. Schechter, Y. Ueda, Phys. Rev. D2, 736, 1970
31. T.D. Lee Phys. Rev. Lett. 26, 801, 1971
32. N. Cabibbo, R. Gatto, Phys. Rev. 124, 1577, 1961
33. Э.А. Чобан, ЯФ, 7, 375, 1968, ЯФ 13, 624, 1971
34. С.М. Дарбинян, Д.Г. Шахназарян, ЯФ, 3, 1079, 1966
35. F.A. Berends, G.V. West, Phys. Rev. D1, 122, 1970
36. А.М. Алтухов, И.Б. Хрипкович, 12, 13, 633, 1971,
А.М. Алтухов, ЯФ 13, 637, 1971.
37. А.Д. Долгов, В.В. Соловьев, ЯФ 1, 860, 1965.
38. Y. Tanikawa Phys. Rev. 108, 1615, 1957
39. W. Kummer, G. Segre Nucl. Phys. 64, 585, 1965
40. M. Christ Phys. Rev. 176, 2086, 1968
41. M. Gell-Mann, M.L. Goldberger, H.M. Kroll, F.E. Low Phys. Rev. 179, 1518, 1969

42. В.Б. Берестецкий, И.Я. Померанчук, *ЖЭТФ*, 29, 864, 1955.
43. P.A.M. Dirac, Proc. Roy. Soc. Lon. Ser. A 133, 601, 1931, Phys. Rev. 74, 817, 1948
44. I. Schwinger, Science, 165, 757, 1969 перевод УФН, 103, 355, 1971
45. Е.Н. Байер, И.Б. Хриплович, *ЖЭТФ* 39, 1374, 1960
46. Б.Л. Иоффе, Л.Б. Окунь, А.П. Рудик, *ЖЭТФ*, 47, 1905, 1964
47. И.Г. Джафаров, А.Н. Сафронов, *ЯФ*, 5, 384, 1967
48. T. Kinoshita, I. Festiau, P. Roy, H. Terazawa, Phys. Rev. D2, 910, 1970
49. А.Д. Долгов, В.И. Захаров, Л.Б. Окунь *ЯФ* 14, 1044, 1971;
ЯФ 14, 1247, 1971; Phys. Lett. 36B, 1971; Nucl. Phys. B33, 1971
50. А.Д. Долгов, *ЯФ* 1, 89, 1965
51. А.Д. Долгов, В.И. Захаров, Л.Б. Окунь, Лекция на Международной школе физики, Бреван, 1971
52. N.M. Kroll, T.D. Lee, B. Zumina Phys. Rev. 152, 1377, 1967
53. T.D. Lee, S. Weinberg, B. Zumino, Phys. Rev. Lett. 18, 1029, 1967
54. I.D. Bjorken, Phys. Rev. 148, 1467, 1966
55. В.Н. Грибов, Б.Л. Иоффе, И.Я. Померанчук, *ЯФ* 6, 587, 1967
56. Б.Л. Иоффе, В.А. Хозе, *ЯФ* 13, 381, 1971
57. J. Doohar, Phys. Rev. Lett. 19, 600, 1967
58. M.B. Halpern, G. Segre, Phys. Rev. Lett. 19, 611, 1967
59. R. Gatto, Rivista del Nuovo Cim. 1, 514, 1969
60. D. Amati, S. Fubini, A. Stanghellini, M. Tonin Nuovo Cimento 22, 569, 1961,
D. Amati, A. Stanghellini, S. Fubini, Nuovo Cimento 26, 896, 1962

61. В.Н.Грибов, ЯФ, 9, 640, 1969
62. R.P.Feynmann, Phys. Rev. Lett. 23, 1415, 1969
63. E.Fermi Progr. Theor. Phys. 2, 570, 1950
Phys. Rev. 81, 683, 1951
64. И.Я.Померанчук, ДАН СССР, 78, 889, 1951
65. Е.Л.Фейнберг, ЯФ, 13, 659, 1971
66. Л.Д.Ландау, Изв.АН СССР, серия физ., 17, 51, 1953,
С.З.Бехенский, Л.Д.Ландау, УФН, 56, 309, 1955
67. L.W.Jones et al. Phys. Rev. Lett. 25, 1679, 1970
68. F.Balli, Lowell S.Brown, R.D.Pescei, A.Pignotti, Phys. Rev. Lett., 25, 557, 1970
69. J.D.Bjorken, S.J.Brodsky, Phys. Rev. D1, 1416, 1970
70. А.М.Поляков, ЖЭТФ 59, 542, 1970.
А.М.Поляков, Лекция на Международной школе физики, Ереван, 1971
71. J.D.Bjorken ,Лекции на Международной школе физики, Ереван, 1971
72. S.D.Drell, D.J.Levy, T.M.Yan , Phys. Rev. D1, 1617, 1970
73. В.Н.Грибов, А.Н.Дипатов, Лекция на Международной школе физики, Ереван, 1971.
74. A.Pais, S.V.Treiman, Phys. Rev. Lett. 25, 975, 1970
75. W.A.Romero, A.Jaccarini, P.Kessler and J.Parisi, Phys.Rev.D3, 1569, 1971.
76. В.Е.Балакии, В.М.Буднев, И.Ф.Гинзбург, Письма в ЖЭТФ. II, 559, 1970.
В.М.Буднев, кандидатская диссертация, Новосибирск, 1971
В.М.Буднев, И.Ф.Гинзбург, ЯФ 13, 353, 1971
77. S.Brodsky, T.Kinoshita, H.Terazawa, Phys. Rev. Lett. 25, 972, 1970; Preprint CLMS- 152, 1971.

78. V.N.Baier, V.S. Padin, Nuovo Cim.Lett. I, 48I, 1971
79. В.М.Буднев, И.Ф.Гинзбург, Phys. Letters 37-B; 320 (1971)
80. К.А.Испирян, С.Г.Матинян, Письма в ЖЭТФ 7, 232, 1968
81. S.J.Brodsky, T.Kinoshita, H.Terazawa, Phys. Rev.Lett. 27, 280, 1971
82. T.F.Walsh, Phys. Lett. 36 B, 121, 1971
83. А.Сесслер Лекция на Международной школе физики, Ереван 1971
84. S.D.Drell, J.D.Walecka, Ann.Phys. 28, 18, 1964
85. J.D.Bjorken, Intern.School of Physics "Enrico Fermi", Course 4I, Varenna, 1967
86. E.D.Bloom et al SLAC-PUB-796, 1970 and Proc. of the XY Int. Conf. on High Energy Physics, Kiev, 1970
87. Э.Дресс Bonn Univ. PIB I-132, 1971
88. J.D.Bjorken, Phys. Rev. 179, 1547, 1969
89. К.Уилсон Доклад на Международном семинаре "Функциональные методы в квантовой теории поля и статистике" Москва, 1971
90. S.Adler, Phys. Rev. 143, 1144, 1966
91. I.Budagov et al Phys. Lett. 30B, 364, 1969
92. G.Myatt, D.M.Perkins Phys. Lett. 34B, 502, 1971
93. T.Das Phys. Rev. D2, 1136, 1971
94. D.O.Caldwell et al. University of California, Santa Barbara Preprint 1969
95. Z.G.Guiragossian SLAC-PUB-694, 1969
96. NAL Summer Study, 1969, v.I
97. NAL Summer Study, 1970, SS-I66

Рукопись поступила 12 апреля 1972 года.

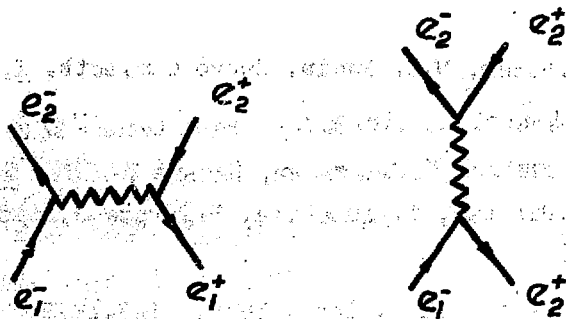


Рис. 1

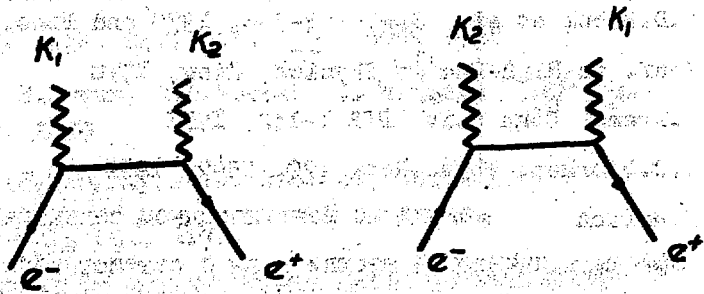


Рис. 2

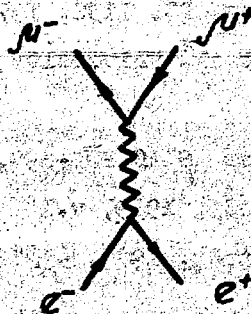
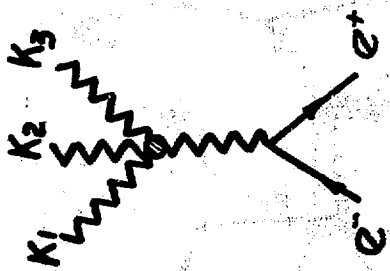
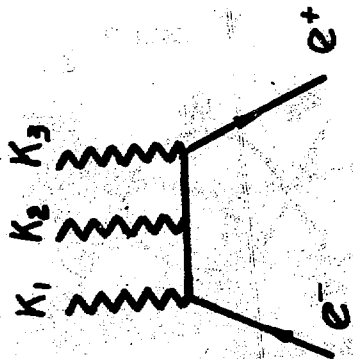


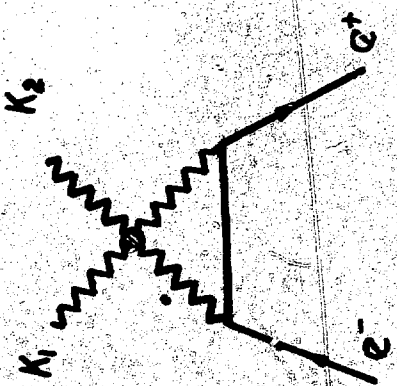
Рис. 3



Puc. 6



Puc. 5



Puc. 4

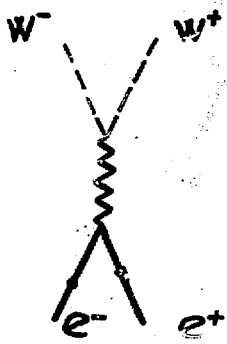


Рис. 9

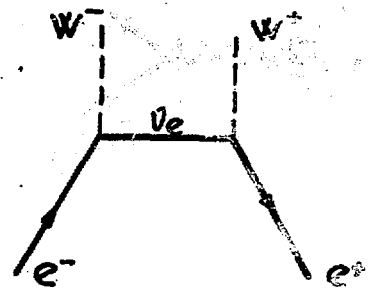


Рис. 10

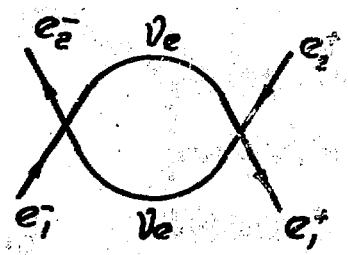
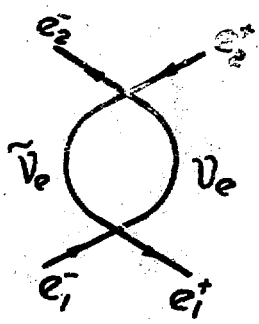


Рис. 11

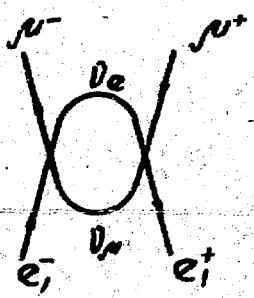


Рис. 12

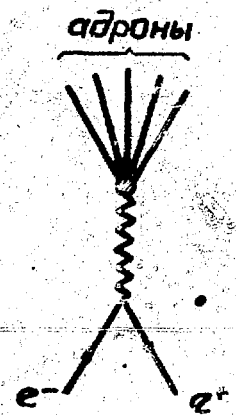


Рис. 13

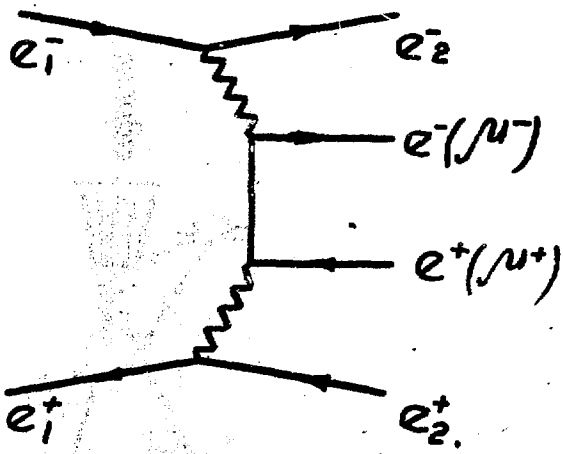


Рис. 7

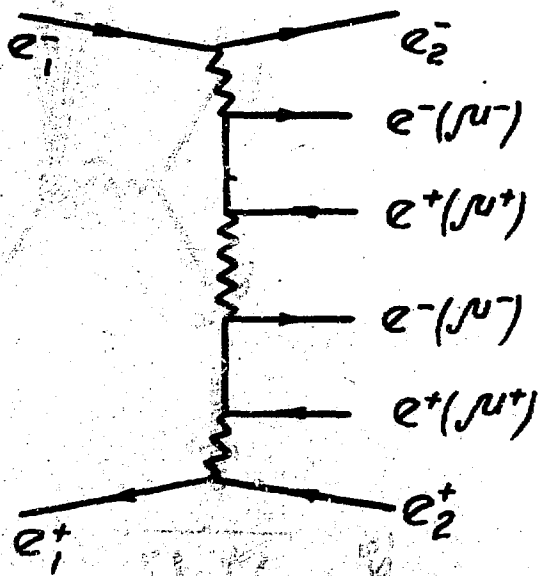


Рис. 8

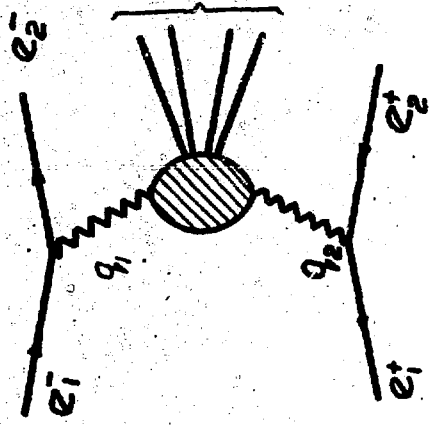


Рис. 14

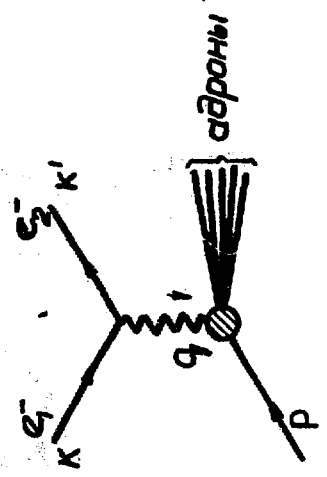


Рис. 15

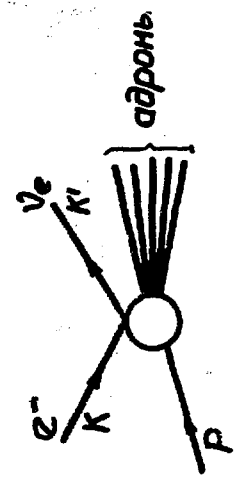


Рис. 16

Заказ 1206 Т-04558 Тираж 300

Подписано к печати 16/У-72г. 3,5 уч.лад.л. Цена 24 к.

Ереванский физический институт, Ереван 36, пер. Маршаряна 2