

ФРАГМЕНТАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТКИХ ЯДЕР-СНАРЯДОВ В ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ И ФОТОЭМУЛЬСИИ

А.И.Бондаренко и Г.М.Чернов

Изучение фрагментации снаряда, в отличие от изучения фрагментации мишени имеет ряд преимуществ:

- При регистрации фрагментов снаряда существует ненулевой порог регистрации, например импульсы фрагментов в пропановой пузырьковой камере должны быть не ниже:

150 МэВ/с для протонов

250 МэВ/с для дейтронов

330 МэВ/с для тритонов

600 МэВ/с для α -частиц (ядер ${}^4\text{He}$)

1000 МэВ/с для ядер ${}^6\text{B}$

1600 МэВ/с для ядер ${}^9\text{Be}$ и т.д.

Порог регистрации для фрагментов снаряда – нулевой. Т.о. при анализе фрагментации снаряда возможно изучение сколь угодно малых передач энергии-импульса и возбуждений фрагментирующей системы.

- При фрагментации снаряда импульсы фрагментов

$$p \simeq p_0 * A_F$$

и сосредоточены в узком конусе вперед, вся 4π -геометрия сводится к области полярных углов $\theta < 5^\circ \div 10^\circ$.

- Из-за малых θ хорошо работает угловое приближение поперечных импульсов:

$$p_{\perp} \simeq p_0 A_F \sin \theta$$

В то же время значительно возрастают требования к точности угловых измерений при малых θ . Например при дубненских первичных энергиях ядер-снарядов стандартное отклонение распределения углов $\sigma(\theta)$ релятивистских α -фрагментов ядра-снаряда составляет примерно 6mrad а ошибки в измерениях поперечных координат приводят к значениям стандартного отклонения разброса плоских углов $\sigma_x \simeq 0.3\text{mrad}$ а углов погружения $\sigma_y \simeq 2.8\text{mrad}$ (конкретные значения получены при методических работах в фотоэмульсии на микроскопах МБИ-9). Данные ошибки приводят к искажениям распределений азимутальных φ , парных азимутальных

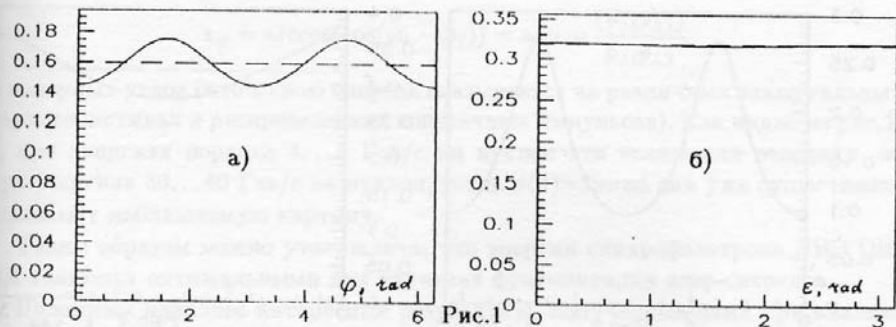


Рис.1

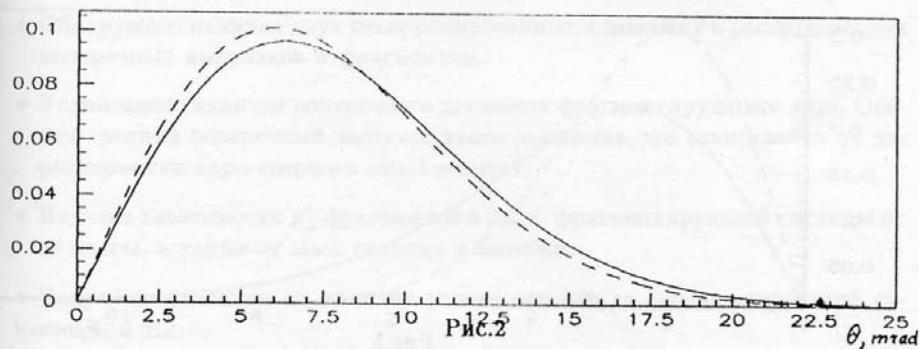


Рис.2

Рис.1. Распределения неискаженных ошибками измерений (пунктир) и искаженных (сплошная кривая) величин азимутальных а) и парных азимутальных б) углов при дубненских энергиях,

$$\sigma(\theta_{\text{истин.}}) = 6.0, \quad \sigma_x = 0.3, \quad \sigma_y = 2.8 \text{ mrad}$$

Рис.2. То же, что и на рис.1 для распределения полярных углов,

$$\frac{\sigma(\theta_{\text{измер.}})}{\sigma(\theta_{\text{истин.}})} = 1.1$$

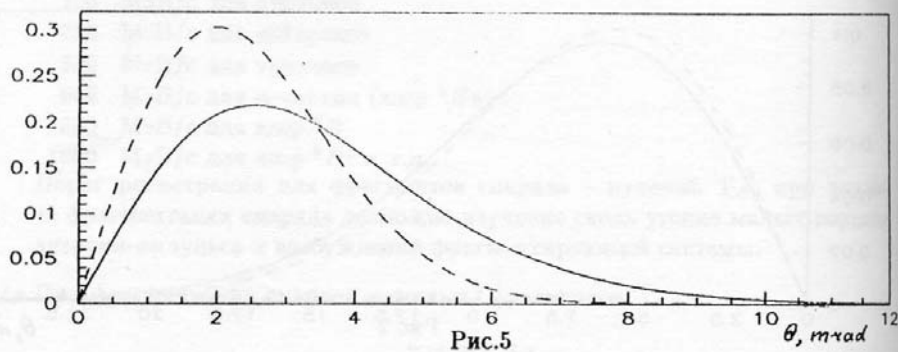
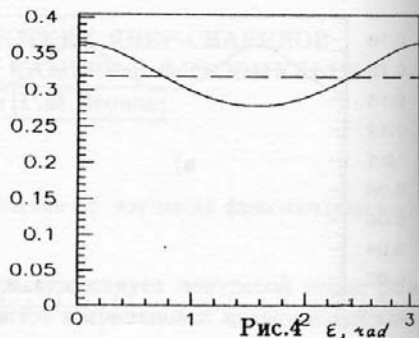
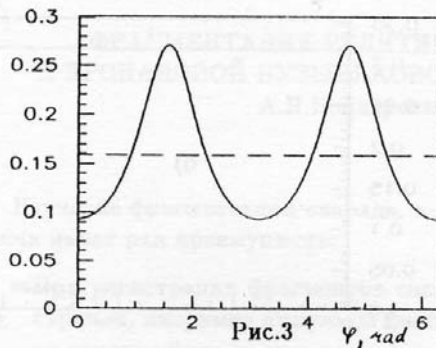


Рис.3. То же, что и на рис.1 для распределения азимутальных углов при энергиях 30...40А Гэс/с,

$$\sigma(\theta_{\text{истин.}}) = 2.0, \quad \sigma_x = 0.3, \quad \sigma_y = 2.8 \text{mrad}$$

Рис.4. То же, что и на рис.3 для распределения парных азимутальных углов.

Рис.5. То же, что и на рис.3 для распределения полярных углов,

$$\frac{\sigma(\theta_{\text{измер.}})}{\sigma(\theta_{\text{истин.}})} = 1.7$$

$$\epsilon_{ij} = \arccos(\cos(\varphi_i - \varphi_j)) = \arccos \frac{(\vec{p}_{\perp i} \vec{p}_{\perp j})}{p_{\perp i} p_{\perp j}}$$

и полярных углов (что в свою очередь сказывается на различных азимутальных характеристиках и распределениях поперечных импульсов). Как видно из рис. 1-5, при энергиях порядка 4...5 Гэв/с на нуклон эти искажения невелики, но при энергиях 30...40 Гэв/с на нуклон, когда $\sigma(\theta) = 2\text{mgad}$ они уже существенно искажают наблюдаемую картину.

Таким образом можно утверждать, что энергии синхрофазотрона ЛВЭ ОИ-ЯИ являются оптимальными для изучения фрагментации ядер-снарядов.

Напомним наиболее интересные результаты, полученные нами при анализе распределений p_{\perp} , относительных азимутальных углов ϵ и их характеристик

- Обнаружено наличие двух некоррелированных компонент в распределениях поперечных импульсов α -фрагментов.
- Установлено наличие поперечного движения фрагментирующего ядра. Оценен средний поперечный импульс этого движения, его зависимость от характеристик ядро-ядерного столкновения.
- Изучена зависимость p_{\perp}^* фрагментов в с.д.и. фрагментирующей системы от ее массы, а также от масс снаряда и мишени.
- Получены указания на наличие углового момента фрагментирующей системы и т.д.

Один из интересных классов реакций фрагментации – когерентные реакции, характеризующиеся крайне малой величиной передаваемого 4-импульса. Критерии отбора:

- Малость суммарного поперечного импульса системы фрагментов снаряда.
- Отсутствие признаков возбуждения мишени.
- Отсутствие "рожденных" частиц

Во взаимодействиях в эмульсии и камере обнаружены когерентные реакции



Сечения

ρ_0 , ГэВ/с/Н	Мишень	A_T	σ , мбн	$\sigma/A_T^{2/3}$	Ссылка
4.2	H	1	1.0 ± 0.3	1.0 ± 0.3	Наши дан.
4.2	C	12	4.8 ± 0.7	0.9 ± 0.3	Наши дан.
2.9	C	12	$9.7_{-2.5}^{+5.0}$	$1.8_{-0.5}^{+1.0}$	HISS, LBL
4.5	Em	$\sim 47(12 - 108)$	19 ± 4	1.6 ± 0.2	Наши дан.
4.5	Em + Pb	$\sim 44(12 - 207)$	37_{-9}^{+14}	$3.3_{-0.8}^{+1.3}$	Наши дан.

Сравним отдельно Em и Em + Pb при абсолютно идентичных условиях:

$$Em: \lambda_{0+3\alpha} = 10.3_{-1.4}^{+1.9}$$

$$Em + Pb: \lambda_{0+3\alpha} = 4.8_{-1.1}^{+1.8}$$

Сечения растут быстрее, чем $A_T^{2/3}$, что позволяет заключить: при малых массах мишени преобладает, по видимому, дифракционный механизм, при больших — кулоновский.

Средние $\langle p_{\perp}^2 \rangle^{1/2}$ α -фрагментов

Реакция	Мишень	$\langle p_{\perp}^2 \rangle^{1/2}$, МэВ/с	$\langle p_{\perp}^{*2} \rangle^{1/2}$, МэВ/с
$C \rightarrow 3\alpha$	H	237 ± 14	197 ± 13
$C \rightarrow 3\alpha$	C	219 ± 13	173 ± 9
$C \rightarrow 3\alpha$	Em	192 ± 10	141 ± 7
$C \rightarrow 3\alpha$	Em + Pb	161 ± 6	130 ± 8
$C + B \rightarrow \alpha + X$	C_3H_8	316 ± 3	
$C + Ta \rightarrow \alpha + X$	Ta	348 ± 10	
$C \rightarrow 3\alpha$ (фон)	C_3H_8	354 ± 26	

- $\langle p_{\perp}^2 \rangle^{1/2}$ — падает с ростом A_T .
- $\langle p_{\perp}^2 \rangle_{когер.}^{1/2}$ — существенно меньше, чем в обычных процессах.

Интегральный коэффициент асимметрии ϵ -распределения:

$$A = \left[\int_{\pi/2}^{\pi} f(\epsilon) d\epsilon - \int_0^{\pi/2} f(\epsilon) d\epsilon \right] / \int_0^{\pi} f(\epsilon) d\epsilon$$

Интегральный коэффициент колинеарности ϵ -распределения:

$$B = \left[\int_0^{\pi/4} f(\epsilon) d\epsilon + \int_{3\pi/4}^{\pi} f(\epsilon) d\epsilon - \int_{\pi/4}^{3\pi/4} f(\epsilon) d\epsilon \right] / \int_0^{\pi} f(\epsilon) d\epsilon$$

Среднее по ансамблю коэффициента колинеарности в индивидуальном акте взаимодействия ϵ -распределения:

$$\langle \beta \rangle = \left\langle \sum_{i \neq j} \cos 2\epsilon_{ij} / \sqrt{n(n-1)} \right\rangle$$

Ансамбль	Характеристики		
	A	B	$\langle \beta \rangle$
Все $^{12}C \rightarrow 3\alpha$	0.45 ± 0.05	0.39 ± 0.05	0.79 ± 0.12
$kT \leq 25 \text{ МэВ/н}$	0.39 ± 0.07	0.56 ± 0.06	1.12 ± 0.16
$kt \geq 25 \text{ МэВ/н}$	0.50 ± 0.06	0.23 ± 0.07	0.48 ± 0.17
Модель FNG	0.5	0.16	0.31

При малых возбуждениях ($kT \leq 25 \text{ МэВ/н}$) – высокая колинеарность, далее исчезает.

Анализ распределений относительных пространственных углов

$$\theta_{ij} = \arccos \frac{(\vec{p}_i \vec{p}_j)}{p_i p_j}$$

и эффективных масс (точнее разностей между эффективной массой и суммой масс составляющих ее частиц)

$$M_{ij} = [2(m_\alpha^2 + E_i E_j - p_i p_j \cos \theta_{ij})]^{1/2} - 2m_\alpha$$

пар α -фрагментов показал что:

- Обнаружены особенности, возможно указывающие на распад промежуточного нестабильного ядра ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ в основном $(0^+, 0)$ и первом возбужденном $(2^+, 2.9\text{МэВ})$ состояниях.
- Указанные особенности четко проявляются в событиях с малым возбуждением и исчезают при увеличении возбуждения (рис.6 и 7)
- Коэффициент коллинеарности явно связан с этими особенностями (рис.8)

При анализе камерных данных видно, что коэффициент коллинеарности сначала падает с ростом возбуждения, затем снова растет (рис.9).

Состояние	$\langle \cos^2 \theta \rangle$	$\langle \cos^4 \theta \rangle$	$\langle \cos^6 \theta \rangle$	$\langle \cos^8 \theta \rangle$
$0^+, 0$	0.10 ± 0.02	0.20 ± 0.04	0.35 ± 0.08	0.50 ± 0.12
$2^+, 2.9\text{МэВ}$	0.15 ± 0.03	0.30 ± 0.06	0.45 ± 0.10	0.60 ± 0.15
$4^+, 5.8\text{МэВ}$	0.20 ± 0.04	0.40 ± 0.08	0.60 ± 0.15	0.80 ± 0.20
$6^+, 8.7\text{МэВ}$	0.25 ± 0.05	0.50 ± 0.10	0.75 ± 0.20	1.00 ± 0.25

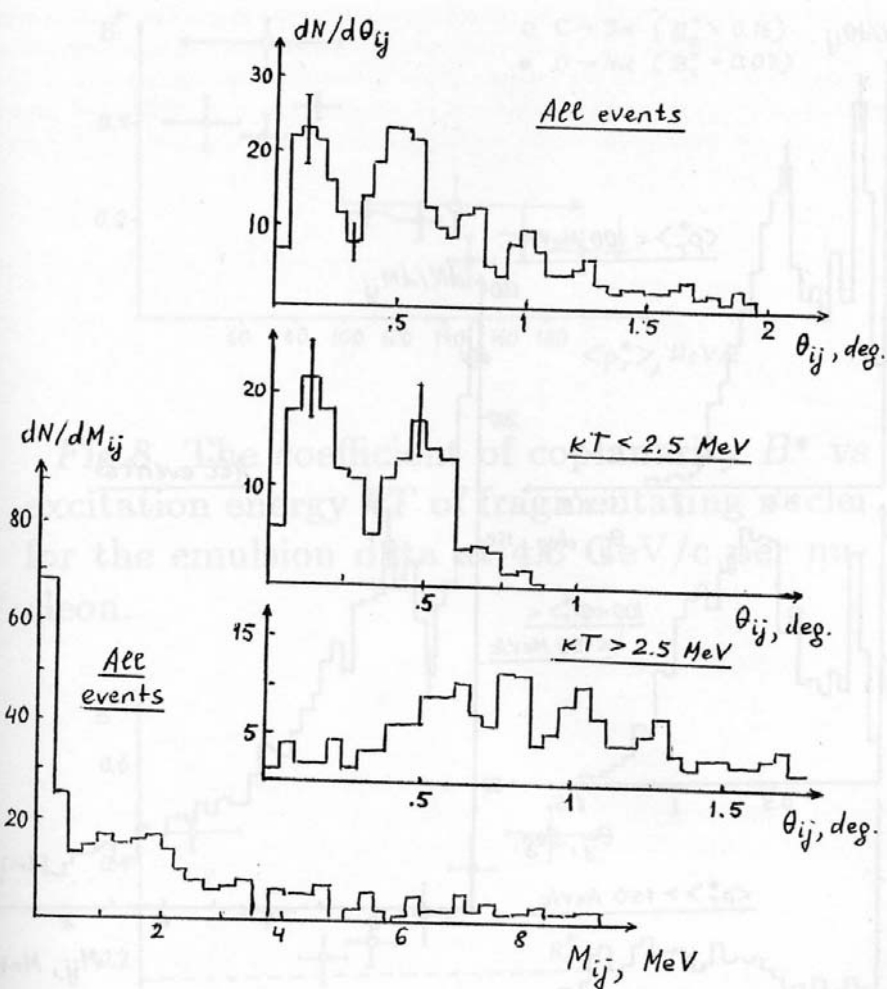


Fig.6. Examples of the distributions on relative angles and effective masses of pairs of alphas from reaction $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$.

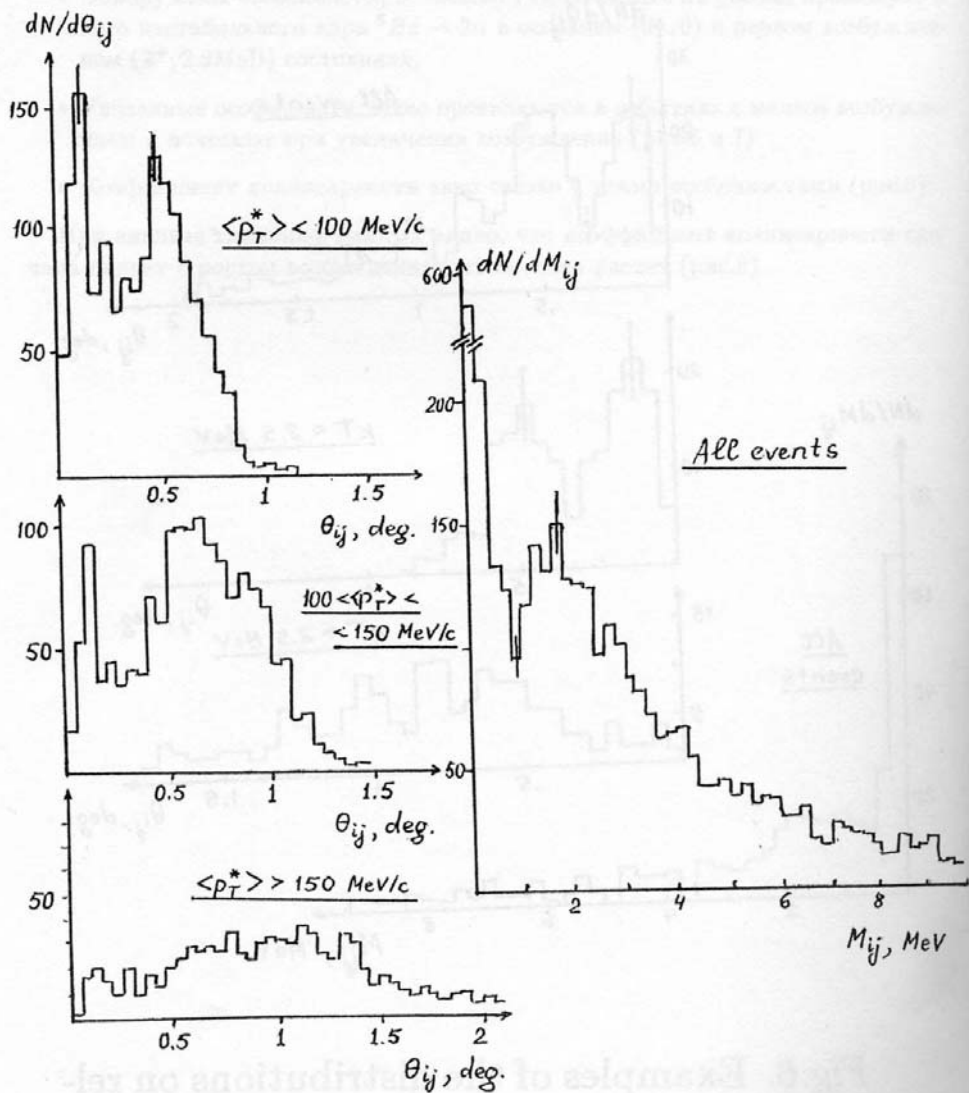


Fig.7. The same for the reaction $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$.

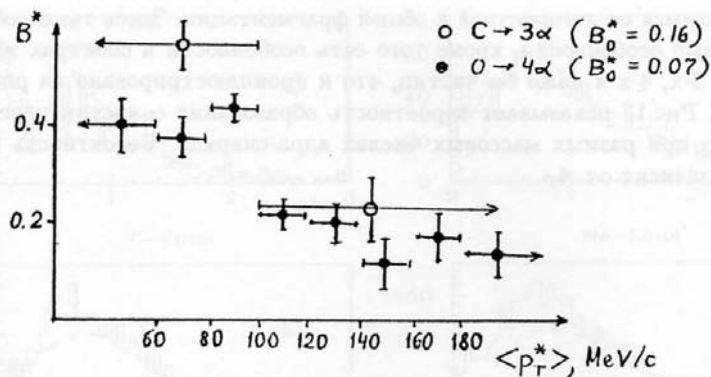


Fig.8. The coefficient of coplanarity B^* vs excitation energy kT of fragmentating nuclei for the emulsion data at 4.5 GeV/c per nucleon.

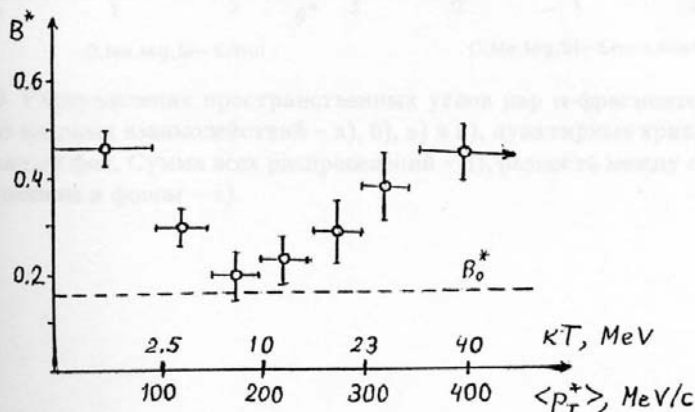
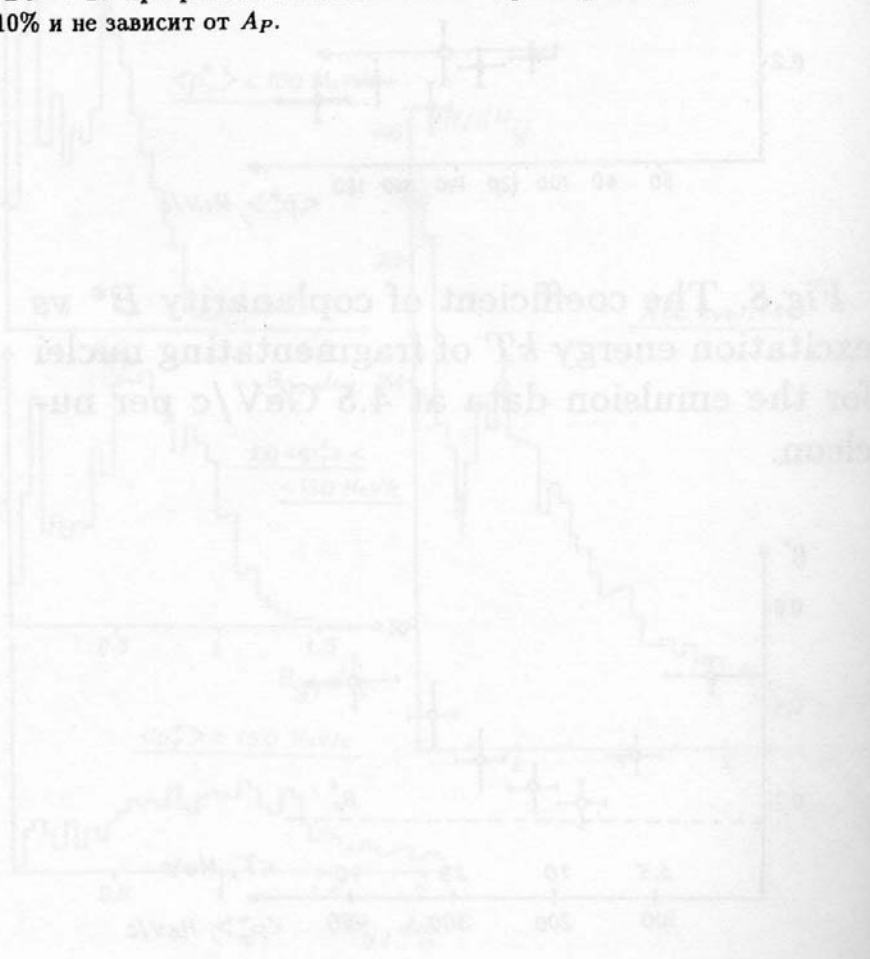


Fig.9. The same for the $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ break-up obtained in the propane bubble chamber at 4.2 GeV/c per nucleon

Возвратимся от когерентной к общей фрагментации. Здесь также обнаружены подобные особенности, кроме того есть особенности в спектрах эффективных масс 3-х, 4-х и даже 5 α -частиц, что и проиллюстрировано на рис.10-12 и рис.14-16. Рис.13 показывает вероятность образования α -частиц через распад ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ при разных массовых числах ядра-снаряда. Вероятность близка к 10% и не зависит от A_P .



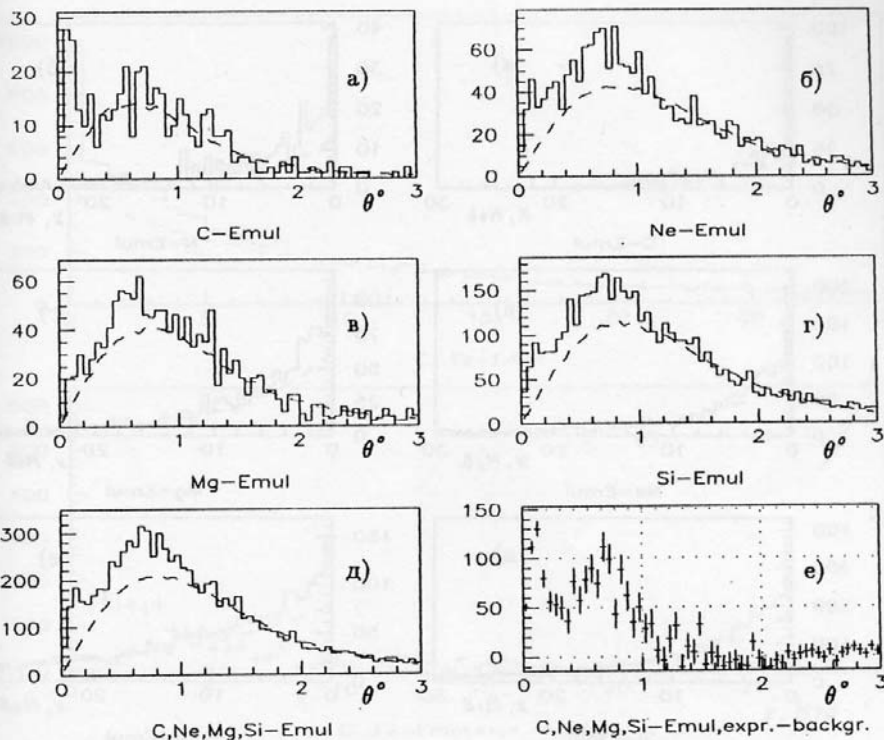
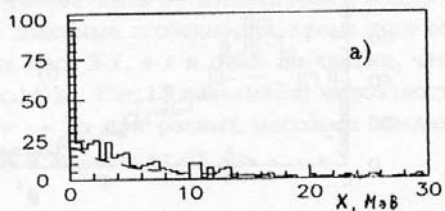
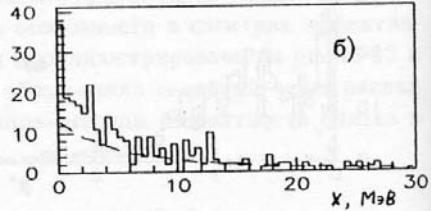


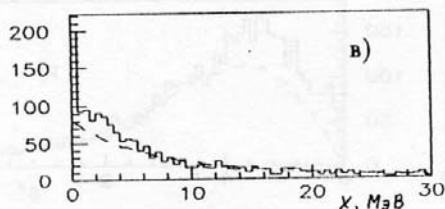
Рис.10. Распределения пространственных углов пар α -фрагментов в ансамблях ядро-ядерных взаимодействий - а), б), в) и г), пунктирные кривые - некоррелированный фон. Сумма всех распределений - д), разность между суммарным распределением и фоном - е).



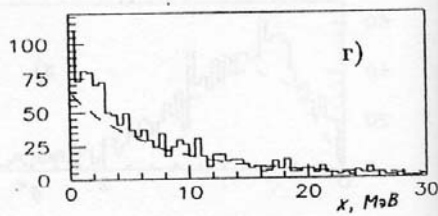
C-Emul



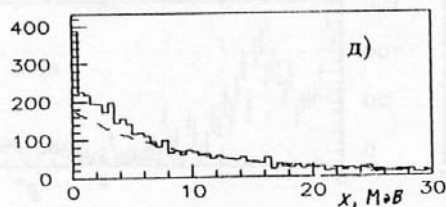
N-Emul



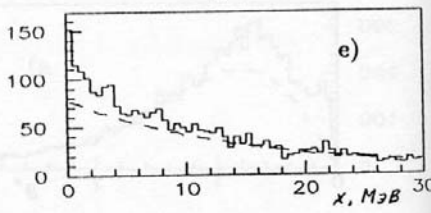
Ne-Emul



Mg-Emul



Si-Emul



Fe-Emul

Рис.11. Распределения эффективных масс пар ($x=M_{2\alpha} - 2m_\alpha$) α -фрагментов в ансамблях ядро-ядерных взаимодействий, пунктирные кривые - некоррелированный фон

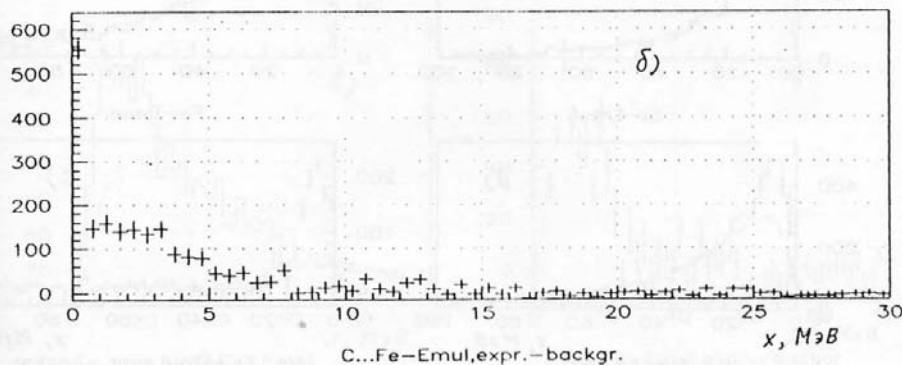
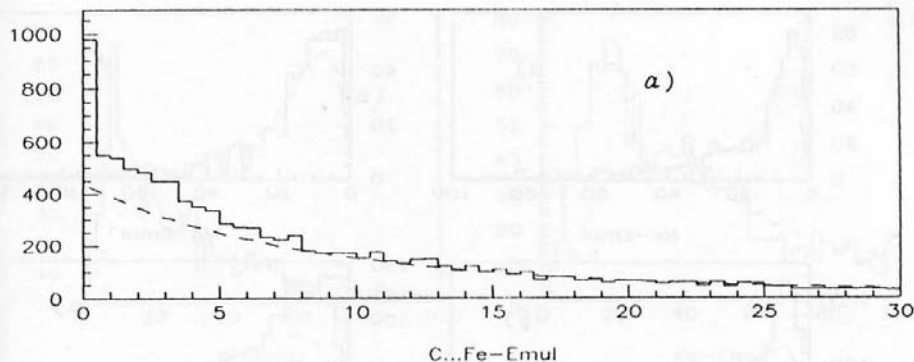


Рис.12. Сумма всех распределений рис.11 - а), разность между суммарным распределением и фоном - б).

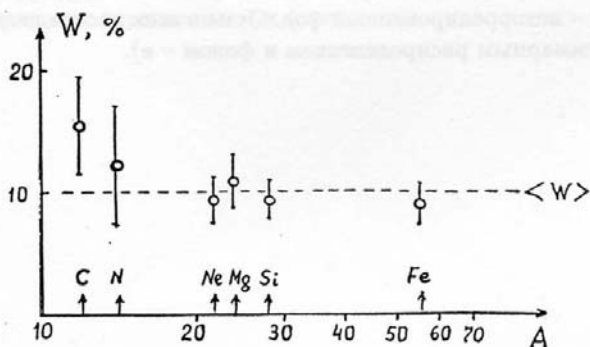


Рис.13. Доля α -частиц из распада ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ в зависимости от массового числа ядра-снаряда. Пунктир - среднее по всем ансамблям.

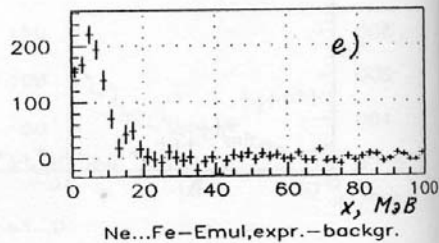
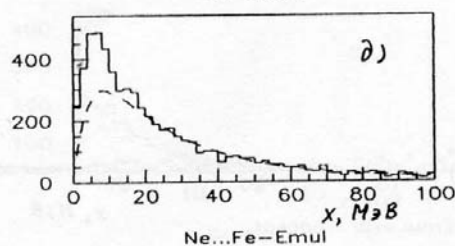
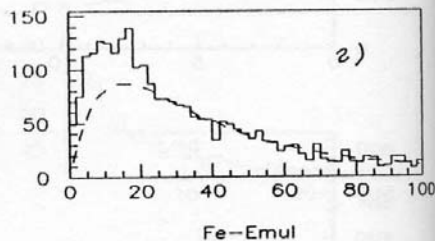
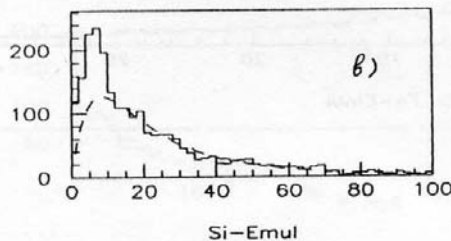
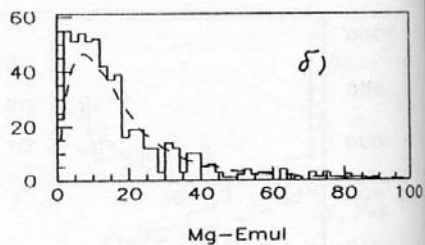
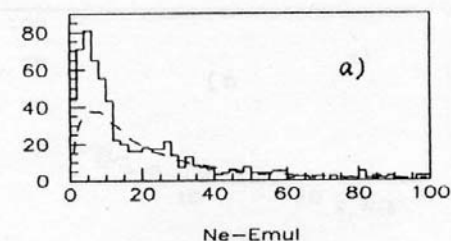


Рис.14. Распределения эффективных масс ($x = M_{3\alpha} - 3m_\alpha$) групп трех α -фрагментов в ансамблях ядро-ядерных взаимодействий - а), б), в), и г), пунктирные кривые - некоррелированный фон. Сумма всех распределений - д), разность между суммарным распределением и фоном - е).

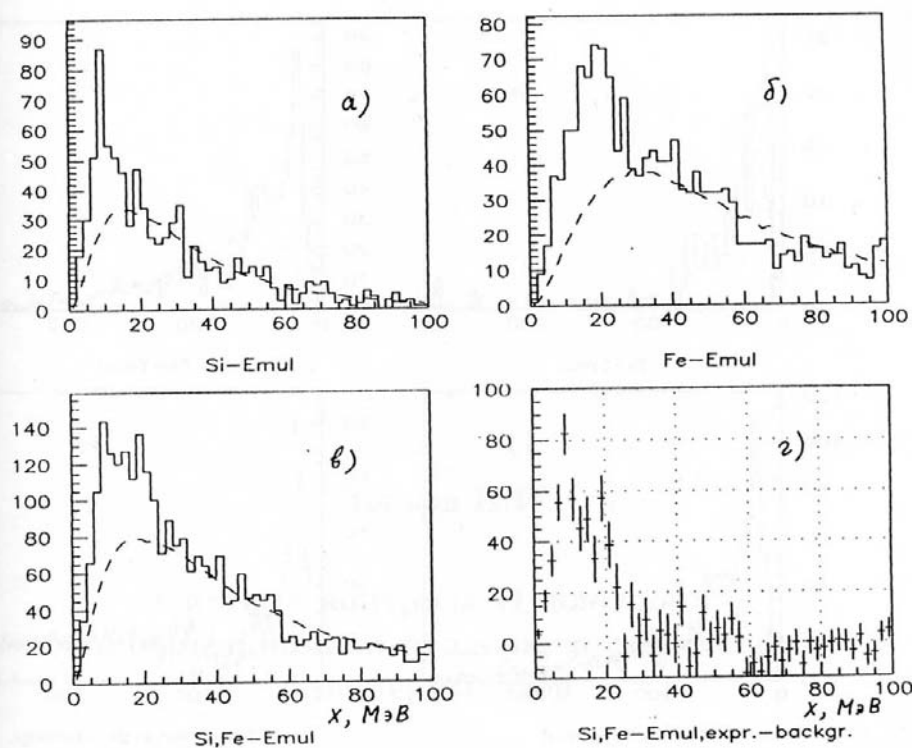


Рис.15. Распределения эффективных масс ($x=M_{4\alpha} - 4m_{\alpha}$) групп четырех α -фрагментов в ансамблях ядро-ядерных взаимодействий - а), и б), пунктирные кривые - некоррелированный фон. Сумма всех распределений - в), разность между суммарным распределением и фоном - г).

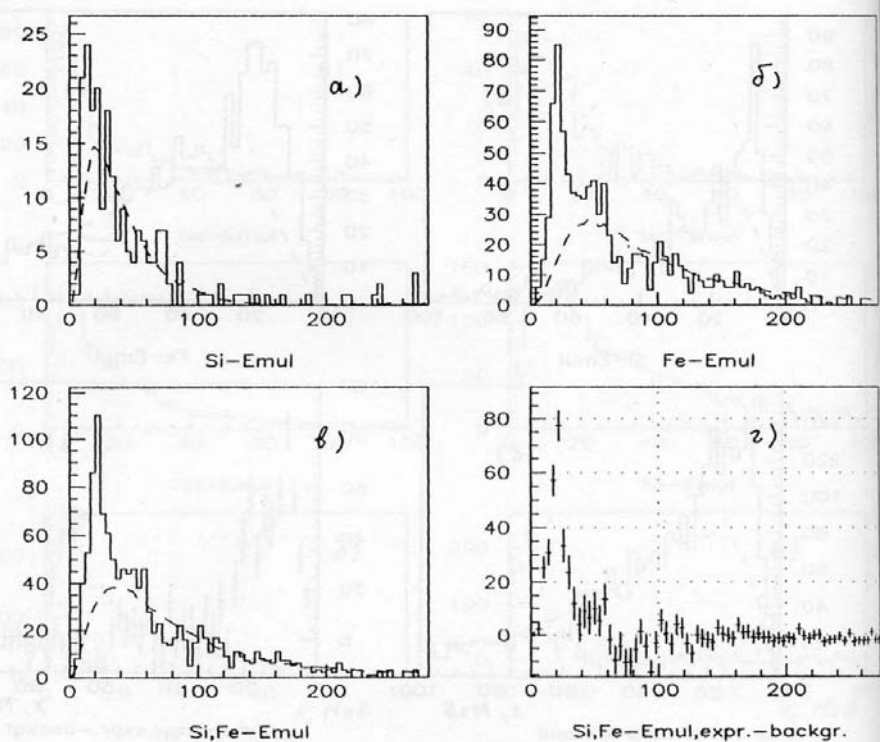


Рис.16. Распределения эффективных масс ($x=M_{\alpha} - 5m_{\alpha}$) групп пяти α -фрагментов в ансамблях ядро-ядерных взаимодействий - а), и б), пунктирные кривые - некоррелированный фон. Сумма всех распределений - в), разность между суммарным распределением и фоном - г).