

Литература

- [1] G. Singh and P.L. Jain, Phys. Rev. C, **54**, 6 3185 (1996).
- [2] B.P. Bannic et al., Phys. A, Atoms and Nuclei, **321**, 249.
- [3] EMU01-collaboration F.G.Lepikhin, O.V.Levitskaya, V.V. Rusaakova, Internation Symposium on Nucl. Phys. Mumbai, India 2000, vol.43B(2000), p.428.
- [4] H.V. Barber, P.S.Freier, and C.J. Waddington, Phys. Rev. Lett., **48**, 13, 856 (1982).
- [5] M.El-Nadi et al., ЖЭТФ, **110**, 1(7), 17 (1996).
- [6] Д. Худсон, Статистика для физиков, М., Мир, 1967, с.23.
- [7] И. Пригожин, Ж. Николис, УФН, **109**, 3, 517 (1973).
- [8] Г.Николис, И.Пригожин Самоорганизация в неравновесных системах, М., Мир, 1979, гл. 13, с. 350.
- [9] L.D. Miller, A.E.S. Green, Phys.Rev.C, **5**, 1, 241 (1972).
- [10] Г.М. Амальский, Ю.В. Доценко, А.А. Лободенко, Препринт ПИЯФ-2399, Гатчина, 2000, 43 стр.

Работа поступила в Издательство ПИЯФ РАН 21.07.2006 г.

Редактор Г. Е. Солякин

Отпечатано в типографии ПИЯФ РАН
188300, Гатчина Ленинградской обл., Орлова роша
Зак. 295, тир. 100, уч.-изд. л. 1,9; 24.07.2006 г.

7 Заключение

Представленные в этой работе экспериментальные данные о неупругом взаимодействии фрагментов ^{208}Pb с ядрами эмульсии оказались неожиданно содержательными. Неоднократно обсуждавшийся в 80-90-х годах (но так и не получивший убедительного подтверждения) эффект изменения ядерного взаимодействия здесь впервые наблюдается достоверно, в "безфоновых" условиях и в полном виде, от максимальной величины до нуля. Характерные особенности, условия появления и необычная эволюция позволяют предположить, что при фрагментации ^{208}Pb с энергией 158 А ГэВ образуются неравновесные состояния фрагментов с одинаковыми по величине "вынужденным" и спонтанным взаимодействиями нуклонов и их различными комбинациями, несколько раз изменяющимися за время наблюдения $5 \cdot 10^{-11}$ с на пути 1,5 см.

Такие представления об обнаруженном явлении и его возможной идентификации сложились у авторов в процессе систематизации экспериментальных данных. При этом выяснилось, что в 15 мм от точки фрагментации, где взаимодействие исчезает, время жизни возбуждённого состояния не заканчивается. Чтобы получить данные о переходе фрагментов в "нормальные" состояния с обычным взаимодействием, нужно увеличить (и, может быть, существенно) просматриваемый промежуток.

Использованные здесь 15 слоёв эмульсии составляют малую часть от гораздо большего общего числа пластин, облучённых в ходе эксперимента EMU01 и оказавшихся в разных странах и в разных коллехтивах. Поэтому существенное увеличение статистики возможно без больших затрат и без новых опытов, но потребует кооперации групп исследователей, располагающих такими данными.

Авторы благодарят Л.Н. Ткач, выполнившую все измерения.

Чтобы не знакомые с деталями эмульсионной методики читатели могли получить представление о том, как выглядят реальные наблюдаемые события, здесь прилагаются микрофотографии нескольких участков следов двух струй со вторичными звёздами.

В изотропной фазе наведённая и спонтанная поляризации должны быть независимыми. Это состояние с большой избыточной энергией — массами короткоживущих реальных мезонов. От распада этих мезонов и возбуждённого состояния здесь предохраняет "размазывание" этих мезонов по всем "шубам" нуклонов, происходящее из-за перемешивания их состояний спонтанным взаимодействием. Обмен реальной компонентой мезонов не изменяет потенциальную энергию нуклонов, но в два раза увеличивает вероятность взаимодействия $|A_{(фр-фр)}|^2 = |A_{(случ.)}|^2 + |A_{(вынужд.)}|^2 = 2|A_{(случ.)}|^2$, т.е. удваивает частоту изменения нуклонных состояний.

Это может объяснить наблюдаемое на рис.7 изменение вероятности взаимодействия фрагмента с ядрами эмульсии после 9 мм и её зануление в области за 14 мм: нуклон из ядра эмульсии со случайной поляризацией шубы (вынужденной здесь нет) может обменяться ей с нуклоном фрагмента. За время, пока это происходит, из-за "вынужденного" взаимодействия нуклона фрагмента со средним полем своего ядра его состояние успеет измениться (случайным образом, так как в изотропной фазе "вынужденное" взаимодействие уже не коррелировано со спонтанным). В результате нуклон ядра эмульсии взаимодействует с суперпозицией двух различных для него состояний (спиновых или зарядовых) нуклона фрагмента. Это всё равно, что взаимодействовать с двумя различными фермионами, а вклады двух неразличимых фермионов в вероятность наблюдаемого события, согласно принципу Паули, вычитаются: $|A_{(фр-Em)}| = \frac{1}{2}(|A_1| - |A_2|) = 0$.

Авторы осознают, что избыточность предположений и недостаток количественных подтверждений делают предложенные объяснения сомнительными и надеются в дальнейшем сделать их более убедительными, однако считают полезным их изложение здесь даже в таком "приблизительном" качественном виде, так как это позволяет уловить вероятную связь удивительных и по отдельности совершенных но непонятных свойств возбуждённых фрагментов, обнаруженных в этом опыте, и совместить их с общепринятыми представлениями о сильном взаимодействии. (Для определённости подчеркнём, что представленные здесь опытные данные получены и обработаны вне всякой связи с этой и с любой другой трактовкой.)

ковых состояниях. Другими словами, классическое электромагнитное поле, состоящее из большого числа фотонов, взаимодействует с классическим полем виртуальных мезонов, состоящим из большого числа частиц, и получается детерминированный результат взаимодействия классических объектов — одновременная и единообразная поляризация шуб всех нуклонов фрагмента. При этом их взаимодействие друг с другом ослабляется, а взаимодействие с внешними нуклонами увеличивается за счёт сложения вкладов случайных и наведённых поляризаций.

Возникающие при этом неразличимые состояния нуклонов (спиновые и зарядовые) возможны только в том случае, если они локализованы в пространстве таким образом, что каждый находится в своей пространственной ячейке и не бывает в соседних. Такое состояние может возникнуть при сильном внешнем воздействии, которое здесь создаёт поток большой поглощаемой энергии электромагнитного поля, но оно не может быть стационарным — зануление случайных поляризаций не может быть мгновенным, а запаздывание будет приводить к нарастанию $\sim (t - t_0)^{1/2}$ ошибки в компенсации случайной поляризации наведённой. При этом появляется незанулённое взаимодействие между нуклонами фрагмента (благодаря появившемуся за счёт ошибок в компенсации случайному различию поляризаций шуб соседние нуклоны могут обмениваться случайными составляющими состояний шуб, т.е. взаимодействовать) и соответственно уменьшается возможное взаимодействие с внешними нуклонами (из-за ошибок сумма случайной и наведённой поляризации будет меньше удвоенной величины). Такое линейное убывание квадрата амплитуды взаимодействия $\delta |A_{(фр-Бм)}|^2 \sim t - t_0$ наблюдается на рис. 7 на первых 4 мм пути фрагмента.

Другими словами, формирующийся с поглощением потока электромагнитного излучения фрагмент оказывается в сильно неравновесном "кристаллическом" состоянии с подавленным сильным взаимодействием нуклонов. (Поглощение большого количества фотонов нуклонами можно трактовать как появление у них на это время одинаковых больших "эффективных зарядов" и соответствующего усиленного электромагнитного взаимодействия, приводящего к появлению структуры, аналогичной кристаллической.)

Из-за запаздывания компенсации случайного взаимодействия вынужденным она не может быть абсолютно точной, ошибки в компенсации будут накапливаться, в результате снова появится сильное взаимодействие с соседними нуклонами. При этом кристаллическое состояние с изолированными в ячейках нуклонами должно постепенно разрушаться — состояния шуб нуклонов перестанут быть одинаковыми и станет возможным их пребывание в одной ячейке (например, нейтрона с протоном в одинаковых спиновых состояниях или одинаковых нуклонов с разными проекциями спинов).

Из характерного вида пространственного распределения ясно, что в точках 4,5 мм и 9,5 мм со скачкообразным изменением взаимодействия происходят два фазовых перехода. Это может означать, что плавление кристаллического состояния фрагмента происходит в три этапа — сначала могут образоваться одномерные нити и при критической плотности нарушений кристалл из трёхмерного в точке 4,5 мм превратится в двумерный "игольчатый". Возрастающее со временем взаимодействие игл приведёт к их расширению, т.е. в "игольчатом" кристалле будут накапливаться нарушения, а в точке 9,5 мм он потеряет устойчивость и перейдёт в одномерную фазу — набор не взаимодействующих (в точке перехода) плоскостей. Расплавление плоскостей и переход в изотропную фазу происходит без большого скачка взаимодействия с внешними нуклонами. Здесь оно уже невелико, меньше "нормального", поэтому для выяснения деталей этого перехода нужно увеличить статистику.

Согласно такой трактовке, в первой и третьей фазах происходит разрушение одномерных структур, поэтому скорости распада будут одинаковы. Во второй фазе разрушается двумерная структура, скорость её распада будет в $\sqrt{2}$ раз меньше. (В случае двух измерений суммарная ошибка из-за запаздывания $\Delta r^2 = N \delta r_k^2$ та же, что в одномерном $\Delta x^2 = N \delta x_k^2$, но $\Delta r^2 = \Delta x^2 + \Delta y^2 = 2\Delta x^2$, поэтому скорость накопления ошибки в каждом из двух измерений $\Delta y(2) = \Delta x(2) = \Delta r/\sqrt{2} = \Delta x/\sqrt{2}$ здесь в $\sqrt{2}$ раз меньше.) Наблюдаемые на рис. 7 величины наклонов $a_1 = (10,3 \pm 3,4)$ звёзд/мм, $a_2 = (6,9 \pm 1,9)$ звёзд/мм и $a_3 = (9,4 \pm 1,2)$ звёзд/мм согласуются с этим предсказанием: $a_1 \approx a_3 \approx \sqrt{2}a_2$. Это подтверждает возможность такой трактовки скачков распределения.

временного упорядочения микроскопических локальных событий (которые в равновесных системах являются случайными), от устойчивых колебаний концентраций в системе с внешним перемешиванием до стационарных диссипативных структур с перазуряющимися градиентами концентраций. Эти явления упорядочения локальных событий могут возникнуть при условии, что величина направленно (в пространстве или времени) "вынужденного" потока событий равна или больше величины соответствующего спонтанного диффузного потока. При вычитании одинаковых по величине встречных спонтанного и вынужденного потоков могут возникнуть структуры с устойчивыми к распыливанию большими градиентами концентраций реагентов, а при их сложении может наблюдаться ускоренный вдвое распад (расход) одного реагента и вдвое ускоренное образование другого реагента до момента изменения направления реакции на противоположное, благодаря чему могут возникнуть устойчивые колебания концентраций в перемешиваемом растворе.

Гипотеза о неравновесном возбужденном состоянии фрагментов все обнаруженные эффекты позволяет представить как разные проявления особенностей таких состояний. Она позволяет уточнить высказанную в п. 3 схематичную гипотезу об интерференции двух взаимодействий. Величину изменения вероятности взаимодействия можно объяснить тем, что фрагменты находятся в сильно неравновесных состояниях с одинаковыми по величине "вынужденным" ("наведенным") и обычным "спонтанным" взаимодействием нуклонов фрагмента друг с другом. Их взаимодействие максимально при неравличимых (одинаково направленных) вкладах случайного и контролируемого какими-то условиями "наведенного" взаимодействий:

$$|A_{(фр-фр)}^{(макс)}| = |A_{(случ.)}| + |A_{(вынужд.)}| = 2|A_{(случ.)}| \equiv 2|A_{(норм.)}|,$$

при этом их взаимодействие с "внешними" нуклонами будет минимальным: $|A_{(фр-фр)}^{(мин)}| = |A_{(случ.)}| - |A_{(вынужд.)}| = 0$, и, наоборот, при минимальном взаимодействии нуклонов фрагмента друг с другом их возможное взаимодействие с нуклонами ядра эмульсии будет максимальным.

Фрагменты действительно образуются в неравновесных условиях: при дроблении исходного ядра ^{208}Pb его электромагнитная энергия, равная $\gamma(Ze)^2/2R \approx 110$ ГэВ (находящаяся в окружающем ядре

пустом пространстве), должна уменьшиться в $(Z^2/R)/\sum Z_{фр}^2/R_{фр} \sim 2-3$ раза. При этом избыточная электромагнитная энергия 60-80 ГэВ поглощается фрагментами, т.е. ~ 10 ГэВ может пойти на увеличение потенциальной энергии сильного взаимодействия нуклонов фрагмента, которая в ускоренном ядре такая же, как в покоящемся (поперечные импульсы нуклонов и поперечные размеры ядра не изменяются при его ускорении, т.е. градиент $\nabla U(x)$ и величина $U(x)$ потенциальной энергии нуклона — "среднее поле" ядра — сохраняются).

Известно, что основной вклад в энергию взаимодействия нуклонов на со среднем полем ядра даёт межнуклонный обмен виртуальными σ ($U(\sigma) \approx -400$ МэВ) и ω ($U(\omega) \approx +300$ МэВ) мезонами [9], [10]. Эти виртуальные мезоны можно представить как короткоживущие корреляции π -мезонных "шуб" нуклонов, σ -мезон описывает состояние двух π -мезонов в "шубах" соседних нуклонов, а ω -мезон соответствует P состоянию двух π -мезонов в соседних "шубах".

Поглощение и излучение фотонов парами виртуальных π -мезонов в реакциях $\sigma + \gamma \rightarrow \dot{\omega}$, $\omega + \gamma \rightarrow \dot{\sigma}$, $\omega + N\gamma \rightarrow \sigma + (N+1)\gamma$ и других может привести к появлению долгоживущих "реальных" корреляций пионных "шуб" соседних нуклонов $\dot{\omega}$ и $\dot{\sigma}$ и изменению их взаимодействия. При этом избыточная энергия электромагнитного поля преобразуется в энергию той или другой "наведенной" ("реальной" компоненты) поляризации "шуб". Если она существует одновременно с воспроизводящейся спонтанной поляризацией, то может ускорить обмен при сложении вкладов одинаково направленных поляризаций или замедлить при встречных направлениях и вычитании этих вкладов. Тогда при одинаковых величинах "наведенной" и спонтанной поляризаций взаимодействие может изменяться от удвоенной величины до нуля, что и наблюдается в опыте.

"Классическую" ($\sim 100\%$) вероятность образования неравновесного состояния можно объяснить коллективным характером взаимодействия избыточного электромагнитного поля с корреляциями пионных "шуб" — и фотоны, и виртуальные мезоны являются зонами. Сложение вкладов различных бозонов в амплитуду перехода увеличит вероятность взаимодействия, при этом все "шубы" поляризируются с одинаковой вероятностью ~ 1 и окажутся в одина-

Изредка наблюдаются "сверхблизкие" звёзды с расстоянием $\delta x < 10^{-2}$ мм. Например, на рис. 8 приведены микрофотографии струи с 7 звёздами, причём для двух из них $\delta x \sim 5 \cdot 10^{-3}$ мм. Заметную вероятность образования сверхблизких пар могла бы объяснить тонкая модуляция с сильно увеличенной вероятностью взаимодействия в узких пиках $\sim 10^{-2}$ мм.

6 Выводы и гипотезы

Из представленных здесь экспериментальных данных и сделанных при их обсуждении умозаключений следует, что при увеличении энергии тяжёлого ядра от 10 А ГэВ до 160 А ГэВ вероятность наблюдения ядерных реакций с его фрагментами, рождёнными в периферических соударениях, на первом сантиметре пути сильно увеличивается, в отличие от сечений взаимодействия, полученных на ускорителях релятивистских ядер, которые практически не меняются при таком увеличении энергии.

Время жизни возбуждённых состояний фрагментов с аномальным взаимодействием $> 0.5 \cdot 10^{-10}$ с, в собственной системе координат фрагментов $> 3 \cdot 10^{-13}$ с, что на 10 порядков больше, чем времена адронных взаимодействий и на 3 порядка больше, чем характерные времена электромагнитных переходов.

Из пространственного распределения и хорошего совпадения наблюдаемых на промежутках 10 и 15 мм распределений струй по количеству вторичных звёзд с пуассоновскими распределениями следует, что возможная доля "нормальных" фрагментов и "нормальных" струй близка к нулю. Это свидетельствует, что вероятности взаимодействия всех фрагментов в каждой струе одинаково увеличены в момент образования, при движении струи изменяются одинаковым образом, а в конце промежутка 15 мм становятся меньше вероятности "нормального" взаимодействия и уменьшаются до ненаблюдаемой величины.

Из вдвое большего числа пар независимых близких событий в струе, чем следует из оценки для однородного распределения одиноких событий, следует предположение о модуляции вероятности взаимодействия. Она проявляется в виде трёх пиков в наблюдаемых

пространственных распределений близких пар и 540 звёзд (рис. 2, 5 и 7) и в корреляционной функции рис. 6 для струй с двумя звёздами. Пики примерно совпадают со скачками наблюдаемой вероятности взаимодействия на рис. 2, так что эти скачки отражают реальные изменения взаимодействия фрагментов, а не являются случайными статистическими выбросами.

Обнаруженные изменения взаимодействия струй фрагментов с ядрами можно объяснить только изменением взаимодействия нуклонов в необычных возбуждённых состояниях фрагментов. Образуясь при фрагментации лёгкие ядра здесь ведут себя не как квантовые системы с непредсказуемыми результатами возможных вероятностных переходов, а как классические объекты с детерминированным поведением — с $\sim 100\%$ вероятностью оказываются в одних и тех же возбуждённых состояниях с удвоенной амплитудой ядерного взаимодействия, а далее взаимодействие всех фрагментов изменяется одинаково и при этом два раза одновременно во всех фрагментах и струях оно испытывает скачкообразные изменения и одновременно для всех фрагментов становится ненаблюдаемо малым. Это означает, что сильное взаимодействие нуклонов в возбуждённых фрагментах становится менее случайным, более контролируемым. Ненаблюдаемость (в конце промежутка 15 мм) фрагментов, испытавших вторичное неупругое взаимодействие, указывает на удивительную устойчивость изменённого взаимодействия даже к сильным внешним возмущениям.

Теория не предсказывает возбуждённых состояний ядер с такими удивительными свойствами, но это не означает, что их существование противоречит сложившимся представлениям о взаимодействии нуклонов в ядрах и взаимодействии ядер. Ниже излагается достаточно правдоподобная, на наш взгляд (чтобы быть выказанной), возможная трактовка необычных свойств фрагментов, базирующаяся на общепринятых представлениях.

Подобные явления наблюдаются в сильно неравновесных состояниях классических макроскопических систем, например, в известной реакции Белоусова-Жаботинского [7], [8] в химическом растворе с неравновесными концентрациями реагентов, где в зависимости от условий могут осуществляться разные типы пространственно-

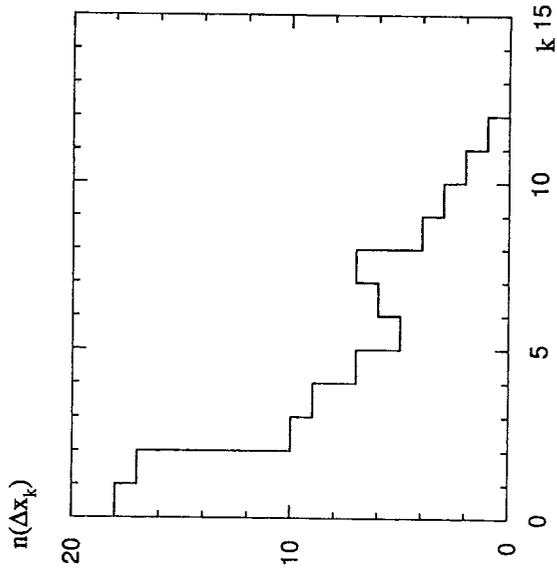


Рис. 6. Распределение 89 струй с двумя звёздами по расстояниям $\delta x^{(i)} = x_2^{(i)} - x_1^{(i)}$ между звёздами

В функции распределения $n(\Delta x_k)$ пик пар близких событий из одного максимума взаимодействия сливается с пиком из пар событий из соседних максимумов, который почти сливается с пиком из пар "удалённых" событий из первого и третьего максимумов. Вид этого распределения согласуется с тем, что половина близких пар звёзд образуется в трёх областях $\Delta x_k \sim 2$ мм с увеличенной вероятностью взаимодействия $P(\Delta x_k)$.

Согласно (15), одинаковая для всех струй модуляция взаимодействия должна заметнее проявляться в распределении близких пар рис. 5, чем в распределении звёзд рис. 2. Но и в общем распределении, повторенном на рис. 7, отчетливо проявляются три асимметричных максимума, примерно совпадающие с максимумами распределений близких пар (в распределении пар с $\Delta x < 1,5$ мм пики расплываются, но остаются на тех же местах, что в распределении пар с $\Delta x < 1,0$ мм с более узкими пиками).

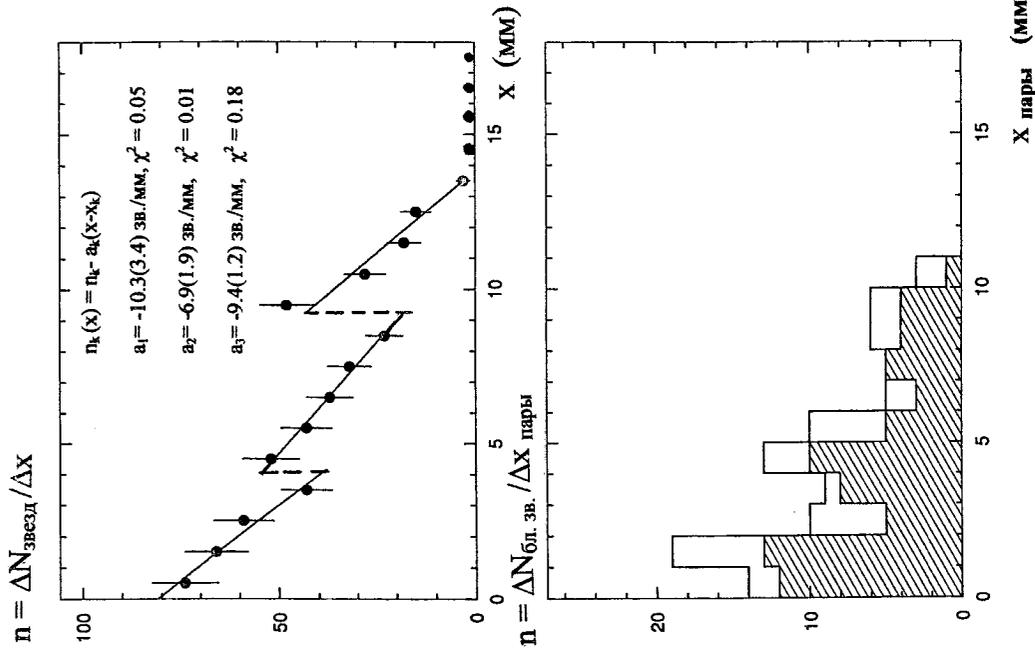


Рис. 7. На верхнем рис. — распределение 540 звёзд по удалённости от точки фрагментации, на нижнем — распределения близких пар с $\Delta x < 1,0$ мм (заштриховано) и с $\Delta x < 1,5$ мм из всех струй

треках, т.е. создаются разными фрагментами с макроскопическими расстояниями между ними $\Delta y \geq 10^{-3}$ мм. Сколько-нибудь существенное взаимодействие фрагментов на таких расстояниях представляется невозможным, поэтому происходящие с ними события являются независимыми, а наблюдаемая корреляция моментов их взаимодействия должна быть связана с общими условиями в момент рождения фрагментов, определяющими одинаковые или сходные изменения вероятностей взаимодействия с ядрами эмульсии при движении независимых фрагментов.

Возможной причиной увеличения в ~ 2 раза вероятности появления близких звёзд может быть одинаковая модуляция величины взаимодействия всех фрагментов струи. В области с большим взаимодействием вероятности взаимодействия с ядрами эмульсии всех фрагментов одновременно увеличатся, соответственно увеличится и вероятность появления двух или трёх одновременных событий.

Вероятность случайного появления близких пар пропорциональна на квадрату вероятности одиночных событий в области Δx :

$$W_{(\text{пар})}(x) \sim W_{(\text{звезд})}^2(x). \quad (14)$$

Отсюда получим оценку величины изменения вероятности одиночных событий $\delta W_{(\text{звезд})}(x)$ в области Δx , которым можно объяснить избыток близких пар:

$$\delta W_{(\text{пар})} \sim 2W_{(\text{звезд})}\delta W_{(\text{звезд})}, \quad \frac{\delta W_{(\text{пар})}}{W_{(\text{пар})}} > 2 \frac{\delta W_{(\text{звезд})}}{W_{(\text{звезд})}} >. \quad (15)$$

Из этой грубой оценки следует, что для увеличения в 2 раза вероятности появления близких пар $\delta W_{(\text{пар})} \sim < W_{(\text{пар})} >$ достаточно в 2 раза увеличить вероятность одиночных событий на половине наблюдаемого промежутка $L_{\text{эфф}} = \frac{1}{2}L$:

$$2 \frac{\delta W_{(\text{звезд})}}{W_{(\text{звезд})}} \cdot \frac{L_{\text{эфф}}}{L} \approx 1. \quad (16)$$

В приведённом на рис. 5 пространственном распределении 70 пар близких звёзд с $\delta x < 1$ мм (во всех струях с числом звёзд $k \geq 2$) наблюдается три максимума с расстояниями ~ 3 и 4 мм между ними.

Это согласуется с предположением об одинаковой модуляции взаимодействия в струе; она наблюдается благодаря тому, что оказалась примерно одинаковой для всех струй.

$$n = \Delta N_{\text{бл. зв.}} / \Delta x \text{ пары}$$

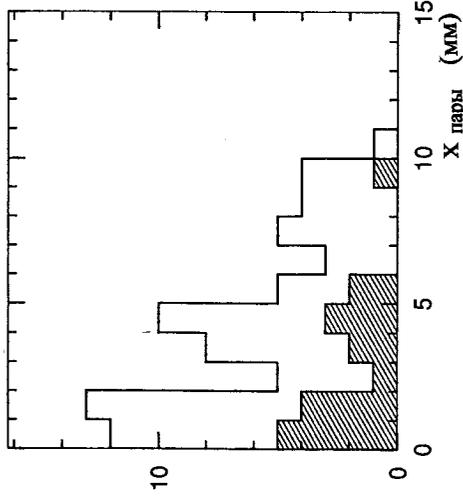


Рис. 5. Распределение 70 пар близких звёзд ($\delta x < 1$ мм) по удалённости пары от точки фрагментации $x_{\text{пары}} = 1/2(x_1 + x_2)$ во всех 163 струях с более чем двумя звёздами и в 18 струях с двумя звёздами (заштрихованная гистограмма)

Эти три максимума проявляются и в корреляционной функции $F(x_2 - x_1)$ для $N = 89$ струй с двумя звёздами — распределении по расстояниям между звёздами. Оно представлено на рис. 6 в виде гистограммы $n(\Delta x_k) = N < F(\Delta x_k) >$ с $\Delta x_k = k \cdot 1$ мм. Это распределение получается вычитанием числа струй $N_{(k)}$ с расстояниями между звёздами $\delta x \leq k \cdot 1$ мм из числа струй $N_{(k+1)}$ с расстояниями $\delta x \leq (k+1) \cdot 1$ мм. Величины $N_{(k)}$ приведены в таблице 3.

Таблица 3.
Распределение по расстояниям между звёздами в 89 струях с двумя звёздами. $N_{(k)}$ — число пар с $\delta x \leq k$ мм

k	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$N_{(k)}$	18	35	45	54	61	66	72	79	83	86	88	89

Таблица 2.

Характеристики пуассоновских распределений, описывающих разность наблюдаемого и взятого с весом $W_{(норм)}$ пуассоновского распределения для струй "нормальных" фрагментов $s < k > P_b = (0, 48 \pm 0, 06)$ звёзд/см

$W_{(норм)}$ (%)	0	5	10	20	30	40
χ^2	0,623	0,638	0,729	1,326	3,260	11,64
$< k >$	1,36	1,40	1,45	1,56	1,72	2,12

Наилучшее описание получается при $W_{(норм)} = 0$, т.е. при предположении, что среди наблюдаемых 350 струй нет струй с "нормальной" вероятностью взаимодействия.

5 Корреляция звёзд и модуляция вероятности взаимодействия

В струях с несколькими звёздами часто наблюдаются пары и тройки близких звёзд с небольшой разницей расстояний от точки фрагментации $\Delta x \sim 0, 1 - 1$ мм. Например, в 35 из 89 струй с двумя звёздами расстояние между звёздами меньше 2 мм, а в 18 меньше 1 мм.

Если вероятность взаимодействия равномерно распределена на промежутке $L \approx 10$ мм, то средняя вероятность $< W(1мм) >$ обнаружения двух событий струи в одном промежутке $\Delta x < 1$ мм $< W(1мм) > = \frac{\Delta x}{L} = 0, 10$. При этом в 89 струях должно наблюдаться в среднем число $N(1мм) \approx 9 \pm 3$ близких пар звёзд. Вероятность того, что обнаружение $N_{экс}(1мм) = 18$ событий вместо 9 является результатом случайного отклонения $N_{экс}(1мм) - < N(1мм) > = 9 \approx 3\sigma$, мала: $W(3\sigma) < 10^{-3}$. Это завышенная оценка, так как в половине из 18 близких пар расстояния между звёздами $< 0, 5$ мм. Вероятность случайного возникновения 52 пар и нескольких троек близких звёзд в остальных струях будет ещё меньше, так что разницу ожидаемой и наблюдаемой вероятностей их образования нельзя объяснить статистическим разбросом числа случайных событий.

Часть коррелированных событий происходит на заметном расстоянии от точки фрагментации, где треки отдельных фрагментов уже различимы. В таких струях близкие звёзды наблюдаются на разных

Полученные из распределений средние числа звёзд на 1 см пути $< k >_{Au} = (0, 38 \pm 0, 06)$ звёзд/см и $< k >_{Pb} = (1, 36 \pm 0, 06)$ звёзд/см для 143 струй фрагментов Au и 350 струй фрагментов Pb в пределах ошибок совпадают с полученными из пространственных распределений величинами (2) и (7). Распределение по числу звёзд на промежутке 15 мм (третья строка в табл. 1) тоже является пуассоновским с характеристиками $< k > = (1, 60 \pm 0, 07)$ звёзд/1, 5 см, $\chi^2 = 0, 536$.

Предполагая, что отклонение экспериментальных распределений от идеальных пуассоновских $\chi^2_{(экс)}$ связано только с разбросом средних величин $< k^{(i)} >$ струй из-за флуктуаций их состава (и потерь фрагментов в струях Au) и разброса величин взаимодействия, можно оценить среднюю величину отклонения $| < k^{(i)} > - < k > |$. Возьмём сумму пуассоновских распределений $s < k_1 > = < k > - \delta k$ и $< k_2 > = < k > + \delta k$ и найдём величину отклонения $\chi^2(\delta k)$ суммарного распределения от описывающего его пуассоновского. Значение $\delta k_{(макс)}$, при котором $\chi^2(\delta k_{(макс)}) \approx \chi^2_{(экс)}$, даёт (завышенную) верхнюю границу разброса $\delta k_{(экс)}$ в экспериментальных распределениях: $\delta k_{(экс)} < \delta k_{(макс)}$. Полученные таким образом неравенства

$$\delta k_{(Au)} < 0, 2 \text{ звёзд/см}, \quad \delta k_{(Pb)} < 0, 4 \text{ звёзд/см} \quad (13)$$

дают завышенные оценки средних разбросов пробегов струй, так как возможный вклад статистических флуктуаций не учитывается.

Большое отличие средней величины наблюдаемого на первых 10 мм распределения $< k >_{Pb}$ от предсказываемого (4) для "нормальных" струй значения $< k >_{(норм)} = (0, 48 \pm 0, 06)$ звёзд/см позволяет оценить возможную долю струй с "нормальным" взаимодействием. Если они существуют и дают вклад в наблюдаемое распределение $N_k(k)$, то вычитание этого вклада уменьшит разброс оставшихся струй по вероятностям взаимодействия и разностное распределение станет ближе к идеальному пуассоновскому. А если в наблюдаемом распределении в действительности нет "нормальных" струй, вычитание их несуществующего вклада исказит разностное распределение и оно тем заметнее будет отличаться от пуассоновского, чем большим предпологается несуществующий вклад. Получившаяся зависимость χ^2 и $< k >$ от величины вычитаемой "нормальной" части $W_{норм}$ приведена в табл. 2.

4 Распределения по числу вторичных звёзд в струях фрагментов ядер Au и Pb

О некоторых статистических свойствах струй можно судить по наблюдаемым распределениям по числу взаимодействий фрагментов на промежутке 1 см, которые приведены в таблице 1.

Количества событий с разными числами вторичных звёзд на промежутках 10 мм и 15 мм в струях фрагментов из периферических реакций Au+Em с 10,7 А ГэВ и Pb+Em с 158 А ГэВ

Таблица 1.

$k_{\text{звезд}}$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	$N_{k < 1}$
$N_k^{(Au)}$ (10 мм)	97	40	6	0	0	0	0	0	0	143
$N_k^{(Pb)}$ (10 мм)	93	114	87	38	14	2	1	1	0	350
$N_k^{(Pb)}$ (15 мм)	82	105	89	51	16	2	4	0	1	350

Экспериментальные точки $N_k^{(Au)}$ и $N_k^{(Pb)}$ неплохо описываются представленными на рис. 4. пуассоновскими распределениями

$$P_k(\mu) = \frac{\mu^k}{k!} e^{-\mu}, \quad (12)$$

которые связывают среднее число $\langle k \rangle \equiv \mu$ наблюдаемых в некоем промежутке возможных случайных событий с вероятностями наблюдений P_k в этом промежутке k таких событий.

(Пуассоновское распределение выведено [6] для однородного распределения вероятности случайного события $w(x) = const$ на некоем промежутке $x_1 \leq x \leq x_2$, но должно выполняться и для неоднородного распределения: всегда можно сделать такую замену переменных, что $w'(x') = const$ на промежутке $x'(x_1) \leq x' \leq x'(x_2)$, при этом вероятность обнаружения k случайных событий на нём P'_k описывается пуассоновским распределением с исходным средним значением $\langle k \rangle$ и, очевидно, совпадает с вероятностью обнаружить эти события на исходном промежутке $P'_k = P_k$. Тем самым, при одинаковых величине и скорости загущения взаимодействия во всех струях должно наблюдаться пуассоновское распределение $P_k(\langle k \rangle)$.)

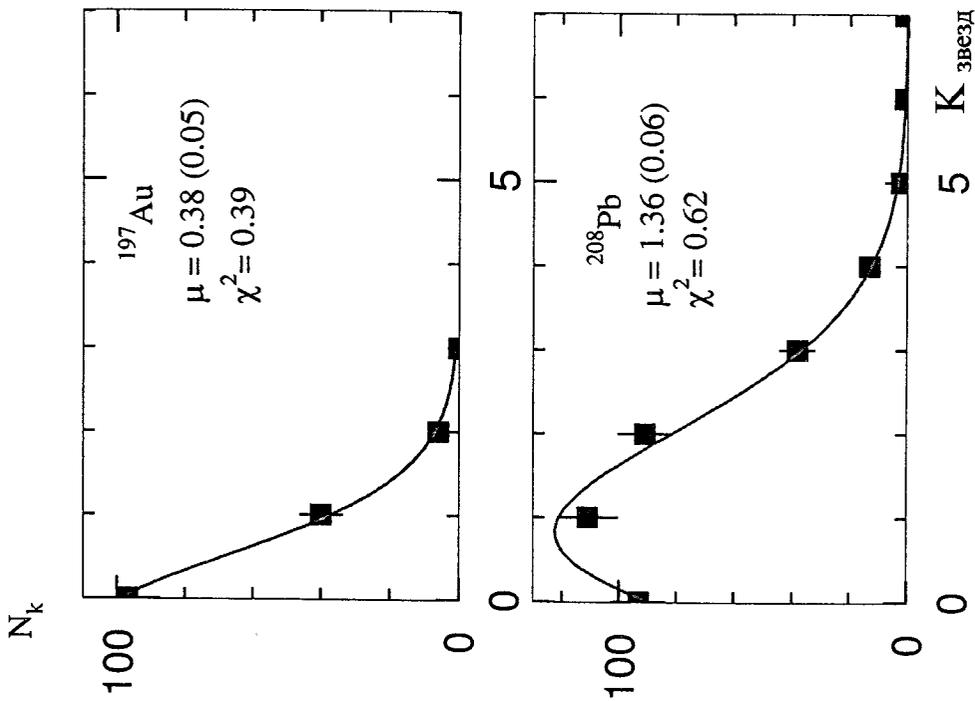


Рис.4. Описание данных табл.1. Au и Pb на промежутке 10 мм

Хорошее описание множества струй с разными фрагментами пуассоновским распределением с одним значением $\langle k \rangle$ означает, что разброс вероятностей взаимодействий наблюдаемых струй не слишком велик по сравнению со средней величиной (ниже приводится количественная оценка средней величины отклонения).

ния одной-двух усилено взаимодействующих частиц со свободным пробегом 0,5 см при сохранении "нормального" взаимодействия большей части фрагментов. Напротив, все (с точностью до (8)) фрагменты рождаются в возбуждённых состояниях с увеличенной примерно в 4 раза вероятностью взаимодействия. Её уменьшение при удалении от точки фрагментации можно объяснить или постепенным уменьшением величины взаимодействия всех фрагментов, или их переходами из состояния с максимальным взаимодействием в состояние с наблюдаемым нулевым взаимодействием.

На пути 1,5 см 540 фрагментов испытывают неупругое взаимодействие. Если бы они при этом превратились в "нормальные" ядра (с "нормальным" сечением взаимодействия), то дали бы соответствующий вклад $W' \approx 0,2$ в величину $W_{P_b}^{(норм)}$, что вдвое больше верхней границы (8) для всех наблюдаемых в конце промежутка событий. Это указывает на сохранение исходных возбуждённых состояний фрагментов и при их дальнейшей фрагментации.

Необходимое для объяснения ненаблюдаемости фрагментов в конце промежутка 15 мм "расщепление" ядерного взаимодействия на два интерферирующих вклада естественно использовать и для объяснения увеличения в 4 раза наблюдаемости взаимодействия вблизи точки $x = 0$:

$$\sigma(0) = \sigma_{(макс)} = (|A_1(0)| + |A_2(0)|)^2 \approx 4|A_1(0)|^2 \approx 4\sigma_{(норм)}. \quad (10)$$

Для этого величины "расщепленного" взаимодействия должны быть равны величине "нормального" ядерного взаимодействия:

$$|A_1(0)| = |A_2(0)| = |A_{(норм)}|. \quad (11)$$

При этом изменение наблюдаемости возбуждённого состояния можно трактовать как изменение разности фаз этих вкладов при эволюции состояния.

На следующем рис. 3 приведены распределения звёзд по расстояниям от точки фрагментации, наблюдаемые в струях с разными числами вторичных взаимодействий. Некоторые отклонения от монотонности в пространственных распределениях на рис. 2 и 3 могут быть проявлением возможных закономерностей, а не чисто статистическими случайными флуктуациями.

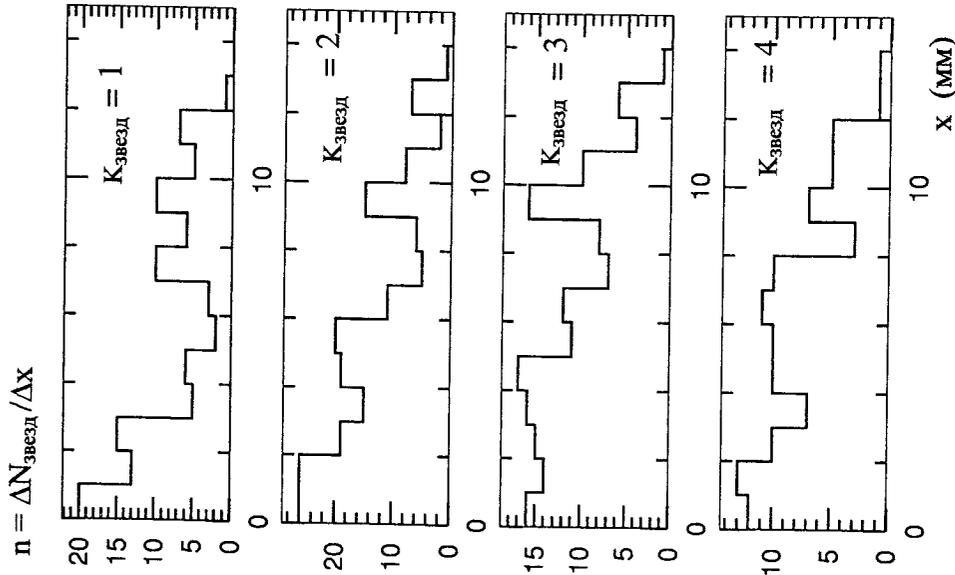


Рис.3. Распределения по удалённости от точки фрагментации событий в 268 струях с разными числами вторичных звёзд

Наблюдаемое на промежутке 1 мм число звёзд $n(x)$ имеет максимум в точке фрагментации и убывает при удалении от неё. Конус, в котором лежат фрагменты, в 15 раз уже, чем в опыте с ^{197}Au , поэтому потери фрагментов из-за их выхода из слоя эмульсии пренебрежимо малы. Здесь есть единственная причина убывания $n(x)$ — вероятность взаимодействия фрагментов с эмульсией уменьшается со временем. Заметная немонотонность изменения вероятности появления звёзд (два асимметричных максимума при 4,5 мм и 9,5 мм) обуславливается ниже в п. 5, а при линейной аппроксимации (1) максимальная величина $n(0) = (71,3 \pm 3,6)$ звёзд/мм соответствует следующим значениям среднего числа взаимодействий на пути 10 мм и свободного пробега струи (вблизи точки фрагментации):

$$\langle k \rangle_{(\text{макс})} = 10 \frac{71,3 \pm 3,6}{350} = \frac{(2,0 \pm 0,1) \text{ звёзд}}{\text{см}}, \quad \langle \lambda \rangle_{P_b^{(\text{мин})}} = 0,5 \text{ см.} \quad (5)$$

Для отношения наблюдаемой максимальной вероятности взаимодействия к "нормальной" получим

$$\frac{\langle k \rangle_{(\text{макс})}}{\langle k \rangle_{(\text{норм})}} = \frac{2,0 (1 \pm 0,05)}{0,48 (1 \pm 0,12)} = 4,2 (1 \pm 0,13). \quad (6)$$

Полученной при линейной аппроксимации (1) усреднённой по промежутку 10 мм величине $\langle n \rangle_{P_b^{(10 \text{ мм})}} = 47$ звёзд/мм соответствует среднее число взаимодействий на пути 10 мм:

$$\langle k \rangle_{P_b^{(10 \text{ мм})}} = 10 \frac{47 \pm 3,5}{350} = (1,34 \pm 0,10) \text{ звёзд/см.} \quad (7)$$

Отношение наблюдаемого в конце промежутка числа звёзд $n^{(\text{мин})} < 2$ звёзд/мм к ожидаемому для "нормальных" струй значению $n_{P_b^{(\text{норм})}} \approx 17$ звёзд/мм даёт верхнюю границу возможной доли $W_{P_b^{(\text{норм})}}$ "нормальных" фрагментов в струях (вместе с вкладом всех других возможных "тривиальных" причин появления вторичных звёзд в конце промежутка 15 мм, например, возможных реакций с нейтронами и появившимися при вторичных взаимодействиях протонами и мезонами):

$$W_{P_b^{(\text{норм})}} + W^{(\text{трив})} < 0,1. \quad (8)$$

Так как вклад "нормальных" частиц не убывает с удалением от точки фрагментации (скорее возрастает), то (8) даёт верхнюю границу "фона" < 2 звёзд/мм от любых "тривиальных" событий в любой точке наблюдаемого промежутка.

Вероятность того, что наблюдаемое отсутствие звёзд вблизи точки 15 мм является результатом статистических флуктуаций, ничтожно мала: при средней величине отклонения $\sigma = (17)^{1/2} \approx 4$ числа случайных событий $N = 17$ вероятность случайного отклонения более чем на 3σ в трёх соседних точках $(W(3\sigma))^3 < 10^{-9}$. Это означает, что отсутствие "нормальных" звёзд вблизи 15 мм (на уровне "фона" (8)) является закономерным достоверным фактом, и его причиной является уменьшение вероятности взаимодействия струй.

Этот вывод можно подтвердить другой оценкой: рассмотрим вероятность прохождения отрезка 3 мм в конце промежутка множественных фрагментов из 350 струй при "нормальном" среднем числе звёзд в струе $\langle k \rangle_{P_b^{(\text{норм})}} = 0,48$ звёзд/см. Для всех струй сразу на промежутке 3 мм получим

$$\langle k \rangle > = 350 \cdot 0,48 \cdot 0,3 = 50,4 \text{ звёзд.}$$

Из пуассоновского распределения (12) вероятностей k случайных событий получим вероятность

$$P_0(\langle k \rangle) = e^{-\langle k \rangle} = e^{-50,4},$$

что 350 струй пройдут 3 мм без взаимодействия, и вероятности

$$P_{10}(\langle k \rangle) = \frac{\langle k \rangle^{10}}{10!} e^{-\langle k \rangle} \approx 3 \cdot 10^{-12},$$

$$P_{15}(\langle k \rangle) = \frac{\langle k \rangle^{15}}{15!} e^{-\langle k \rangle} \approx 5 \cdot 10^{-9}$$

появления 10 и 15 звёзд на 3 мм.

Полное отсутствие звёзд в конце промежутка означает, что на этом отрезке пути подавлено (отсутствует) неупругое взаимодействие всех фрагментов с ядрами эмульсии. Устранить сильное взаимодействие нуклонов фрагмента и ядра эмульсии невозможно, поэтому отсутствие наблюдаемого взаимодействия можно объяснить только деструктивной интерференцией двух одинаковых по величине вкладов в амплитуду взаимодействия:

$$\sigma_{(\text{мин})} = |A_{\text{вс}}|^2 = |A_1 + A_2|^2 = 0 \quad \text{если} \quad A_1 = -A_2. \quad (9)$$

Наблюдаемое отсутствие "нормальных" фрагментов означает, что большое число вторичных звёзд не может быть следствием рожде-

Небольшое убывание вероятности наблюдения взаимодействия

$$n(x) \approx n(0)(1 - \alpha x) \quad (1)$$

объясняется расходимостью струй $\Delta\theta \approx 0,03$ рад, из-за которой на промежутке 10 мм примерно 25% фрагментов выбывает из слоя эмульсии с толщиной 0,6 мм. Средняя по промежутку 10 мм величина $\langle n \rangle_{Au} = (10,0 \pm 52^{1/2}/5)$ звёзд/2мм соответствует среднему числу $\langle k \rangle_{Au}$ звёзд в струе на пути 10 мм и величине свободного пробега струи $\langle \lambda \rangle_{Au} = 1 / \langle k \rangle_{Au}$.

$$\langle k \rangle_{Au} = 5 \frac{10,0 \pm 52^{1/2}}{143} = \frac{(0,35 \pm 0,05) \text{ звёзд}}{\text{см}}, \quad \langle \lambda \rangle_{Au} \approx 2,9 \text{ см.} \quad (2)$$

Наблюдаемая средняя вероятность взаимодействия струи заметно занижена из-за выхода фрагментов из слоя эмульсии. "Настоящее" среднее число $\langle k \rangle_{Au}$ взаимодействий всех фрагментов одной струи на пути 10 мм и "настоящий" свободный пробег $\langle \lambda \rangle_{Au} = \frac{1}{\langle k \rangle_{Au}}$ определяются максимальной величиной $n(0) = 13,1$ звёзд/2мм

$$\langle k \rangle_{Au} = 5 \frac{13,1 \pm 65^{1/2}}{143} = (0,46 \pm 0,06) \frac{\text{звёзд}}{\text{см}}, \quad \langle \lambda \rangle_{Au} \approx 2,2 \text{ см.} \quad (3)$$

Ошибка 12 % здесь чисто статистическая. Значение $\langle \lambda \rangle \approx 2,2$ см соответствует длине пробега 5-6 лёгких ядер с пробегами 12-15 см. (Свободные пробеги в фотоэмульсии для лёгких ядер с $Z_f = 4 - 10$, полученных на ускорителе [2], лежат в интервале $\lambda = 15 - 11$ см и практически не зависят от энергии.) Наблюдаемое в струях ^{197}Au среднее число фрагментов $\langle N_f \rangle_{Au} = 5,8$ с зарядами больше 1 согласуется с тем, что вероятности взаимодействия фрагментов не отличаются от известных вероятностей взаимодействия соответствующих лёгких ядер.

Учитывая небольшое увеличение среднего числа фрагментов в более тяжёлом ядре, получим предсказание для среднего числа вторичных звёзд на пути 10 мм струи "нормальных" фрагментов ^{208}Pb :

$$\langle k \rangle_{Pb} = \frac{208}{197} \langle k \rangle_{Au} = (0,48 \pm 0,06) \frac{\text{звёзд}}{\text{см}} \quad (4)$$

3 Пространственное распределение звёзд в струях фрагментов Pb (158 А ГэВ)

Так как сечения взаимодействия ядер известны и в широком интервале 5-200 А ГэВ не зависят от энергии, предсказание (3) должно выполняться и для опыта с энергией 158 А ГэВ. Но приведённое на рис. 2 наблюдаемое распределение по координатам 540 вторичных звёзд на промежутках 15 мм в 350 струях фрагментов ^{208}Pb находится в разительном противоречии с предсказанием (на рис. оно изображено пунктирной прямой $n_0 = \frac{350}{10} \langle k \rangle_{Pb}^{\text{(норм)}} = 16,8$ звёзд/мм).

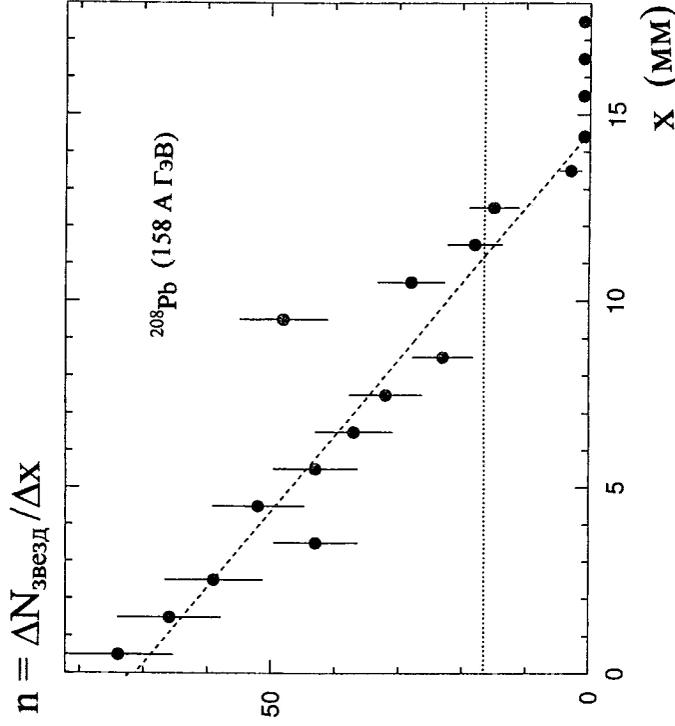


Рис. 2. Зависимость наблюдаемого в 350 струях фрагментов ^{208}Pb количества вторичных звёзд $n(x)$ в интервале 1 мм от его расстояния до точки фрагментации x

ях фрагментов ^{208}Pb (540 звёзд на 1,5 см) оказалось неожиданно большим по сравнению со струями ^{197}Au . Об этом было сказано в [3], но полученные при просмотре результаты до настоящего времени не были систематизированы и не публиковались. При детальном анализе этих экспериментальных данных обнаружилась удивительная эволюция взаимодействия струй фрагментов ^{208}Pb : начавшись с 4-кратного (по сравнению с ожидаемой величиной) увеличения вблизи точки фрагментации, вероятность взаимодействия убывает до ненаблюдаемо малой величины в конце промежутка 15 мм, причём, не монотонно, а с сильной модуляцией, которая увеличивает наблюдаемое число струй с близкими параметрами звёзд, находящихся на расстояниях $10^{-2} - 1$ мм, и проявляется в пространственном распределении этих пар.

На первый взгляд, это похоже на наблюдение того самого эффекта "аномального" увеличения вероятности реакций, об обнаружении которого (при просмотре эмульсионных следов прилетающих из космического пространства ядер с неизвестными энергиями) сообщалось ещё в 1982 г [4]. Из-за небольшого числа и разнородности обнаруженных событий тогда существование эффекта осталось под сомнением. В проведённых позже экспериментах с большой статистикой (например [2]) по наблюдению фрагментации различных ядер, ускоренных до энергий ~ 10 А ГэВ, достоверных отличий фрагментов от релятивистских легких ядер не обнаружилось. Другими словами, эффект небольшого увеличения вероятности наблюдения взаимодействия фрагментов вблизи точки их образования нередко наблюдается в опытах с малой статистикой, но связан он не с изменением взаимодействия, а с некорректными усреднениями при небольшом числе наблюдаемых событий.

Но необходимое для образования наблюдаемых возбуждённых состояний фрагментов ^{208}Pb превышение пороговой энергии означает, что при меньших энергиях эти состояния не наблюдались. Другая особенность их появления — отсутствие (или ненаблюдаемо малая возможная доля) невозбуждённых фрагментов — свидетельствует о том, что и в опытах [5] с энергиями 60 и 200 А ГэВ ядра ^{16}O , где с небольшой статистикой (28 вторичных звёзд на первых 3 см в 116 событиях из двух опытов) было замечено [5] небольшое

увеличение вероятности взаимодействия альфа-частиц, рождённых при фрагментации ядер ^{16}O , такие состояния не наблюдались.

Поэтому наши результаты не являются подтверждением предшествующих наблюдений, скорее, наоборот — обнаружено совсем другое явление. Авторы сочли полезным обсудить возможность смысла обнаруженных закономерностей сразу при их представлении, не откладывая его до посвящённого этому общего раздела.

2 Пространственное распределение звёзд в струях фрагментов Au (10,7 А ГэВ)

При просмотре измерялось расстояние x от вторичной звёзды до точки фрагментации; ось x направлена вдоль пластины и совпадает с направлением пучка. Суммарное распределение приведено на рис. 1.

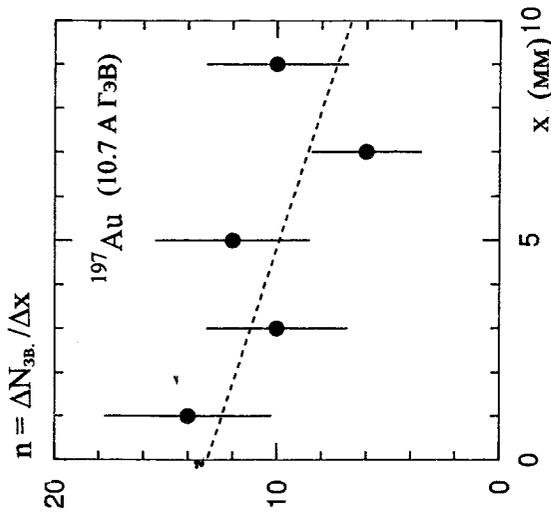


Рис. 1. Зависимость наблюдаемого в 143 струях фрагментов ^{197}Au количества вторичных звёзд $n(x)$ в интервале 2 мм от его расстояния x до точки фрагментации

Nonmonotonic changing of the interaction probability of 158 A GeV ^{208}Pb fragments with emulsion nuclei

O. V. Levitskaya, G. M. Amalsky

A b s t r a c t

Here are presented the data for 540 second stars, observed under a revision of 350 tracks of jets of fragments with energy 158 A GeV, formed by peripheral collisions of ^{208}Pb nucleus with emulsion nuclei. It is shown, that near a point of forming of fragments a probability of their interaction with emulsion nuclei is in the 4.2 ± 0.5 times more, than probability of interaction in jets from peripheral fragmentation of ^{197}Au nuclei with energy 10.7 A GeV (52 second stars in 143 jets), and decreases on removing from fragmentation point and turns into zero near the ends of examined 15 mm intervals.

А н н о т а ц и я

В работе приведены распределения для 540 вторичных звёзд, обнаруженных при просмотре 350 струй фрагментов с энергией 158 А ГэВ, образовавшихся при периферическом взаимодействии ядра ^{208}Pb с ядром эмульсии. Показано, что вблизи точки образования струи фрагментов ^{208}Pb вероятность их взаимодействия с ядрами эмульсии в $4,2 \pm 0,5$ раза больше, чем наблюдаемая в струях периферической фрагментации ядер ^{197}Au с энергией 10,7 А ГэВ (52 вторичных звёзды в 143 струях), а при удалении от точки фрагментации уменьшается и в конце просмотренных промежутков длиной 15 мм стремится к нулю.

© ПИЯФ, 2006

1 Введение

Здесь обсуждаются однопипные экспериментальные данные о взаимодействии с ядрами эмульсии фрагментов ядер ^{197}Au с энергией 10,7 А ГэВ и ^{208}Pb с энергией А 158 ГэВ, полученные в 1999 г при просмотре одинаковых пластин фотоэмульсии НИКФИ-БР2, облучённых пучками ионов Au и Pb в экспериментах BNL AGS E863 Au - 10,7 А ГэВ (1992) и CERN SPS EMU01 Pb - 158 А ГэВ (1996). Для детального просмотра были отобраны 143 струи фрагментов ^{197}Au (из 499 событий с фрагментацией исходного ядра, обнаруженных по следу в 8 пластинах эмульсии площадью $10 \cdot 10 \text{ см}^2$ с толщиной слоя 0,6 мм) и 350 струй фрагментов ^{208}Pb (из 1689 событий, обнаруженных в 15 слоях эмульсии), которые образовались в результате периферических соударений исходных ядер с ядрами эмульсии. В таких событиях ядру эмульсии передаётся небольшая энергия и наблюдается $N_h = 0 - 1$ след испущенных им частиц (вместо обычно наблюдаемого [1] при неупругом взаимодействии среднего числа $N_{Em} \approx 7$ частиц с зарядами больше 1), а струе фрагментов практически нет рождённых лёгких частиц ($N_s = 0$).

В такой реакции образуется от 3-5 до 20 фрагментов с разными массами и зарядами и наблюдается резкое сжатие широкого следа исходного ядра, свидетельствующее о дроблении движущегося заряда Z (ширина следа пропорциональна Z^2 и при фрагментации уменьшается до $\sum Z_i^2 / (\sum Z_i)^2$ исходной; это хорошо видно на приведённых в приложении рис.8 и 9). Расстояние, на котором сливаются следы фрагментов становится различимы, зависит от их импульса и для фрагментов ^{208}Pb составляет ~ 1 см от точки образования.

При просмотре на 1 см в 143 струях фрагментов ^{197}Au были обнаружены 58 неупругих взаимодействий с ядрами эмульсии, что согласуется с известными данными о свободных пробегах в эмульсии легких ядер [2], не изменяющихся в диапазоне энергий 5-200 А ГэВ. Тем самым, эти данные определяют усреднённую по всем струям вероятность взаимодействия "усреднённой" струи с "нормально" взаимодействующими фрагментами. Её точный состав неизвестен, но не должен заметно отличаться от состава "усреднённой" струи фрагментов близкого по массе и заряду ядра ^{208}Pb .

Обнаруженное количество вторичных взаимодействий в 350 стру-

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Б. П. КОНСТАНТИНОВА

Препринт 2683

О. В. Левицкая, Г. М. Амальский

Немонотонное изменение
вероятности взаимодействия
фрагментов ядра ^{208}Rb
с энергией 158 А ГэВ
с ядрами фотоэмulsionи

Гатчина - 2006