

для изучения кварковых степеней свободы. Это означает, что при энергиях ядер  $T > 3-4,7A$  ГэВ наступает асимптотич. режим, называемый предельной фрагментацией ядер. В этой области энергий спектр вторичных частиц (фрагментов ядер, пионов, каонов и т. д.) не зависит от энергии и сорта налетающей частицы (ядра, адрона, фотона, лептона). Это соответствует общей закономерности (4) при  $\alpha = I, \beta = II$ .

В области предельной фрагментации ядер обнаружен ядерный кумулятивный эффект. Он состоит в рождении в неупругих ядро-ядерных (адрон-ядерных) столкновениях частиц, энергия к-рых превышает максимально возможную для взаимодействия с отд. нуклонами ядер. Кварковые степени свободы играют важную роль и в ядерных реакциях при  $b_{ik} < 1$  и даже при  $b_{ik} \sim 10^{-2}$  в свойствах осн. состояний ядер. Это связано с тем, что ср. расстояния между нуклонами в ядре сравнимы с радиусом пленения (конфайнмента) кварков. Существует вероятность туннелирования, перемешивания и даже обобществления кварков, принадлежащих отд. нуклонам. Эксперим. данные по ядерному кумулятивному эффекту свидетельствуют также о том, что в ядре наряду с нуклонами возникают «капельки» кварк-глюонной плазмы и что ядра могут рассматриваться как гетерофазные системы, представляющие собой смесь нуклонной и кварк-глюонной фаз.

**Образование ядерных фрагментов.** Реакции с релятивистскими ядрами в области  $b_{II} > 1$ , но при  $b_{III} < 1$  (ядерный фрагмент) или  $b_{III}$  порядка  $10^{-2}$  описываются протон-нейтронной моделью ядра. Учёт кварковых степеней свободы в этой области даёт такие же малые поправки, как и для характеристик основных и низковозбуждённых состояний ядер. Сечение реакций столкновения ядер I и II с образованием ядерного фрагмента 1 расщепления ядра II имеет вид

$$\frac{d\sigma}{db_{III}} = \frac{F(b_{III})}{(b_{III} + \alpha_{III})^2} \quad (6)$$

при  $b_{III} > 1, b_{III} \sim \alpha_{III} = 2\mathcal{E}_{III}(m_{II} - m_1)/m_{II}m_1 \approx 10^{-2}$ . Здесь  $\mathcal{E}_{III}$  — энергия связи фрагмента 1 в ядре II,  $m_1$  — масса фрагмента,  $F$  — слабо меняющаяся ф-ция. Это соответствует ф-ле (4) при  $\alpha = I, \beta = II$  и  $n = 2$ .

Процессы с перераспределением нуклонов дают осн. вклад в полное сечение взаимодействия релятивистских ядер. На рис. 2 приведено распределение по продольному импульсу  $p_1^z$  ядер изотопов C, образующегося при столкновении релятивистских ядер  $^{16}O$  с

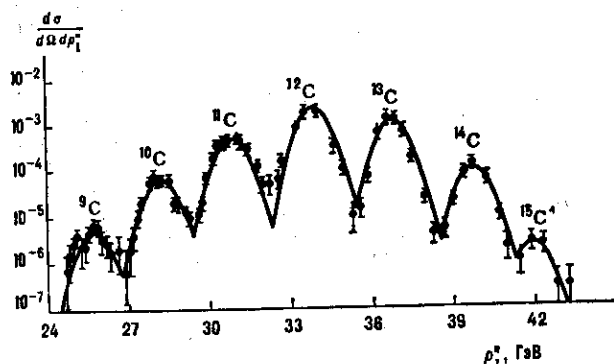


Рис. 2. Зависимость дифференциальных сечений образования изотопов углерода от их продольного импульса  $p_1^z$  в реакции  $^{16}O + Be \rightarrow C$  при их энергии ядер кислорода 2,1 ГэВ (единицы произвольные).

ядрами Be. Сечения процесса определяются ф-лой (6); условие  $b_{III} = 0$  даёт положение максимумов, а величина  $\alpha_{III}$  — их ширины. Малость  $\alpha_{III}$  обуславливает большую величину полного сечения взаимодействия ядер. Зависимость сечения (6) от  $\alpha_{III}$  определяет его

зависимость от  $A_{II}$  и  $A_I$ , т. к.  $m_{II} = A_{II}m_0, m_I = A_I m_0$ .

При достаточно больших величинах импульсов  $|p_{II}|$  и  $|p_I|$  величина  $b_{III}$  зависит только от отношения  $|p_{II}|/|p_I|$ , т. е. имеет место инвариантность по отношению к замене импульсов:

$$|p_{II}| \rightarrow \lambda |p_{II}|, |p_I| \rightarrow \lambda |p_I|,$$

где  $\lambda$  — константа. Эта зависимость отчётливо проявляется в образовании ядерных фрагментов,  $\alpha$ -частиц, дейтронов, протонов (ядерный скейлинг).

Реакции перераспределения нуклонов между ядерными фрагментами при  $b_{III} \sim 10^{-2}-10^{-1}$  важны для обнаружения и исследования короткоживущих радионуклидов, а также для получения пучков нестабильных барионных систем (напр., гиперядер). В области  $0,1 \leq b_{III} \leq 1$  кварковые степени свободы играют существенную роль в перестройке взаимодействующих адронных систем. Т. к. сечения взаимодействия здесь относительно большие, то возможны исследования кварковых систем, отличающихся от обычных трёхкварковых (барионы) или кварк-антикварковых (мезоны), напр. дибарионных.

**Предельная фрагментация ядер.** Сечение рождения частицы 1 в области предельной фрагментации ядра II можно определить исходя из ф-лы (4) при  $\alpha = 1, \beta = 2, n = 0$ :

$$m^{-2} \frac{d^2\sigma}{db_{III} dx_1} = F^1 F^{II}(b_{III}, x_1). \quad (7)$$

Здесь  $F^1$  — множитель, слабо зависящий от  $b_{II}$  (т. е. от энергии столкновения), свойств ядра II и частицы 1;  $x_1 = b_{II}/b_{III} = u_1^0 - u_1^z$ , где  $u_1^0 = \mathcal{E}_1/m_1, u_1^z = p_1^z/m_1$  ( $u^z$  и  $p^z$  — проекция скорости и импульса на направление пучка). В случае  $b_{II} \geq b_{III}$  обычно регистрируются вторичные частицы, вылетающие из мишеней под углом больше  $90^\circ$  по отношению к направлению пучка ядра (нуклонов, мезонов, фотонов). Универсальность энергетич. и угл. зависимостей образующихся частиц 1 (пионов, коонов) наблюдалась в широком интервале энергий столкновения, соответствующих  $1 < b_{II} \leq 10^2$ .

Представления о динамике образования частиц в области предельной фрагментации основаны на том, что в столкновениях ядер участвуют их малые части, несущие доли импульса, равные  $(X_I/A_I)p_I, (X_{II}/A_{II})p_{II}$ . Эти части (партонь) могут быть кварками и глюонами. Из законов сохранения энергии-импульса, записанных в виде

$$(X_I/A_I)p_I + (X_{II}/A_{II})p_{II} = \sum_i p_i,$$

следует, что для предельной фрагментации ядра II при  $b_{II} \gg 1$  необходимо условие

$$X_{II} > (m_I/m_0)x_1.$$

Здесь  $m_1$  — масса мезона 1. Т. о.,  $X_I$  и  $X_{II}$  — мин. число нуклонов, допускаемое законами сохранения для образования частицы с заданной величиной  $x_1$ . Кумулятивный эффект можно определить как реакции образования частиц, описываемые ф-лой (7) (т. е. при  $b_{II} \approx b_{III} \gg 1$ ) при  $X_{II} > 1$ . Величины  $F^{II}(b_{III}, x_1 = (m_0/m_1)X_{II})$  являются фундам. характеристиками каждого ядра, т. к. система кумулятивная частица — ядро представляет собой, так же, как и кластеры, изолиров. систему. Для случая, когда поперечный импульс регистрируемой частицы  $p_1^z = 0$ :

$$F^{II} \propto A_{II} \exp(-X_{II}/\langle X_{II} \rangle), \quad (8)$$

$$\text{где } \begin{cases} n \approx 2/3 + (1/3)X_{II} & \text{при } 0,5 \leq X_{II} \leq 1, \\ n \approx 1 & \text{при } X_{II} > 1, A_{II} > 25. \end{cases}$$