

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ

Физический
 **ИНСТИТУТ**
имени
П.Н. Лебедева

Российской академии наук

Ф И А Н

ПРЕПРИНТ

С. Б. ШАУЛОВ

19

**ГИПОТЕЗА СТРАННОЙ КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ
В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ**

Москва 2012

Гипотеза странной кварковой материи в космических лучах.

С.Б.Шаулов

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

Содержание

1	Странная кварковая материя. Краткий обзор.	4
1.1	Введение.	4
1.2	Роль странности в кварковой материи.	5
1.3	Физические свойства СКМ.	5
1.3.1	Стабильность странглетов.	8
1.3.2	Радиоактивность странглетов.	9
1.3.3	Модель взаимодействия.	10
1.3.4	Сечение σ_S и длина взаимодействия λ_{int}	14
1.3.5	Коэффициент неупругости K_{in} , длина поглощения λ_{abs} и величины l_{crit} , λ_{diss}	14
1.4	Возможные источники странглетов.	17
1.4.1	Реликтовая СКМ.	17
1.4.2	Генерация СКМ в современной Вселенной.	17
1.5	Спектр странглетов в КЛ.	19
2	"Экзотика" в космических лучах.	21
2.1	Экспериментальные данные ШАЛ.	22
2.2	Длиннопробежные каскады, проникающие адроны и кривая поглощения γ -семейств в атмосфере.	27
2.3	Гамма-адронные события в РЭК.	28
2.3.1	Джеминионы и мини-струи.	30
2.3.2	Гамма-адронные семейства с гало.	30
2.3.3	Кентавры.	32
2.3.4	Хироны.	34
2.4	Аномалии в ШАЛ с γ -семействами.	34
3	Возможные проверки гипотезы.	35
4	Краткие выводы.	39

1 Странная кварковая материя. Краткий обзор.

1.1 Введение.

Экспериментальные поиски свободных кварков в 60-70 годы прошлого столетия привели к выводу, что они могут существовать только внутри адронов, в свободном состоянии кварки не существуют. Таким образом был сформулирован принцип невыедания кварков - конфайнмент. Однако, уже в конце 70-х и более определенно в 80-е отмечается, что в природе может существовать кварковое вещество и, в частности, кварковые звезды [1, 2].

Различают две формы кваркового вещества:

1) Странная кварковая материя (u,d,s-кварки), в которой цветное равновесие устанавливается за счет слабого взаимодействия.

2) Нестранная кварковая материя (u,d-кварки).

В случае нестранной материи энергия на барионное число оказывается больше чем в ядрах и она заведомо нестабильна. Однако, в такой системе оказывается энергетически выгоден переход u,d-кварков в s-кварки за счет слабого взаимодействия. По теоретическим оценкам странные кварки могут обеспечивать стабильность объектов, состоящих из u, d, s кварков, в случае если их масса $m_s \leq 300$ МэВ. Поэтому они получили название странной кварковой материи (СКМ). Наименьшие частицы СКМ иногда называют странглетами. Говорят, что в рамках СКМ происходит деконфайнмент кварков. В u,d-системе процесс перехода в s-кварки будет продолжаться до тех пор, пока энергии Ферми всех ароматов не сравняются. При этом в СКМ энергия на единицу барионного числа оказывается меньше чем в ядрах на $\sim 10\%$. С увеличением массы s-кварка эта разница сокращается и исчезает при $m_s \simeq 300$ МэВ. Кварковые ароматы выше s (c,b,t) не рассматриваются, т.к. их массы превышают границу в 300 МэВ.

Возможность существования в природе стабильной кварковой материи меняет взгляд на эволюцию Вселенной, возможные формы современных астрофизических объектов (кварковые звезды) и состав темной материи. Доказательство наличия стабильного состояния странной кварковой материи означало бы, что именно она является основным состоянием вещества, а все ядра являются состояниями возбужденными и следовательно могут быть источниками энергии.

Виттен [3] наиболее убедительно показал, что странная кварковая материя в принципе может быть абсолютно стабильна и в этом случае может присутствовать в космических лучах (КЛ). Ранее аналогичная гипотеза высказывалась Бьеркенем и МакЛерраном [4] для объяснения событий в КЛ типа кентавров, зарегистрированных в рентгеноэмульсионных камерах (РЭК) [5].

В данной работе анализируются свойства частиц СКМ с точки зрения возможного их присутствия в КЛ.

Хотя взаимодействие СКМ с веществом должно довольно сильно отличаться от ядерного, характеристики, образованных ими широких атмосферных ливней (ШАЛ), могут отличаться незначительно. Для разделения этих компонент в наземных экспериментах с КЛ наиболее перспективным прибором оказывается детектор стволов ШАЛ типа РЭК.

В дальнейшем везде предполагается астрофизическое происхождение частиц СКМ, т.е. их присутствие в первичных КЛ (ПКЛ). Рождение таких частиц ядрами КЛ в атмосфере представляется маловероятным в связи с их большой массой, которая составляет сотни ГэВ, как минимум, и малостью сечения рождения странных кварков. Введение гипотезы о возможном наличии потока частиц СКМ в КЛ имеет обоснование в связи с регистрацией ряда аномальных эффектов в КЛ. Хотя некоторые из них наблюдаются лишь в оригинальных работах и не подтверждены независимыми измерениями, представляется, что отличие

результатов разных экспериментов связано с отличием использованной методики измерений.

1.2 Роль странности в кварковой материи.

Роль странных кварков в образовании кварковой материи отмечалась во многих работах [6, 18]. Основные выводы о свойствах СКМ получены в рамках модели вырожденного Ферми-газа u , d и s кварков и электронов, компенсирующих электрический заряд.

Импульс Ферми кварков в модели мешков составляет $p_F \sim 300 - 350$ МэВ, что превышает массу странного кварка, поэтому становится энергетически выгодным переход u, d -кварков в s -кварки с уменьшением средней энергии на $\sim 10\%$. Дополнительное вырождение кваркового газа по аромату приводит к более плотному состоянию и выигрышу энергии ~ 100 МэВ на барион. При увеличении массы s -кварка этот выигрыш уменьшается до нуля и СКМ становится нестабильной при $m_s \sim 300$ МэВ.

Как показывают многие расчеты [6, 25, 32], в отличие от ядер, стабильность СКМ растет с увеличением их барионного числа или массы вплоть до звездных объектов. Минимальная граница стабильности зависит от многих факторов, в частности, от массы странного кварка m_s и имеет значение $A_{min} \sim 300$. Более осторожные оценки дают значение в интервале $A_{min} \simeq 10^2 - 10^3$. Поэтому если стабильная СКМ существует, то ядра занимают маленький островок значений барионного числа $A = 1 - 300$, при больших $A = 3 \cdot 10^2 - 10^{52}$ становится выгодным состояние кварковых мешков.

При современном состоянии расчетов по квантовой хромодинамике приведенные данные имеют характер качественных оценок, поэтому проблема существования СКМ в природе должна решаться экспериментально. Учитывая состав СКМ и приведенные выше оценки минимальной массы стабильных странглетов, поиск кварковой материи в космических лучах возможно более перспективен чем на ускорителях.

Если СКМ существует, то именно она играет роль основного состояния КХД, а ядерное вещество является возбужденным состоянием адронной материи, образовавшемся в результате эволюции Вселенной, т.е. фазовых превращений СКМ. Такая точка зрения, в любом варианте, радикально меняет представления об окружающем мире. В этом случае практически все ядерное вещество оказывается естественным топливом, т.к. реакция поглощения нуклона (нейтрона) кварковой материей является экзотермической. Радиоактивные отходы в такой реакции полностью отсутствуют, но на выходе образуется вещество с плотностью близкой к ядерной. Кроме того, СКМ в той или иной форме может составлять значительную часть темной материи [3].

В дальнейшем, обсуждая возможность присутствия кварковой материи в космических лучах, будут рассматриваться, в основном, минимальные массы $A \sim 10^3$, т.е. странглеты.

1.3 Физические свойства СКМ.

Кварковая материя, если существует, представляет собой вырожденный Ферми-газ, отделенный от вакуума фазовой границей. Общее рассмотрение параметризуется барионным числом A , массой странного кварка m_s и константой связи КХД α_c . Для большинства целей взаимодействием кварков пренебрегают, положив $\alpha_c = 0$, либо взаимодействие учитывается внешним давлением B . Увеличению α_c соответствует уменьшение величины B , т.к. обмену глюоном соответствует отталкивание.

Для странглетов барионное число находится в интервале $10^2 \leq A \leq 10^7$. При этом кварков достаточно много, чтобы приближение Ферми-газа оставалось справедливым, но

уже недостаточно, чтобы можно было пренебречь поверхностными эффектами. Считается что для больших A поверхностное натяжение составляет ~ 1 МэВ.

При достаточно больших размерах СКМ ее заряд может компенсироваться внутренними электронами. Однако для странглетов радиус лежит в интервале $R = 5 - 200$ Фм, что существенно меньше Комптоновской длины электрона $\lambda_e = h/m_e c \simeq 2.5 \cdot 10^3$ Фм, поэтому странглеты оказываются заряженными и для них должны учитываться Кулоновские эффекты. В большинстве случаев считается, что заряд распределен равномерно внутри сферы радиусом R . При $n_u \simeq n_d \simeq n_s$ отношение $Z/A \ll 1$, т.е. плотность заряда много меньше чем в ядрах и поэтому физика странглетов кардинально отличается от ядерной. Из за малой плотности странглеты могут нести заряд гораздо больший чем ядра.

Точечный заряд в квантовой электродинамике (КЭД) ограничен величиной $Z=137$. Однако, если он распределен по сфере, то условие на рождение e^+e^- пары смягчается. Для ядерных плотностей первая пара рождается при $Z=169$, вторая при $Z=182$ и только для $Z > 300$ наступает полная экранировка. В случае странглетов предельное значение заряда порядка $Z \sim 10^3$. При этом барионное число $A \sim 10^6$ и размер странглета $R \sim 100$ Фм. Странглет в этой области напоминает ядро окруженное облаком ~ 1000 близко расположенных электронов и выглядит как необычайно тяжелый атом.

Относительная слабость Кулоновского поля странглета является стабилизирующим фактором. Нестабильность ядер при $A > 250$ связана, с большим зарядом $Z \simeq 0.5 \cdot A$. В случае СКМ, заряд появляется из-за отличия масс $m_s \gg m_{u,d}$ и на порядок меньше чем в ядрах $Z \simeq 0.03 \cdot A$. Заряд положительный, в противном случае СКМ могла бы эффективно поглощать ядра из-за отсутствия Кулоновского барьера. Кроме того, при малых A существенно большую роль начинают играть поверхностные эффекты.

Кварковый Ферми-газ характеризуется химическими потенциалами μ_u, μ_d и μ_s . Если предположить, что взаимодействия нет, т.е. $\alpha_c = 0$ и $m_u = m_d = 0$, то термодинамический потенциал определяется суммой независимых вкладов [2]:

$$\Omega_u = -\frac{\mu_u^4}{4\pi^2} \quad (1.1)$$

$$\Omega_d = -\frac{\mu_d^4}{4\pi^2} \quad (1.2)$$

$$\Omega_s = -\frac{1}{4\pi^2} \left[\mu_s(\mu_s^2 - m^2)^{1/2}(\mu_s^2 - \frac{5}{2}m^2) + \frac{3}{2}m^4 \ln \frac{\mu_s + (\mu_s^2 - m^2)^{1/2}}{m} \right] \quad (1.3)$$

$$\Omega_e = -\frac{\mu_e^4}{12\pi^2} \quad (1.4)$$

$$(1.5)$$

В этом случае, плотность числа кварков и электронов определяется как $n_a = -\partial\Omega_a/\partial\mu_a$, где $a = u, d, s, e$. Плотность заряда для СКМ в большом объеме равна нулю $n_Z - n_e = 0$, но для странглетов электроны находятся вне их объема, заряд положителен и его плотность определяется выражением:

$$n_Z = \frac{2}{3}n_u - \frac{1}{3}n_d - \frac{1}{3}n_s. \quad (1.6)$$

Плотность энергии:

$$\varepsilon = \Sigma_a(\Omega_a + \mu_a n_a) + B \quad (1.7)$$

где первый член есть плотность энергии кварков, а B - плотность энергии вакуума, которая предполагается положительной.

Плотность числа барионов $n_A = 1/3(n_u + n_d + n_s)$

Равновесное состояние системы определяется равенством внутреннего давления Ферми-газа и внешнего вакуума

$$\frac{\partial}{\partial \mu} \left(\frac{\varepsilon}{n_A} \right) = 0 \quad (1.8)$$

или эквивалентным соотношением,

$$\Sigma_a \Omega_a = -B \quad (1.9)$$

При данных значениях B и m , из последнего уравнения можно определить μ и остальные величины, в частности, энергию на барион. Нижний предел величины внешнего давления B оценивается величиной ($B^{1/4} > 145$ МэВ), полученный из условия стабильности обычных ядер относительно превращения в u, d кварковую материю. Значения $B < (164)^4$ оставляют возможность стабильного состояния СКМ в большом объеме, а относительно небольшим значениям m_s и $B \sim (195)^4$ соответствует испускание Λ .

В случае странглетов в выражение для плотности энергии добавляются члены связанные с поверхностной и Кулоновской энергиями. Слабое взаимодействие поддерживает соотношение $\mu_d = \mu_s \equiv \mu : s + u + d$. Возникающее при этом преобладание u -кварков подавляется учетом Кулоновской энергии. В конечном итоге, используется два независимых потенциала μ и μ_u , а состав странглета и его размеры определяются минимизацией энергии:

$$E = \Sigma_a (\Omega_a + \mu_a n_a) V + BV + 4\pi\sigma \left[\frac{3W}{4\pi} \right]^{2/3} + \frac{4\pi^2\alpha}{15} \left[\frac{3W}{4\pi} \right]^{5/3} n_z^2 \quad (1.10)$$

по отношению к μ и μ_u при фиксированном барионном числе $A = 1/3 \Sigma_a n_a V$.

В реальных вычислениях используются более сложные выражения для потенциалов при $\alpha_c > 0$, которые здесь не приводятся, т.к. рассмотрение носит упрощенный характер.

Наличие положительного заряда у странглетов играет большую роль. В принципе СКМ может поглощать нуклоны в экзотермической реакции. Поэтому именно кулоновский барьер предотвращает переход ядерной материи в кварковую. Высота барьера определяется химическим потенциалом электрона. По оценке [2] она может составлять $\mu_e = 9$ МэВ. Эта величина довольно мала, но достаточна для того, чтобы предотвратить поглощение обычных ядер при низких энергиях. В случае нейтронов потенциальный барьер отсутствует, поэтому в нейтронной среде (нейтронные звезды) СКМ должна расти неограниченно.

Кулоновские силы в странглете относительно малы и возникающая дестабилизация подавляется поверхностным натяжением пропорциональным σ . При $\sigma > (40)^3$ величина энергии на барион E/A падает с ростом A , практически, для всех значений остальных параметров модели. Оценка величины σ дает значение $\sigma \sim (70)^3$. При этом, если E/A превышает массу нуклона M_N то странглет, в принципе, становится нестабильным, но его распад подавлен необходимостью конвертации странных кварков. Поэтому реальной мерой стабильности является величина энергии разделения dE/dA , требующаяся для удаления нуклона из странглета. Если $dE/dA > M_N$, то с его поверхности начинают испаряться нейтроны. Оценка величины A для этого процесса дает значение $A \leq 320$. Выше этой границы странглет может испускать α -частицы, но этот процесс требует подбора кварков соответствующих ароматов и сдерживается Кулоновским барьером, зависящим от величины Z/A .

В общих чертах, можно выделить три физические области кварковой материи с отличающимися свойствами:

- $A > 10^7$ - странная кварковая материя в большом объеме. $n_u \simeq n_d \simeq n_s$. Для этого состояния определяются характерные величины параметров и принципиальная возможность стабильной СКМ.
- $10^2 \leq A \leq 10^7$ - странглеты. Кварковый состав может существенно отличаться, например, $n_u : n_d : n_s \simeq 3 : 2 : 1$. Определяются общие границы стабильности и роль различных параметров, радиоактивность и каналы распада, распределение заряда по объему.
- $A < 10^2$ - нестабильные или квазистабильные странглеты. Определяющую роль играет кривизна поверхности. Заряд $Z \sim 1$. Наличие оболочек приводит к квазистабильным состояниям с повышенной плотностью s-кварков в центре и ее падением на границе.

1.3.1 Стабильность странглетов.

Кварковая материя в большом объеме может быть абсолютно стабильной относительно ядерной материи, т.к. энергия на барион, в этом случае, $E/A < 938$ МэВ. Выигрыш энергии связан с дополнительным вырождением по аромату и, вообще говоря, мог быть ликвидирован наличием массы у странного кварка, но она, скорее всего, оказывается меньше энергии Ферми $m_s < E_F \simeq M_N/3 \simeq 310$. В этом случае стабильность СКМ обусловлена принципом Паули, т.к. в вырожденном газе все энергетические уровни ниже энергии Ферми заняты и распад $s \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}$ оказывается запрещен. Если СКМ стабильна в объеме, то скорее всего она стабильна в широком диапазоне A , вплоть до значения $A_{crit} = 10^2 - 10^3$ ($A_{crit} \sim 300$), при которых значительную роль начинает играть кривизна поверхности странглета.

В простейшей модели мешков рассматриваются невзаимодействующие кварки в полости радиуса R . Они удовлетворяют свободному уравнению Дирака с граничным условием на поверхности, соответствующим отсутствию потока кварков через нее. Кварки удерживаются энергией вакуума BV , эквивалентной внешнему давлению на полость. Свойства странглетов с малыми A напоминают обычные атомы. В них также образуются оболочки при заполнении полости кварками, энергия на барион имеет провалы вблизи заполненных оболочек. Это приводит к стабильности странглетов даже если их параметрам не соответствует стабильность в большом объеме. Отрицательная производная в этих областях делает энергетически невыгодным уменьшение A за счет испускания барионов. Распределение странности по объему оказывается неравномерным. Так как странные кварки существенно менее релятивистские, их концентрация максимальна в центре и исчезает на границе полости. Это связано с зависимостью поверхностного натяжения от массы кварка.

Стабильность странглетов удобно рассматривать в терминах энергии на барион $E/A \equiv \varepsilon$:

$$\varepsilon = \varepsilon^0 + \varepsilon_{\text{Кулон}} + \varepsilon_{\text{пов}} + \varepsilon_{\text{крив}} + \dots \quad (1.11)$$

Здесь ε^0 энергия на барион получаемая в случае большого объема СКМ, а остальные есть поправки связанные с малым размером странглета смысл которых ясен из обозначений.

Кулоновский член важен только для определения состава кварков и соответственно отношения Z/A , а вкладом его в энергию можно пренебречь. Наибольший вклад дает член связанный с кривизной поверхности и меньший, но тоже важный - поверхностное натяжение. Оба члена определяются граничными условиями модели, которые приво-

дят к исчезновению концентрации s -кварков вблизи поверхности. Так как $A \sim R^3$, то $\varepsilon_{\text{пов}} \sim R^2$, $\varepsilon_{\text{крив}} \sim R$ и можно записать

$$\varepsilon \simeq \varepsilon^0 + c_{\text{пов}} A^{1/3} + c_{\text{крив}} A^{-2/3} \quad (1.12)$$

где типичные значения для коэффициентов: $c_{\text{пов}} \simeq 100$ и $c_{\text{крив}} \simeq 300$. Для практических оценок могут оказаться полезными значения коэффициентов в Таблице 1 [17]:

Таблица 1: Значения ε^0 и коэффициентов $\varepsilon_{\text{крив}}$, $\varepsilon_{\text{пов}}$ для разных значений m_s

m_s	ε^0	$c_{\text{пов}}$	$c_{\text{крив}}$
0	829	0	351
50	835	61	277
100	852	83	241
150	874	77	232
200	896	53	242
250	911	22	266
300	917	0	295

Стабильность относительно испускания нуклона (нейтрона) означает, что $\varepsilon < M_N$ или $A > A_{\text{min}}^{\text{abs}}$, где:

$$A_{\text{min}}^{\text{abs}} = \left(\frac{c_{\text{пов}} + [c_{\text{пов}}^2 + 4c_{\text{крив}}(m_N - \varepsilon^0)]^{1/2}}{2(m_N - \varepsilon^0)} \right)^3 \quad (1.13)$$

Отсюда следует, например, что при $A=100, 300$ и 500 требуется дефицит массы в большом объеме СКМ $m_N - \varepsilon^0 = 36, 22$ и 18 МэВ соответственно. Выражения для долгоживущих метастабильных состояний относительно испускания нейтрона дают значения дефицита энергии на 20-30% большие. При этом требуется, чтобы $dE_{\text{крив}}/dA + dE_{\text{пов}}/dA < m_N - \varepsilon^0$ и выражение для критического значения барионного числа имеет вид:

$$A_{\text{min}}^{\text{meta}} = \left(\frac{c_{\text{пов}} + [c_{\text{пов}}^2 + 3c_{\text{крив}}(m_N - \varepsilon^0)]^{1/2}}{3(m_N - \varepsilon^0)} \right)^3 \quad (1.14)$$

Однако, важно отметить, что наличие оболочек в странглете может его стабилизировать даже при значениях параметров которым соответствует отсутствие дефицита массы в большом объеме СКМ. Поэтому окончательно вопрос об условиях стабильности странглетов должен решаться экспериментально.

1.3.2 Радиоактивность странглетов.

Наиболее последовательно радиоактивное поведение странглетов исследовалось Бергером и Джеффом в [6]. В этом случае, массовая формула для странглетов параметризуется с помощью величин барионного числа A , гиперзаряда Y и заряда Z :

$$E(A, Y, Z) \simeq \varepsilon_0 A + \frac{1}{2} \Delta_Y (Y - Y_{\text{min}})^2 + \frac{1}{2} (Z - Z_{\text{min}})^2 + 4\sigma R^2, \quad (1.15)$$

Выражение справедливо для странглетов с кварковым составом вблизи положения равновесия $Y = Y_{\text{min}}, Z = Z_{\text{min}}$, а величина ε_0 определяется для $A \rightarrow \infty$ (СКМ в объеме).

Спонтанное деление странглета вблизи положения равновесия невозможно, т.к. соответствует увеличению энергии на барион.

Для испускания барионов наиболее важны три механизма:

- (1) - α -распад: $Q \rightarrow Q' + \alpha$;
- (2) - сильная нейтронная эмиссия: $Q \rightarrow Q' + n$;
- (3) - слабая нейтронная эмиссия: $Q \rightarrow Q' + n$;

Первые два процесса обусловлены сильным взаимодействием и аналогичны α -распаду в ядрах. Из за кулоновского барьера и необходимости формирования лишь u, d -подсистемы непосредственно сам α -распад настолько медленный, что, скорее всего, может не учитываться. Слабая нейтронная эмиссия идет за счет слабого взаимодействия, которое переводит s -кварк в d ($s + u \rightarrow u + d$). Этот распад уменьшает странность, тогда как первые два увеличивают. В ядерной физике аналог такого процесса отсутствует, т.к. странность всегда равна нулю.

Еще три канала связаны с распадами без изменения барионного числа:

- (4) - β -распад: $su + e^- + \bar{\nu}$;
- (5) - γ -излучение: $u + ds + u + \gamma$;
- (6) - поглощение электрона: $Q + e^- \rightarrow Q' + \nu_e$;

Слабый радиационный процесс (5) позволяет странглету регулировать аромат не меняя заряда и должен идти для всех странглетов с гиперзарядом отличающимся от равновесного, но он подавлен электромагнитной константой и его скорость оказывается ниже слабой нейтронной эмиссии. Захват электрона (6) в странглетах аналогичен ядерному.

На рис. 1 представлены диаграммы в координатах (A, Y) , которые иллюстрируют области стабильности для разных параметров странглетов.

Здесь область I соответствует сильному испусканию нейтронов, область II - слабому и область III соответствует стабильности относительно эмиссии нейтронов. Испуская нейтроны странглеты движутся вдоль точечных линий в сторону меньших значений A . Есть два варианта этих процессов. Первый дает в конечном счете стабильный странглет. Этому соответствуют области I и II, но не их пересечение. Последняя соответствует значениям $A < A_{crit}$ и не порождает странглетов в стабильном состоянии.

Для области III:

$$A_{crit} = \left[\frac{8\pi\varrho^2\Omega_{s,s,0}}{3(\varepsilon_0 - M_N)} \right] \quad (1.16)$$

и наблюдается очень сильная зависимость A_{crit} от поверхностного натяжения и энергии на барион в большом объеме. Соответствующая зависимость приведена на рис. 2 для $m_s = 150$ МэВ. В этой области возможны только распады без изменения барионного числа A , которые приводят к образованию стабильной изобары.

Конкретный сценарий распадов зависит от кваркового состава странглетов. Странглеты, образовавшиеся в кварковых звездах или из кваркового вещества в нейтронных звездах, должны иметь состав близкий к СКМ в больших объемах и включать электроны. Для этих странглетов $Y = Y_0$, но с $Z < Z_{min}$. В этом случае ожидается, что странглеты с $A > A_{crit}$ должны быть стабильными.

На рис. 3 показаны области распада за счет слабых взаимодействий для странглетных изобар. Для всех странглетов не находящихся в минимуме гиперзаряда $Y = Y_{min}$ должны идти слабые радиационные распады.

1.3.3 Модель взаимодействия.

Специфика взаимодействия странглетов с ядрами воздуха определяется в основном двумя факторами. Размер странглета намного превышает размер ядер воздуха ($A \sim 14.5$) и

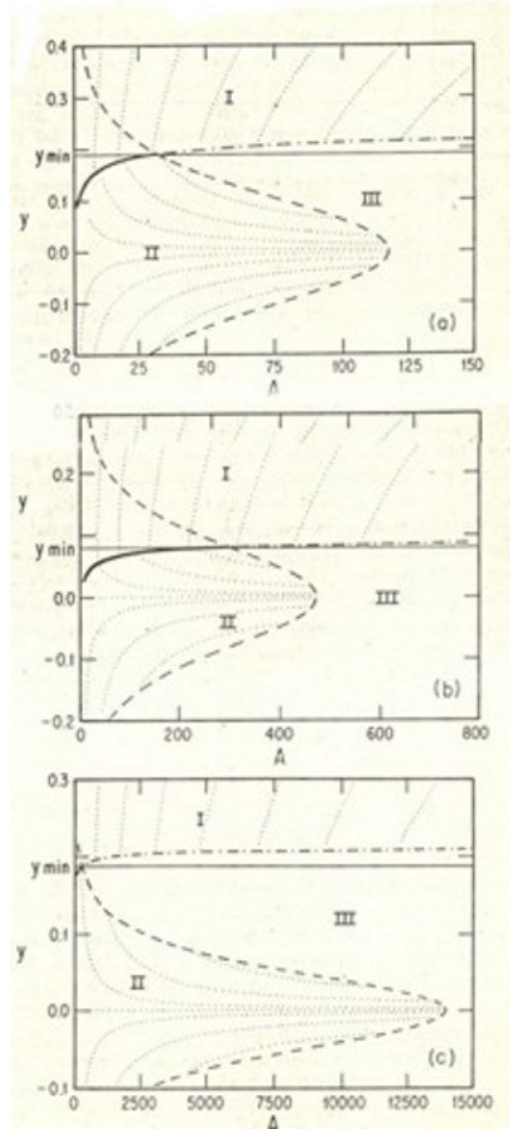


Рис. 1: Систематика нейтронных распадов. Пороговые контуры для нейтронной эмиссии. (a) - $\varepsilon_0 = 930$ МэВ, $m_s = 150$ МэВ, (b) - $\varepsilon_0 = 935$ МэВ, $m_s = 100$ МэВ, (c) - $\varepsilon_0 = 935$ МэВ, $m_s = 150$ МэВ

взаимодействие рассматривается кварковое, что, в частности, приводит к необходимости обесцвечивания вылетающих адронов.

Обычно рассматривается две возможные модели взаимодействия, построенные по аналогии с адрон-ядерными взаимодействиями. Считается, что характер взаимодействия ограничен двумя крайними вариантами: стандартной моделью, когда все кварки ядра воздуха из области геометрического пересечения сталкивающихся частиц однократно взаимодействуют с каким-либо кварком в странглете, и вариантом, когда все кварки внутри трубки образованной пересечением выбиваются из странглета. При этом квантовые свойства самого странглета не учитываются.

Странглет представляется в виде шестикратно вырожденного Ферми-газа кварков трех типов u , d , s . Поэтому, вообще говоря, при взаимодействии кварка с нуклоном ядра воздуха возможны не все допустимые кинематикой передачи импульса. Ограничение связано с тем, что все уровни с энергией $i \leq F \approx 0.3$ ГэВ в странглете заняты, поэтому минимальные передачи импульса ограничены. Кроме того, основной канал потери энергии, связанный

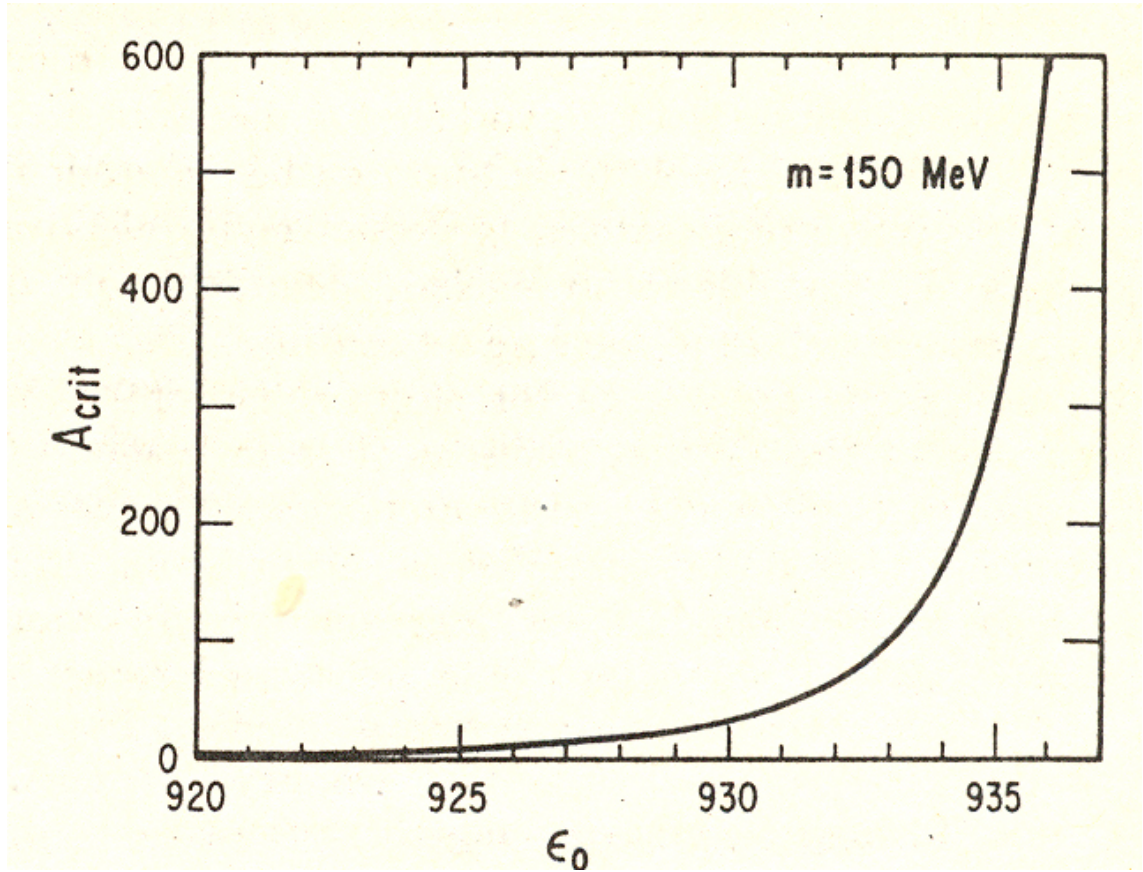


Рис. 2: Минимальные значения барионного числа соответствующего стабильности странглетов A_{crit} как функция ϵ_0 для $m_s = 150$ МэВ. Если $\epsilon_0 > m_N$, то испускание нейтронов происходит для всех странглетов и СКМ нестабильна даже в большом объеме.

с испусканием нейтронов, требует соответствующей комбинации кварков (udd). Поэтому более адекватной картиной процесса представляется испарение нейтронов после взаимодействия с ядром воздуха, предложенное в [4].

Испарение нейтронов удобно рассматривать в системе покоя странглета. Пусть нуклоны ядра воздуха взаимодействуют с кварками странглета практически независимо. При этом, имеет место процесс квазиупругого рассеяния нуклона на кварке и надо оценить суммарную энергию передаваемую ядром воздуха кваркам странглета. Большие передачи импульса в квазиупругом рассеянии эффективно ограничены дифракционным пиком. Минимальные передачи импульса ограничены условием $|\vec{k} + \vec{q}| > F$, где $\vec{k}$ -импульс кварка, а $\vec{q}$ -переданный импульс. При среднем импульсе кварков $\vec{k} \approx 0.4p_F$ эффективные передачи импульса составляют величину $\vec{q} \approx 0.5p_F$. Ограничение по допустимым передачам импульса уменьшает полное сечение пропорционально доле доступного фазового пространства, т.е. в q/p_F раз. При $\epsilon_0 > \epsilon_{crit}$ радиус странглета в 3-4 раза больше радиуса ядра воздуха. При этом, интегрируя по прицельным параметрам в предположении равномерного распределения плотности, получим, что средняя длина пути в странглете составляет $1/3(2R_S) = 2/3R_0A^{1/3}$.

Плотность кварков в странглете определяется отношением $\rho = N/V = 3A/4/3\pi R_0^3A = 2.25/\pi R_0^3$. Сечение взаимодействия нуклона с кварком составляет $\sigma_{Nq} \simeq 10$ мбн. Тогда энергия, оставляемая ядром воздуха в странглете размером A , определяется выражением:

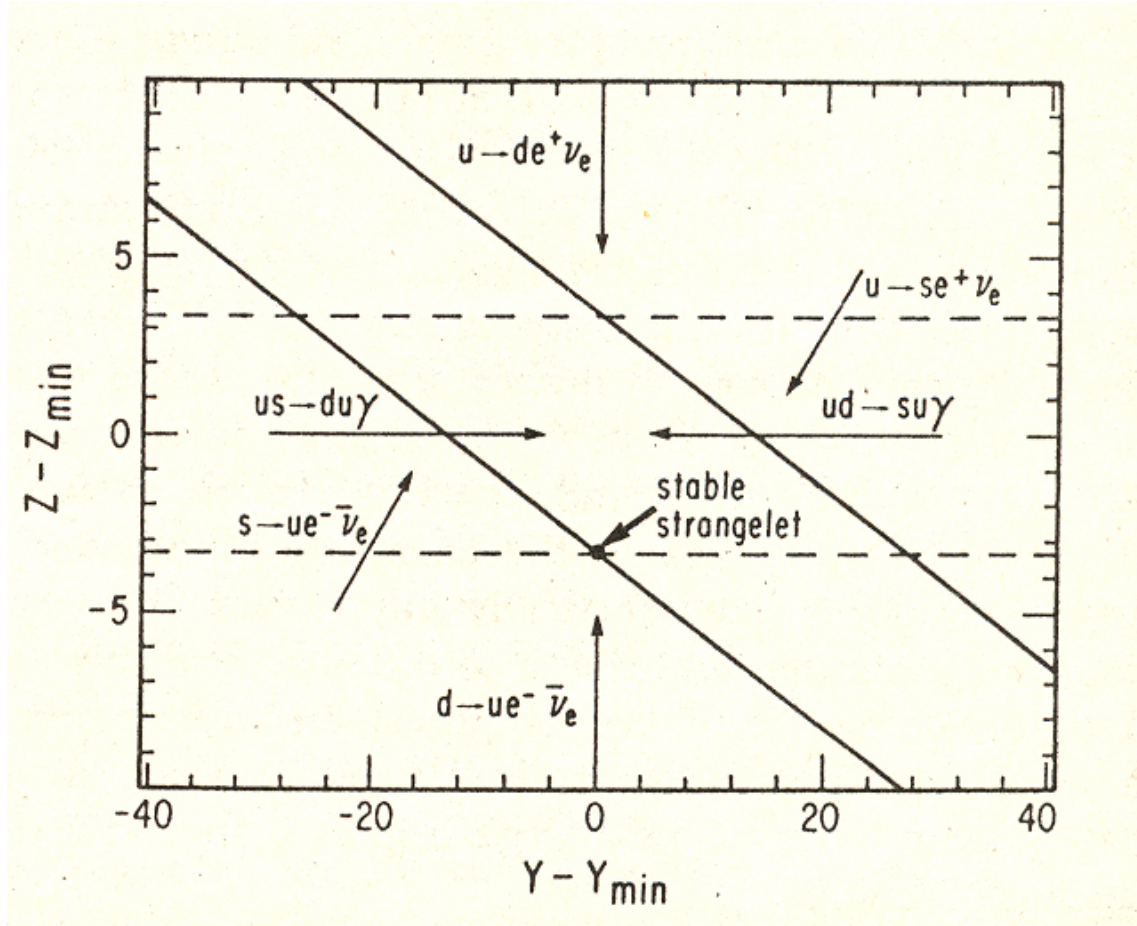


Рис. 3: Пороговые контуры для полулептонных распадов, $\varepsilon_0 = 935$ МэВ и $m_s = 150$ МэВ. Распадающиеся странглеты движутся в направлениях указанных стрелками. На рисунке также указан странглет стабильный относительно всех этих процессов.

$$\Delta E \simeq q \left(\frac{q}{p_F} \right) \frac{2}{3} R_0 A^{1/3} \frac{2.25}{R_0^3} \sigma A_{air} \quad (1.17)$$

или, учитывая, что $q \approx p_F/2$ и $R_0 \simeq 1$ Фм, получим $\Delta E \simeq 0.1 p_F A^{1/3} A_{air}$. При $A=1000$ $\Delta \approx 3-4$ ГэВ, а при $A=300$ $\Delta \approx 2$ ГэВ. Таким образом, за одно взаимодействие в странглете выделяется энергия, достаточная для испарения 2-4 нейтронов. Среднее число нейтронов испарения на взаимодействие должно уменьшаться с глубиной наблюдения в атмосфере из-за уменьшения барионного числа странглета A , но достаточно медленно $\sim A^{1/3}$.

Оценка не учитывает повторные взаимодействия нуклонов в странглете, считая, что нуклон переходит в пассивное состояние после первого взаимодействия и вторичные адроны заднего конуса образуются уже вне странглета. Для характерных значений Лоренц-фактора $\gamma \sim 10^4$ длина формирования нуклонов $l_f = k/m^2 = \gamma/m \sim 0.2\gamma$ Фм существенно превышает размеры странглетов. Более медленные вторичные адроны с Лоренц-факторами на два порядка меньшими также будут формироваться вне странглета.

Испарение нейтронов можно описать распределением Максвелла:

$$\frac{d\omega}{dW} = \frac{2}{\sqrt{\pi} kT} \sqrt{\frac{W}{kT}} e^{-\frac{W}{kT}} \quad (1.18)$$

Тогда, в лабораторной системе распределение нейтронов испарения по энергиям должно

иметь равномерный спектр, характерный для распада на лету. Энергии нейтронов равномерно распределены в интервале (E_1, E_2) , где $E_1 = E_S/M_S(E_N^* - P_N^*)$, $E_2 = E_S/M_S(E_N^* + P_N^*)$ и $E_N^* = W$, P_N^* - это энергия и импульс нейтрона в системе покоя странглета. При $E_S/M_S = \gamma = 10^4$ имеем $\gamma_1 = 4$ ТэВ и $\gamma_2 = 20$ ТэВ.

Другой вариант взаимодействия можно получить в рамках капельной модели. Наиболее существенное отличие в этом случае связано с возможностью развала странглета на две части в центральном соударении. В зависимости от вероятности, такой процесс может существенно (экспоненциально) ускорить поглощение странглетов в атмосфере.

1.3.4 Сечение σ_S и длина взаимодействия λ_{int}

Полное сечение определяется геометрическими размерами странглета. Его радиус, как и для ядер, определяется выражением $R_S = R_0 A^{1/3}$. Значение R_0 определяет плотность вещества в странглете. В большинстве моделей считается, что она незначительно отличается от ядерной [2, 6] и величина R_0 определяется выражением:

$$R_0 = \frac{1}{\mu} \left[\frac{3\pi}{2(1 - \frac{2\alpha_c}{\pi})[1 + (1 - \frac{m^2}{\mu^2})^{3/2}]} \right]^{1/3}, \quad (1.19)$$

где α_c -константа связи в КХД, $\mu \simeq 300$ МэВ-химический потенциал, а m - масса странного кварка. При $m=150$ МэВ величина $R_0 \simeq 1$ Фм, т.е. примерно на 10 – 20% меньше, чем в ядрах. Для $A=1000$ радиус $R_S = 10$ Фм. Плотность кварков, в этом случае, составляет $\rho_S \simeq 7.5 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$, что примерно вдвое больше, чем в ядрах.

Геометрическое поперечное сечение $\sigma_{geo} = \pi R^2 \simeq 3$ бн. При таком большом сечении для длины взаимодействия в атмосфере ($A_{air} = 14.5$) получается величина намного меньшая адронной $\lambda_{int} = A_{air} \cdot m_p / \sigma_{geo} = 8 \text{ г/см}^2$. Это приводит к тому, что странглеты проходя через атмосферу взаимодействуют намного чаще чем ядра, но при этом теряют намного меньшую энергию в одном взаимодействии.

1.3.5 Коэффициент неупругости K_{in} , длина поглощения λ_{abs} и величины l_{crit} , λ_{diss}

По определению относительные потери энергии во взаимодействии описываются коэффициентом неупругости $K_{in} = \Delta E / E$. Для его определения необходимо знать средние потери энергии во взаимодействии странглета с ядрами воздуха. Поэтому требуется модель взаимодействия. В модели испарения нуклонов, средние потери на взаимодействие в области энергий вблизи колена в спектре КЛ составляют $\Delta \simeq 15$ ТэВ. Тогда величина коэффициента неупругости имеет порядок величины $K_{in} = \Delta / E \simeq 0.005$. Конечно это грубая оценка, но она показывает, что с учетом сечения взаимодействия средние потери ядер и странглетов в атмосфере могут иметь близкую величину. В результате характеристики ШАЛ отличаются не сильно, т.к. в конечном итоге они формируются многократными рассеяниями электронов ГэВных энергий.

В случае степенного спектра, длина поглощения ШАЛ определяется выражением :

$$\lambda_{abs} = \frac{\lambda_{int}}{1 - \langle (1 - K_{in})^{\gamma-1} \rangle} \quad (1.20)$$

где γ - показатель первичного спектра КЛ. Для $\gamma = 3$ величина $\lambda_{abs}^s \simeq 500$ г/см². Большая величина λ_{abs}^s и относительно малое значение λ_{int} должны приводить к быстрому развитию ливня в верхних слоях атмосферы и приблизительно постоянству числа частиц в ШАЛ по глубине вплоть до распада (диссоциации) странглета на глубине l_{crit} .

Рассмотренный вариант предполагает степенной спектр странглетов и их поглощение в атмосфере только за счет потерь энергии, т.е. без учета распада на гипероны. Реальный спектр странглетов, сформированный одним источником, должен представлять собой относительно узкий бамп и поэтому он скорее дискретный, чем степенной. Зависимость формы спектра КЛ от времени приведена на Рис. 4 [45].

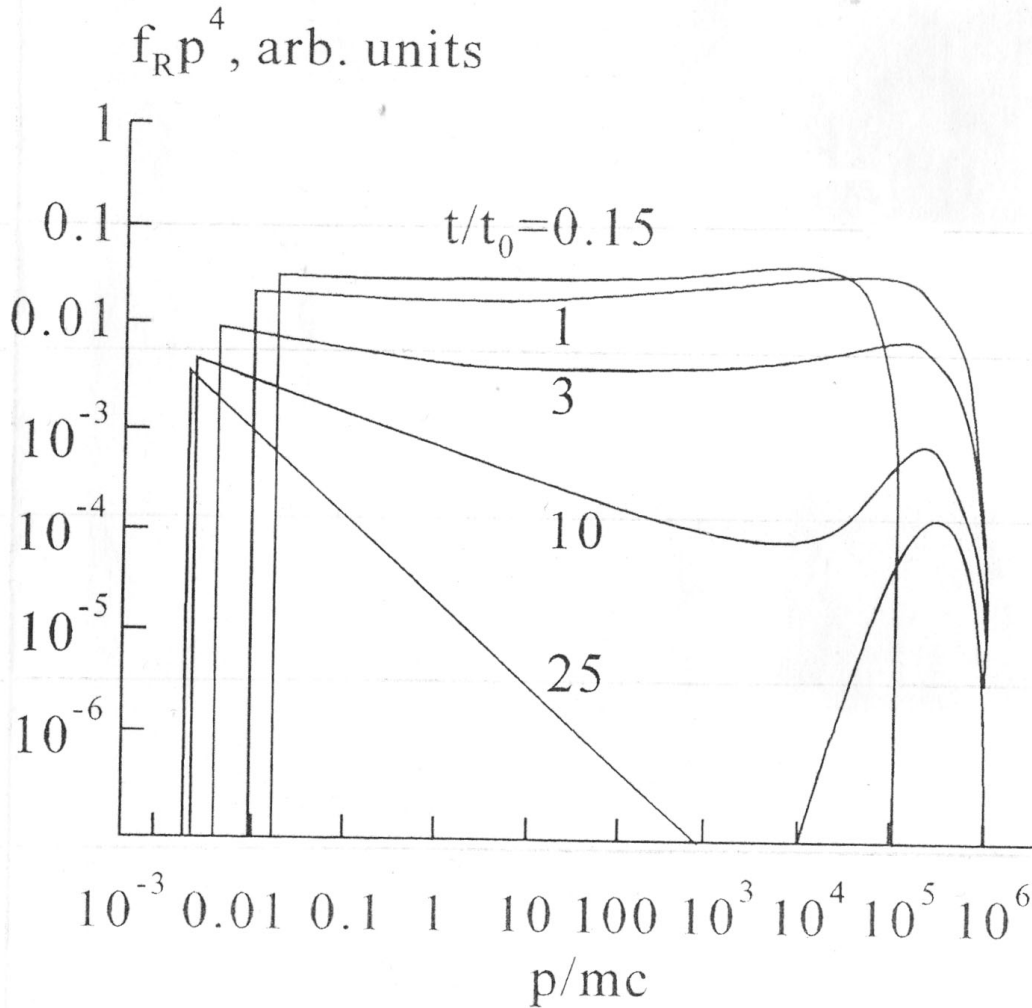


Рис. 4: Зависимость формы спектра КЛ от времени в модели одиночного источника. $t_0 \simeq 4 \cdot 10^3$ лет - длительность стадии свободного разлета.

Кроме того, при рассмотрении поглощения ШАЛ в атмосфере более важным моментом является возможность распада странглета на сотни гиперонов. Это может происходить двумя путями. Из за центральных соударений странглет может развалиться на два осколка (капельная модель), из которых возможно хотя бы один имеет барионное число меньше критического $A < A_{crit}$. Процесс характеризуется величиной длины диссоциации странглета λ_{diss} . Второй вариант связан с потерями энергии в атмосфере мелкими порциями, т.е. почти непрерывно, за счет испарения нейтронов в ядерных взаимодействиях. Если даже не произойдет центрального столкновения с ядром воздуха и деления странглета, он все равно

достигнет критического значения A_{crit} и распадется на гипероны. Из-за малости in , флуктуации l_{crit} малы, поэтому экспоненциальное поглощение странглетов $I = I_0 \exp -\lambda/\lambda_{diss}$ из-за их диссоциации на гипероны должно практически обрываться на глубине l_{crit} в атмосфере.

Значение l_{crit} можно грубо оценить, используя данные рентгенэмульсионных камер об избытке адронов для глубоких свинцовых камер [56]. Отклонение от экспоненциального поглощения адронов возникает на глубине ~ 200 г/см² в свинцовой РЭК для уровня наблюдения в атмосфере 600 г/см². Поэтому, можно принять, что $l_{crit} \approx 800$ г/см².

Это максимальное значение для l_{crit} и реально $l_{crit} < 800$ г/см², т.к. нейтрон это комбинация udd , поэтому если в одном взаимодействии испаряется ~ 5 нейтронов, то через 100 взаимодействий (800 г/см²) в странглете не должно остаться ни одного d -кварка. В свинце, учитывая большее сечение взаимодействия, l_{crit} должно быть еще меньше чем в атмосфере.

В эксперименте "Памир" наблюдались аномально длинные адронные каскады в толстых свинцовых камерах. На рис. 5 приводится пример одного из таких случаев [40].

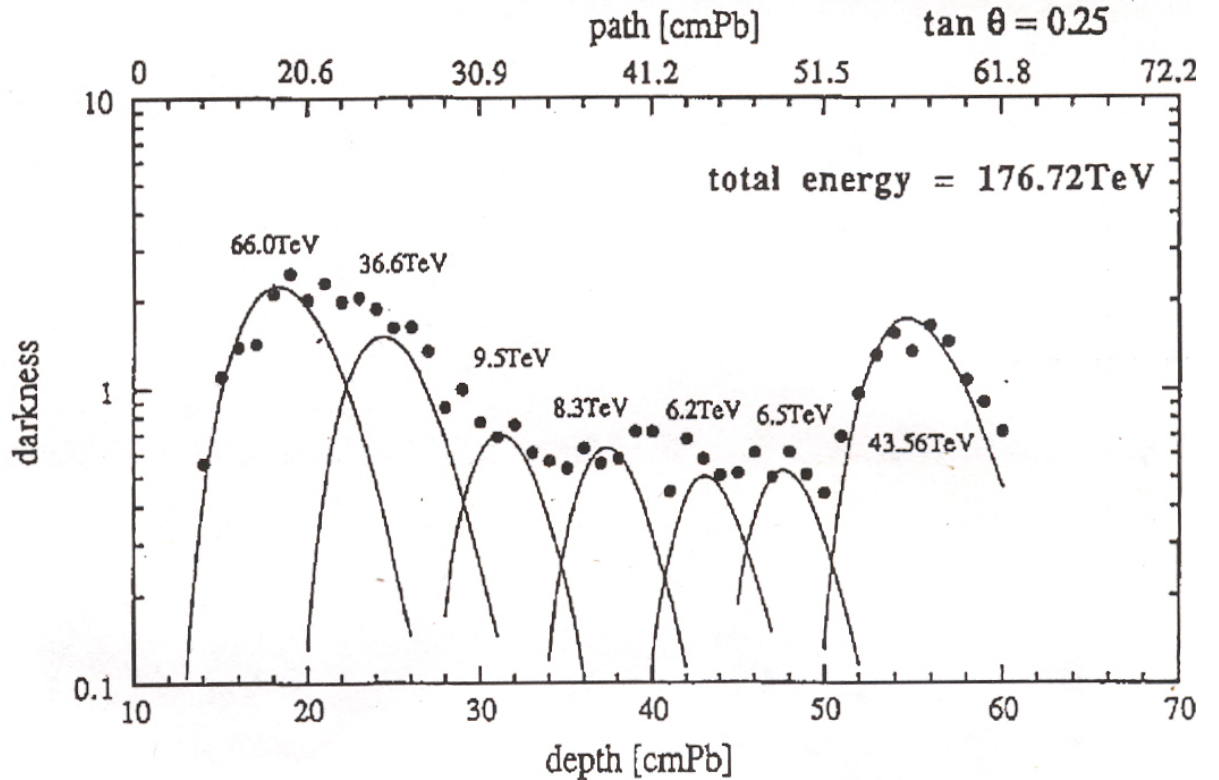


Рис. 5: Пример адронного каскада в свинце с аномально медленным поглощением.

Представляется, что такую форму каскада качественно можно понять с помощью взаимодействий странглета с ядрами свинца с учетом его диссоциации на сотни гиперонов ТэВных энергий. Так как энергии гиперонов при этом близки к порогу регистрации РЭК, то модель позволяет довольно легко регулировать интенсивность регистрируемых каскадов.

Судя по аномальному поглощению длиннопробежной компоненты адронов в стволах ШАЛ, величина λ_{diss} имеет порядок величины ≥ 1000 г/см² и должна определяться экспериментально.

1.4 Возможные источники странглетов.

В 1964 году физики Арно Пензиас и Роберт Вилсон, открыли СВЧ-излучение с длиной волны $\lambda = 7.35$ см - реликтовое излучение ранней Вселенной, существование которого было предсказано Джорджем Гамовым еще в 1948 году. Это стало основным подтверждением модели горячей Вселенной, из которой следовало постепенное охлаждение Вселенной в процессе ее расширения, начиная от момента возникновения приблизительно 14 млрд. лет назад. В процессе эволюции и охлаждения Вселенная прошла через несколько фазовых переходов.

1.4.1 Реликтовая СКМ.

Яркой характеристикой видимой Вселенной является отсутствие антивещества в заметных количествах. Это позволяет делать предсказания о вариантах ее возникновения. По современным представлениям, возникшим под влиянием идей Сахарова, Вселенная формировалась как ядерная в результате нарушения СР-инвариантности и несохранения барионного числа [9]. В ранней Вселенной позитроны чаще превращались в кварки чем электроны в антикварки. В дальнейшем, кварки и антикварки аннигилировали, а возникший избыток кварков ($\sim 10^{-9}$ от полного их числа) привел к образованию ядерного вещества. Реликтовый фотонный газ является следствием этих процессов в современную эпоху. Число таких фотонов в $\sim 10^9$ раз превышает число нуклонов, и интерпретируется как свидетельство бурной аннигиляции нашей Вселенной на ранних стадиях ее существования.

Фазовый переход от кварк-глюонной плазмы к барионам должен был происходить в период $10^{-5} - 10^{-4}$ сек после Большого взрыва при температуре ~ 100 МэВ. Соответствующий сценарий, предполагающий, что это был фазовый переход первого рода, рассмотрен Эдвардом Виттеном [3]. Процесс образования пузырьков низкотемпературной фазы барионов идет при постоянной температуре. Расширение Вселенной приводит к увеличению размера барионных пузырей и когда их объем превышает 50 % всего пространства ситуация обращается и теперь уже в барионной среде присутствуют пузыри кварковой фазы. Таким образом возникает барионная материя, из которой впоследствии возникнут ядра, но, кроме того, образуются тяжелые пузыри странной кварковой материи, плотность которых превышает ядерную. Глобы СКМ с барионными числами меньше 10^{52} (размер звезды) должны были испариться в течении ~ 1 сек при остывании Вселенной от ~ 100 до 1 МэВ [12]. Это означает, что космологическая компонента, если и существует в современную эпоху, то только в виде кварковых звезд или черных дыр, которые в принципе способны объяснить вид ротационных кривых для галактик, т.е. наличие во Вселенной всей темной материи [3].

1.4.2 Генерация СКМ в современной Вселенной.

Образование относительно тяжелых странглетов с массой ~ 1 ТэВ в ядерных взаимодействиях должно иметь крайне малое сечение из-за кинематических ограничений и необходимости образования ~ 1000 странных кварков. Сечение рождения частиц массы M квадратично падает с увеличением массы $\sigma \sim 1/M^2$, поэтому можно записать $\sigma_M \approx \sigma_p m_p^2 / M^2 \simeq 10^{-6} \sigma_p$. Поток адронов на уровне гор, среди которых в основном пионы, не превышает $\sim 10^4$ м $^{-2}$ ·год $^{-1}$ для адронов с энергией больше 1 ТэВ. Тогда поток гипотетических странглетов не должен превышать 10^{-2} м $^{-2}$ ·год $^{-1}$ или одно событие на сто метров квадратных в год что практически не влияет на экспериментальные результаты при сравнимой площади установки 100-200 м 2 . При этом полученная оценка заведомо завышена и применима к любой частице с массой порядка 1 ТэВ.

Для рождения частиц СКМ гораздо существеннее другое. Их стабильность обеспечивают странные кварки, которые отсутствуют в ядрах КЛ и атмосферы. Поэтому их надо генерировать, причем в реакции слабого взаимодействия, сечение которого мало. При взаимодействии кварки в основном остаются внутри своего поколения. Вероятность изменения поколения кварка довольно мала. Приблизительно эти вероятности описываются членами СКМ-матрицы (Cabibbo, Kobayashi, Maskawa) и если переходу $u \rightarrow d$ соответствует член близкий к единице $V_{ud} = 0.974$, то $V_{us} = 0.226$, а $V_{ub} = 0.004$. СКМ это примерно равное количество u, d, s -кварков, поэтому, если барионное число странглета $A=300$, то $0.226^{300} \simeq 1.7 \cdot 10^{-194}$, а для $A=1000$ процесс подавлен практически нулевой величиной $0.226^{1000} \simeq 1.3 \cdot 10^{-646}$. Поэтому когда говорят о возможности рождения таких частиц космическими лучами в атмосфере, то по видимому имеют в виду не странглеты, а какие то другие частицы. Из этих же оценок следует, что получение стабильных частиц СКМ (странглетов) на коллайдерах тоже маловероятно. Такие эксперименты в первую очередь ориентированы на получение метастабильных частиц СКМ с $A \sim 10$ и определение условий возникновения кварк-глюонной плазмы (КГП).

Здесь предполагается наличие странглетов в первичных космических лучах, поэтому следует искать источники их образования среди астрофизических объектов. Такими объектами могут быть только кварковые звезды, либо нейтронные звезды с кварковым веществом в ядре.

В [3] СКМ рассматривается как кандидат на роль темной материи во Вселенной, т.е. предполагается, что $\sim 90\%$ вещества состоит из кварковой материи, например, в виде черных дыр. При этом, отмечается, что СКМ может естественным образом возникать в нейтронных звездах как продукт кварк-глюонной плазмы. В этом случае кварковая звезда является промежуточной фазой ее эволюции из нейтронной звезды в черную дыру.

Преобразование нейтронного Ферми-газа в кварковый должно идти с выделением энергии связи, которая составляет $10 - 50$ МэВ/барион [3], т.е. переход нейтронной звезды в кварковую должен сопровождаться выделением энергии $\sim 10^{52}$ эрг через испускание ν и γ . При этом кварковая фаза скорее всего возникает сразу же за образованием нейтронной звезды и должна наблюдаться характерная форма нейтринного потока с относительно быстрым всплеском и затянутым хвостом. Детальное описание кварковых звезд можно найти в работах [20–23]

Аргументы в пользу существования кварковых звезд вытекают также из рассмотрения периодов обращения пульсаров. Плотность вещества в нейтронных звездах такова, что может обеспечить периоды обращения лишь более ~ 1 мсек. С другой стороны, в субмиллисекундном диапазоне наблюдается довольно много объектов и число их растет.

Странглеты в космических лучах могут возникать как результат столкновения нейтронных звезд, взрыва сверхновых или в результате испускания их кварковыми пульсарами [24–27]. Последний вариант в принципе может обеспечить достаточно высокую энергию странглетов. При рассмотрении возможных механизмов ускорения обычных ядер в окрестности нейтронных пульсаров отмечается, что оказываются достижимы энергии ядер порядка 10^{17} эВ. Нейтронная звезда имеет сильное электромагнитное поле, напряженность магнитного поля на поверхности может составлять $10^{10} - 10^{12}$ Гс, а электрического $10^{14} - 10^{16}$ В/м. В этом случае, время разгона частиц до околосветовых энергий составляет: $= m/\hbar = 10^{-14}$ сек, т.е. в окрестности пульсара все частицы релятивистские. При минимальных массах стабильных странглетов порядка 1 ТэВ, это означало бы, что их спектр в космических лучах должен иметь энергетический порог существенно выше этого значения. Для странглета с ~ 1000 заряд $Z \simeq 30$ и такую частицу можно рассматривать как супертяжелое ядро железа. Предельно возможные Лоренц-факторы для ускорения ионов в магнитосфере пульсара могут составлять величины $\gamma \simeq 10^7$. Поэтому странглеты в прин-

ципе могли бы ускоряться до энергий существенно более высоких чем $\sim 10^{20}$ эВ, которые рассматриваются как предельные для протонов из за ГЗК эффекта .

Основной проблемой в поиске конкретных механизмов ускорения СКМ является инжекция странглетов в магнитосферу пульсара. В случае нейтронных звезд СКМ может существовать уже при плотностях $1.6\rho_0$, где $\rho_0 \simeq 2.4 \cdot 10^{14}$ г/см³ [?] и для достаточно массивных звезд это условие выполняется уже на ее поверхности. Анализ возможного строения кварковых звезд [28–30] показывает, что они скорее всего могут обладать верхней оболочкой из ядерного вещества, толщина которой может достигать нескольких десятков километров для относительно малых масс звезды $M/M_\odot < 0.2$. С увеличением массы и плотности кварковой звезды толщина ядерной оболочки уменьшается. Возможно что эмиссия СКМ может быть связана с вариантами нестабильных состояний кварковых звезд. Однако обычно рассматриваются варианты образования СКМ в результате столкновения кварковых звезд, либо образования в сверхновых. В целом следует отметить, что вопрос образования релятивистских странглетов в КЛ исследовался слабо.

Для оценки возможных энергий частиц можно воспользоваться результатами Сыроватского для выражения максимального значения энергии которую частица может приобрести в магнитном поле В, занимающем область L [31]: $E_{max} = zecBL$.

Для Z=1 это выражение дает энергию $E_{max} = 3 \cdot 10^{19}$ эВ, сравнимую с максимальной ожидаемой энергией КЛ. Возможно более детальное рассмотрение процессов в окрестности кварковых пульсаров сможет предложить реальные механизмы ускорения странглетов до сверхвысоких энергий.

В заключение на рис. 6 приводятся некоторые экспериментальные ограничения на поток СКМ в КЛ и оценка их потока по данным эксперимента АДРОН.

Экспериментальная оценка интенсивности показывает, что для получения заметной статистики событий площадь регистрации установки должна составлять сотни метров. Понятно, что космические проекты в этом случае малоэффективны и основным методом должны быть высокогорные установки ШАЛ. Обычно теоретическая оценка возможного потока странглетов в КЛ на 5-6 порядков превышает величину, полученную в эксперименте АДРОН. В частности показано, что для получения такой оценки интенсивности достаточно всего лишь одного столкновения кварковых звезд за историю их существования. Причину завышенной оценки интенсивности странглетов можно искать в их метастабильности.

1.5 Спектр странглетов в КЛ.

Энергетический спектр странглетов вблизи Земли может быть существенно связан с их временем жизни. Если странглеты существуют и стабильны, а их источниками являются кварковые звезды, то источников должно быть достаточно много и их спектр должен напоминать спектр КЛ, т.е. это должен быть степенной спектр. В этом случае странглетов должно быть довольно много при малых энергиях и такие экзотические объекты должны были давно проявить себя. Реально это не так, аномалии в развитии каскадов появляются лишь в области излома спектра при энергиях в несколько ПэВ (1 ПэВ=10¹⁵ эВ) и возможно выше.

Наиболее простое объяснение такого поведения можно связывать с метастабильностью странглетов. Если время жизни странглетов меньше времени жизни КЛ в Галактике $\tau_S < \tau = 10^7 - 10^8$ лет [16], то вклад в поток КЛ вблизи Солнца дадут 1-2 наиболее близких источника, причем их спектр должен иметь локальный характер вблизи энергии $\sim Z \cdot 10^5 mc^2$, где Z-заряд, а m-масса первичной частицы [45].

В работе [13] приводится оценка времени жизни странглетов $\tau_S \approx 10^6$ лет, исходя из времени жизни протона $\tau(p \rightarrow \pi^0 e^+) > 9 \cdot 10^{32}$ лет. В рамках модели суперсимметрии в

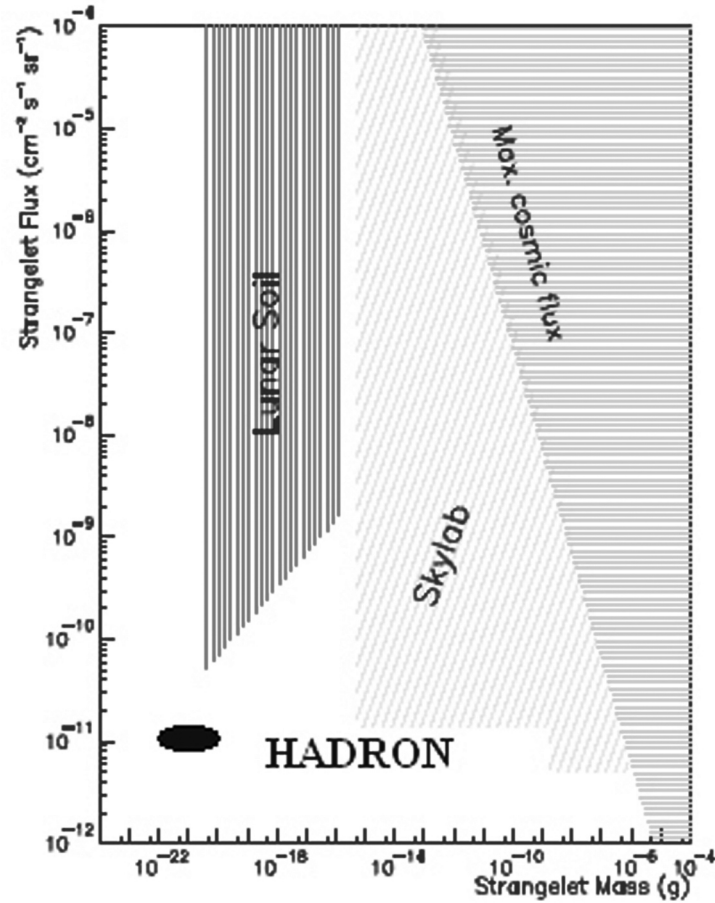


Рис. 6: Оценка верхних границ потока странглетов в составе КЛ $N(A)$ как функции барионного числа A . Залитый овал соответствует оценке интенсивности странглетов, полученной в эксперименте "Адрон" [35].

показано, что время жизни частиц СКМ может составлять величину порядка 10^6 лет. Формально это можно рассматривать как косвенное обоснование рассматриваемой гипотезы.

В теоретических оценках потока странглетов в глубине атмосферы авторы используют два варианта их взаимодействия с ядрами воздуха. В "стандартной" модели предполагается что каждый кварк ядра-мишени взаимодействует с одним кварком странглета, поэтому в каждом взаимодействии барионное число странглета уменьшается примерно на величину $A_{air} = 14.5$. В "модели трубки" предполагается, что все кварки из геометрического пересечения ядра и странглета участвуют во взаимодействии и барионное число уменьшается на величину $1/3^{2/3}$. Последняя модель нереалистична и рассматривается как предельные случай наиболее быстрого уменьшения барионного числа странглета при прохождении атмосферы. "Стандартная" модель вообще говоря не является другим крайним вариантом. В качестве такого варианта надо скорее рассматривать испарительную модель. В этом случае ядро воздуха лишь возбуждает странглет, увеличивая его внутреннюю энергию, которая затем выделяется через разрешенные каналы распада странглета.

2 "Экзотика" в космических лучах.

Выше приведено краткое описание гипотетической кварковой материи. Ниже будут собраны "аномалии" или примеры "экзотики" в КЛ. Возможно эти два раздела имеют прямую причинно-следственную связь, возможно нет. Основная цель данной работы - показать перспективность поиска частиц СКМ в КЛ и в связи с этим, необходимость изменения направления исследований. Другими словами, необходимость замены задачи определения ядерного состава КЛ, которую не удалось решить за последние полвека, на более простую задачу поиска аномальной компоненты в КЛ (СКМ) или доказательство ее отсутствия.

Из результатов, полученных за последние десятилетия, для нас наиболее важными являются два:

1) Двухкомпонентная модель КЛ в области колена [41], которая позволила установить компромисс между резкой формой излома в спектре КЛ при энергии 3 ПэВ и диффузионной моделью распространения КЛ.

2) Ряд аномальных эффектов в КЛ (экзотика), которые не находят объяснения в рамках традиционной модели КЛ.

При перечислении экспериментальных "аномалий" не предполагается каждый раз "объяснять" их характеристиками СКМ. Важно, что эти аномалии наблюдаются при разной методике исследований (ШАЛ, РЭК, ШАЛ+РЭК) и модель СКМ в принципе способна объяснить широкий спектр этих эффектов. В такой ситуации решение искать или не искать СКМ в КЛ скорее относится к области психологии чем физики, оптимист искать будет. Следует отметить, что отличие результатов и выводов разных экспериментов в области исследования ШАЛ зачастую связано с такими характеристиками как комплексность установки, высота регистрации в атмосфере, геометрия расположения детекторов, в частности их плотность, динамический диапазон регистрирующей электроники, т.е. возможность регистрировать одночастичные спектры и максимально достижимая плотность частиц вблизи оси ШАЛ, и особенно важной характеристикой является наличие детектора стволов ШАЛ и тип такого детектора. Представляется, что изучать характеристики ствола возможно только при наличии достаточно хорошего пространственного разрешения и таким детектором является только рентгеноэмульсионная камера (РЭК).

На Рис. (7) приведен спектр КЛ практически во всем диапазоне их существования. Из за большого числа источников спектр имеет гладкий степенной характер. Поэтому основной интерес представляют две области. Это область "колена" при энергиях $10^{15} - 10^{18}$ эВ, где спектр КЛ меняет наклон и область ультравысоких энергий $> 5 \cdot 10^{19}$ эВ, где предполагается наличие обрезания спектра КЛ из за потерь энергии при взаимодействии ядер КЛ с реликтовым излучением (ГЗК-эффект).

В области исследований при ультравысоких энергиях ($> 5 \cdot 10^{19}$ эВ) сложилась непростая ситуация. Интенсивность КЛ таких энергий настолько мала, что требует создания установок площадью в тысячи квадратных километров. Такая установка в настоящее время создана международным сотрудничеством в Аргентине (Оже) и создается в Канаде (северное полушарие). Стоимость каждой составляет несколько сот миллионов долларов, поэтому конкуренция в этой области при современном финансировании научных исследований в России практически бесперспективна. Однако, более важно другое. Последние исследования в экспериментах HiRes и Оже по сути передвинули проблему обрезания спектра из области энергий 10^{19} эВ в область 10^{20} эВ. Измерения показали, что в спектре КЛ в области энергий $10^{19} - 10^{20}$ эВ присутствует бамп Рис.(8).

Поведение спектра за бампом снова непонятно, т.к. статистика событий в этой области мала и для того что бы определить дальнейшее поведение спектра нужна площадь регистрации в 100 раз больше, т.е. установка с площадью сбора не 3000 км^2 , а 300000 км^2 по

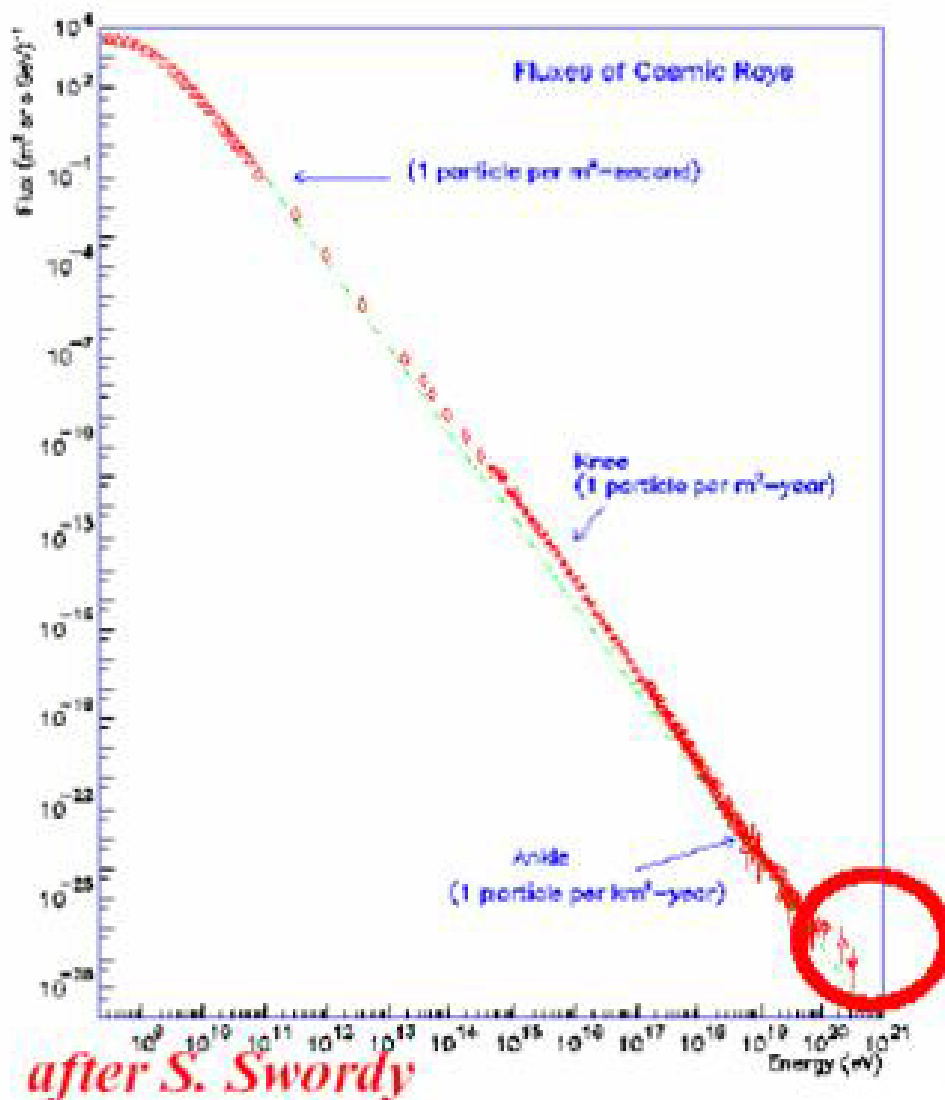


Рис. 7: Спектр космических лучей.

крайней мере. Такой проект существует, но это спутниковый и чрезвычайно дорогой эксперимент (EUSO). Поэтому в дальнейшем будут обсуждаться лишь исследования в области колена КЛ.

2.1 Экспериментальные данные ШАЛ.

В 60-70х годах остро обсуждались различные модели спектра КЛ в области излома ~ 3 ПэВ ($1 \text{ ПэВ} = 10^{15} \text{ эВ}$). Экспериментально наблюдался острый излом, тогда как диффузионная модель предсказывала плавное изменение наклона спектра. В конечном итоге, большинством экспериментов острый излом был подтвержден и в работах Ерлыкина и Волфиндейла [41–43] сформулирована модель вклада одиночного близкого источника КЛ. Компромисс модели сводился к тому, что есть две компоненты спектра. Одиночный близкий источник формирует острый бамп [45] и излом в спектре при энергии 3 ПэВ. Остальные источники формируют спектр с плавным изменением наклона - диффузионный спектр. В расчетах Ерлыкина и Волфиндейла показано, что соотношение интенсивностей в этих компонентах

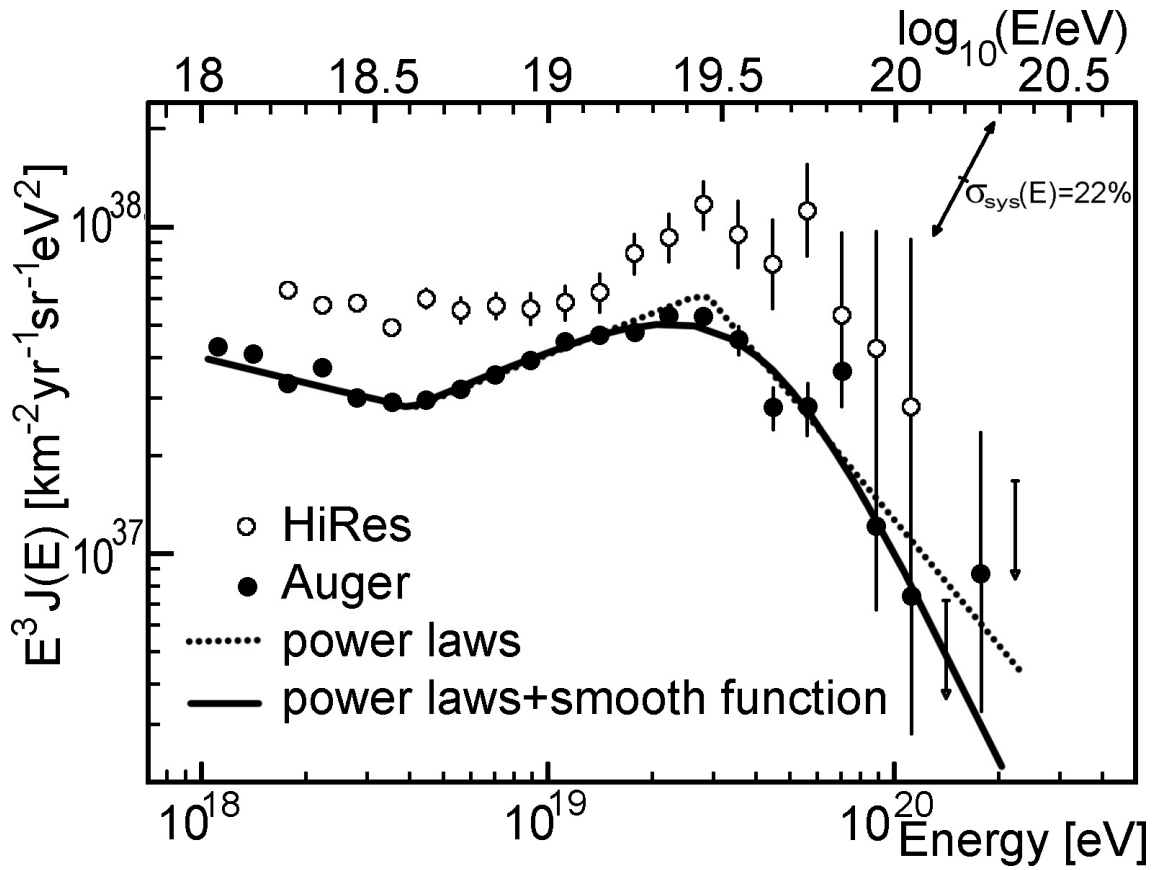


Рис. 8: Спектр космических лучей предельных энергий по данным экспериментов HiRes и Auger.

вполне может описать реальный спектр, включая наличие в нем тонкой структуры [48, 49]. Результаты расчета приведены на Рис. 9

Информация о первичных космических лучах, которую метод ШАЛ позволяет извлечь, довольно скудная, поэтому наличие бампов в спектре КЛ может стать наиболее информативной характеристикой.

На рис. 10 приведены спектры E_0 , полученные в экспериментах АДРОН(Тянь-Шань) и AGASA(Япония) [46]. В Тянь-Шанском спектре можно выделить два бампа. Первый, при $E \simeq 3 \cdot 10^{15}$ эВ, формирует традиционный излом, который подтверждается многими экспериментами и который можно считать твердо установленным. Вторым, при $E \simeq 10^{17}$ эВ менее надежен, но проявился уже не в одном эксперименте [15, 46]. Конечно наличие второго бампа можно попытаться объяснить излучением еще одного близкого источника КЛ. Однако в этом случае его максимальная энергия излучения должна быть больше в десятки раз, что довольно не просто получить в модели. Кроме того, наличие двух близких источников с абсолютно разными спектрами результат довольно сомнительный.

В рамках гипотезы странглетов ситуация выглядит несколько иначе. ШАЛ, созданные странглетами, могут отличаться довольно сильно в зависимости от того, развалился странглет над установкой или нет. В первом случае ствол ШАЛ должен включать сотни гиперонов, во втором это тяжелая, но всего лишь одна частица в центре ствола. Замена одного странглета на сотни гиперонов в первую очередь должна приводить к существенному отличию полного числа заряженных частиц в ШАЛ N_e , которое в случае ядер служит мерой первичной энергии $E_0 \simeq 2\text{ГэВ} \cdot N_e$. Поэтому, странглеты, имеющие один бамп в энергетическом спектре, в принципе, могут генерировать два бампа в спектре ШАЛ с разными

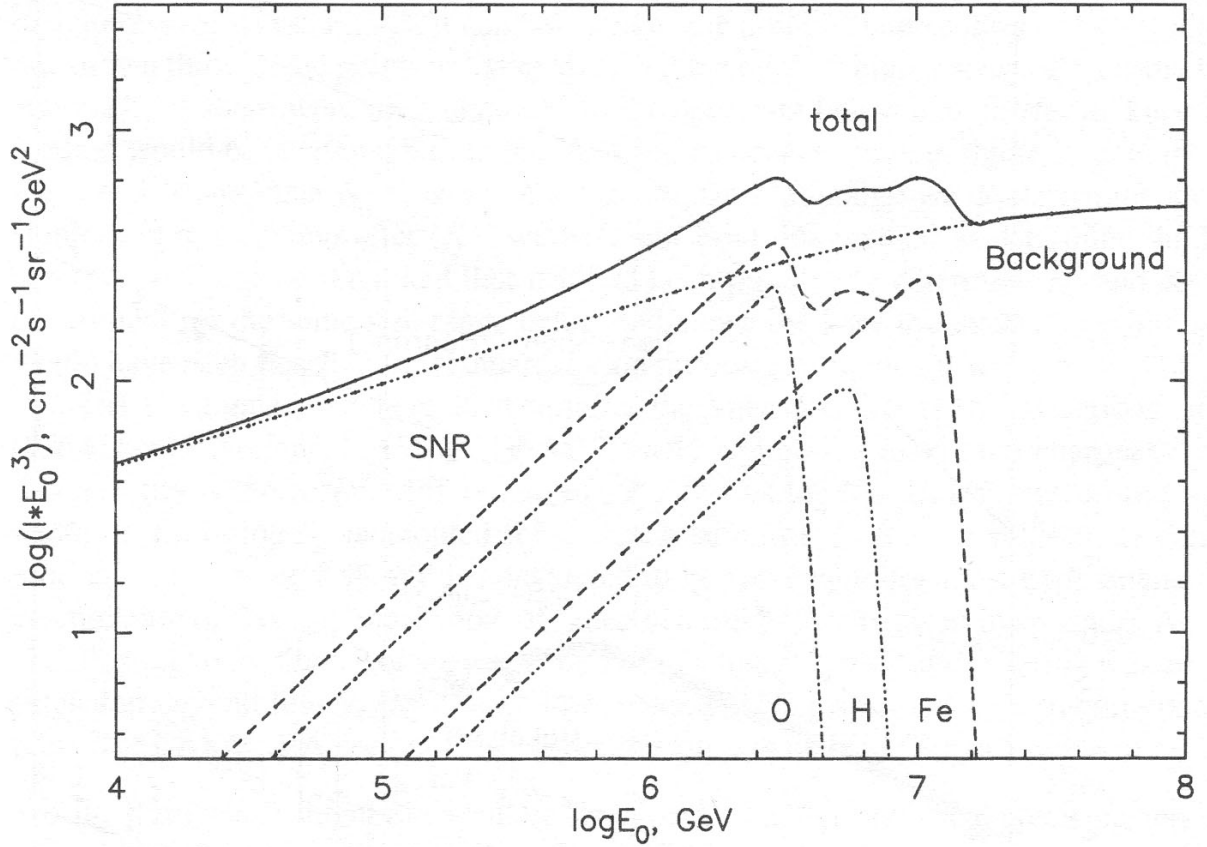


Рис. 9: Двухкомпонентная модель КЛ в области колена. Спектры различных ядер в модели одиночного источника и спектр всех КЛ.

N_e . Эту ситуацию иллюстрирует Рис. (11).

На рисунке приведены два качественных спектра. На одном энергетический спектр ядер и странглетов, на другом те же спектры, но для N_e . В последнем случае учтено, что полное число электронов (заряженных частиц) в ШАЛ N_e при одной и той же энергии странглета может сильно отличаться в случаях когда он дошел до уровня наблюдения, либо развалился на струю из сотен гиперонов высоко над установкой. Конечно такую модель надо аккуратно просчитать, но на качественном уровне представляется, что в ее рамках можно получить два бампа в спектре N_e , имея лишь один в энергетическом спектре.

Отсюда следует, что этот эффект можно было бы проверить экспериментально если бы для ШАЛ существовал метод точного определения энергии первичной частицы. Казалось бы этого можно добиться, регистрируя черенковское излучение ШАЛ. Этот метод называют квазикалориметрическим, но из-за того, что он позволяет суммировать черенковский свет по глубине атмосферы. Однако количество света и в этом случае зависит от числа частиц в ШАЛ. Поэтому распад странглета скорее всего будет давать второй бамп, как и в случае регистрации числа заряженных частиц N_e . Хотя отличие формы спектров, полученных этими методами, возможно и модельные расчеты в этом направлении могут представлять интерес.

Если аномальные эффекты в эксперименте АДРОН объясняются гипотезой СКМ, то из имеющихся данных можно довольно грубо оценить возможный поток странглетов и величину их длины диссоциации λ_{diss} за счет центральных соударений. В спектре ШАЛ для высоты Тянь-Шаня ($x_1 \simeq 700$ г/см²) присутствует излом при $N_e \sim 1.5 \cdot 10^6$, а в области

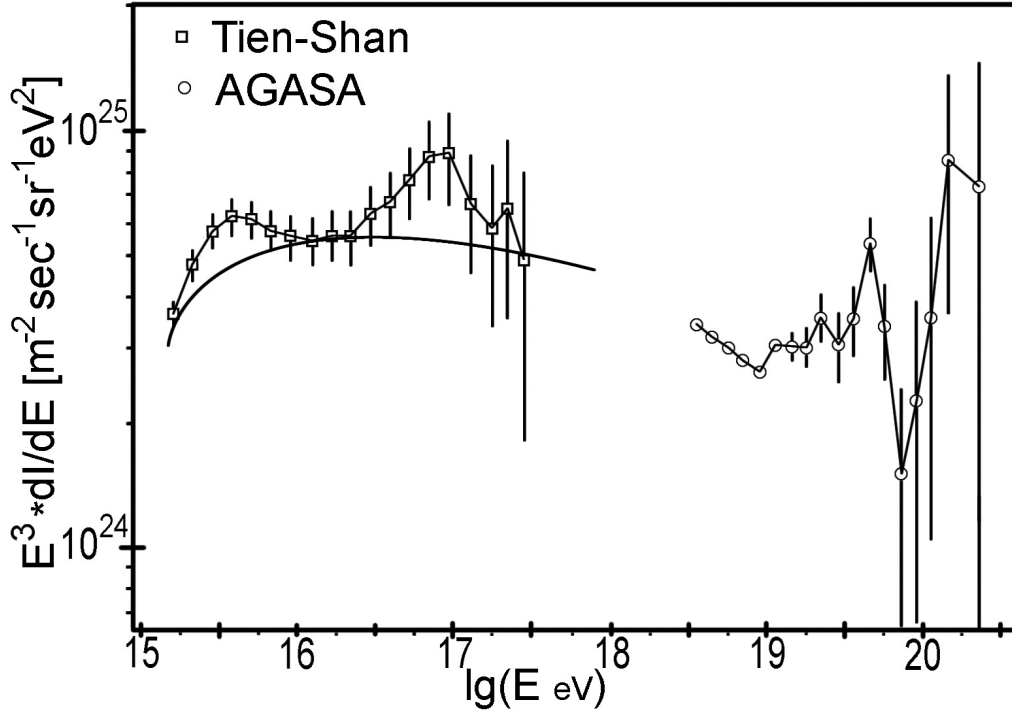


Рис. 10: Спектры КЛ, полученные в экспериментах АДРОН (Тянь-Шань) и AGASA (Япония). Сплошной линией слева качественно показан диффузионный спектр.

$N_{>7.10^6}$ наблюдается бамп в спектре, сужение ФПР (уменьшение параметра s) и увеличение диссипации энергии в ШАЛ (см. данные эксперимента АДРОН).

В области колена наблюдается целый ряд аномальных эффектов: увеличение в 1.5 раза числа мюонов в ШАЛ с γ -семействами, в пять раз доли узких ливней с $s < 0.4$, изменение наклона спектра γ -квантов с $b \simeq 1.8$ до 1.0, появление гало в семействах γ -квантов. Все это позволяет считать, что в интервале $N_e = 10^6 - 10^7$ присутствует аномальная компонента и если это странглеты, то они образуют примерно половину наблюдаемых ШАЛ (40 – 50%), т.е. интенсивность $I^s \sim 3 \text{ м}^{-2}\text{год}^{-1}$. Предполагается, что при больших углах вклад странглетов мал из-за их распада.

Интенсивность ШАЛ при $N_e \sim 10^7$ связывается с полной диссоциацией странглетов в верхних слоях атмосферы выше уровня $x_2 \simeq 500 \text{ г/см}^2$. Из сравнения этих значений можно получить, что значение длины диссоциации оценивается как $\lambda_{diss} \simeq 10000 \text{ г/см}^2$, что намного больше l_{crit} . Если это верно, то означает, что основным каналом потери энергии странглета в атмосфере является испарение нейтронов.

Следует отметить, что в формировании второго бампа при энергии 100 ПэВ большую роль играют аномально "молодые" ливни [46, 47]. Речь идет о ШАЛ с параметром "возраста" $s < 0.4$. Понятие возраста в этой области уже не применимо и речь идет о ШАЛ с аномально острой функцией пространственного распределения (ФПР) электронов близкой к $\rho \sim 1/r^2$. Понятно, что развал странглета на сотни проникающих адронов непосредственно над установкой может формировать ливни с чрезвычайно острой ФПР. На Рис. 13 видно, что доля таких ливней быстро растет и увеличивается не менее чем в 5 раз при $N_e > 10^6$.

Обычно ФПР аппроксимируется функцией Нишимуры-Каматы-Грейзена (НКГ):

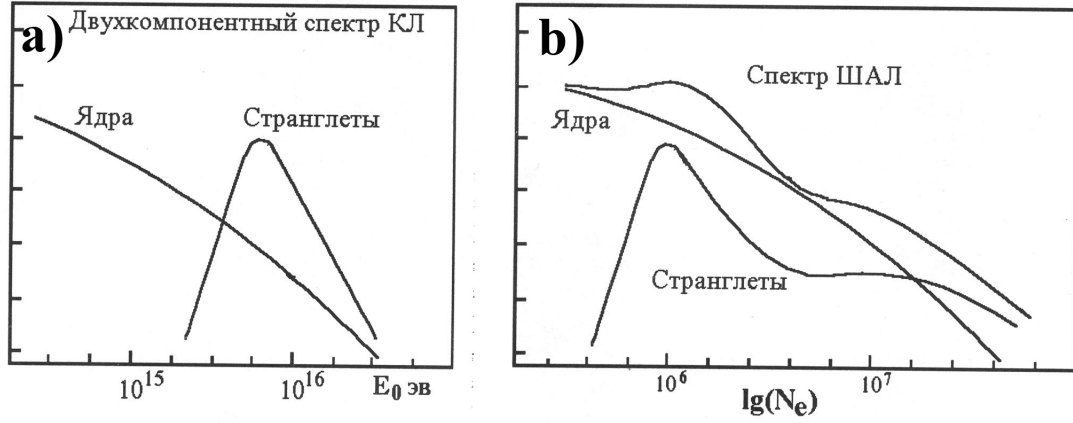


Рис. 11: Гипотетические спектры энергий странглетов и ядер КЛ -(а), соответствующие спектры ШАЛ для ядер, странглетов и ядер+странглеты-(б).

$$f_{NKG} = C(s) \left(\frac{r}{r_m} \right)^{s-2.0} \left(1 + \frac{r}{r_m} \right)^{s-4.5}, \quad (2.1)$$

r_m - радиус Мольер. Полное число электронов N_e в ШАЛ определяется интегрированием функции f_{NKG} :

$$N_e = 2\pi \int_0^\infty f_{NKG} r dr. \quad (2.2)$$

При работе с такими функциями ($s \sim 0$) возникает две проблемы. Электронный канал детекторов, регистрирующих плотность заряженных частиц в ШАЛ, должен иметь достаточно большой динамический диапазон регистрации, чтобы не искажать ФПР вблизи оси ливня. Кроме того, интеграл от ФПР расходится при $\rho \sim 1/r^2$, поэтому его необходимо ограничивать в нуле процедурой уплотнения ФПР. Вполне вероятно, что причина отличия результатов различных экспериментов заключается в отличии характеристик регистрирующей аппаратуры и процедур анализа материала.

Двухкомпонентный спектр и состав КЛ существенно осложняет проблему определения массового состава в области колена. Покажем это на примере простейшей модели, учитывающей наличие двух бампов. В эксперименте АДРОН были получены два спектра: спектр ШАЛ и спектр ШАЛ с γ -семействами, зарегистрированными в РЭК [48]. Необходимость одновременной аппроксимации обоих спектров резко ограничивает возможные модели. Детали модели приведены в работе [?]. Как это представлено на Рис.14 в спектр каждой ядерной компоненты вставлялись два пика при одинаковых значениях жесткости $R = E/Z \sim 0.13$ ПВ.

При этом спектры каждой ядерной компоненты нормировались на экспериментальные данные прямых измерений, приведенные на Рис.15.

Величина пиков подбиралась таким образом, чтобы сумма компонент обеспечивала одновременное согласие с двумя спектрами: спектром ШАЛ и ШАЛ с γ -семействами, как это показано на Рис. 16.

Согласие вполне удовлетворительное, но в отличие от наиболее часто используемого значения жесткости излома ~ 3 ПэВ в приведенных спектрах ядерных компонент излом происходит при жесткости $R \simeq 0.1$ ПВ.



Рис. 12: Рабочий момент подготовки экспозиции установки СФЕРА с помощью привязного аэростата.

Другой важный вывод связан с видом энергетических спектров различных групп ядер в области колена, которые приведены на Рис. 17. Здесь наблюдаются быстрые осцилляции состава в области 1-10 ПэВ. Возможно именно это является основной проблемой при определении массового состава КЛ в этой области. Метод ШАЛ имеет довольно плохое энергетическое разрешение ($\Delta E/E \sim 30\%$), что не позволяет восстановить реальные спектры. Поэтому кажется вполне естественным, что задача определения состава КЛ в этой области до сих пор не решена.

2.2 Длиннопробежные каскады, проникающие адроны и кривая поглощения γ -семейств в атмосфере.

Ствол ШАЛ наиболее информативная часть, он содержит наиболее энергичные ядерно-активные частицы. Первоначально стволы ШАЛ исследовались с помощью ионизационных калориметров, которые регистрировали суммарную энергию стволов. В экспериментах с Тянь-Шанским калориметром (БИК) было обнаружено увеличение длины поглощения адронных каскадов с энергиями 10-300 ТэВ [33, 34]. Калориметр выделялся своей глубиной $\Delta X \sim 1000$ г/см². Длина поглощения адронных каскадов в области их энергий менее 10 ТэВ почти постоянна (~ 500 г/см²) и затем увеличивается примерно вдвое при $N_e \sim 10^6$, т.е. в области колена в спектре ШАЛ.

Для объяснения порогового эффекта в [?] была выдвинута гипотеза повышенного сечения рождения лидирующего чарма в фрагментационной области, предполагая, что это сечение примерно в 10 раз больше, чем дает аппроксимация ускорительных данных. Эффект наличия длиннопробежной компоненты был подтвержден данными РЭК сотрудничества Памир [40]. В свинцовой камере, на глубине более 80 каскадных единиц наблюдалось отклонение от экспоненциального поглощения адронных каскадов в сторону увеличения

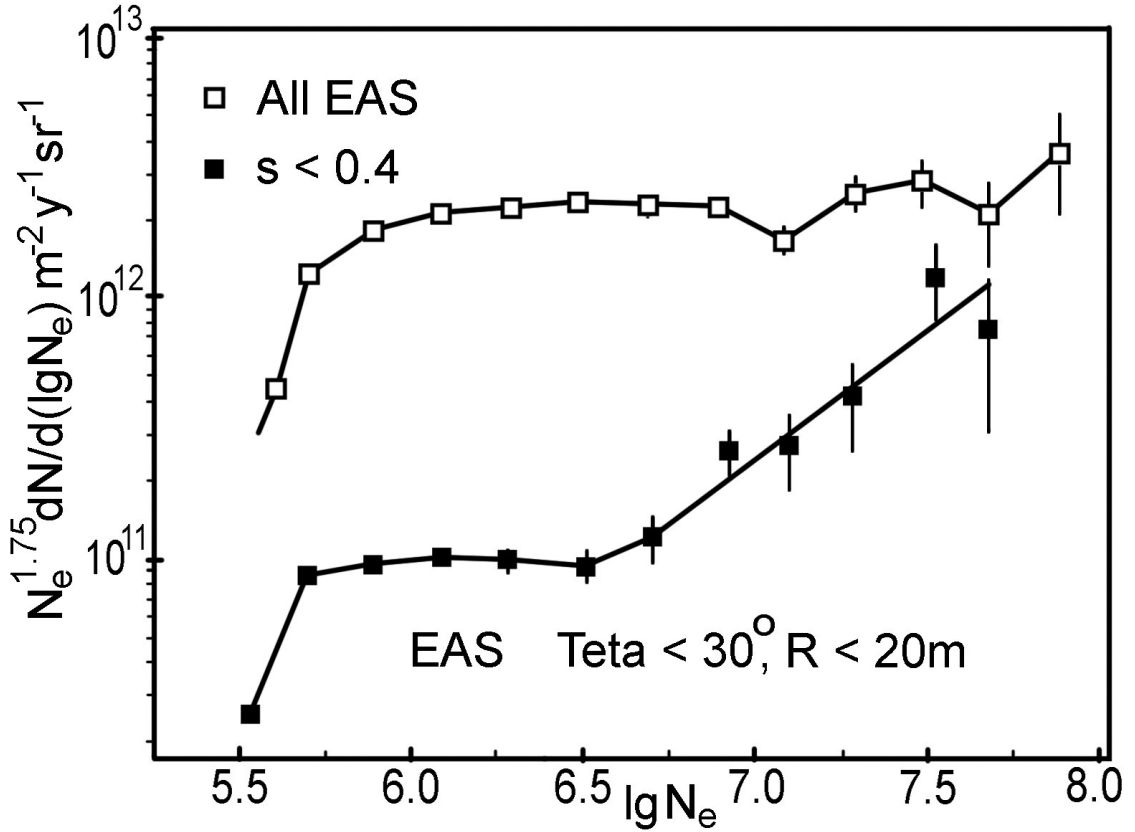


Рис. 13: Спектры N_e для всех ШАЛ и ШАЛ с параметром $s < 0.4$

λ_{abs} . В настоящее время, ФИАН проводит специальный эксперимент по проверке роли чарма в образовании затянутых каскадов [?].

Вместе с тем была проведена независимая проверка этого эффекта на атмосферных каскадах, регистрируемых в РЭК. Рентгенэмульсионная камера - прибор пассивный, он не требует электропитания и специального обслуживания в процессе экспозиции. Поэтому было проведено большое количество экспозиций РЭК на аэростатных, самолетных и горных высотах. Объединив эти данные, в [?] были построены кривые поглощения потока γ -квантов и их семейств в атмосфере. Результат компиляции приведен на Рис. 18:

Общий наклон кривых соответствует традиционному значению поглощения $\lambda_{abs} \simeq 90 - 100 \text{ г/см}^2$, однако в области значений глубины атмосферы $\Delta X \simeq 600 - 700 \text{ г/см}^2$ наклон существенно уменьшается и соответствует $\lambda_{abs} \simeq 250 \text{ г/см}^2$

Следует отметить, что распадные длины для чармированных частиц при энергиях 1-10 ПэВ составляют не более десятков метров, поэтому их влияние на развитие ШАЛ в этой области энергий мало и следовательно, вне зависимости от данных для свинцового поглотителя (калориметр, свинцовая РЭК), объяснить, замедление поглощения, наблюдаемое в стволах ШАЛ, с помощью лидирующего чарма нельзя. Это приводит к выводу о возможном наличии длиннопробежной компоненты в первичном излучении. Обнаружение длиннопробежной компоненты в адронных каскадах ШАЛ явилось первым в ряду аномалий, обнаруженных в области колена спектра ШАЛ.

2.3 Гамма-адронные события в РЭК.

Краткий обзор аномалий в опытах с космическими лучами показывает, что заметную роль в них могут играть проникающие адроны (гипероны). Они формируют лидирующие кла-

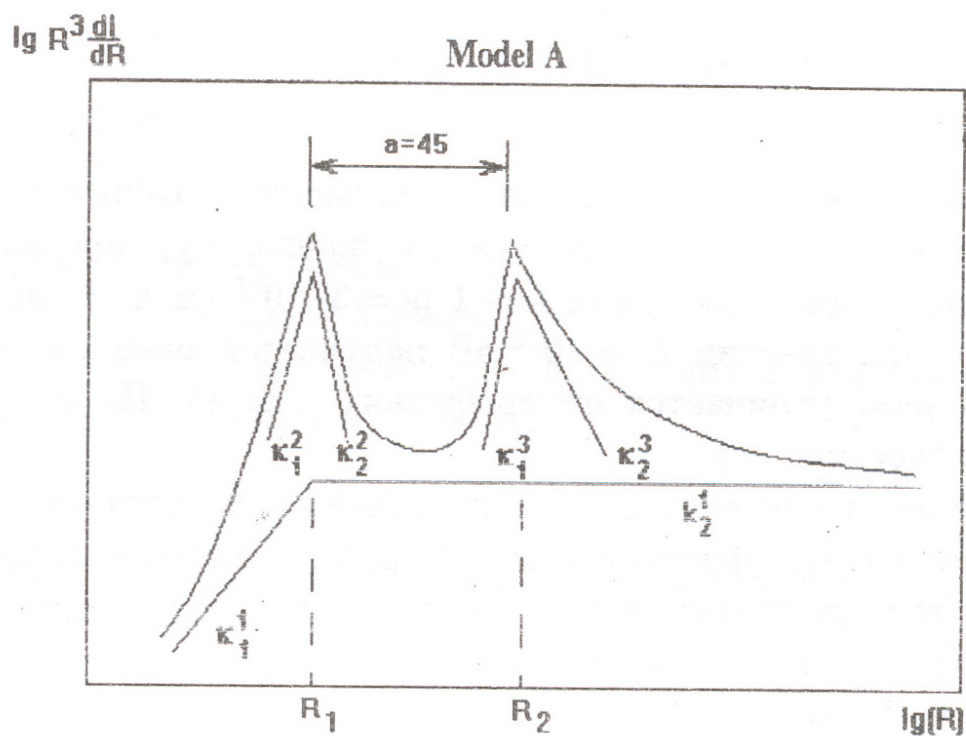


Рис. 14: Модель ядерных спектров с двумя бампами.

стеры в гамма-адронных семействах, которые могут нести значительную долю энергии. Такие кластеры могут рассматриваться, как начальная стадия развития гало и именно в таких событиях наблюдаются наиболее жесткие спектры гамма-квантов при $N_e > 3 \cdot 10^6$.

Основная информация о характеристиках взаимодействия ядер КЛ с ядрами воздуха заключена в частицах стволов ШАЛ. Это в основном наиболее легкие адроны $\pi^\pm$ и π^0 -мезоны. Последние практически моментально распадаются на два γ -кванта ($\tau \sim 10^{-16}$ сек) и формируют, так называемые, γ -семейства в РЭК. РЭК обладает уникальным пространственным разрешением ~ 100 мкм, что позволяет измерять индивидуальные энергии адронов (γ -квантов) и получать их энергетические спектры. Следует отметить, что в эксперименте ПАМИР была получена самая большая статистика событий в РЭК (полная экспозиция ~ 10000 м²·год), что позволило провести достаточно детальный анализ характеристик гамма-адронных семейств.

Представляет интерес интерпретация аномалий наблюдаемых в опытах с космическими лучами с точки зрения возможного присутствия СКМ в КЛ. Хотя эти эффекты с экспериментальной точки зрения часто носят дискуссионный характер, они обсуждаются в литературе и для их объяснения предлагаются довольно экзотические варианты. На качественном уровне можно показать, что гипотеза СКМ обладает достаточно широким спектром возможностей, чтобы объяснить большинство обсуждаемых эффектов с единой точки зрения.

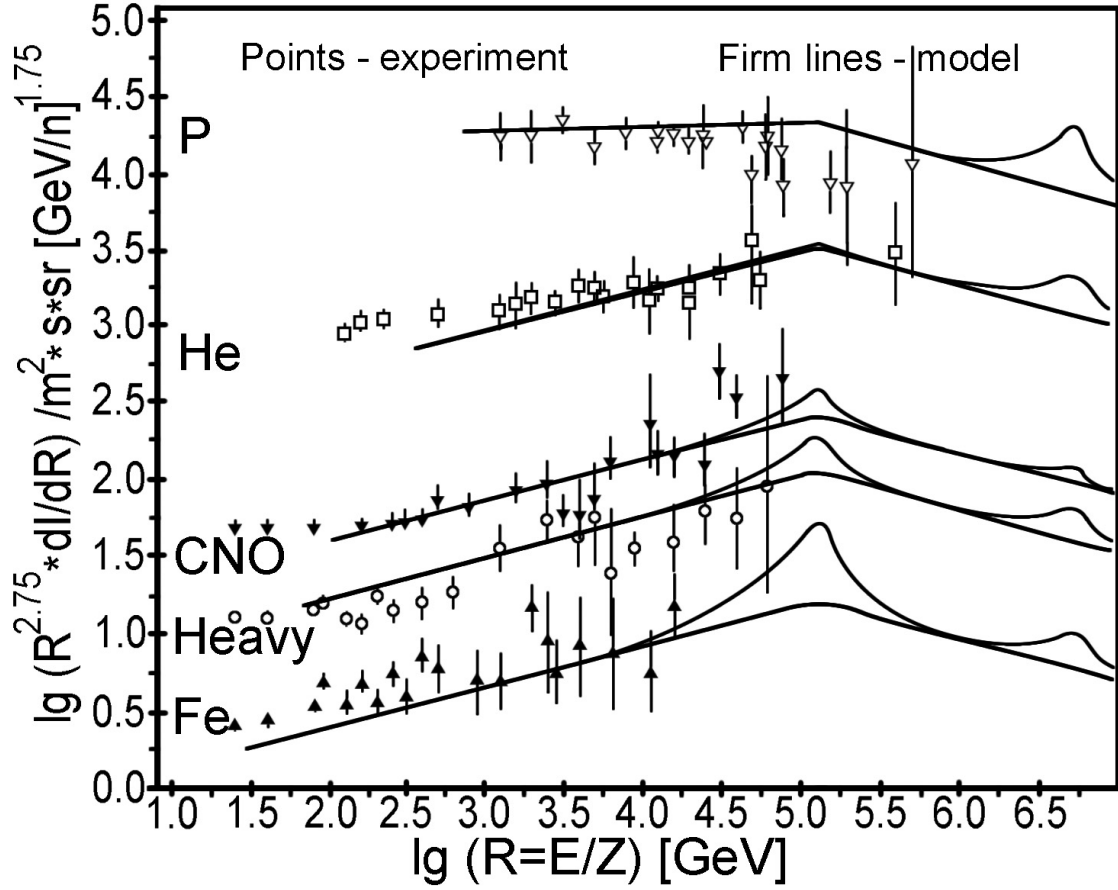


Рис. 15: Калибровка спектров ядер по экспериментальным данным.

2.3.1 Джеминионы и мини-струи.

Джеминионы представляют один из вариантов аномалий среди рентгеноэмульсионных событий [?]. Это двуцентровые семейства для которых наблюдается $\sim$ стократная разница в поперечных импульсах струй и частиц внутри них. Реально, в эксперименте поперечный импульс t неизвестен, т.к. неизвестна высота образования частиц, вместо него измеряется величина $E_i R_i$, характеризующая поперечное развитие семейства. Для джеминионов средняя величина $\langle ER \rangle$ для струи в сто раз больше чем значения $i R_i$ внутри струи, т.е. $\langle ER \rangle^{jet} \sim 100 \langle i R_i \rangle^{injet}$. Если предполагать, как делают авторы, что $p_t^{jet} \sim 1$ ГэВ, то внутри струй поперечный импульс будет $t \sim 10$ МэВ. В дальнейшем было показано, что образование узких струй присутствует не только в двуцентровых семействах (джеминионах), но это более широкий и самостоятельный класс каскадов, входящих в состав разнообразных семейств и получивший название мини-струй [?]. Мини-струи характеризуются малой величиной $\langle i R_i \rangle$, которая, однако, больше чем для электромагнитных процессов, и высокой проникающей способностью, которая предполагает наличие в них адронов. В рентгеноэмульсионной феноменологии предполагается, что мини-струи являются начальной стадией развития гало.

2.3.2 Гамма-адронные семейства с гало.

Гало является наиболее ярким эффектом, наблюдаемым в гамма-адронных семействах [?, ?]. Оно представляет из себя диффузное пятно потемнения в центре семейства размером от нескольких мм^2 до $\sim 1000 \text{ мм}^2$. В семействах с видимой энергией > 500 ТэВ доля

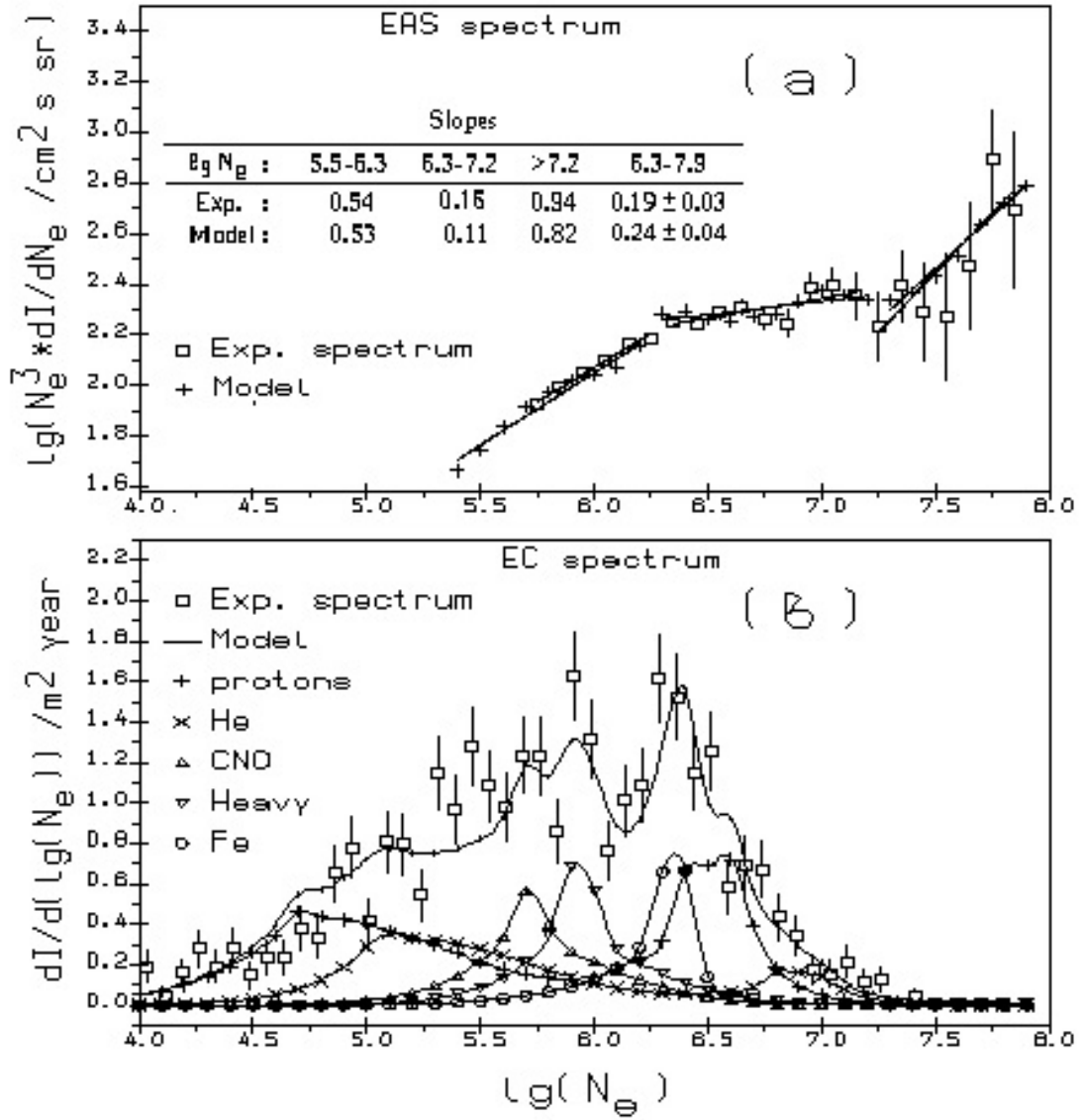


Рис. 16: Аппроксимация экспериментальных спектров ШАЛ-(а) и ШАЛ с γ -семействами-(b) с помощью одной и той же модели (Рис.14).

таких событий составляет около 50%. Наиболее простое объяснение предполагает, что гало формируется наложением электромагнитных каскадов образованных γ -квантами (π^0) с энергиями в сотни и тысячи ТэВ. В то же время, отмечается, что гало проявляет довольно большую проникающую способность, большую чем можно ожидать от чисто электромагнитного каскада (π^0) и даже адронного ($\pi^\pm$) [?].

Анализ высотного хода интенсивности семейств с гало в атмосфере требует, чтобы они образовывались протонами или даже более проникающими частицами [?]. Но результаты исследования пространственной структуры гало, полученные, например, в [?], нельзя объяснить протонами. Требуется, по крайней мере, группа ядер CNO, в качестве первичных частиц. Эти данные демонстрируют противоречие между продольным и поперечным развитием гало в рамках стандартных представлений. Попытка привлечь ядра CNO, вряд ли удовлетворительна, т.к., при этом, в несколько раз должна уменьшиться общая интенсивность событий в РЭК, что потребует кардинальных изменений в используемой модели.

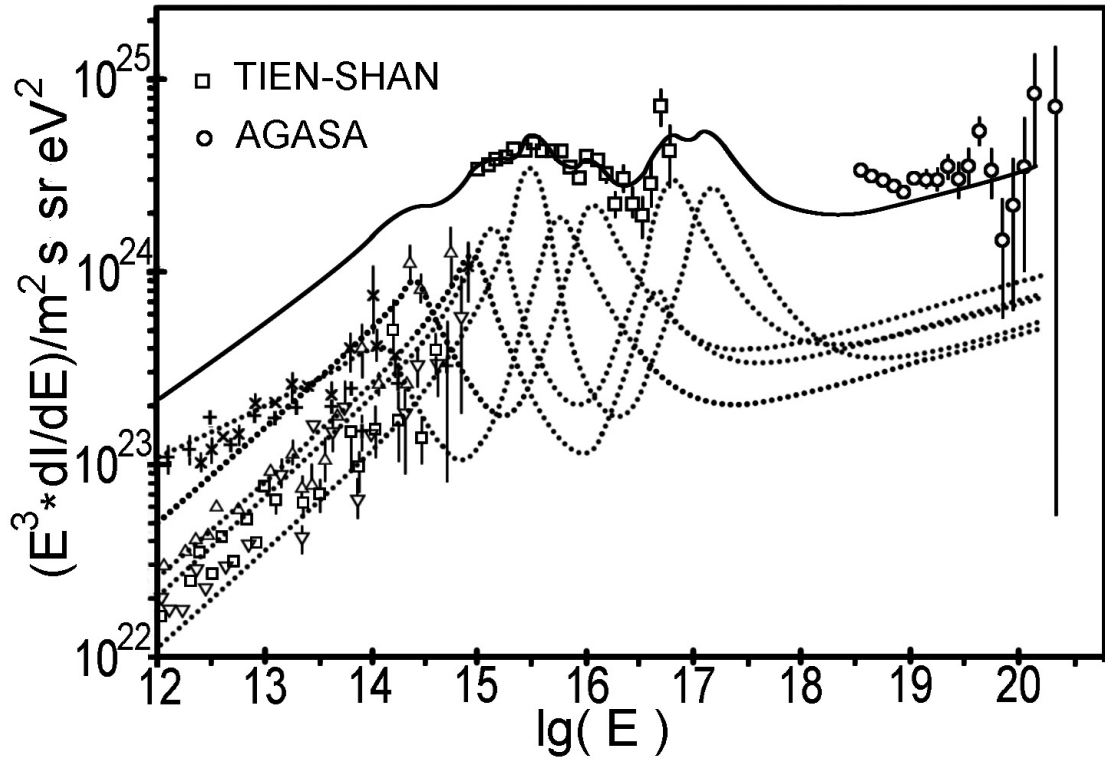


Рис. 17: Модельный спектр ШАЛ и спектры групп для двухкомпонентной модели.

Статистика комбинированных событий с гало в эксперименте АДРОН невелика (24 события) и более половины из них имеют размер гало в начале развития $\sim 2 \text{ мм}^2$. Тем не менее, можно извлечь два вывода из их анализа. Спектр N_e для событий с гало имеет максимум при $N_{\sim 7 \cdot 10^6}$ и спектр энергий гамма-квантов, присутствующих в этих событиях, крайне жесткий, наклон $b \simeq 1$ соответствует чисто протонным событиям.

В рамках рассматриваемой гипотезы, можно связать степень развития гало с высотой распада странглета над установкой. В этом случае, становятся понятными жесткие спектры гамма-квантов в семействах с небольшими гало, т.к. этим событиям соответствует распад сравнительно невысоко над установкой. Наиболее яркой чертой событий с гало является наличие нескольких струй (многоцентровость) и их выстройка вдоль прямой линии. Этот эффект был обнаружен в эксперименте Памир и, в дальнейшем, было показано, что выстройка присутствует не только в событиях с гало, но и в других многоцентровых семействах [?, 50, 52]. Ройзен [53] связал этот эффект с механизмом разрыва кварк-глюонной струны, образующейся в адрон-адронных взаимодействиях высокой энергии. Ясно, что получить соответствующие условия возникновения струны существенно легче при распаде такого объекта как странглет.

2.3.3 Кентавры.

Этот тип рентгеноэмульсионных событий [?] привлек большое внимание благодаря возможной связи с аномально большими флуктуациями изоспина при множественном рождении пионов. Основной чертой кентавров является большое превышение числа адронов над гамма-квантами $N_{\pi^\pm} \gg N_{\pi^0}$. Интенсивность таких событий, измеренная сотрудничеством Памир-Чакалтайа, довольно мала и составляет $\sim 10^{-2} - 10^{-3} \text{ м}^{-2} \text{ год}^{-1}$. В 1979 году Бёркен и Мак-Лерран предположили, что кентавры могут образовываться метастабильными

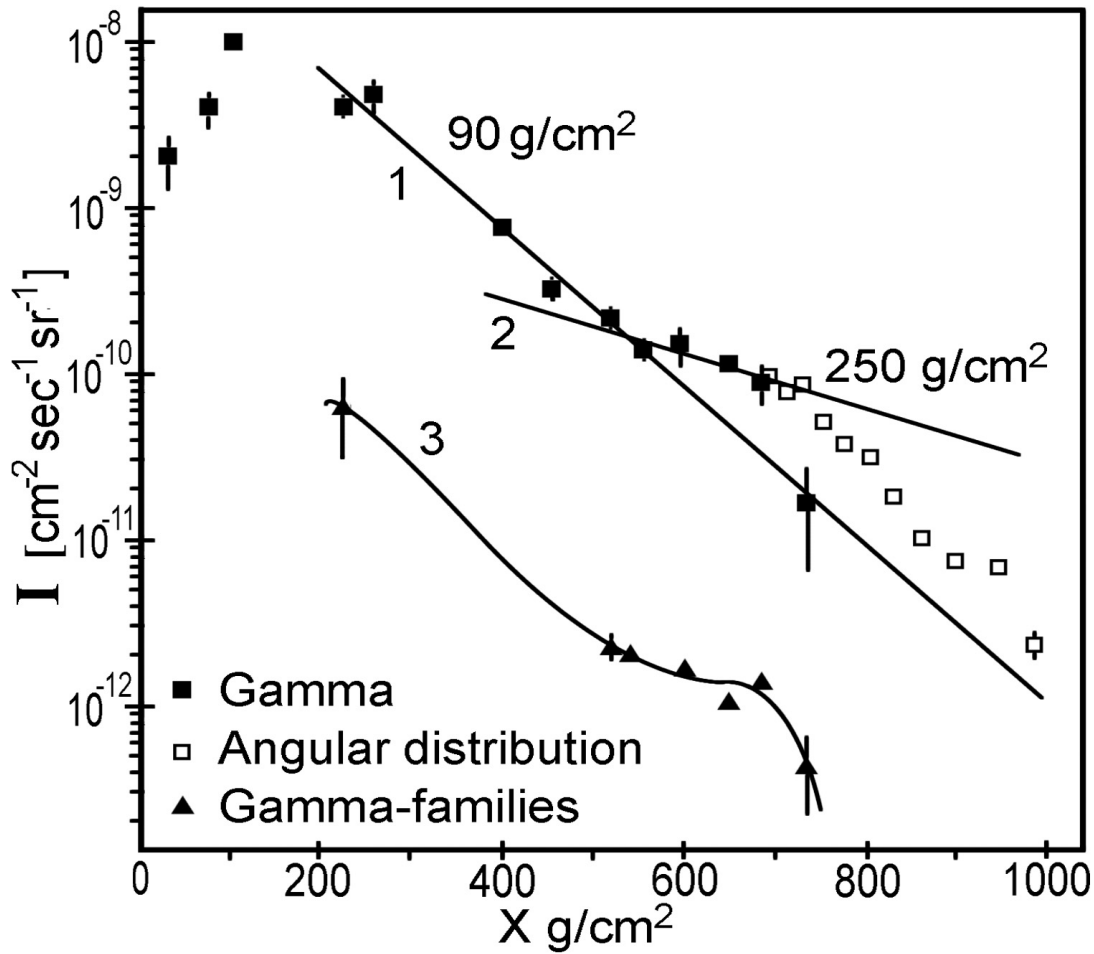


Рис. 18: Кривые поглощения потока γ -квантов с энергией $E_\gamma \geq 10$ ТэВ и их семейств. 1,2-линейные аппроксимации, 3 - сплайн.

глобами странной кварковой материи, присутствующей в космических лучах [4]. Предполагалось, что кентавры образуются в результате ее развала (взрыва) на гипероны. В этой же работе отмечалось, что, образованные глобами ШАЛ, могут быть очень похожи на ШАЛ генерированные ядрами CNO группы. Длина поглощения этой компоненты в атмосфере оценивалась как $\lambda_{abs} \sim 6000 - 8000$ г/см² и гипотеза имела трудности, связанные с объяснением величины потока горизонтальных ШАЛ. С тех пор, представления о СКМ несколько изменились, в частности, она представляется менее плотной и менее связанной и, кроме того, показана принципиальная возможность абсолютно стабильного состояния СКМ.

Отличие, предлагаемой здесь гипотезы, заключается в том, что интенсивность странглетов в КЛ предполагается порядка ~ 1 м⁻²·год⁻¹ и λ_{abs} на порядок меньше. При этом, согласие с интенсивностью горизонтальных ШАЛ получается за счет большего поглощения странглетов и обязательного их развала на глубине ~ 1000 г/см² или меньше.

В литературе обсуждается также возможность образования Кентавров в виде кварк-глюонной плазмы. Такую возможность нельзя исключить из за малой интенсивности событий. К настоящему моменту, зарегистрировано всего 5-6 событий типа Кентавров, что составляет $< 10^{-3}$ от полной статистики событий в сотрудничестве Памир-Чакалтайа при энергиях порядка 1 ПэВ.

2.3.4 Хироны.

Семейства типа хирон [?] характеризуются большими поперечными импульсами частиц $\langle p_t \rangle \sim 2 - 3$ ГэВ (большие $E_i R_i$), отсутствием каскадного размножения в атмосфере, малой (электромагнитной) величиной длины взаимодействия для составляющих семейство каскадов и большой (адронной) длиной поглощения их в свинце. Вторичные частицы, в этом случае, не могут быть пионами. Поток таких событий оценивается как $I \sim 0.1$ м⁻²·год⁻¹ для высоты Чакалтайа (500 г/см²). Авторы предполагают рождение новых адронов типа Хирон. Однако, представляется, что распад странглетов на гипероны может качественно воспроизвести характеристики событий этого типа. Большие p_t определяются, в этом случае, массой гиперонов $m \sim 1$ ГэВ. Для типичных энергий каскадов 10 ТэВ их Лоренц-фактор $\gamma \sim 10^4$ и распадная длина 300 - 800 м, т.е. высота сбора составляет ~ 0.1 от высоты генерации обычных семейств и примерно может объяснить наблюдаемую интенсивность событий. В этом случае, гамма-кванты среди продуктов распада должны давать сравнительно малую величину λ_{int} в РЭК, а адроны относительно большое значение λ_{abs} .

С другой стороны, в рамках этой схемы, образование мини-кластеров и гало можно связывать с наличием среди продуктов диссоциации странглетов глобов кварк-глюонной плазмы, распадающихся с аномально малыми поперечными импульсами. Образование частиц с аномально малыми p_t в рамках модели образования хирального (кирального) конденсата рассматривается в [?, 3].

Большое разнообразие, настоящий "зоопарк феноменологии событий в РЭК носит аномальный характер, что в большой степени связано с разрозненным творчеством разных научных групп. Представляется, что гипотеза странглетов в КЛ наименее экзотична и имеет астрофизическое обоснование. Следует также отметить, что в экспериментах с РЭК регистрируются стволы ШАЛ, но отсутствует информация о первичной энергии. Поэтому эти исследования изначально были нацелены на поиск экзотики. Уникальное пространственное разрешение метода позволяло получать детальную информацию о пространственно-энергетических распределениях адронов в стволах ШАЛ. Здесь в частности и берет начало источник богатой феноменологии событий в РЭК.

2.4 Аномалии в ШАЛ с γ -семействами.

В эксперименте АДРОН впервые получена представительная статистика ШАЛ с γ -семействами, что позволило получить уникальные данные о стволах ШАЛ в области колена и корреляциях различных компонент ШАЛ.

Зависимость от N_e числа мюонов $\langle N_\mu \rangle$ и наклона спектров E_γ в ШАЛ нельзя объяснить ливнями, образованными первичными ядрами, т.к. в этом случае зависимости противоречат друг другу. Это противоречие не зависит от модели взаимодействия и состава КЛ, т.е. носит общий модельно независимый характер. Покажем это.

Если ствол ШАЛ содержит γ -семейство, т.е. γ -кванты ТэВных энергий, то это означает меньшую диссипацию первичной энергии, чем в среднем по ШАЛ, т.к. при $N_e \sim 10^6$ число ШАЛ без γ -семейств много больше чем ШАЛ, в которых есть γ -кванты ТэВных энергий. Другими словами в этих случаях наблюдается проскок протонов в атмосфере.

Наоборот, более быстрый рост $\langle N_\mu \rangle$ в ШАЛ с γ -семействами, чем в среднем по ШАЛ, означает увеличение диссипации энергии E_0 . В случае выборки ШАЛ с γ -семействами следовало бы ожидать уменьшение $\langle N_\mu \rangle$, как это показано пунктирной прямой на Рис. 19-а). Реально ситуация наблюдается обратная.

Более того, противоречие усугубляется тем, что спектры γ -квантов становятся жестче в области за изломом спектра ШАЛ, т.е. это можно интерпретировать как переход от ядер

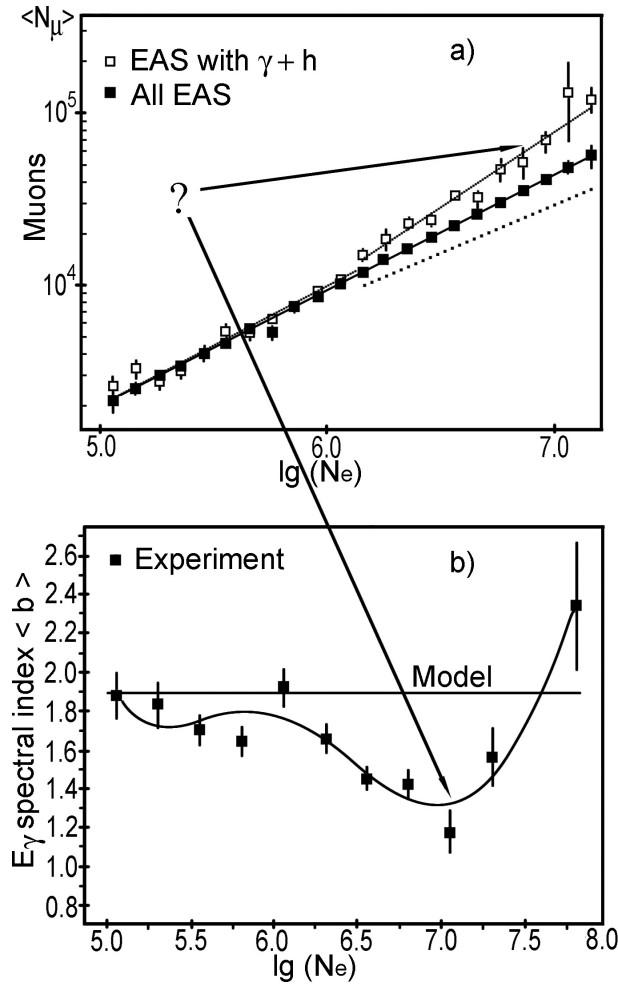


Рис. 19: а) Зависимость среднего числа мюонов от N_e для всех ШАЛ и ШАЛ с γ -семействами. б) Зависимость наклона спектров γ -квантов от N_e для ШАЛ с γ -семействами.

группы железа в КЛ к протонам или появлению процессов уменьшающих диссипацию. Получается, что мюонная компонента ШАЛ указывает на увеличение диссипации, а адронная на ее уменьшение. Ни один ядерный состав КЛ или его изменение не могут объяснить два этих эффекта одновременно, т.е. ядерная модель состава КЛ в данном случае неверна.

Ситуацию можно исправить, добавив к пяти группам ядер компоненту содержащую странглеты. Частицы СКМ являются проникающими, поэтому могут генерировать достаточно жесткие спектры E_γ и одновременно, за счет большого сечения взаимодействия, генерировать больше мюонов, чем это делают ядра.

Эти данные позволяют сделать важный вывод: В области колена КЛ содержат аномальную компоненту, которая не состоит из нуклонов. Практически единственной интерпретацией такой компоненты, допускающей астрофизическое обоснование, являются метастабильные частицы странной кварковой материи - странглеты.

3 Возможные проверки гипотезы.

Формулировка новой гипотезы конструктивна если она не противоречит существующим данным, достаточно предсказательна и допускает экспериментальную проверку. Как было показано выше, аномалии, требующие нетривиального объяснения, проявляются во всех

методиках, в ШАЛ, в РЭК, в ШАЛ+РЭК, поэтому и методы проверки могут быть разные. Это, в частности означает, что установка для проведения дальнейших исследований должна быть комплексной. Необходимый минимум состоит из трех подсистем:

- # Ливневая установка для регистрации электронов ШАЛ, определения N_e и энергии E_0 ;
- # Детектор стволов ШАЛ (РЭК);
- # Подсистема для регистрации мюонов;

Кроме того, можно ожидать получения дополнительной информации при включении таких подсистем, как:

- # детекторы нейтронов;
- # детекторы черенковского света ШАЛ;
- # детекторы радиоизлучения ШАЛ;

Получение корреляции или антикорреляции сигналов от этих подсистем в любом случае будет информативным.

1) Наиболее информативной статистикой событий в комплексной установке такого типа являются ШАЛ с γ -семействами. Поэтому основной задачей представляется проверка результатов эксперимента АДРОН. В случае их подтверждения можно быть уверенным, что в области колена в КЛ присутствует аномальная компонента астрофизического происхождения. Для увеличения достоверности результатов необходимо существенно увеличить статистику ШАЛ с γ -семействами и продвинуться в область $N_e > 10^7$. Для этого требуется получить экспозицию РЭК в составе ШАЛ величиной $\sim 10^4$ м²·год. Кроме того, для ШАЛ с γ -семействами следует уточнить форму ФПР мюонов до расстояний ~ 200 метров и проверить возможное ее отличие от ФПР мюонов для всех ШАЛ.

2) В отношении изучения спектра ШАЛ основные задачи связаны с проверкой наличия бампов и их структуры и выяснения роли молодых ливней ($s < 0.4$) в формировании бампа при $N_e \simeq 10^8$. Для их решения принципиально важно правильно восстанавливать положение оси ШАЛ и форму ФПР электронов вблизи оси. Это означает, что детекторы в центральной части ливневой установки должны быть расположены достаточно плотно, на расстояниях не более пяти метров друг от друга, и динамический диапазон АЦП детекторов должен без искажений измерять плотность e^- вблизи оси ливня, т.е. составлять $\sim 10^5$.

3) Наконец, следует отметить, что важную информацию можно получить с помощью только РЭК, без регистрации ШАЛ. Для этого надо с хорошей точностью измерить интенсивность γ -семейств, например, с $\Sigma E_\gamma \geq 10$ ТэВ, в трех точках: на Памире ($h \approx 600$) г/см²) и на двух высотах Тянь-Шаня, $h \approx 700$) г/см² и $h \approx 750 - 800$) г/см². По предварительным данным поглощение в интервалах $\Delta h = 600 - 700$ г/см² и $\Delta h = 700 - 800$ г/см² должно отличаться в разы (~ 5 раз). Такая форма кривой поглощения возможно наиболее яркое подтверждение не только наличия в первичном излучении проникающей компоненты, но и конкретное указание на ее природу.

Следует отметить еще ряд гипотетических эффектов, предсказываемых моделью СКМ, которые можно искать.

4) Узкие группы нейтронов. В каскадах, образованных ядрами, основным каналом генерации вторичных адронов является рождение наиболее легких $\pi^\pm, \pi^0$ — мезонов. Для странглетов формирование бесцветных адронов происходит внутри объема. В этом случае, из за

наличия кулоновского барьера преимущественно должны рождаться нейтроны. Поэтому основное отличие каскадов надо искать в доле нейтронов среди вторичных частиц. Как уже отмечалось, спектр нейтронов испарения должен быть довольно плоским с максимумом в области нескольких ТэВ и ограничен коротким интервалом $\sim 4 - 20$ ТэВ, т.е. это скорее бамп.

Можно ли обнаружить этот спектр на фоне остальных адронов? Если предыдущие оценки справедливы, то нейтроны испарения могут проявляться в виде узких струй при взаимодействии странглетов с веществом РЭК. Для углерода $A=12$ и параметры взаимодействия близки к полученным для ядер воздуха но, в случае свинца, необходимо учесть ряд дополнительных факторов.

При $p_b = 204$, размеры ядра мишени становятся сравнимыми со странглетными. В этом случае, его эффективный путь в странглете уменьшается примерно вдвое и необходимо учитывать экранировку нуклонов РБ. Во взаимодействии могут участвовать, в основном только поверхностные нуклоны и вместо множителя A_{air} надо использовать $p_b^{2/3}$. Тогда, выражение для потерь энергии ядрами свинца имеет вид: $\Delta E \sim 0.05 p_F A^{1/3} A_{p_b}^{2/3} \sim 6$ ГэВ, т.е. в одном взаимодействии может образовываться 5-6 нейтронов.

Величина длины взаимодействия странглетов λ_{int} в свинце составляет:

$$\lambda_{int}^{S-Pb} = \frac{A_{Pb} m_p}{\pi (1.12 A_{Pb}^{1/3} + 1 A_S^{1/3})^2} \approx 38/2. \quad (3.1)$$

Для углерода $\lambda_{int}^{S-C} \sim \text{г/см}^2$. Угловое распределение нейтронов в системе покоя странглета изотропно, а в лабораторной системе вытянуто вперед с эффективными значениями углов $\vartheta \sim \frac{R^*}{\gamma S m_N}$, где R^* - импульс нейтрона в системе покоя странглета. Это означает, что нейтроны, зарегистрированные в адронном блоке РЭК, должны быть заключены в круге с радиусом порядка 100 мкм при $\gamma_S = 10^4$. Это сравнимо с поперечным размером каскада в свинце и поэтому такая группа нейтронов будет зарегистрирована как одиночный адрон с довольно диффузной формой пятна и энергией определяемой суммой потемнений индивидуальных каскадов. Поэтому для поиска узких групп нейтронов следует увеличивать зазор между гамма и адронным блоками РЭК до нескольких метров. Наличие узких групп адронов (γ -квантов) с интенсивностью $\sim 5 \text{ м}^{-2} \text{год}^{-1}$ может служить хорошей сигнатурой для странглетов.

5) Проникающие адроны. Для чисто свинцовых камер, генерация нейтронов странглетами должна приводить к затягиванию адронного каскада. В этом случае, на каждой длине взаимодействия $S-b \sim 3$ см должно генерироваться 6-7 нейтронов с энергиями в интервале 4-20 ТэВ. Нуклоны взаимодействуют с ядрами Pb с $\lambda_{int}^{N-Pb} \simeq 200 \text{ г/см}^2$, порождая наблюдаемые на пленке каскады. Длина поглощения для такого каскада должна быть заметно больше, чем для обычного адронного.

Кривая поглощения энергии в этом случае является суммой экспонент с λ_{abs} соответствующей поглощению нуклонов в свинце:

$$E(x) = \Delta E \sum_{k=0}^n \exp - \frac{x - x_k}{\lambda_{abs}} \sum_{k=0}^n \exp \frac{\lambda_{int}^S}{\lambda_{abs}} \vartheta(x - x_k) \quad (3.2)$$

Реально в РЭК регистрируются не сами адроны, а порождаемые ими γ -кванты. Поэтому для сравнения с экспериментом необходимо учитывать процесс регистрации, т.е. передачу энергии в электроннофотонную компоненту с коэффициентом $k_\gamma \sim 0.18$, уход каскадов под порог регистрации и наложение каскадов.

Аккуратное рассмотрение этих факторов требует численных модельных расчетов при $\gamma_h \approx 0.8-4$ ТэВ, т.е. в области порога регистрации адронов и ниже. Понятно, что, в этом

случае, за счет пороговых эффектов, меняя параметры модели, несложно подобрать их нужным образом. Поэтому ценность таких расчетов сомнительна. Представляется более надежным эмпирические критерии отбора проникающих каскадов.

б) Ядерные треки глубоко в атмосфере. Можно также рассматривать варианты поиска, связанные с непосредственным обнаружением странглетов или продуктов их диссоциации, т.е. довольно узких струй с $p_t \sim 1$ ГэВ, состоящих из сотен гиперонов с энергиями в несколько ТэВ, среди частиц ШАЛ.

Заряд странглетов, по разным оценкам составляет $Z \approx 0.01-0.03$, где A - барионное число, т.е. при $A = 300 - 1000$ странглет может нести положительный заряд $Z \simeq 3 - 30$. Наличие ядер на высоте гор, практически, исключено из-за их развала на составляющие нуклоны, поэтому обнаружение в ШАЛ частиц с зарядом > 1 было бы очень сильным аргументом в пользу гипотезы странглетов. При измерении зарядов отдельных частиц в опытах с космическими лучами используемые обычно электронные методы, практически, бесполезны, т.к. их пространственное разрешение не позволяет отделить случаи прохождения нескольких близко расположенных частиц от одиночной. Регистрация таких зарядов возможна только с помощью ядерных эмульсий, либо твердотельных ядерных детекторов типа CR-39.

Если странглеты существуют, то они должны находиться в центре ствола ШАЛ, где плотность частиц максимальна. Надо иметь уверенность, что соответствующий трек образован именно многозарядной частицей, а не узкой струей многих частиц. При экспозиции 1-2 слоев ядерной эмульсии толщиной ~ 50 мкм задача обнаружения отдельных треков от частиц с зарядом $Z \geq 3$ не является тривиальной. Просмотр эмульсии по площади работа очень кропотливая, поэтому для поиска и измерения каскадов нужны целеуказания других детекторов. Кроме того, для исключения фона низкоэнергичных ядер, интенсивность которых на несколько порядков выше, желательно иметь оценку первичной энергии.

В 60-х гг. такого типа установка экспонировалась на г. Арагац, в общей сложности менее года [?]. Общая статистика составила 15 событий с первичной энергией в интервал $E_0 = 1-15$ ТэВ. Этот эксперимент, в принципе, мог бы зарегистрировать наличие многозарядных частиц в стволах ШАЛ, однако, статистика событий недостаточна, чтобы делать какие либо определенные выводы.

Вместе с тем можно привести примеры регистрации событий в эмульсиях которые можно интерпретировать как странглеты. Три таких события были получены в экспериментах на баллонах и три в РЭК "Адрон".

7) Данные о потоках адронов на уровне моря. Адронное затягивание каскадов может проявляться в характеристиках ШАЛ. В частности представляет интерес измерение поглощения адронов ШАЛ в атмосфере. Данные измерений потоков ШАЛ и потоков адронов на уровне моря особенно важны, т.к., в случае существования странглетов, доля генерированных ими ШАЛ в общем потоке должна возрастать с глубиной. Рост прекращается на глубине несколько большей, чем критическая длина для распада странглета из-за потери барионного числа $= l_{crit}$.

Если странглеты, в основном, сохраняются до уровня моря, т.е. $l_{crit} \geq 1000$ г/см², то должен наблюдаться избыток нейтронов из-за эффективной генерации их странглетами. В этом случае, даже на уровне моря, поток адронов не должен быть ниже ~ 1 м⁻²год⁻¹.

8) Одной из важнейших задач является поиск близкого одиночного источника КЛ.

4 Краткие выводы.

Предложена гипотеза, которая может объяснить большую часть аномалий в области $N_e = 10^6 - 10^8$, включая "колено" в спектре ШАЛ. В рамках этой гипотезы, первичный спектр КЛ состоит из двух компонент, одна из которых формируется одиночным близким источником, а вторая суммой всех остальных. Сумма источников дает плавно меняющийся спектр, в котором излом отсутствует и отсутствуют какие либо аномалии. Его поведение должно описываться диффузионной моделью распространения КЛ. Спектр одиночного источника или источников имеет форму бампа и формирует резкий излом спектра в области 3 ПэВ. Аномалии в характеристиках ШАЛ объясняются наличием частиц СКМ в составе излучения одиночного источника. Возможен вариант смешанного состава ядер и странглетов.

В рамках этой гипотезы, на основании существующих экспериментальных данных, сделаны оценки характеристик новой компоненты. В работе рассмотрена одна из возможных моделей взаимодействия странглетов с веществом, в которой образование вторичных частиц сводится к испарению нейтронов. Реальная картина может оказаться сложнее, но рассмотренный вариант допускает достаточно простые проверки.

Показано, что гипотеза странглетов может быть сформулирована таким образом, чтобы не противоречить существующим экспериментальным данным и предложены варианты ее проверки.

Для проверки справедливости гипотезы СКМ требуется проведение комплексных экспериментальных исследований, создание полноценной модели прохождения странглетов через атмосферу и проведение соответствующих расчетов.

Список литературы

- [1] A.R. Bodmer, Phys. Rev. D, 4(1971) 1601
- [2] E. Farhi and R.L. Jaffe, Strange matter, Phys. Rev. D, 1984, v. 30, N11, p. 2379-3290.
- [3] Witten E., Cosmic separation of phases, Phys. Rev. D. 1984. V. 30. p. 272-285.
- [4] Bjorken J.D., McLerran L.D., Explosive quark matter and the "Centauro" event, Phys. Rev. D, 1979, V. 20, P.2353.
- [5] C.M.G. Lattes, Y. Fujimoto and S. Hasegawa, Phys. Rep. 65 (1980) 151
- [6] M.S. Berger, R.L. Jaffe, Radioactivity in strange quark matter, Phys. Rev., C35 (1987) 213
- [7] C. Alcock, E. Farhi, A.V. Olinto, Astrophys. J., 310 (1986) 261
- [8] R.R. Caldwell, J.L. Friedman, Phys. Lett. B (1991) 264, 143
- [9] А. Д. Сахаров, Письма в ЖЭТФ 5, 32 (1967).
- [10] Оконов, Препринт ОИЯИ, 1995
- [11] F. Weber, Ch. Schaab, M.K. Weigel and N.K. Glendenning, From quark matter to strange Machos, Societa Italiana di Fisica, (1996)
- [12] Alcock C. and Farhi E., 'Evaporation of strange matter in the early Universe', Phys. Rev. D. 32 (1985) 1273.

- [13] E. Keith, E. Ma, Exotic decays of Strangelets, Proceedings of the Conference on Strangeness in Hadronic Matter 15-17 May 1996, Budapest, Hungary, Edited by T.Csörgő, P. Lévai and J. Zimányi, in Heavy Ion Physics **4** (1996) 381-386
- [14] S.B. Shaulov, Experimental evidences of two component model for CR composition around the "knee 2001, 27 ICRC, Garmisch, Germany.
- [15] S.V. Ter-Antonyan, R.M. Martirosyan et al., 2005, 29 ICRC, Pune, **6**, 105
- [16] Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И., Происхождение космических лучей, М., 1963
- [17] Jes Madsen, Physical properties of strangelets, Proc. of STRANGENESS '95
- [18] D.M. Jensen and J. Madsen, Strangelets at non-zero temperature, HEP-PH-9501321 (1995) SLAC/DESY Libraries
- [19] М. Лонгейр, Астрофизика высоких энергий, Москва "МИР" 1984
- [20] N.K. Glendenning, Ch. Ketner, F. Weber, Astrophys.J., **450**(1995) 253;
- [21] N.K. Glendenning, Ch. Ketner, F. Weber, Phys. Rev. Lett., **74** (1995) 3519
- [22] C. Shaab, F. Weber, M.K. Weigel, N.K. Glendenning, Nuclear Physics A, **605** (1996) 531-565
- [23] Ch. Ketner, F. Weber, M.K. Weigel, N.K. Glendenning, Phys. Rev. D, v.51, N4 (1995) 1440-1457
- [24] Haensel et al., Astr. Ap., **160** (1986) 121
- [25] Alcock et al., Ap. J., **310** (1986) 261
- [26] Alpar M.A., Phys. Rev. Lett., **58** (1987) 2152
- [27] Olinto A.V., Phys. Lett. B, **192** (1987) 71
- [28] G. Chapline and M. Nanenberg, Phys. Rev. D, **16**, 450 (1977)
- [29] B. Freedman and L. McLerran, Phys. Rev. D, **16**, 1130 (1977); **16**, 1147 (1977); **17**, 1109 (1977);
- [30] W.B. Fechner and P.C. Joss, Nature (London) **274**, 347 (1978)
- [31] Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И., Происхождение космических лучей, М., 1963;
- [32] Caldwell R.R., Friedman J.L., Phys. Lett. B **264** (1991) 143.
- [33] С.И. Никольский, В.И. Яковлев, *Труды Всесоюзной конференции по физике космических лучей*, Ташкент, **1**, вып. **2** (1969) 114-120
- [34] V.I. Yakovlev. Long flying component produced by protons at energies above 12 TeV in the ionization calorimeter // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)- 2003. V.122. -P.417-421.
- [35] S.B. Shaulov, Evidences for strangelet presence in primary cosmic rays, Proceedings of the Conference on Strangeness in Hadronic Matter 15-17 May 1996, Budapest, Hungary, Edited by T.Csörgő, P. Lévai and J. Zimányi, in Heavy Ion Physics **4** (1996) 403-422.

- [36] G. Wilk, Z.Wlodarczyk, "Propagation of SQM in the atmosphere", Proceedings of the Conference on Strangness in Hadronic Matter 15-17 May 1996, Budapest, Hungary, Edited by T. Csörgő, P. Lévai and J. Zimányi, in Heavy Ion Physics **4** (1996) p.395-402.
- [37] S. Hasegawa, VI Int. Symp. VHE CRI, Ann-Arbor, USA, AIP Conf. Proc., edited by L. Jones, (1992) p.37
- [38] T. Arisawa et al., Chacaltaya and Pamir collaborations, Technical report **No93-1** (1993), Advanced Research Center for Science and Engineering, Waseda University.
- [39] M. Akashi et al., Proc. 12th ICRC, Hobart, **7** (1971) 2775
- [40] И.А. Михайлова, И.В. Ракобольская, Л.Г.Свешникова, О.П. Строгова, Некоторые особенности поглощения адронов высоких энергий в глубоких 110-см свинцовых РЭК, Препринт НИИЯФ МГУ - 88-014/33, Москва 1988
- [41] Erlykin A.D., Wolfendale A.W., A single source of cosmic rays in the range $10^{15} - 10^{16}$ eV, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 23(1997)979-989
- [42] Erlykin A.D., Wolfendale A.W., High energy cosmic ray mass spectroscopy I. Status and prospects., Astroparticle Physics 7 (1997)1-13
- [43] A.D. Erlykin, A.W. Wolfendale, High energy cosmic ray mass spectroscopy II: Masses in the range $10^{14} - 10^{17}$ eV., Astroparticle Physics 7 (1997)203-211
- [44] A.D. Erlykin, M. Lipski, A.W. Wolfendale, High energy cosmic ray spectroscopy. IV. The evidence from direct observations at lower energies and directional anisotropies, Astroparticle Physics, 8 (1998) 283-292
- [45] Berezhko E. G., Elshin V. K., Ksenofontov L. T., CR acceleration in supernova remnants, JETPH, 82 (1996) 1
- [46] S.B.Shaulov, EAS data at the mountain level and a shape of the CR spectrum beyond the breake, Proc. ICRC 2001
- [47] Shaulov S. B., CR composition in area of "knee" and a contribution of the single, close source, Preprint FIAN N8, Moscow 1999
- [48] С.Б.Шаулов, Препринт ФИАН, N8, Москва 1998.
- [49] Erlykin A.D., Wolfendale A.W.,
- [50] Pamir collaboration, 5th Int. Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Lodz, 1988, p. 9-14
- [51] Сотрудничество "Памир", Изв. АН СССР, сер.физ., т. 49,(1985) 1285-1287
- [52] A.S. Borisov, Z.M. Guseva, V.A. Denisova et al., Coplanar emission of high energy particles in superfamilies with total gamma-quantum energy exceeding 400 TeV, Proc. VIII Int. Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Tokyo, 1994, p. 49-56
- [53] I.I. Royzen, *Preprint LPTHE*, Orsay, **92/57** (1992)
- [54] J. Bjorken, *Int. J. Mod. Phys.* **A7**,18 (1992) 4189

- [55] С.И. Никольский, А.П. Чубенко, Краткие сообщения по физике, ФИАН
- [56] S.A. Slavatsky, Unusual particles and events in emulsion chambers of experiment “Pamir”, 5th Int. Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Lodz, 1988,(invited and rapporteur papers) p. 90-106
- [57] L.C. Sveshnikova, O.P. Strogova, in Proc. 23th ICRC, Calgary, **4** (1993) 33
- [58] Collaboration Pamir, in Proc. 23th ICRC, Calgary, **4** (1993) 420-424
- [59] V.V. Arabkin, S.I. Nikolsky, K.V. Cherdintseva et al., Investigation of spectra of hadrons and their shower accompaniment by method of EC and EAS, 5th Int. Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Lodz, 1988, (contributed papers) p. 59-64
- [60] F. Ashton, A. Nasri, I.A. Ward, *in 15th ICRC*, Plovdiv, **7** (1977) 458-463
- [61] F. Ashton, A. Nasri, I.A. Ward, *Nature*, (1975) 256, 387-388
- [62] J.E.F. Baruch, G. Brooke, C.H. Huang, *in 15th ICRC*, Plovdiv, **7** (1977) 403-406
- [63] D.S. Adamov, A.P. Chubenko, A.D. Erlykin et al, *in Proc. 18th ICRC*, Bangalore, **5** (1983) 275-278

Подписано в печать 12.09.2012 г.
Формат 60x84/16. Заказ №56. Тираж 140 экз. П.л 2,75.
Отпечатано в РИИС ФИАН с оригинал-макета заказчика
119991 Москва, Ленинский проспект, 53. Тел. 499 783 3640