1960 г. Февраль *Т. LXX, вып. 2*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

О МНОЖЕСТВЕННОЙ ГЕНЕРАЦИИ ПРИ СОУДАРЕНИИ ЧАСТИЦ СВЕРХВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ *)

Е. Л. Фейнберг

1. ВВЕДЕНИЕ

Теории множественного рождения частиц при сверхвысоких энергиях представляют большой интерес в значительной мере потому, что в процессе их проверки на эксперименте подвергаются испытанию также и наши фундаментальные пространственно-временны́е и операторно-полевые представления «в малом», т. е. на интервалах, существенно меньших чем $\frac{1}{\mu}$, где μ —масса мезона**), на расстояниях, меньших 10^{-13} *см*, и для временных промежутков, меньших $\sim 10^{-23}$ *см*.

Подлинной и полной теории здесь, разумеется, не существует. Можно говорить лишь о попытках, использующих в том или ином отношении «феноменологические» постулаты. С отмеченной выше точки зрения эти попытки, или теории, можно разделить на две группы.

С одной стороны, к числу теорий иногда относят построения, которые обходят упомянутые острые и фундаментальные проблемы. Они приспосабливаются к истолкованию имеющихся экспериментов; при их формулировке стараются ограничиться лишь пространственными масштабами порядка $\frac{1}{\mu}$ и больше, а также самыми общими законами сохранения для системы в целом и для ее частей, уже разошедшихся на расстояния, превышающие $\frac{1}{\mu}$. Основной аргумент в пользу этих теорий состоит в том, что речь идет о соударениях с так называемым геометрическим сечением, $\sigma \sim \frac{1}{\mu^2}$, т. е. о параметрах удара порядка $\frac{1}{\mu}$, и потому, мол, «залезать глубже» и не надо. Однако это оказывается в значительной мере иллюзорным.

Часто такие теории сводятся просто к схемам и кинематическим моделям, назначение которых состоит в удобном описании определенных сторон явления. Они, несомненно, очень полезны, поскольку оказавшаяся удачной схема такого рода формулирует известные требования к будущей теории. Сюда можно отнести модель шаровой молнии, а также наиболее развитые теории этого класса, каковыми являются так называемые «теории стряхивания». Согласно этим теориям сталкивающиеся нуклоны получают неадиабатический толчок (быть может, тем более значительный, чем меньше параметр удара) и вследствие этого сбрасывают часть своей

*) Переработанный текст докладов на Московской конференции по космическим лучам и Киевской конференции по физике высоких энергий (июль 1959 г.).

**) Мы повсюду считаем $\hbar = c = 1$.

мезонной оболочки (теория Льюиса, Оппенгеймера и Вутюйзена —Л.О.В., теория Ху Нина и их модификации). Однако вопрос о механизме сбрасывания оболочки, или, проще говоря, вопрос о распаде возбудившейся при соударении системы, либо остается вообще не рассмотренным, либо (в более старых теориях) решается неудовлетворительным образом, например, с помощью теории возмущений. Здесь, кроме того, полностью игнорируют взаимодействие родившихся частиц между собой—обстоятельство, как мы увидим, весьма важное. Эти теории существуют с 1949 г. Последние годы возродили к ним интерес, с одной стороны, в связи с экспериментальными указаниями на существование «двугорбых» звезд; с другой—потому, что укрепилось убеждение в применимости мезонной теории с ее представлением об одномезонном обмене между нуклонами, для больших параметров удара. Они явным образом адресованы к периферическим соударениям частиц, когда параметр удара имеет порядок $\frac{1}{\mu}$, хотя некоторые авторы считают возможным применять их для любых параметров удара.

Теории другого класса—гидродинамические (Гейзенберг—Ландау), строго говоря, относятся к лобовым соударениям частиц. Сущностью этих теорий является представление о том, что в момент соударения сталкивающихся частиц практически вся их энергия выделяется в малом объеме, где образуется участок сильно нагретого вакуума с большим числом взаимодействующих и взаимно превращающихся частиц. Важнейшее значение имеет процесс расширения и охлаждения этого сгустка вещества. Гидродинамические теории исходят из вполне определенных гипотез или постулатов:

1) *наши пространственно-временные представления справедливы для любых сколь угодно малых масштабов;*

2) *рождение большого числа частиц означает, что возбуждается много степеней свободы, и потому система является квазиклассической;*

3) *взаимодействие является столь сильным, что соударение частиц сопровождается передачей всего или почти всего импульса.*

Все дальнейшее построение в наиболее совершенной форме теории является строго последовательным, но может приводить к разным результатам в зависимости от выбора того или иного дополнительного постулата, например, уравнения состояния сильно возбужденного вакуума. За последние годы здесь достигнут значительный прогресс как в формальном развитии теорий, так и в уяснении и квантовополевом обосновании исходных положений. Все же их достоверность ни в какой мере не может считаться установленной, несмотря на согласие многих выводов с экспериментом. В значительной мере эта неопределенность объясняется недостаточностью экспериментальных данных.

Заметим, что распространенная ошибка при экспериментальной оценке правильности теорий состоит в том, что они без разбора применяются к *любым* соударениям нуклонов и ядер. Между тем применять гидродинамическую теорию к периферическим соударениям допустимо только после некоторой переработки, после чего возникает особая ветвь теории. Дело в том, что эта теория прежде всего говорит о распаде, разлете возбужденной системы, но не о процессе ее образования. Предполагается что наилучшие условия для возникновения сгустка ядерной материи при высокой температуре существуют при лобовых соударениях, например при соударении частицы с колонкой ядерного вещества, вырезаемой этой частицей при достаточно центральном соударении с ядром. Что же касается например, периферического соударения двух нуклонов, то нужно сначала рассчитать—на основе какой-либо дополнительной теории или схемы—характер возбуждения, начальные параметры (энергию, импульс) возникших сгустков (это можно, например, сделать, исходя из картины обмена одним мезоном), а затем уже к распаду системы применять гидродинамическую теорию.

Сейчас существуют прекрасные систематические обзоры всех теорий, причем недавний обзор Коба и Такаги [1] доведен до 1958 г. Поэтому здесь не будут детально излагаться все теоретические работы. Мы ограничимся разбором некоторых основных, принципиальных вопросов и самых последних работ, появившихся после обзора Коба и Такаги.

2. ОСНОВАНИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ЛОБОВЫХ СОУДАРЕНИЙ

Рассмотрим прежде всего гидродинамическую теорию лобового соударения, например, соударения двух нуклонов весьма высокой энергии, когда энергия налетающего нуклона в лабораторной системе, E_L, превышает, скажем, 10^{12} *эв*.

Первый из лежащих в основе теории постулатов (справедливость пространственно-временны́х представлений в малом) —просто смелая гипотеза, которая и подлежит проверке. Конечно, остается еще выяснить до сколь малых расстояний необходимо в действительности распространять эти представления, чтобы получить те или иные выводы теории, находящие подтверждение в эксперименте. Лоренцовски сжатый нуклон, который в покое имеет радиус порядка $\frac{1}{\mu}$, в системе центра инерции, где его энергия равна

$$E_C \sim \sqrt{\frac{1}{2} M E_L} \tag{1}$$

(M—масса нуклона), имеет форму очень тонкого диска, толщиною

$$\Delta \sim \frac{1}{\mu}\frac{M}{E_C} \sim \frac{1}{\mu}\sqrt{\frac{M}{E_L}}. \tag{2}$$

При $E_L \sim 10^{12} \div 10^{13}$ *эв* (хорошо изучаемая на звездах область) это соответствует размерам порядка $10^{-2}\,\frac{1}{\mu} \sim 10^{15}$ *см*, а для соударений, порождающих широкие атмосферные ливни, —еще на один-два порядка меньшим. Однако далеко не все выводы теории чувствительны к условиям в начальной стадии расширения сгустка возбужденного вакуума.

Второе предположение — квазиклассичность системы. Ее можно попытаться оценить из изменения действия в процессе соударения [26]. Если сталкивающиеся сжатые нуклоны обмениваются долей $\varkappa$ их энергии E_C, то при времени соударения Δ (скорость почти равна $c = 1$) изменение δS действия S равно

$$\delta S \sim \varkappa E_C \cdot \Delta \sim \frac{M}{\mu}\varkappa \sim 7\varkappa. \tag{3}$$

Систему можно считать квазиклассической, если $\delta S \gg 1$. Следовательно, во всяком случае должно быть $\varkappa \sim 1$, если мы хотим считать систему квазиклассической на всех стадиях. Таким образом, необходимо принять, что при соударении имеет место очень сильное взаимодействие, обеспечивающее мгновенную передачу всей энергии. Поэтому третий постулат просто эквивалентен второму и формулировать его особо нет необходимости. Но даже и в этом случае запас классичности невелик.

Можно выдвинуть требование, чтобы квазиклассичность имела место не только для всей системы в целом, но и для каждого из элементов системы. Как отмечено было Блохинцевым [2], такое требование в начальной стадии выполняется плохо. Выход можно видеть в том, чтобы начать гидродинамическое рассмотрение с более позднего момента, когда система уже расширяется в некоторое число раз, и этот начальный объем рассматривать как параметр (Ландау). Он входит в формулы под логарифмом и поэтому его точное значение несущественно.

Интересно отметить[26], что при соударении двух π-мезонов условие квазиклассичности не выполняется даже для всей системы в целом. Здесь вместо формул (2) и (3) мы имеем

$$\Delta_\pi \sim \frac{1}{\mu}\cdot\frac{\mu}{E_C}, \qquad (2a)$$

$$\delta S_{\pi\pi} \sim E_C\cdot\frac{1}{\mu}\cdot\frac{\mu}{E_C} = 1. \qquad (3a)$$

Поэтому не исключено, что этот процесс будет протекать несколько иначе. Однако, выбрав в качестве начальной более позднюю стадию, мы можем избавиться от сомнений и в этом пункте. Но именно при таком подходе необходимо выдвигать как особый—третий—постулат требование полной передачи энергии за весьма малое время взаимодействия. Поэтому мы, перечисляя основные допущения, включили его как отдельное утверждение, хотя может быть оно уже фактически подразумевается во втором постулате.

Перечисленные постулаты естественно приводят к теории, имеющей гидродинамическую форму и использующей гидродинамическую терминологию. Такой неожиданный вывод часто отпугивает физиков своей парадоксальностью: гидродинамика «внутри нуклона»! Надо однако подчеркнуть, что если принять упомянутые основные положения, то этот вывод логически неизбежен.

Как показано в ряде работ, в основном японских теоретиков (Эзава, Томозава и Умезава[3], Исо и Намики[4], Ито и Танака[5]), квантовая теория поля может быть естественно выражена в гидродинамических терминах, если исходить из тех же предположений—квазиклассичности и неограниченной справедливости операторнополевых и пространственно-временных представлений. Правда, это квантово-полевое обоснование, которое должно было бы привести и к определенному уравнению состояния нагретого вакуума, и к явному выражению для других его гидродинамических (вязкость) и термодинамических характеристик, не дает еще этих результатов. Причина в том, что здесь сказываются обычные трудности квантовой теории сильно взаимодействующих частиц. Кое-что, однако, удается найти.

Дело в том, что для системы взаимодействующих полей можно написать тензорный оператор энергии и импульса $\hat{T}_{ik}$, $i, k = 1, \ldots, 4$, причем он выражается через операторные волновые функции взаимодействующих полей. Будем считать для простоты, что у нас есть только нуклоны (функции $\hat{\psi}$) и π-мезоны ($\hat{\varphi}$). Все физические величины, характеризующие систему, выражаются через средние значения их операторов с помощью этих функций обычным образом. Если система достаточно велика и мы интересуемся какой-либо ее локальной характеристикой в пределах весьма малой области, то при температуре T мы должны производить также и термодинамическое усреднение. Такая малая часть системы описывается, как известно, уже не волновой функцией, а матрицей плотности для данной температуры $\hat{\varrho}_T$. Из оператора $\hat{T}_{ik}$ образуется обычным способом термодинамическое среднее, для чего берут шпур от произведния $\hat{\varrho}_T$ и $\hat{T}_{ik}$. Однако здесь, кроме того, принято вычитать значение этой же величины при $T=0$:

$$\langle \hat{T}_{ik} \rangle \equiv Sp\,(\hat{\varrho}_T \hat{T}_{ik}) - Sp\,(\hat{\varrho}_{T=0} \hat{T}_{ik}). \tag{4}$$

Действительно, нас будут интересовать только величины, возникающие из-за отличия T от нуля.

Как для всякого тензора энергии и импульса, так и здесь компонента T_{44} имеет смысл плотности энергии ε (с обратным знаком), а компоненты T_{ii} при $i=1,\ 2,\ 3$ равны давлению p. Таким образом, из квантовополевого описания вытекает гидродинамическое описание системы. Подобное описание, конечно, возможно всегда. Существо проблемы состоит, однако, в том, чтобы можно было удовлетвориться усредненными характеристиками гидродинамического типа, т. е. чтобы можно было пренебречь квантовыми флуктуациями. Но это, очевидно, возможно, если система квазиклассична, если плотность числа частиц повсюду достаточно велика. К этому и сводится роль второго постулата.

Зная выражение для $\hat{T}_{ik}$ через $\hat{\psi}$ и $\hat{\varphi}$, можно найти связь между ε и p. В самом деле, $\hat{\psi}$ и $\hat{\varphi}$ связаны определенным уравнением движения. Если его использовать, то можно найти, что

$$3p-\varepsilon = -M\,\langle \hat{\bar{\psi}}\hat{\psi} \rangle - \mu^2\,\langle \hat{\varphi}^+ \hat{\varphi}^- \rangle - F_{\mathrm{int}}, \tag{5}$$

где $\hat{\bar{\psi}}$, $\hat{\psi}$, $\hat{\varphi}^+$ и $\hat{\varphi}^-$ — определенные операторы рождения и уничтожения, а F_{int} — член, обусловленный взаимодействием мезонного и нуклонного полей. Таким образом, мы получили бы уравнение состояния — связь ε с p, — если бы могли вычислить правую часть выражения (5). Но это, вообще говоря, не удается сделать. Если мы пренебрежем взаимодействием, $F_{int} \to 0$, то можно утверждать, что при достаточно высокой температуре, когда ε и p тоже велики, остающимися членами в правой части можно также пренебречь и потому

$$\varepsilon = 3p. \tag{6}$$

Это уравнение состояния имеет место для электромагнитного поля в полости черного тела и вообще для релятивистского газа при слабом взаимодействии. Ландау в своей гидродинамической теории принял его с самого начала, как дополнительный постулат. Однако при произвольном виде взаимодействия его справедливость заранее не очевидна. В работах японских теоретиков было показано, что F_{int} в некоторых случаях исчезает даже при наличии сильного взаимодействия. Так оно обращается в нуль для таких взаимодействий, про которые известно, что они перенормируемы. В случае же неперенормируемого взаимодействия положение совсем неясно.

Не исключено, что в этом вопросе удастся продвинуться благодаря применению новых методов квантовой статистики [6,7]. Как отмечено в недавней работе Фрадкина[8], положение здесь более благоприятно, чем в обычных проблемах теории поля, потому что возникает новый большой параметр задачи — температура T. В частности, можно надеяться на определение температурных зависимостей физических величин. Во всяком случае, сейчас квантовополевой аспект проблемы сильно возбужденного вакуума, с которым приходится иметь дело в теории множественного рождения частиц при высоких энергиях, поднят на уровень общей проблематики теории поля и можно ожидать дальнейшего применения ее методов. К числу актуальных задач, помимо вывода уравнения состояния, здесь относятся: определение коэффициента a в законе, связывающем ε и T, $\varepsilon = aT^4$ определение вязкости и теплопроводности среды; определение корреляционных функций для тока и т. п. Нужно сказать, что операторные выражения для вязкости и корреляционных функций уже написаны (см., например, [4,9]). Однако вычислять их удается только в случае слабой связи, что, к сожалению, совершенно неадекватно задаче.

Вышесказанное относится к квантовополевому обоснованию гидродинамического описания системы и уравнения состояния. Может возникнуть вопрос об обосновании также и уравнений движения гидродинамики. Ответ здесь очевиден: как в гидродинамике, так и в теории поля уравнениям движения можно придать форму

$$\frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k}=0 \tag{7}$$

(в случае квантовой теории поля под T_{ik} понимается оператор $\hat{T}_{ik}$). Поскольку связь для T_{ik} и $\hat{T}_{ik}$ установлена, можно говорить, что уравнения гидродинамики—это просто усредненные квантовые уравнения поля.

Является ли, однако, такая гидродинамическая теория единственной? До недавнего времени здесь существовало странное противоречие.

Гейзенберг, еще в 1936 г. указавший на необходимость квазиклассического рассмотрения сгустка вакуума, возбужденного при столкновении и остановке быстрых частиц, в течение многих лет предлагал различные полукачественные подходы гидродинамического характера. Последняя—наиболее развитая и последовательная—форма его теории[10] сводится к рассмотрению расширения волнового пакета, первоначально сжатого в малой области, причем предполагается, что для этого—классического—поля справедливо волновое уравнение с лагранжианом взаимодействия определенного типа. Перебрав различные лагранжианы, Гейзенберг остановился на выражении для полного лагранжиана, которое в совсем другой проблеме было использовано Борном и Инфельдом:

$$L=l^{-4}\left(1-\sqrt{1+l^4\sum_{i=1}^{4}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x_i}\right)^2}\right). \tag{8}$$

Здесь l—константа размерности длины. Если поле φ сосредоточено в объеме меньшем, чем l, то его градиенты велики и выражение для L существенно нелинейно. Когда поле расплывется и станет $l^4\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x_i}\right)^2\ll 1$, то корень можно разложить в ряд и мы имеем

$$L\approx-\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{4}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x_i}\right)^2. \tag{9}$$

Это—лагранжиан свободного волнового поля (с нулевой массой покоя) и соответствующее поле можно представить как суперпозицию плоских волн, каждая из которых описывает одну из наблюдаемых в конце процесса частиц. Такое рассмотрение (при этом начальный объем считался бесконечно тонким) привело Гейзенберга к выводу, что полное число рождающихся частиц равно

$$N_H\sim\frac{E_C}{M}\sim\left(\frac{E_L}{M}\right)^{1/2}. \tag{10}$$

Спектр же их энергий в системе центра инерции имеет вид

$$dN_H\sim\frac{d\omega}{\omega^2}, \tag{11}$$

где ω—энергия одной родившейся частицы.

Такая множественность N_H является очень большой. Она означает почти полную диссипацию энергии, почти полное ее преобразвание в энергию покоя частиц. Действительно, в предельном случае, если бы все мезоны рождались в покое, мы должны были бы иметь

$$N_{\max} = \frac{2E_C}{\mu}. \quad (12)$$

Правда, у Гейзенберга при более аккуратном рассмотрении появляются дополнительные множители несколько изменяющие результат, $\sim \frac{1}{\ln \frac{E_C}{M}} \cdot \frac{E_C}{M}$. Однако разница невелика и, по-видимому, этот вывод не согласуется с опытом.

С другой стороны, Ландау рассмотрел расширение сжатого нагретого объема по релятивистской гидродинамике с уравнением состояния (6) и получил гораздо меньшую множественность

$$N_{\text{Land}} \sim \left(\frac{E_C}{M}\right)^{1/2} \sim \left(\frac{E_L}{M}\right)^{1/4} \quad (13)$$

(по случайным причинам она совпадает с результатом статистической теории Ферми, в которой вообще не учитывалось взаимодействие рождающихся частиц между собой). Она, видимо, неплохо согласуется с экспериментом. Спектр частиц также получается иным (см. ниже).

Причина расхождения долго оставалась неясной (ср. [1]). Ее иногда приписывали тому, что Ландау пренебрегал вязкостью (что допустимо, поскольку число Рейнольдса оказывается здесь большим) и т. п.

Положение разъяснилось благодаря работе Милехина [11], который рассмотрел расширение конечного высоко нагретого объема параллельно двумя методами: с одной стороны, согласно уравнениям релятивистской гидродинамики «по Ландау», но с уравнением состояния более общего типа:

$$p = c^2\varepsilon, \qquad 0 < c^2 < 1, \quad (14)$$

причем c^2 не обязательно равно $\frac{1}{3}$ $\left(c^2\right.$ имеет смысл квадрата скорости звука в этой среде и вряд ли может превышать $\left.\frac{1}{3}\right)$; с другой стороны. «по Гейзенбергу», т. е. для волнового поля φ, первоначально сжатого в малом объеме, но подчиняющегося волновому уравнению с лагранжианом взаимодействия более общего, чем у Гейзенберга, типа:

$$L = L_0 + L_{int}, \qquad L_{int} = L_{int}\left(\sum_{i=1}^{4}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x_i}\right)^2\right). \quad (15)$$

Конкретные вычисления были доведены до конца для

$$L_{int} = \lambda\left\{\sum_{i=1}^{4}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x_i}\right)^2\right\}^{\nu}, \quad (16)$$

где λ — константа взаимодействия, ν — произвольное целое положительное число. При $\nu = 1$ уравнение практически не отличается от уравнения для свободного поля. При $\nu = 2, 3, \ldots$ имеем существенно нелинейное уравнение.

Оказывается, что оба рассмотрения приводят во всех деталях к тождественным результатам, если c^2 в уравнении состояния для гидродинамического рассмотрения поставить в определенную связь с показателем степени ν (характеризующим нелинейность взаимодействия) в квазиклассической полевой теории. Именно, нужно считать

$$c^2 = \frac{1}{2\nu - 1}. \quad (17)$$

В частности, теория Ландау, $c^2 = \frac{1}{3}$, соответствует полевой теории с $\nu = 2$. И действительно, еще Халатников [12], Коба [13] и Таниути [14] показали, что релятивистской гидродинамике, использованной Ландау, можно придать лагранжеву форму как раз с лагранжианом, содержащим член такого типа,

$$L_{int}^{(\text{Land})} \sim \left\{ \sum_{i=1}^{4} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right)^2 \right\}^2, \quad (18)$$

причем φ есть квазипотенциал скоростей. Результаты же полевой теории Гейзенберга можно получить в гидродинамической теории Ландау, если взять уравнение состояния вещества, отличное от использованного Ландау уравнения (6), именно, если считать $c^2 = 0$. В самом деле, если лагранжиан Борна—Инфельда (8) разложить в ряд, то этот ряд будет содержать все ν вплоть до $\nu = \infty$, что по (17) означает $c^2 = 0$. Совпадение теорий является настолько полным, что в полевой теории можно даже построить выражение, имеющее смысл энтропии и сохраняющееся в процессе разлета (у Ландау ввиду пренебрежения вязкостью и теплопроводностью разлет сгустка, после того как закончилось прохождение ударных волн, является изэнтропическим).

Таким образом, конкретные следствия теории зависят от уравнения состояния, или от вида лагранжиана взаимодействия. По-видимому, множественность, наблюдаемая в действительности, более соответствует $c^2 = \frac{1}{3}$, чем $c^2 = 0$. Следовательно, в полевой ли картине или в гидродинамической, по существу это, как теперь ясно, одно и то же (в обоих случаях имеем просто квазиклассическое приближение к квантовополевой теории), вопрос ставится так: предположим, что наши пространственно-временные представления верны в сколь угодно малых четырехмерных объемах и что сама концепция вторично квантованных полей верна. Посмотрим, что́ отсюда следует, и испытаем эту теорию экспериментально.

Простейшие следствия теории выдерживают такую проверку. Однако это конечно еще никак нельзя считать подтверждением правильности ее исходных постулатов. К сожалению, эксперимент еще беден, а многие выводы теории нечувствительны к исходным положениям и могут быть объяснены и совсем иначе. Тем важнее продолжить детальную разработку теории и ее сравнение с экспериментом.

3. СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Рассмотрим основные выводы гидродинамической теории.

а) Состав рождающихся частиц является одним из наиболее характерных для теории элементов. Мы знаем, что взаимодействие π- и K-мезонов, а также нуклонов и гиперонов является приблизительно одинаково сильным. Так, например, сечение взаимодействия K-мезонов с нуклонами при релятивистских энергиях (сотни *Мэв*) всего раза в 2—3 меньше сечения взаимодействия нуклонов. Можно было бы думать, что при множественной генерации доля каждого рода частиц определяется их статистическим весом (так, в статистической теории Ферми, в которой взаимодействие рождающихся частиц не учитывалось вовсе, отношение чисел π-мезонов и нуклон-антинуклонов получалось равным $3:8$ — три рода π-мезонов и 8 сортов нуклонов разных спинов). Между тем эксперимент в области $E_L \sim 10^{12}-10^{13}$ *Мэв*, по-видимому, показывает, что 80—90% частиц в звезде являются π-мезонами [1,19]. Этот результат, с другой стороны, был задолго предсказан гидродинамической теорией и является для нее характерным: в процессе расширения и охлаждения сгустка сильное взаимодействие всех полей приводит к постепенному исчезновению всех более тяжелых частиц, и когда температура снизится до критической $T_к$, при которой взаимодействие резко ослабевает, $T_к \sim \mu$, примесь частиц массы $M_i > \mu$ будет определяться их больцмановским фактором $\exp\left\{-\frac{M_i}{T_к}\right\} \ll 1$. Таким образом, найденный на опыте состав ливней подтверждает решающую роль взаимодействия полей в процессе разлета и тем самым требует анализа расширения и охлаждения сгустка возбужденного вакуума. В то же время отсюда следует, что состав частиц определяется поздней (конечной) стадией разлета и ничего не может сказать о справедливости пространственно-временны́х представлений в малом.

б) Множественность — полное число родившихся частиц — определяется диссипацией энергии, изменением ее энтропии. В гидродинамической теории, поскольку в ней не учитывается вязкость и теплопроводность, изменение энтропии имеет место только в самый начальный период, в процессе образования возбужденного объема вакуума. Поэтому, в отличие от того, что было сказано о составе, здесь решающую роль играет поведение системы в тот период, когда ее размеры исключительно малы.

Рассмотрим соударение нуклон-ядро (при условии, что речь идет не о периферии ядра). Если энергия частицы достаточно велика, то и ядро, и нуклон сжаты настолько сильно, что прохождение сквозь ядро длится очень недолго: в системе центра инерции время порядка $\frac{n+1}{\mu}\frac{M}{E_C}$, где n — число нуклонов ядра, оказавшихся на пути налетающей частицы. Поэтому в поперечном направлении взаимодействие не успевает распространиться за пределы расстояния $\frac{1}{\mu}$ и реакция происходит при участии только налетающей частицы и выдавленной ею колонки ядерного вещества. Для этого случая теория Ландау дает полное число родившихся частиц N_0, равное [15]:

$$\left.\begin{aligned} N_0 &= k(n+1)\left(\frac{E_L}{M}\right)^{1/4} && \text{при} \quad n < 3{,}7, \\ N_0 &= 1{,}85k(n-1)^{3/4}\left(\frac{E_L}{M}\right)^{1/4} && \text{при} \quad n > 3{,}7; \end{aligned}\right\} \tag{19}$$

k — коэффициент порядка единицы. Если усреднить по всем прохождениям через ядро атомного веса A, то

$$\overline{N}_0 \approx 2k\left(\frac{E_L}{M}\right)^{1/4} A^{0,2}. \tag{20}$$

Разлет является приближенно симметричным вперед и назад в системе, весьма мало отличающейся от системы центра инерции нуклона и колонки [16].

Таким образом, число частиц в колонке гораздо сильнее влияет на N_0, чем энергия первичной частицы. Уже поэтому можно ожидать значительного разброса множественностей для данной начальной энергии частиц при взаимодействии с тяжелыми ядрами. Как правило, наблюдаемые звезды с $N_0 \sim 100$ являются результатом соударения частиц не очень большой энергии ($E_L \sim 10^{12} \div 10^{13}$ *эв*) с колонкой в довольно тяжелом ядре.

Экспериментальные данные, по-видимому, могут быть неплохо согласованы с этими предсказаниями. Однако в большом числе случаев имеется расхождение, которое можно приписать тому, что здесь мы встречаемся с периферическими соударениями или, точнее, с теми случаями, когда возбужденное состояние образуется при неполной передаче энергии, скажем, при коэффициенте неупругости, отличном от единицы.

в) Энергетическое распределение рождающихся частиц имеет в теории Ландау довольно своеобразный характер. Нужно различать основную группу частиц, возникающих из области так называемого «нетривиального решения» в гидродинамике, и так называемую бегущую волну [17]. Две такие волны бегут в обоих направлениях впереди основной массы частиц. В каждой из них заключено только порядка одной частицы, но содержится значительная доля (несколько десятков процентов) полной энергии процесса. Такая частица может быть нуклоном, но в подавляющей части случаев—это π-мезон, причем в одной трети случаев—π^0-мезон. Наличие подобной выделенной частицы может играть существенную роль в развитии ядерно-каскадного процесса в атмосфере, в частности, широкого атмосферного ливня. Что касается основной массы частиц, то для них приближенно, если ω — энергия частицы, получаем в системе Ц. И. следующее распределение по энергиям:

$$\frac{dN}{N_0} \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi L}} \frac{d\omega}{\omega} e^{-\left[\frac{1}{\sqrt{2L}} \ln \frac{\omega}{\mu}\right]^2} \quad (\omega \gg \mu), \tag{21}$$

где L характерный параметр теории Ландау, по уточненным подсчетам [18] равный:

$$L = 0{,}56 \ln \frac{E_L}{M} + 1{,}6 \ln \frac{2}{n+1} + 1{,}6. \tag{22}$$

Это значение несколько больше значения L_{Land}, которое давал Ландау. Приведенный вид спектра зависит от выбранного уравнения состояния. Можно грубо сказать, что для основной массы частиц спектр имеет характер $\frac{d\omega}{\omega}$, если $\mu \ll \omega < \mu e^{\sqrt{2L}}$. На указанной верхней границе спектр резко обрывается. При соударении нуклон-нуклон эта верхняя граница лежит при $\omega \sim 40\mu$, если $E_L \sim 10^{13}$ *эв*, или при $\omega \sim 90\mu$, если $E_L \sim 10^{16}$ *эв*. Таким образом, спектр убывает медленно вплоть до довольно больших энергий мезонов. Интересно заметить, что в работе Шайна с сотрудниками [19], в которой были изучены энергии мезонов в большом числе звезд, специально отмечается присутствие мезонов с энергиями (в системе центра инерции) в несколько *Бэв*.

г) Угловое распределение частиц в гидродинамической теории является, как известно, очень острым. Это связано с тем, что расширение сгустка, имеющего вначале форму весьма тонкого диска, долгое время протекает, как одномерный процесс. Когда же вступает в игру расширение и в перпендикулярном направлении, т. е. наступает, как говорят, трехмерная стадия, то охлаждение становится очень быстрым и процесс заканчивается (достигается критическая температура) задолго до того, как частицы успеют набрать значительную боковую компоненту скорости [18]. Поэтому поперечная компонента импульса $p_\perp$ рождающихся частиц определяется не столько «макроскопической» скоростью движения жидкости, сколько тепловым движением частиц в ней [20]. Ввиду постоянства критической температуры $p_\perp$ слабо зависит от начальной энергии процесса и должно быть порядка $2 \div 3\mu$. Лишь очень большие E_L могут вызвать затягивание трехмерной стадии и способствовать увеличению гидродинамической части $p_\perp$.

Трехмерная стадия была оценена Ландау весьма грубо. Недавно она была изучена более строго [18]. В результате получилась еще бо́льшая концентрация частиц в двух конусах вперед—назад. Нужно, однако, иметь в виду, что в процессе вывода и здесь были сделаны пренебрежения, благодаря которым результат нельзя считать исчерпывающим.

Постоянство $p_\perp$ для мезонов является в настоящее время экспериментально установленным фактом [1]. Нужно, однако, иметь в виду, что подобное значение $p_\perp$ не является специфичным для гидродинамической теории. Почти в любой теории мы должны были бы иметь $p_\perp \sim \mu$. Так, расползание волнового пакета, первоначально имевшего поперечный размер порядка $\frac{1}{\mu}$, дало бы то же самое (только теория Ферми привела бы к резко иному выводу).

Так как более тяжелые частицы (масса M_i) при температуре T_k являются нерелятивистскими, то для них поперечный импульс $p_{\perp i}$ будет значительно больше, чем для π-мезонов, $p_{\perp i} \sim \sqrt{2M_i T_k} \gg \mu$. И этот экспериментально подтвержденный вывод не специфичен для теории Ландау: если более тяжелые частицы в нуклоне сконцентрированы в меньшей области, чем $\frac{1}{\mu}$, то расползание их волнового пакета тоже дало бы большие $p_{\perp i}$.

Сравнение кривых распределения величины $p_\perp$ с теоретическими является одним из способов определения критической температуры разлета. В настоящее время принято считать $T_k = \mu$.

Острая направленность частиц вперед и назад сама по себе не является достаточной характеристикой для сравнения с теорией. Существенно, насколько глубоким является провал при $\vartheta_C = \pi/2$, где ϑ_C—угол вылета рождающейся частицы с направлением движения начального нуклона. Если откладывать распределение частиц не по ϑ_C, а по $\eta = -\ln \operatorname{tg} \frac{\vartheta_C}{2}$, то теория Ландау приводит к гауссовому распределению по η, причем максимум лежит при $\vartheta_C = \frac{\pi}{2}$ (в этом масштабе чем ш и р е кривая, тем острее направленность вперед и назад). Между тем недавно были найдены звезды, дающие в этом масштабе два максимума. Они явно указывают на наложение двух независимых процессов разлета. В рамках гидродинамической теории ими мог бы быть распад двух сгустков, возникших при соударении нуклонов, лишь частично обменивающихся энергией и импульсами, например при периферических соударениях. К этому мы вернемся ниже. Нужно, однако, отметить, что такие звезды с двумя максимумами составляют лишь небольшую часть экспериментально изученных к настоящему времени звезд [21].

д) Э л е к т р о м а г н и т н о е и з л у ч е н и е, сопровождающее множественное образование, возникает прежде всего от распада π^0-мезонов, рожденных в акте. Однако разлет сгустка возбужденного вакуума может приводить к еще одному механизму возникновения γ-квантов (а также электронных и μ-мезонных пар), который связан со спецификой этого явления и в принципе может дать дополнительные характеристики процесса разлета. Речь идет здесь не об «остановочном» излучении сталкивающихся протонов, которое мало́, а, выражаясь упрощенно, о черном излучении нагретого тела. При высоких температурах, с которыми мы имеем дело, должны иметь место сильные флуктуации плотности заряда, даже если первоначально столкнулись два нейтрона. Фундаментальным вопросом здесь является вопрос о размерах и частоте пульсации этих флуктуаций. Конечно, это излучение можно было бы подсчитать, если бы мы знали комплексную диэлектрическую проницаемость среды. В принципе она должна быть определена из квантовополевой теории, о которой говорилось выше (см. § 2). Задача эта, однако, до настоящего времени не решена. С другой стороны, релятивистская нуклонно-мезонная плазма, с которой мы по существу имеем дело, характеризуется сильным взаимодействием и рассчитывать ее электрические характеристики из газовой модели заведомо не оправдано. Поэтому в настоящее время мы можем только высказать ту или иную гипотезу, рассчитывая, что сравнение с экспериментом позволит сделать заключение о ее справедливости и тем самым узнать кое-что о свойствах излучающей среды.

Простейшая гипотеза исходит из того факта, что нас интересуют очень высокие температуры, много бо́льшие, чем массы всех частиц. Поэтому из характеристик среды эти массы должны выпасть и единственной величиной размерности длины и времени является $\frac{1}{T}$. Подобная ситуация имеет место, например, в полости черного тела, где длины и времена корреляции имеют порядок $\frac{1}{T}$. Эта гипотеза находит поддержку в том факте, что обычно принимаемое уравнение состояния (6) при этих температурах не содержит уже масс (ср. (5) и (6)). С другой стороны, высказанные соображения не являются очень вескими, поскольку электромагнитное излучение связано с диссипативными и релаксационными характеристиками среды, а не непосредственно с уравнением состояния.

Оставаясь на базе указанной гипотезы (и помня о ее недостаточной обоснованности), мы придем к выводу, что, как и для черного тела, интенсивность излучения покоящегося элемента объема dV за элемент времени dt равна

$$dI = AT^5\,dV\,dt, \tag{23}$$

где A — безразмерная постоянная. Спектр излучения имеет максимум при $\omega \sim T$. Исходя отсюда можно найти, что число квантов, излучаемых за все время разлета, равно

$$N_\gamma \sim 9Ae^2 N_0^{\frac{4}{3}}, \tag{24}$$

где N_0 — полное число рождающихся π-мезонов. Излучение это испускается на поздних этапах разлета, именно, когда температура падает ниже некоторой пороговой температуры T_1:

$$T_1 \sim \sqrt{T_0\mu} \ll T_0, \tag{25}$$

где T_0 — начальная температура сгустка (до этого сгусток существует слишком мало времени, чтобы он успел испустить колебание частоты ω, соответствующей его температуре T).

При таком рассмотрении считается, что электромагнитное излучение уносит энергию E_γ, которая составляет малую долю всей энергии $2E_C$, именно, оказывается, что

$$\frac{E_\gamma}{E_C} \sim 5Be^2 \left(\frac{N_0}{n+1}\right)^{2/3}, \tag{26}$$

где B — безразмерная константа порядка единицы, $e^2 = \frac{4\pi}{137} \approx \frac{1}{10}$. Мы видим, что при достаточно большой начальной энергии E_L $\left(\text{следует помнить, что } T_0 \sim \frac{N_0}{n+1}\mu \sim \left(\frac{E_L}{M}\right)^{1/4}\mu\right)$ роль электромагнитного излучения возрастает и при достаточно больших начальных энергиях создается новая ситуация: γ-излучение может сравняться с π-мезонным и прийти в равновесие с ним. Тогда оно будет уносить долю энергии, соответствующую его числу степеней свободы. Их две (две поляризации), а у π-мезонов — три. Следовательно, при энергиях, превышающих некоторую пороговую и лежащую, возможно, где-то в интервале от 10^{14} до 10^{16} *эв*, все π-мезоны уносят $^3/_5$ энергии, а γ-кванты — $^2/_5$. Так как π^0-мезоны тоже переходят в γ-кванты, то на долю электромагнитного излучения будет уходить $(^3/_5)E_L$.

Совершенно так же электрические флуктуации могут в принципе порождать электронные и μ-мезонные пары. Поскольку это процесс более высокого порядка по e^2 (вероятность будет содержать лишний фактор e^2), то он может стать значительным только при еще бо́льших энергиях.

Разумеется, этот вывод основывается на гипотезе, выраженной формулой (23). Если она неверна, например, если правая часть этой формулы содержит множитель типа $\frac{\mu}{T}$, то температурная зависимость в формуле (26) соответственно снизится и относительная роль γ-излучения будет возрастать с энергией медленнее или вовсе не будет расти. Поэтому изучение электромагнитной компоненты звезд в принципе может привести к определенным выводам об электрических характеристиках нагретого вакуума.

4. «ПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ СОУДАРЕНИЯ»

Эксперимент явно указывает на то, что характер звезды определяется не только начальной энергией падающей частицы и родом соударяющихся частиц, но и каким-то дополнительным параметром. Так, множественность получается весьма различной при одной и той же энергии (ср., например, рис. 1.1. в [1]). Удалось показать, что подобный разброс в значительной мере

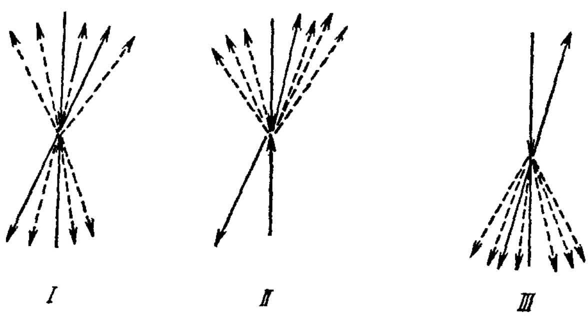

Рис. 1.

обусловлен различием в длинах колонок n, вырезаемых в ядре (см. § 3, в частности, формулу (19))[22]. Однако при таком анализе иногда n получается существенно меньше единицы. С другой стороны, анализ ряда звезд, для которых было известно достаточно данных, показал, что однозначной функцией от E_L является не N_0, но величина $\frac{N_0}{\eta}$, где η — коэффициент неупругости (см.[1] § 3.2.3.)[23]. Наконец в камере Вильсона, на материале небольшого числа всесторонне изученных звезд было показано[24], что и общий характер углового распределения продуктов имеет в системе центра инерции резко различный характер. Найденные три типа угловых распределений грубо схематически показаны на рис. 1.

Все это побуждает рассмотреть теоретически соударения, которые отличаются неполным обменом энергией между соударяющимися частицами. Мезонная теория взаимодействия нуклонов определенно указывает на то, что такие соударения должны существовать. В самом деле, возможно, что соударяющиеся нуклоны обмениваются только одним (или двумя) мезонами, как это имеет место в области весьма малых энергий при больших расстояниях между частицами. Отсюда, как известно, и возникает потенциал ядерных сил типа Юкава. В настоящее время нельзя утверждать, что такие процессы не существенны при малых параметрах удара, т. е. что лобовые соударения всегда сопровождаются полным обменом энергией и приводят к процессу, рассмотренному выше в § 2 и 3. Однако далекие соударения во всяком случае являются «маломезонными». Поэтому мы рассмотрим сейчас такие соударения и будем называть их периферическими. Так как не исключено, что подобные же соударения происходят при малых параметрах удара, то термин «периферические» нужно понимать условно.

Итак, перейдем к обратному предельному случаю параметров удара больше или порядка $\frac{1}{\mu}$. Тот факт, что взаимодействие имеет конечный радиус действия сил или, что то же, осуществляется мезонным полем — частицами, имеющими массу покоя μ, придает процессу существенное своеобразие.

Прежде всего здесь неприменимо классическое представление о поле. Время соударения так мало́, что неопределенность энергии велика и для параметра удара $\gg \frac{1}{\mu}$ нужно учитывать квантовую структуру поля. Фактически это сводится к тому, что нужно учитывать конечность порций передаваемого импульса и передаваемой энергии.

В частности, как легко убедиться, даже если параметр удара имеет порядок $\gg \frac{1}{\mu}$, сталкивающиеся частицы, обмениваясь мезоном, могут передавать друг другу очень большую долю своей энергии, например порядка $\frac{\mu}{M} E_C$, причем квадрат передаваемого 4-импульса останется порядка μ^2, и даже квадрат трехмерного передаваемого импульса имеет тот же порядок. По этой причине результат взаимодействия может быть почти столь же катастрофичен, как при лобовом ударе. Но частота таких актов по мере роста параметра удара резко падает. В связи с этим нельзя считать правильными нередко появляющиеся высказывания о том, что по мере увеличения параметра удара возбуждение нуклонов неограниченно падает. Величина возмущения определяется, в общем, параметром $\frac{\mu}{M}$. Соответственно коэффициенты неупругости не могут быть в значительном числе случаев меньше этой величины.

Общее соображение о том, что сильное возмущение состояния нуклона может возникнуть при передаче малого перпендикулярного импульса, лежало в основе многих работ как не использующих гидродинамическую теорию разлета, так и использующих ее. Однако, во-первых, вопрос о том, что происходит с нуклонами, испытавшими возмущение, решался по-разному. Во-вторых, авторы некоторых подобных теорий считали возможным придать этим представлениям исчерпывающее значение и считать, что они характерны для всех соударений, в том числе и для лобовых.

Ясно, что возмущение состояния одного или двух нуклонов, сохраняющих при этом свою обособленность друг от друга, приведет, вообще говоря, к появлению двух процессов, хотя макроскопически, например в фотопластинке, они будут выглядеть как один. Его характеристики будут, конечно, не те, что у лобового соударения, и если их смешивают вместе, то это само по себе равносильно введению далеко идущей гипотезы о тождественности этих процессов. Ни при анализе эксперимента, ни при теоретическом рассмотрении этого заранее делать не следует.

Переход между двумя предельными случаями—лобового и маломезонного периферического соударений—довольно нечеток. Можно только ожидать, что когда из области разреженного одномезонного облака мы будем переходить к области, где это представление становится неприменимым («core», «kern»), число виртуально участвующих мезонов будет возрастать очень резко, и отличать такой случай от лобового соударения станет нерационально.

С теоретической точки зрения процесс может быть изображен фейнмановской диаграммой рис. 2, *A*. Обмениваясь мезоном массы μ и 4-импульса

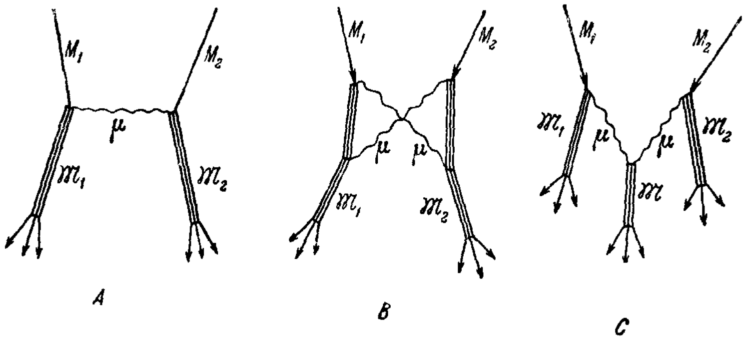

Рис. 2.

q, соударяющиеся частицы возбуждаются до состояний, которые могут быть охарактеризованы полными энергиями E_1 и E_2 и импульсами $\mathbf{p}_1$ и $\mathbf{p}_2$. Им соответствуют «массы покоя» $\mathfrak{M}_1$ и $\mathfrak{M}_2$

$$\mathfrak{M}_i^2 = E_i^2 - \mathbf{p}_i^2. \tag{27}$$

Через $\mathfrak{M}$ можно выразить передаваемый импульс q.

Этим отнюдь не предрешается истинный характер процесса: здесь может иметь место как подлинное образование изобар с их последующим распадом (что и изображено на диаграмме), так и прямое образование окончательно наблюдаемых частиц, а также последовательное испускание мезонов. К числу простейших диаграмм относятся также двухмезонные схемы типа рис. 2, *B* и 2, *C*. Особый интерес представляет диаграмма 2, *C*, где имеет место взаимодействие виртуальных мезонов. Она соответствует относительно небольшому возмущению состояния первичных частиц и, следовательно, звездам типа *I* на рис. 1. Вопрос об относительной роли диаграмм *A* и *B*, с одной стороны, и *C* с другой, теоретически очень важен.

У нас нет в настоящее время полной теории, в частности, мы не знаем выражения для оператора вершинной части (если принять теорию возмущений для псевдоскалярного мезона, то он равен γ_5). Правда, можно использовать экспериментальные значения сечения взаимодействия π-мезона с нуклоном и, пользуясь некоторыми приближениями, выразить вершинную часть через эту величину. Этот метод был недавно успешно применен к анализу нуклонных соударений в области $E_L \sim 9$ *Бэв* [25]. Однако в области сверхвысоких энергий пока можно только анализировать пропагатор и, предполагая, что он определяет область существенных значений q ($q^2 \leqslant \mu^2$), найти отсюда возможные $\mathfrak{M}$. По существу речь идет о том, чтобы найти кинематически возможные массы возбужденной системы. Зная их, можно к распаду каждой такой системы в полной мере применить гидродинамическую теорию. Результат будет отличен от результатов, изложенных в § 3, потому что, во-первых, будет, вообще говоря, два распадающихся сгустка; во-вторых, энергия покоя каждого из них будет существенно меньше полной энергии процесса; в-третьих, распадаться они будут каждый в своей системе покоя, отличной от системы центра инерции всей системы.

Такой анализ [26] показывает, что возбуждения можно разделить, в общем, на две группы: на симметричные, достигающие максимальной величины

$$\mathfrak{M}_1 \sim \mathfrak{M}_2 \sim \sqrt{2\mu E_C}, \tag{28}$$

и несимметричные, когда возможно еще большее возбуждение,

$$\mathfrak{M}_1 - M \leqslant \mu, \qquad \mathfrak{M}_2 \leqslant 2\sqrt{\frac{\mu}{M}}\, E_C. \tag{29}$$

Мы видим, что при несимметричном возбуждении речь может идти о распаде системы, имеющей в своей системе покоя энергию лишь в несколько раз меньшую, чем полная энергия процесса E_C.

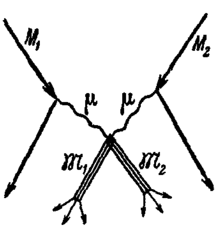

Рис. 3.

Этот результат имеет простой наглядный смысл и был уже давно получен [27] в рамках метода Вейцзеккера — Вильямса. Действительно, когда нуклоны пролетают на значительном расстоянии друг от друга, поле каждого из них может быть разложено на поток мезонов, несущих каждый в среднем импульс $\mathbf{q} \sim \frac{\mu}{M}\mathbf{p}$ и энергию $\omega \sim \frac{\mu}{M} E_C$, где $\boldsymbol{p}$ и E_C — импульс и энергия каждого нуклона в системе центра инерции. Другой нуклон может столкнуться с таким мезоном, откуда и возникнет возбужденная система, точно такая, как при лобовом соударении двух частиц. Поэтому здесь применима обычная гидродинамическая теория лобового соударения (§§ 2, 3). Энергия этой системы в ее системе покоя равна по законам сохранения энергии и импульса (надо помнить, что энергии нуклона и мезона при этом складываются, а импульсы вычитаются):

$$\mathfrak{M} = \sqrt{\left(E_C + \frac{\mu}{M}E_C\right)^2 - \left(\mathbf{p} - \frac{\mu}{M}\mathbf{p}\right)^2} = \\ = \sqrt{M^2 + \mu^2 + 2\frac{\mu}{M}\left(E_C^2 + \mathbf{p}^2\right)} \approx 2\sqrt{\frac{\mu}{M}}\, E_C. \tag{30}$$

Отсюда видно, что даже при обмене одним мезоном согласно гидродинамической теории может возникнуть число частиц, доходящее до максимальной величины

$$N_0 \sim \left(\frac{2\sqrt{\frac{\mu}{M}}\, E_C}{\mu}\right)^{1/2} \sim \left(\frac{E_L}{\mu}\right)^{1/4}, \tag{31}$$

что почти соответствует среднему числу частиц при лобовом соударении нуклонов. На этом методе можно обосновать классификацию различных типов звезд [26].

Здесь уместно вспомнить о «звездах с двумя максимумами» (см. § 3, а также [1] § 2.2.1). Можно было бы думать, что вышеизложенный анализ приведет к их естественному объяснению. Однако оказывается, что только часть случаев приводит к количественному согласию. В других случаях необходимы новые подходы. Конечно, число изученных звезд такого типа еще невелико и статистически результаты обеспечены недостаточно. Однако все больше складывается впечатление, что здесь явление следует иной схеме. В этой связи представляет интерес объяснение этих звезд, предложенное Бубелевым и Зацепиным [28]. В терминах фейнмановских диаграмм их схему можно представить как соударение виртуальных π-мезонов, приводящее иногда к диаграмме рис. 2, C (даже без возбуждения нуклонов), иногда же к взаимному рассеянию π-мезонов с их возбуждением и последующим распадом (они и являются по этой идее «шаровыми молниями»), как это показано на рис. 3. Предполагается, что «слияние» π-мезонов имеет место только, если они обмениваются импульсом, превышающим некоторый критический. Опубликованные случаи звезд с двумя максимумами, как оказывается, можно понять, если считать, что критический передаваемый импульс имеет порядок M.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теория множественной генерации при сверхвысоких энергиях достигла значительной последовательности и стройности. Квантовополевой подход к ней развит уже настолько, что допускает применение обычных методов теории элементарных частиц. Благодаря наличию нового большого параметра (отношение температуры к массе частиц) можно считать вполне возможным, что эти методы приведут здесь к результатам раньше, чем в обычных проблемах теории элементарных частиц. Однако трудности, которые еще предстоит преодолеть, исключительно велики. Особую трудность представляет вопрос об образовании исходного состояния расширяющегося сгустка. Пока что этот пункт основывается на специально вводимом постулате.

Можно было бы думать, что теория должна быть дополнена учетом слабых взаимодействий. Еще в первой работе Гейзенберга[29] был отмечен замечательный факт, что β-взаимодействие обладает особой нелинейностью, благодаря которой при достаточно высокой энергии (оценка дает $E_L \sim 10^{14} \div 10^{15}$ *эв*) теория возмущений перестает быть справедливой: процессы высшего порядка по константе связи (и по числу рождающихся частиц) становятся, если их вычислять по теории возмущений, столь же вероятными, как процессы низшего порядка. На этом основании нередко высказывалось мнение, что при соответственно высокой энергии слабые взаимодействия становятся сильными. В таком случае их следует принять во внимание наравне с мезонными силами.

Нужно подчеркнуть, что пока такой подход представляется чрезмерно упрощенным. Действительно, при достаточно высокой энергии процессы высшего порядка становятся столь же вероятными, как процессы низшего порядка. Однако сами по себе процессы низшего порядка становятся при этом ничтожно маловероятными. Так, например, процесс $\mu^+ + e^- \rightarrow \nu + \tilde{\nu}$ имеет по теории возмущений сечение

$$\sigma_1 \sim \frac{G^2}{M^2}\left(\frac{E_C}{M}\right)^2,$$

где $G^2 \sim 10^{-10}$ —константа слабого взаимодействия. Процессы же высших порядков отличаются друг от друга, грубо говоря, множителями $G^2\left(\frac{E_C}{M}\right)^4$. Теория возмущений становится негодной, когда такой множитель приближается к единице, т. е.

$$G^2\left(\frac{E_C}{M}\right)^2 \sim \left(\frac{M}{E_C}\right)^2.$$

Но при этом само σ_1 становится ничтожно малым, именно порядка

$$\sigma_1 \sim \frac{1}{E_C^2} \sim \frac{1}{\mu^2}\cdot 10^{-5}\left(\frac{\mu}{M}\right)^2 \sim 10^{-7}\cdot\frac{1}{\mu^2}$$

Что будет в области неприменимости теории возмущений, сказать трудно, но в настоящее время не видно особых оснований для того, чтобы учитывать эти эффекты в обозримой области энергий космических лучей.

Особый вопрос возникает при попытках применения нелокальных теорий. Но он выходит за рамки постановки проблемы, принятой в настоящем обзоре.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Ж. Коба и Ш. Такаги, предыдущая статья в этом выпуске; Fortschritte der Physik 7, 1 (1959).
2. Д. И. Блохинцев, Proc. CERN Symposium, 1956, v. 2, 155; ЖЭТФ, 32. 350 (1957)
3. H. Ezawa, Y. Tomozawa, H. Umezawa, Nuovo Cim. 5, 810 (1957).
4. C. Iso, M. Namiki, Progr. Theor. Phys. 18, 591 (1958).
5. D. Ito, H. Tanaka, Nuovo Cim. Suppl. 7, 91 (1958).
6. J. Matzubara, Progr. Theor. Phys. 14, 351 (1955).
7. Е. С. Фрадкин, Nucl. Phys. 12, 465 (1959).
8. Е. С. Фрадкин, Доклад на Киевской конференции по физике высоких энергий, июль, 1959 г.
9. C. Iso, K. Mori, M. Namiki, Доклад на Киевской конференции по физике высоких энергий, июль 1959 г.
10. W. Heisenberg, Zs. f. Phys. 133, 65 (1952).
11. Г. А. Милехин, Доклад на Киевской конференции по физике высоких энергий, июль 1959 г.
12. И. М. Халатников, ЖЭТФ 27, 529 (1954).
13. Z. Koba, Progr. Theor. Phys. 14, 488 (1955).
14. T. Taniuti, Progr. Theor. Phys. 17, 461 (1957); 20, 529 (1958).
15. С. З. Беленький, и Г. А. Милёхин, ЖЭТФ 29, 20 (1955).
16. Г. А. Милёхин, ЖЭТФ 35, 10 (1958).
17. Н. М. Герасимова и Д. С. Чернавский, ЖЭТФ 29, 372 (1955).
18. Г. А. Милёхин, ЖЭТФ 35, 978 (1958).
19. M. Schein, Доклад на Московской конференции по физике космических лучей, июль 1959 г.
20. И. Л. Розенталь, ЖЭТФ 31, 278 (1956).
21. C. F. Powell, Доклад на Киевской конференции по физике высоких энергий, июль 1959 г.
22. И. Ивановская и Д. С. Чернавский, Nuclear Physics 4, 29 (1957); Г. А. Милёхин, Диссертация, ФИАН, 1959.
23. S. Kaneko, M. Okazaki, Nuovo Cim. 8, 521 (1958).
24. Н. Л. Григоров, В. В. Гусева, К. А. Котельников, Н. А. Добротин, С. В. Рябиков, С. А. Славинский, Доклад на Киевской конференции по физике высоких энергий, июль 1959 г.
25. И. М. Дрёмин и Д. С. Чернавский, Доклад на Киевской конференции по физике высоких энергий, июль 1959 г.
26. Д. С. Чернавский, Nuovo Cim. Suppl. 8, 775 (1958), Postepi Fiziki (Польша) 9,653 (1958).
27. Е. Л. Фейнберг и Д. С. Чернавский, ДАН 81, 795 (1951).
28. Э. Г. Бубелев и Г. Т. Зацепин, Доклад на Московской конференции по физике космических лучей, июль 1959 г.
29. W. Heisenberg, Zeits. f. Phys. 111, 533 (1936).