ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р2 - 7875

Г.Б.Алавердян, А.В.Тарасов, В.В.Ужинский

СТРУКТУРА ИНКЛЮЗИВНЫХ СПЕКТРОВ ПРОТОНОВ В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В ТЕОРИИ ГЛАУБЕРА

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P2 - 7875

Г.Б.Алавердян,[1] А.В.Тарасов, В.В.Ужинский[2]

СТРУКТУРА ИНКЛЮЗИВНЫХ СПЕКТРОВ ПРОТОНОВ В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В ТЕОРИИ ГЛАУБЕРА

Направлено в Письма в ЖЭТФ

[1] Ереванский государственный университет.

[2] ИЯФ АН Уз.ССР, Ташкент.

S u m m a r y

By summing Kofoed-Hansen's series /1/, that represent inclusive proton spectra in the proton-nucleus collisions at high energy in the intranuclear cascade model, the closed expressions (2) and (4) for these spectra are obtained. The first one (2) describes proton spectra in the case, when proton energy losses are much smaller than the incident energy. The second one (4) corresponds to the case of large proton energy losses (much more than recoil energy of target nucleons) and is obtained by assuming the Feynman scaling for proton spectra in the nucleon-nucleon collisions. In this case inclusive proton spectra in the $pA \to pX$ collisions automatically obey scaling (4).

By extracting quasielastic scattering contribution (6) from eq.(4) the inelastic $(x<1)$ pA cross section (7) is obtained.

Using eq. (7) it is easy to connect inelasticities K and k in nucleon-nucleus and nucleon-nucleon collisions (8). For lead and iron targets at $k=0.5$ and σ_{NN}^{abs} =30 mb. eq. (8) gives $K=0.85$ and 0.75, correspondingly, that is in agreement with cosmic rays data /4/. The nonleading particle spectrum (2) in the $1+A \to 2+X$ reactions is given by eq.(9) which is correct at least at $x \geq 0.5$ when complications due to multiplicities of particles 1,2 are inessential.

Потребности описания инклюзивных спектров протонов в процессах протон-ядерных взаимодействий привели к необходимости модифицировать обычную схему теории Глаубера, позволяющую исходя из данных о характеристиках pN -взаимодействий рассчитывать лишь угловые распределения протонов в реакциях упругого и квазиупругого /без рождения мезонов/ pA -рассеяния.

Применительно к реакции

$p + d \to p + X$

эта проблема детально исследована в работах /1/. Обобщение результатов этих работ на случай произвольной ядерной мишени недавно дано Кофэдом-Хансеном /2/. Его результат для сечения процесса $pA \to pX$ в пределе высоких энергий и в пренебрежении фермиевским движением нуклонов ядра может быть представлен в виде

$$\frac{d\sigma(\vec{q}_\perp, E', E)}{d\vec{q}_\perp\, dE'} = \sum_{n=1}^{\infty} \int d^2B\, T(\vec{B})^2 \exp(-\sigma_{NN}^{tot} T(\vec{B}))\cdot(n!)^{-1} *$$

$$* \prod_{i=1}^{n} d\sigma_0\Big(\vec{q}_{\perp i}, M_i^2, E - \sum_{k=1}^{i-1}\Big(\frac{q_{\perp k}^2 + M_k^2 - m^2}{2m}\Big)\Big)/d\vec{q}_{\perp i}\cdot dM_i^2 \, *$$

$$* \delta\Big(\vec{q}_\perp - \sum_{i=1}^{n} \vec{q}_{\perp i}\Big)\, \delta\Big(E - E' - \sum_{i=1}^{n}\Big(\frac{\vec{q}_{\perp i}^{\,2} + M_i^2 - m^2}{2m}\Big)\Big) \prod_{i=1}^{n} d\vec{q}_{\perp i}\, dM_i^2; \qquad /1/$$

где

$T(\vec{B}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\vec{B}, z)\, dz$, $\rho(\vec{B}, z)$ - плотность распределения ядерной материи, σ^{tot}_{NN} - полное сечение NN-взаимодействия, E и E′ - начальная и конечная энергии протона, а индексом 0 отмечено сечение реакции $pN \to pX$ как функции переданного импульса $\vec{q}_\perp$, недостающей массы M и начальной энергии E, m - масса нуклона.

При малых результирующих потерях энергии

$$E - E' \ll E$$

потери энергии в последовательных столкновениях также малы, и поэтому можно пренебречь различием в начальных энергиях в актах последовательных взаимодействий протона с нуклонами ядра, т.е. положить

$$d\sigma_0(E_i) = d\sigma_0(E).$$

В этом приближении ряд /1/ суммируется и может быть представлен в виде:

$$\frac{d\sigma(\vec{q}_\perp, E', E)}{d\vec{q}_\perp dE'} = \int_{-\infty}^{\infty} d^2B\,da\,d^2b \exp(ia(E-E') + i\vec{q}\vec{b}) *$$

$$\exp(-\sigma^{tot}_{NN} T(\vec{B}))\,[\exp\{\omega(a,\vec{b})\,T(\vec{B})\} - 1], \qquad /2/$$

где

$$\omega(a,\vec{b}) = \int \frac{d\sigma_0(\vec{q}_\perp, M^2, E)}{d\vec{q}_\perp dM^2} \exp\{-i\vec{q}\vec{b} - ia\frac{q_\perp^2 + M^2 - m^2}{2m}\} d\vec{q}_\perp dM^2, \qquad /3/$$

что является естественным обобщением известных результатов Глаубера для угловых распределений в квазиупругом рассеянии на случай двойных дифференциальных распределений /по углу и энергии/ в процессах как квазиупругого, так и неупругого взаимодействия протонов с ядрами вблизи квазиупругого пика. Рассмотрим другой предельный случай, когда потери энергии в неупругих столкновениях намного превышают потери, связанные с отдачей

$$E - E' \gg \frac{\langle q_\perp^2 \rangle}{2m},$$

так что последними можно пренебречь. Введем фейнмановскую переменную $x = 2P_L/\sqrt{s}$, $E' \approx xE$ при $x > 0$, и предположим, что в элементарных столкновениях $pN \to p + X$ выполняется фейнмановский "скейлинг"

$$E_t\, d^3\sigma(\vec{q}_\perp, x, E)/d^3p = f(\vec{q}_\perp, x).$$

Тогда легко получить для инклюзивных спектров в реакции $pA \to pX$ выражение

$$x\,d\sigma(\vec{q}_\perp, x, E)/d\vec{q}_\perp dx = x\sum_{n=i}^{\infty} \int d^2B\,T(\vec{B})^n \exp(-\sigma_{tot} T(\vec{B})) \times$$

$$\times \prod^{n} d\sigma\,(q\,, x\,)/dq\;\, dx\;\, \delta(q - \Sigma\; q\,)\,\delta(x - \Pi\; x\,)\,dq\;\, dx =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} d^2B\,d^2b\,d\alpha \exp(i\vec{q}\vec{b} + i\alpha \ln x) \exp(-\sigma_{tot} T(\vec{B})) \times$$

$$\times [\exp\{\omega(\alpha,\vec{b})\,T(\vec{B})\} - 1] = F(\vec{q}_\perp, x);$$

$$\omega(\alpha,\vec{b}) = \int (d\sigma_0(\vec{q}_\perp, x)/d\vec{q}_\perp dx) \exp(-i\vec{q}\vec{b} - i\alpha \ln x)\, d\vec{q}_\perp dx. \qquad /4/$$

Таким образом, инклюзивные спектры протонов в pA-столкновениях в модели внутриядерного каскада оказываются также "скейлинговыми".

Учитывая, что в пределе $E \to \infty$

$$d\sigma_0^{el}/d\vec{q}_\perp dx = d\sigma_0^{el}/d\vec{q}_\perp \cdot \delta(1-x) \qquad /5/$$

и выделяя из /4/ вклад квазиупругого рассеяния

$$d\sigma^{q.el.}/d\vec{q}_\perp dx \approx \delta(1-x) \int d^2B\,d^2b \exp(-\sigma_{tot} T(\vec{B})) \times$$

$$\times [\exp\{\omega^{el}(\vec{b})\,T(\vec{B})\} - 1], \qquad /6/$$

получим для сечения неупругого рассеяния $(x < 1)$

$$x\,d\sigma^{inel}(\vec{q}_\perp, x)/d\vec{q}_\perp\,dx = \int d^2B\,d^2b\,d\alpha \,\times$$

$$\times \exp[\,i\vec{q}\vec{b} + i\alpha \ln x - \tilde{\tilde{\sigma}}(\vec{b})\,T(\vec{B})] \times$$

$$\times [\exp\{\omega_0^{inel}(\alpha,\vec{b})\,T(\vec{B})\} - 1], \qquad /7/$$

где

$$\tilde{\tilde{\sigma}}(\vec{b}) = \sigma_{tot} - \omega^{el}(\vec{b}).$$

Используя это выражение, можно связать коэффициенты неупругости K и k нуклон-ядерного и нуклон-нуклонного взаимодействий:

$$K = \int (1-x)\,\frac{d\sigma(\vec{q}_\perp, x)}{d\vec{q}_\perp\,dx}\,d\vec{q}_\perp\,dx \Big/ \int \frac{d\sigma(\vec{q}_\perp, x)}{d\vec{q}_\perp\,dx}\,d\vec{q}_\perp\,dx =$$

$$= k\,\frac{N(A, 0, k\,\sigma_{abs})}{N(A, 0, \sigma_{abs})}, \qquad /8/$$

где $\sigma_{abs} = \sigma_{tot} - \sigma_{el}$,

а $N(A, \sigma_1, \sigma_2)$ - эффективное число нуклонов, определенное в работе /3/.

При σ_{abs}=30 *мбарн* и k = 0,5 для коэффициента неупругости во взаимодействии нуклонов с ядрами свинца и железа получаются соответственно значения: K = 0,85 и 0,75, что хорошо согласуется с результатами работ /4/ при $E_N = 1 \div 10$ *ТэВ*.

Наконец, приведем выражения для инклюзивных спектров нелидирующей частицы, т.е. сечений реакции $1 + A \to 2 + X$, $2 \neq 1$, через характеристики $1 + N \to 1 + X$, $1 + N \to 2 + X$, $2 + N \to 2 + X$ взаимодействий.

$$x\,d\sigma/d\vec{q}_\perp\,dx = \int d^2B\,d^2b\,d\alpha\,dz\,\rho(\vec{B}, z)\,\omega_{1\to 2}(\alpha, \vec{b}) \,\times$$

$$\times \exp\{\,i\vec{q}\vec{b} + i\alpha \ln x_2 - [\sigma_1^{tot} - \omega_{1\to 1}(\alpha, \vec{b})] \,\times$$

$$\times \int_{-\infty}^{z} \rho(\vec{B}, z')\,dz' - [\sigma_1^{tot} - \omega_{2\to 2}(\alpha, b)] \int_z^{\infty} \rho(\vec{B}, z')\,dz'\}, \qquad /9/$$

где смысл введенных обозначений очевиден. Правда, следует соблюдать определенную осторожность при пользовании формулой /9/ для описания реакций, в которых множественность частиц 1,2 не мала /π-, K-мезоны/. Но и для таких реакций эти выражения должны быть справедливы, по крайней мере при $x > 0{,}5$, т.е. когда невозможно образование двух одинаковых частиц с энергией xE.

Более подробное рассмотрение инклюзивных спектров в столкновениях быстрых частиц с ядрами и анализ имеющихся экспериментальных данных будут опубликованы позднее.

Авторы благодарны С.Р.Геворкяну, К.Г.Гулямову, О.А.Займидороге, Л.И.Лапидусу, В.И.Никанорову и А.А.Тяпкину за стимулирующие обсуждения и ряд полезных замечаний.

Литература

1. R.J.Glauber, O.Kofoed-Hansen and B.Margolis. Nucl.Phys., B30, 220 (1971); O.Kofoed-Hansen. Nucl.Phys., B39, 61 (1972).
2. O.Kofoed-Hansen. Nucl.Phys., B54, 42 (1973).
3. K.S.Kölbig and B.Margolis. Nucl.Phys., B6, 85 (1968).
4. М.О.Азарян, Э.А.Мамиджанян. ЯФ, 17, 561 /1973/; М.О.Азарян, Э.А.Мамиджанян, Р.А.Сулейманов. ЯФ, 17, 561 /1973/.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 апреля 1974 года.