

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

4254/83

22/8-83

P2-83-400

Г.И.Лыкасов, Б.Х.Шерхонов

ЗАВИСИМОСТЬ  
ОТ АТОМНОГО НОМЕРА ЯДРА-МИШЕНИ  
СПЕКТРОВ ЛЕПТОННЫХ ПАР,  
РОЖДЕННЫХ  
В АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

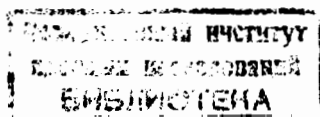
Направлено в журнал  
"Ядерная физика"

1983

Как показывают экспериментальные данные<sup>/1-4/</sup>, инклюзивные спектры по эффективной массе  $m$  лептонных пар, рожденных в адрон-ядерных реакциях при высоких энергиях, при  $m < 3\frac{1}{2}$  (ГэВ/с<sup>2</sup>) ведут себя в зависимости от атомного номера ядра-мишени (A), как  $A^{\alpha(m)}$ . При этом показатель  $\alpha(m)$  увеличивается от своего минимального значения до  $\alpha \approx 1$  с ростом эффективной массы вплоть до  $m \approx 3\frac{1}{2}$  (ГэВ/с<sup>2</sup>). Подобным образом ведет себя и  $\alpha(p_t)$  с ростом поперечного импульса  $p_t$  при  $m$ , равной массе векторных мезонов  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ . Аналогичная A-зависимость наблюдается в инклюзивных  $p_t$ -спектрах одиночных частиц<sup>/5/</sup> и струй адронов<sup>/6,7/</sup>, образованных в h-A-столкновениях при высоких энергиях, при не очень больших  $p_t$ . Характер перехода показателя  $\alpha$  от своего минимального значения до  $\alpha \approx 1$  изучался в ряде работ<sup>/8-12/</sup>. Было убедительно показано, что в адрон-ядерных процессах с образованием протонов или мезонов с большими  $p_t$  такое поведение  $\alpha(p_t)$  обусловлено многократными соударениями налетающих адронов<sup>/8,9/</sup> или составляющих кварков<sup>/10-12/</sup>. Причем, как будет показано ниже, рассмотрение совокупности мягких многократных кварковых соударений внутри ядра фактически адекватно анализу многократных перерассеяний начального адрона с небольшими передачами в h-A взаимодействиях.

В настоящей работе A-зависимость спектров лептонных пар, образованных в h-A столкновениях при высоких энергиях, исследуется по их эффективной массе  $m$ , поперечному  $p_t$  и продольному  $p_z$  импульсам; исследуется также характер перехода  $\alpha(m)$  и  $\alpha(p_t)$  от минимального значения до  $\alpha \approx 1$ . В работах<sup>/10-12/</sup> анализировалась A-зависимость инклюзивных спектров одиночных мезонов с  $p_t = 1\frac{1}{2}$  (ГэВ/с), рожденных в p-A реакциях при высоких энергиях. Было показано, что при  $p_t < 3$  (ГэВ/с) основной вклад в спектр дают мягкие многократные соударения кварков, а в области больших  $p_t$  - жесткие кварковые столкновения<sup>/10/</sup>. Учет и тех и других позволил вполне удовлетворительно описать<sup>/11,12/</sup> экспериментальные данные. Мягкие кварковые соударения (q-q) - это столкновения с небольшими передачами  $t$ . При таких q-q соударениях, согласно одной из разновидностей модели дуально-топологической унитаризации<sup>/13-15/</sup> применительно к h-A взаимодействиям, можно считать, что адрон, состоящий из кварков, взаимодействует с нуклоном внутри ядра целиком. Можно оценить критическую передачу  $t$ , при которой кварки еще не выбиваются за пределы адрона в h-h соударениях. Например, взаимодействуют два нуклона, для простоты рассмотрим упругие q-q столкновения.

В с.ц.м. q-q имеем:  $-t = 4k^2 \sin^2 \frac{\theta^*}{2}$ ,  $k$  - начальный импульс кварка,



$\theta^*$  - угол его рассеяния; при больших  $k$  и малых  $t$   $\theta_L \approx \frac{\theta^*}{2} = \frac{\sqrt{|t|}}{2k}$ ,  
 $\theta_L$  - угол рассеяния в л.с. Рассеявшись на угол  $\theta_L$ , составляющий кварк, пролетев среднее расстояние между нуклонами  $r_0 \approx 1,1 \div 1,2$  Фм, отклонится от первоначального направления на расстояние

$r_{\perp} = r_0 \sin \frac{\sqrt{|t|}}{2k}$ . Отсюда можно получить, что при энергии начального протона  $E_0 = 300$  (ГэВ)  $r_{\perp} \geq 0,3 \div 0,4$  (Фм) для  $|t| \geq 3 \div 4$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Другой кварк нуклона может после рассеяния отклониться в противоположном направлении, так что оба рассмотренных кварка, находящиеся первоначально в падающем на ядро нуклоне, после соударений и прохождения среднего межнуклонного расстояния  $r_0$  удалятся друг от друга на расстояние  $r_{\perp} \sim 0,6 \div 0,8$  (Фм) при  $|t| \approx 3 \div 4$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Составляющие кварки могут рассеяться и неупруго, вероятность чего повышается с ростом начальной энергии, но в таком случае при той же передаче  $t$  угол  $\theta_L$  вылета рассеянного кварка будет больше, чем в упругом  $q$ - $q$  столкновении. Поэтому приведенные оценки весьма приближенные и указывают, скорее, верхнюю границу передачи в  $q$ - $q$  соударении, при которой кварки еще не выходят за пределы радиуса конфайнмента, который удерживает кварки в адроне, если в качестве такого радиуса принять нуклонный. Таким образом, при передачах  $|t| < 3$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> вполне логично предположить, что налетающий нуклон взаимодействует с внутриядерными нуклонами целиком<sup>/13-15/</sup>.

Рассмотрим процесс образования лептонной пары в адрон-ядерном взаимодействии, учтем ядерные эффекты, т.е. многократные перерассеяния налетающего адрона внутри ядра. Рождение лептонной пары в  $h$ - $h$  столкновении при ее больших эффективных массах,  $m \geq 3 \div 4$  (ГэВ/с<sup>2</sup>), довольно хорошо описывается механизмом Дрелла-Яна<sup>/16/</sup>. При меньших  $m$  механизм может быть более сложным, например, пара  $\mu^+ \mu^-$  образуется путем рождения векторного мезона в промежуточном состоянии и дальнейшего его распада на  $\mu^+ \mu^-$ . Но поскольку в настоящей работе мы интересуемся  $A$ -зависимостью спектров лептонных пар, а не их абсолютными значениями, то сам механизм их рождения в  $h$ - $A$  взаимодействии, как будет видно из приведенных ниже формул, нам не важен.

Процесс  $hA \rightarrow \mu^+ \mu^- X$  в рамках теории многократного рассеяния рассматривался в работе<sup>/17/</sup>, где вычислялось значение  $\alpha(m)$  лишь при  $m$ , равной массе векторных мезонов  $\rho, \omega$ , и не строилась зависимость  $\alpha(m)$  при  $m > m_{\rho, \omega}$ , а также  $\alpha(p_1)$  и  $\alpha(p_2)$  при  $m \geq m_{\rho, \omega}$ . В работе<sup>/17/</sup> учитывались перерассеяния не только налетающего адрона, но и рождающихся внутри ядра скалярных и векторных мезонов. Однако согласно современным теоретическим представлениям и, в частности, модели дуально-топологической унитаризации<sup>/13-15/</sup> быстрые вторичные частицы рождаются в основном за пределами ядра, а начальные лидирующие протоны - мгновенно.

Поэтому в настоящей работе учтем многократные перерассеяния лишь начального адрона и его кварковую структуру, т.к. медлен-

ные мезоны, рождающиеся внутри ядра, не дадут нам массивной лептонной пары.

Спектр лептонной пары, например  $\mu^+ \mu^-$ , образованной в  $p$ - $A$  реакции при высоких энергиях, в зависимости от ее эффективной массы  $m$  и поперечного импульса  $p_{\perp}$ ,  $d\sigma_A / dm^2 d^2 p_{\perp} \equiv F_A^{(S)}(m, p_{\perp})$ , с учетом многократных перерассеяний лидирующего протона внутри ядра и кварковой структуры нуклонов можно записать в следующем виде<sup>/10,11,16,18/</sup>:

$$F_A^{(S)}(m, p_{\perp}) = \sum_{n=0}^{\infty} N_n \int \{ G_q^{(n)}(x_1, \vec{p}_{1t}) G_{\bar{q}}(x_2, \vec{p}_{2t}) + G_{\bar{q}}^{(n)}(x_1, \vec{p}_{1t}) G_q(x_2, \vec{p}_{2t}) \} \delta^{(2)}(\vec{p}_{1t} - \vec{p}_{2t}) \delta(m^2 - \hat{S}_{q\bar{q}}) \sigma_{q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-}(m) * dx_1 dx_2 d^2 \vec{p}_{1t} d^2 \vec{p}_{2t} . \quad /1/$$

Здесь введены следующие обозначения:  $N_n$  - "эффективные" числа, они вычисляются, как и в работе<sup>/19/</sup>:

$$N_n = \frac{1}{n!} \int_{-\infty}^{\infty} dz \int d^2 \vec{b} (\sigma T_{-}(\vec{b}, z))^n \exp(-\sigma * T_{-}(\vec{b}, z) \rho(\vec{b}, z)); T_{-}(\vec{b}, z) = \int_{-\infty}^z \rho(\vec{b}, z') dz' ,$$

где  $\rho(b, z)$  - ядерная плотность, нормированная следующим образом:

$$\int_{-\infty}^{\infty} dz \int d^2 \vec{b} \rho(\vec{b}, z) = A .$$

$G_q^{(n)}(x, p_{\perp})$  - распределение кварка по доле продольного импульса  $x$  и поперечному импульсу  $p_{\perp}$  после  $n$  соударений внутри ядра начального протона, в котором находится кварк. Эта функция, вычисленная в работах<sup>/10,11/</sup>, имеет вид:

$$G_q^{(n)}(x, p_{\perp}) = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \int d^2 p_{1t} d^2 p_{2t} G_q(x_1, p_{1t}) * f_p^{(n)}(x_2, p_{2t}) \delta(x - x_1 x_2) \delta^{(2)}(\vec{p}_{1t} - \vec{p}_{2t}) .$$

$f_p^{(n)}(x, p_{\perp})$  - вероятность иметь начальному протону после его  $n$

столкновения внутри ядра долю импульса  $x$  и поперечный импульс  $p_t$ , она подробно вычисляется в работах /10,11/, поэтому выражение для нее здесь приводить не будем. Заметим только, что при вычислении  $f_p^{(n)}(x, p_t)$  понадобится спектр протонов в  $p$ -N взаимодействии, нормированный на 1 ( $f_p(x, p_t) = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx d^2p_t}$ ). Он был выбран в удобном для интегрирования виде /8,9/:

$$f_p(x, p_t) = (\beta + 1)x^\beta \frac{B^2}{2\pi} \exp(-B p_t),$$

$$\beta \approx 0,5, \quad B \approx 4,6 \text{ (ГэВ/с)}^{-1},$$

$$\hat{s}_{q\bar{q}} = x_1 x_2 s + \left(\frac{x_1}{x_2}\right)^{-1} p_{1t}^2 + \left(\frac{x_2}{x_1}\right)^{-1} p_{2t}^2 + 2\vec{p}_{1t} \vec{p}_{2t} -$$

- квадрат полной энергии в с.ц.м.  $q - \bar{q}$ ;  $p_{1t}, p_{2t}$  - поперечные импульсы кварка  $q$  и антикварка  $\bar{q}$ ;  $x_1, x_2$  - их доли продольного

импульса;  $s$  - квадрат полной энергии в с.ц.м.  $p$ -N;  $\sigma_{q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-}^{(m)}$  -

сечение рождения  $\mu^+ \mu^-$  при аннигиляции кварка  $q$  и антикварка  $\bar{q}$ , зависящее от эффективной массы пары  $\mu^+ \mu^-$ . Сечение  $\sigma_{q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-}^{(m)}$  в /1/ можно вынести из-под знака интеграла. Поэтому отношение спектров лептонных пар, рожденных на разных ядрах, не будет зависеть от  $\sigma_{q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-}^{(m)}$ , т.е. от механизма рождения  $q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Интегрируя /1/ по  $d^2p_t$ , получим распределение лептонной пары по ее эффективной массе.

Вычисляя  $N_n, G_q^{(n)}(x, p_t), G_{\bar{q}}^{(n)}(x, p_t)$  с использованием при этом факторизованного вида функций распределения кварков  $G_q(x, p_t)$  /10,11/ и подставляя результат в выражение /1/ для  $F_A^{(S)}(m, p_t)$ , можно

найти  $p_t$ -зависимость  $\alpha(p_t) = \ln(F_{A_1}^{(S)}(m, p_t) / F_{A_2}^{(S)}(m, p_t)) / \ln \frac{A_1}{A_2}$

при определенном значении  $m$ . А интегрируя /1/ по  $d^2p_t$ , можно вычислить  $\alpha(m) = \ln(F_{A_1}^{(S)}(m) / F_{A_2}^{(S)}(m)) / \ln \frac{A_1}{A_2}$ . На рис.1,2 приведены

$A$ -зависимости спектров лептонной пары  $\mu^+ \mu^-$ , рожденной в  $p$ - $A$  реакции при  $E_0 = 400$  (ГэВ) по ее эффективной массе  $m$  и поперечному импульсу  $p_t$  при  $m$ , равной массе векторных мезонов  $\rho_0, \omega$ . Из рис.1,2 видно, что  $\alpha$  увеличивается от своего минимального значения до  $\alpha \approx 1$  с ростом  $m$  или  $p_t$  при  $m = m_{\rho, \omega}$ . Этот рисунок показывает хорошее согласие теории с экспериментом /1/.

Выпишем теперь выражение для распределения пары  $\mu^+ \mu^-$  по ее продольному импульсу, рожденной в  $p$ - $A$  реакции. Вводя фейнманов-

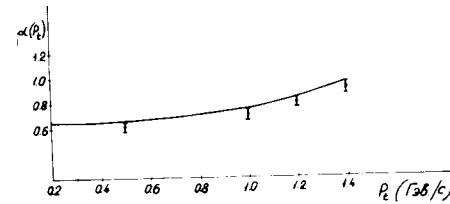
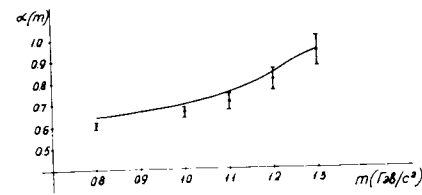


Рис.1. Зависимость  $\alpha = \ln \frac{F_{A_1}^{(S)}(m)}{F_{A_2}^{(S)}(m)} / \ln \frac{A_1}{A_2}$ ,  $A_1 = 64 \text{Cu}, A_2 = 207 \text{Pb}$  от эффективной массы  $m$  пары, рожденной в  $p$ - $A$  реакции при  $E_0 = 400$  (ГэВ), кривая - результат расчета,  $\circ$  - экспериментальные данные /1/.

Рис.2. Зависимость  $\alpha$  от поперечного импульса  $p_t$  пары  $\mu^+ \mu^-$  при  $m = 0,8$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, сплошная кривая - расчет,  $\circ$  - экспериментальные данные /1/.

скую переменную  $x_\mu = 2p_z^* / \sqrt{s}$ ,  $p_z^*$  - продольный импульс пары в с.ц.м.  $N$ - $N$  и учитывая, что /20/  $x_\mu = x_1 - x_2$ , легко получить вместо /1/ следующее приближенное выражение для спектра по  $x_\mu$ :

$$F_A^{(S)}(x_\mu) \approx \frac{d\sigma}{dx_\mu dm} \approx \frac{2\sigma_{q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-}^{(m)}}{m} x * \sum_{n=0}^A N_n \left\{ G_q^{(n)}(x_\mu) G_{\bar{q}}\left(\frac{x}{x_\mu}\right) + G_{\bar{q}}^{(n)}(x_\mu) G_q\left(\frac{x}{x_\mu}\right) \right\} \quad /2/$$

при  $x \ll x_\mu, x \approx \frac{m^2}{s}$ . Если  $m < 3+4$  (ГэВ/с), а  $E_0 = 200+400$  (ГэВ), то приведенное выше условие выполняется.

$A$ -зависимость  $\alpha(p_z)$ , или, что то же самое,  $\alpha(x_\mu)$ , при  $m \approx m_{\rho, \omega}$  представлена на рис.3. Из экспериментальных данных /1/ видно, что  $\alpha(p_z)$  с ростом  $p_z$  убывает от своего максимального значения до минимального. Из выражения /2/ видно, что такая зависимость обусловлена поведением функций  $G_q^{(n)}(x_\mu), G_{\bar{q}}^{(n)}(x_\mu)$  распределения кварков после  $n$  соударений внутри ядра, которые подробно анализировались в работе /21/. Рисунок 3 показывает вполне удовлетворительное согласие расчетной кривой с экспериментальными данными /1/.

Вклад  $F_A^{(S)}$  мягких соударений в спектры пар или одиночных частиц, конечно, надо учитывать лишь при не очень больших перепадах  $t$ . Как убедительно показано в работе /10/, правда, применительно к  $p_t$ -спектрам одиночных мезонов, образованных в  $p$ - $A$  реакции,  $F_A^{(S)}(p_t)$  весьма значителен при  $p_t < 3+4$  (ГэВ/с), а при

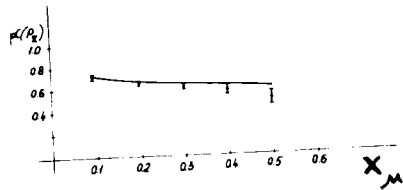


Рис.3. Зависимость  $\alpha$  от продольного импульса  $p_z$  пары  $\mu^+\mu^-$  при  $m = 0,8$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, кривая - результаты расчета,  $\delta$  - экспериментальные данные/1/.

больших  $p_t$  он уменьшается. При совсем больших  $p_t$  вклад  $F_A^{(S)}(p_t)$  фактически исчезает, а основной вклад в спектр дают жесткие кварковые соударения. Как показано в работе /22/, вклад жестких  $q\bar{q}$  столкновений в спектры частиц с большими  $p_t$ , образованными в  $h-A$  процессах при высоких энергиях, линейно зависит от  $A$ . То же самое относится и к рассмотренным процессам  $pA \rightarrow \mu^+\mu^-X$ , поскольку при большой эффективной массе пары  $\mu^+\mu^-$  аннигиляцию  $q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$  можно рассматривать как жесткий процесс. Жесткие кварковые перерассеяния, как показано в работе /18/, дают пренебрежимо малый вклад в спектр при больших  $m$ .

Таким образом, проведенное исследование показало следующее. Если спектры по эффективной массе  $m$  или поперечному импульсу  $p_t$  лептонных пар, образованных в  $h-A$  реакциях при высоких энергиях, представить в виде  $A^\alpha$ , то характер перехода  $\alpha(m)$  и  $\alpha(p_t)$  при  $m \approx m_{p,q}$  от минимального значения ( $\alpha < 1$ ) до  $\alpha = 1$  с ростом  $m$  или  $p_t$  обусловлен мягкими кварковыми множественными соударениями внутри ядра. А вклад жестких кварковых процессов внутри ядра дает  $\alpha \approx 1$  при больших  $m$  и  $p_t$ . Заметим, что недавно наблюдалась зависимость  $\alpha(p_t)$  при больших массах пары  $\mu^+\mu^-$ , рожденной в  $h-A$  взаимодействиях при  $E = 150+300$  (ГэВ)/23/ - она оказалась примерно линейной/.

Наконец, отметим следующее. Конечно, при небольших  $m$  ( $m < 3+4$  (ГэВ/с<sup>2</sup>)) процесс рождения  $\mu^+\mu^-$  в  $h-h$  столкновении может происходить гораздо сложнее, чем предсказывается механизм Дрелла-Яна, например путем образования кварк-глюонной плазмы и последующего ее перехода в пару  $\mu^+\mu^-$ . В настоящей работе, как указывалось выше, сам механизм процесса  $hh \rightarrow \mu^+\mu^-X$  не важен. Но, в принципе кварк-глюонная плазма может образоваться при взаимодействии налетающего нуклона с ядром, тогда процесс развития этой плазмы в ядре, которая может затем дать пару  $\mu^+\mu^-$ , будет более сложным, чем процесс обычного прохождения налетающей частицы через ядро. Однако количественно учесть такие эффекты довольно трудно. Поэтому мы ограничились более простым рассмотрением.

Один из авторов /Г.И.Л./ выражает глубокую признательность и благодарность Л.И.Липидусу, А.Б.Кайдалову, М.Г.Рыскину и М.И.Горенштейну за полезные обсуждения и ценные советы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Binkley M. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, vol.37, p.571.
2. Branson J.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, vol.38, p.457.
3. Vannucci F. Preprint CERN-EP/79-151, Geneva, 1979.
4. Николаев Н.Н. ЭЧАЯ, 1981, т.12, вып.1, с.162.
5. Cronin J.W. et al. Phys.Rev., 1975, vol.D11, p.3105; ibid., 1979, vol.D19, p.764.
6. Bromberg C. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, vol.42, p.1202; ibid., vol.43, p.1057(E).
7. Takagi F. Phys.Rev.Lett., 1979, vol.43, p.1296.
8. Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужинский В.В. ЯФ, 1977, с.666; JINR, E2-9606, Dubna, 1976.
9. Алавердян Г.Б. и др. ОИЯИ, P2-12537, Дубна, 1979.
10. Lykasov G.I. JINR, E2-82-651, Dubna, 1982.
11. Лыкасов Г.И., Шерхонов Б.Х. ОИЯИ, P2-82-665, Дубна, 1982.
12. Лыкасов Г.И., Шерхонов Б.Х. ОИЯИ, P2-82-911, Дубна, 1982.
13. Chiu C.B. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, vol.44, p.518.
14. Chiu C.B. Proc. of the Europhysics Study Conference. Erice, Italy, 1981, p.279.
15. Chin C.B. Preprint DOK-ER-03992, Austin, Texas, USA, 1981.
16. Drell S.D., Yan T.N. Phys.Rev.Lett., 1970, vol.25, p.316; Ann.Phys., 1971, vol.66, p.578.
17. Геворкян С.Р., Жамкочан В.М. ЯФ, 1979, т.29, с.990.
18. Michael C., Weber D.M. Phys.Lett., 1979, vol.83B, p.243.
19. Тарасов А.В. ЭЧАЯ, 1976, т.7, вып.3, с.771.
20. Badier J. et al. Phys.Lett., 1979, vol.B89, p.145.
21. Лыкасов Г.И. ОИЯИ, P2-82-59, Дубна, 1982.
22. Левин Е.М., Рыскин М.Г. ЯФ, 1981, т.33, с.1673.
23. Badier J. et al. Preprint CERN-EP/82-190, Geneva, 1982.
24. Shuryak E.V. Preprint CERN 83-01, Geneva, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 июня 1983 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Лькасов Г.И., Шерхонов Б.Х. P2-83-400  
Зависимость от атомного номера ядра-мишени спектров лептонных пар, рожденных в адрон-ядерных взаимодействиях

Анализируется зависимость от атомного номера ядра-мишени спектров по эффективной массе  $m$ , продольному  $p_z$  и поперечному  $p_t$  импульсам лептонных пар, в частности  $\mu^+\mu^-$ , рожденных в адрон-ядерных взаимодействиях. Исследование проводится при тех  $m$ ,  $p_z$  и  $p_t$ , при которых основной вклад в данные спектры дают многократные перерассеяния налетающего адрона или мягкие многократные кварковые соударения. Показывается, что учет таких процессов внутри ядра, если спектры  $\mu^+\mu^-$  по  $m$  и  $p_t$  представить в виде  $A^\alpha$ , позволяет вполне удовлетворительно описать поведение  $\alpha(m)$  и  $\alpha(p_t)$ , причем показатель  $\alpha$  увеличивается с ростом  $m$  или  $p_t$  от своего минимального значения до  $\alpha \approx 1$ .

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.  
Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Lykasov G.I., Sherkhanov B.Kh. P2-83-400  
Dependence of Lepton Pair Spectra Produced in Hadron-Nuclear Interactions on the Atomic Number of a Target-Nucleus

The dependence of lepton pair spectra (especially  $\mu^+\mu^-$  produced in hadron-nuclear interactions) on the atomic number of the target-nucleus is analysed over their effective mass  $m$ , longitudinal momentum  $p_z$  and transverse momentum  $p_t$ . The investigation is carried out with such  $m$ ,  $p_z$  and  $p_t$  at which the multiple rescattering of a projectile hadron or of soft multiple quark collisions give the main contribution into these spectra. It is shown that, if the spectra of  $\mu^+\mu^-$  over  $m$  and  $p_t$  are expressed in the form of  $A^\alpha$ , taking into account such processes, it permits to describe the behaviour of  $\alpha(m)$  and  $\alpha(p_t)$  rather well with  $\alpha$  increasing from its minimum value to  $\alpha \approx 1$ , if  $m$  or  $p_t$  increases.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой