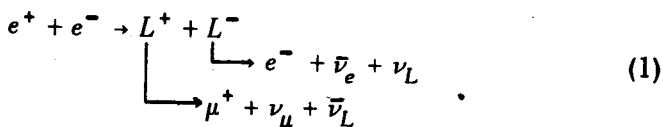


РОЖДЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЛЕПТОНОВ НА ВСТРЕЧНЫХ e^+e^- -ПУЧКАХ С ПОСЛЕДУЮЩИМ РАСПАДОМ $L \rightarrow \mu(e) + \nu + \nu_L$.

А.В.Берков, Е.Д.Жижин, Ю.П.Никитин

Показано, что особенности энергетического спектра мюонов или электронов от лептонных распадов тяжелых лептонов, родившихся в процессе $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$, позволяют отличить этот процесс от других и определить по положению максимума спектра массу тяжелого лептона.

Обнаружение в опытах на встречных e^+e^- -пучках μ^+e^- -пар [1] привлекло внимание к проблеме существования тяжелого лептона L^\pm , так как одним из простейших механизмов возникновения μe -пар на том уровне вероятности, который наблюдается, является процесс



Существование подобных процессов объясняет эксперимент, если масса $L^\pm M = 1,7 + 2,3 \text{ Гэв}$ при относительной доле распадов тяжелых лептонов по лептонным модам $\beta \sim 0,1 + 0,25$ [2].

В литературе обсуждалось множество различных теоретических моделей слабого взаимодействия, а также единых моделей слабого, электромагнитного и сильного взаимодействий, в которых вводятся тяжелые лептоны. Ясно а priori, что существование этих частиц должно быть экспериментально доказано всеми возможными способами в широком интервале предполагаемых масс L^\pm (от 1 до $10 + 15 \text{ Гэв}$).

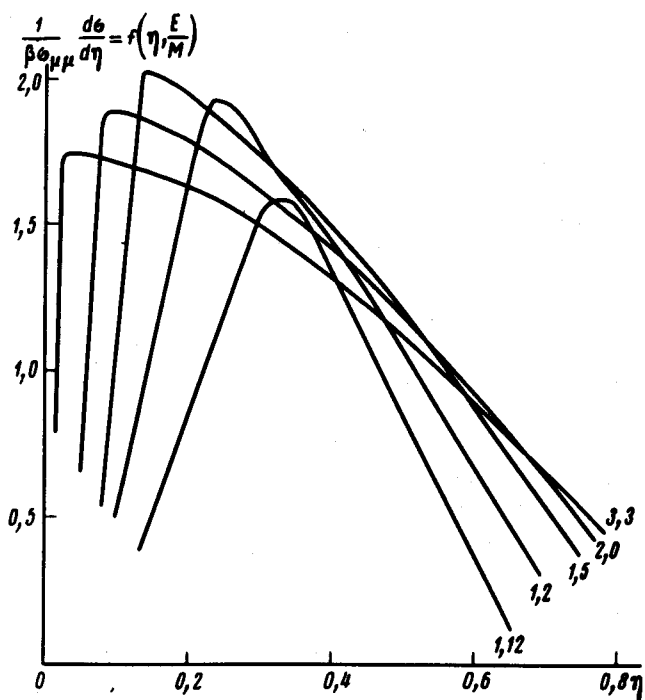
Изучение реакции (1) может дать относительно простой кинематический способ доказательства существования L^\pm по измерению энергетических спектров лептонов от распада L^\pm .

Вычисление дифференциального сечения $d\sigma/d\omega$ процесса (1), где ω — энергия одного из лептонов от распада L^+ (или L^-), может быть проведено до конца в аналитической форме. Нами рассмотрены два случая: 1) L^\pm являются "обычными" тяжелыми лептонами, т. е. частицами, аналогичными μ^\pm, e^\pm , так что структура слабого тока, ответственного за лептонный распад L^\pm , аналогична лептонной части обычного $V-A$ тока; 2) модель Джорджи — Глешоу, в которой частицами считаются (μ^-, e^-, L^+) , с соответствующим изменением структуры слабого тока.

Если пренебречь массой μ конечного лептона, то величина $\frac{1}{\beta \sigma_{\mu\mu}} \frac{d\sigma}{d\eta}$,

где β — относительная доля распадов по каналу $L \rightarrow \mu(e)\nu\nu_L$, $\sigma_{\mu\mu} = \pi\alpha^2/3E^2$ — полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, зависит только от $\eta = \omega/E$ и отношения E/M (E — энергия электронов в начальном пуч-

ке, M — масса тяжелого лептона). На графике рисунка представлена эта величина как функция η при разных значениях отношения E/M , для "обычных" тяжелых лептонов.



Отметим, что разница между расчетами по модели "обычных" тяжелых лептонов и модели Джорджи — Глешоу заключается лишь в некотором росте ($\sim 20\%$) амплитуды максимумов спектра $d\sigma/d\eta$ при сохранении местоположения максимума по η и более резком убывании спектра после максимума. Полные сечения при этом в обоих случаях одинаковы.

По чисто кинематическим причинам, связанным с трехчастичным характером распада L^\pm , формулы для величины $1/\beta_{\sigma\mu\mu} d\sigma/d\eta$ различны в областях $\eta < \eta_0$ и $\eta > \eta_0$, где

$$\eta_0 = \frac{1}{2} \left[\frac{(M/E)^2}{1 + \sqrt{1 - (M/E)^2}} + \left(\frac{\mu}{M}\right)^2 \left(1 + \sqrt{1 - (M/E)^2}\right) \right]. \quad (2)$$

Непосредственные расчеты показывают, что при $\eta < \eta_0$ энергетический спектр — растущий, а при $\eta > \eta_0$ — падающий. Таким образом, положение максимума в спектре для разных E и M близко к значению η_0 .

Это общее свойство спектров сохраняется при значениях E и M , удовлетворяющих неравенству: $E/M \lesssim M/4\mu$. Учет массы конечного лептона дает малые поправки к форме спектра $\sim (\mu/M)^2$ и $(\mu/E)^2$. Итак, проведенные расчеты показывают, что при образовании пары L^+L^- в процессе (1) должен наблюдаться некоторый качественный эффект, по существу, кинематического происхождения, который позволяет, в прин-

ципе, по форме спектров лептонов от распадов L^+ и L^- идентифицировать реакцию (1) и по положению максимумов энергетических спектров лептонов μ^\pm , e^\pm (или $\mu^+\mu^-$, e^+e^-) определить массу тяжелого лептона.

Отметим также, что лептонные распады L^\pm типа (1), идущие через нейтральный ток смешанного V и A типа, не изменят сколь либо существенно положение максимума спектра по η . Полулептонные моды распада $L^\pm \rightarrow \nu_L (\bar{\nu}_L) +$ адроны, идущие через взаимодействие заряженных токов, не дают вообще вклада в спектр μ или e . Распады $L^\pm \rightarrow \mu^\pm(e^\pm) +$ адроны, идущие за счет нейтральных V, A токов, как нетрудно видеть в рамках кварковой партонной модели [3], также слабо влияют на форму спектра по η и на положение максимума, поскольку минимально возможная эффективная масса пары кварк-антикварк мала по сравнению с массой L^\pm ($m_{q\bar{q}} \sim m_\pi$). Однако, этот вопрос требует дополнительного тщательного изучения конкретных мод полулептонных распадов L^\pm и их относительных вероятностей.

Если в природе по каким-то глубоким причинам могут существовать только диагональные нейтральные лептонные токи типа $(\bar{\nu}\nu)$, $(\bar{e}e)$, $(\bar{\mu}\mu)$, $(\bar{L}L)$, то лептонные и полулептонные распады L^\pm будут вообще запрещены, и единственными модами распада L^\pm с образованием μ или e будут процессы (1).

Недавно появились работы [4, 5], в которых обсуждались угловые корреляции конечных лептонов в процессе (1), а в работе [5] вычислены также и энергетические спектры одиночных лептонов. Расчеты проведены лишь для значения энергии $E = 2,4 \text{ Гэв}$ в связи с опытами [1] по обнаружению μe -пар. Авторы приходят к заключению, что существующая статистика не позволяет однозначно интерпретировать результаты этих опытов. Однако, отмеченные нами выше особенности поведения энергетических спектров лептонов при разных значениях E, M в работе [5] не были замечены, хотя этот эффект представляется нам заслуживающим внимания экспериментаторов, проводящих поиск тяжелых лептонов на встречных e^+e^- -пучках.

Авторы благодарны Я.А.Азимову, Л.Л.Франкфурту и В.А.Хозе за полезные обсуждения затронутого вопроса.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
24 февраля 1976 г.

Литература

- [1] M.L.Perl et al. SLAC Rep. No.SLAC-PUB-1626, 1975; LBL-Report No. LBL-4228, 1975.
- [2] L.L.Frankfurt, V.A.Khoze. Препринт ЛИЯФ №207, 1975.
- [3] J.D.Bjorken, C.H.Llewellyn Smith. Phys. Rev., D7, 887, 1973.
- [4] K.Fujikawa, N.Kawamoto. Phys. Rev. Lett., 35, 1560, 1975.
- [5] So-Young Pi, A.I.Sanda. Phys. Rev. Lett., 36, 1, 1976.