

2365/84

0823.5

Г-616



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-84-131

С. В. Голоскоков

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ "СПИНОВОЙ" ДИНАМИКИ
СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Доклад на XIX сессии секции Ученого совета
ОИЯИ по теоретической физике

1984

Существенное значение в понимании динамики сильных взаимодействий на больших расстояниях имеет вопрос о характере спиновых эффектов в высокоэнергетическом рассеянии адронов в широкой области переданного импульса. В настоящее время на него нет однозначного ответа.

Традиционной является точка зрения о том, что влиянием спина частиц при рассеянии адронов на малые углы можно пренебречь. В этом случае все спиновые эффекты быстро, степенным образом должны вымирать с ростом энергии и основные свойства рассеяния адронов при $S \rightarrow \infty$ определяются амплитудой без переворота спина /1,2/.

В последнее время появился ряд моделей, в которых спиновые эффекты при фиксированных передачах импульса слабо изменяются с ростом энергии /3-5/. Например, в модели /4/, развитой на основе метода обобщенной матрицы реакций, и в модели /5/ амплитуды с переворотом спина дают определяющий вклад в дифференциальные сечения за вторым дифракционным максимумом, что позволяет избежать появления структуры в дифференциальных сечениях при больших передачах импульса.

Модели /4,5/ правильно передают картину поляризации при экспериментально достигнутых энергиях. Отметим, что слабая энергетическая зависимость спиновых эффектов не приводит в /3-5/ к изменению картины рассеяния адронов высоких энергий на малые углы, которая имеет эйкональный характер.

В настоящем докладе показано, что последовательное суммирование вкладов области больших расстояний в рамках квазипотенциального метода /6/ приводит при слабой энергетической зависимости спиновых эффектов к модификации эйконального представления /7,8/.

Следствием возникающего в этом случае быстрого роста эйкональной фазы с увеличением энергии, является появление нового "спинового" механизма в динамике сильных взаимодействий при сверхвысоких энергиях.

Рассмотрим процесс рассеяния двух частиц со спином на малые углы в рамках квазипотенциального подхода. Квазипотенциальное уравнение для рассеяния частиц со спином запишем в следующем общем виде:

$$(E^2(-i\vec{V}) - E^2(p))\hat{\Psi}_{\vec{p}}(\vec{r}) = \hat{A}_{\vec{p}}(-i\vec{V})\hat{V}_{\vec{p}}(s, r)\hat{\Psi}_{\vec{p}}(\vec{r}), \quad /1/$$

где $E(p) = \sqrt{m_1^2 + p^2} + \sqrt{m_2^2 + p^2}$ - полная энергия частиц массы m_1 и m_2 и импульса p в системе центра масс; $E(-i\vec{V}) = \sqrt{m^2 - \vec{V}^2} +$

$\sqrt{m^2 - \vec{V}^2}$ - оператор, соответствующий полной энергии, $\hat{A}_{\vec{p}}(-i\vec{V})$ - некоторый матричный оператор, форма и ранг которого зависят от спина взаимодействующих частиц; $\hat{V}_{\vec{p}}(s, r)$ - квазипотенциал, $\hat{\Psi}_{\vec{p}}(\vec{r})$ - волновая функция. Ниже мы используем гипотезу о гладкости /9/ локального квазипотенциала, передающего свойства рассеяния адронов на малые углы.

Эйкональный характер рассеяния на малые углы означает, что частицы в процессе рассеяния движутся по траекториям, близким к прямолинейным. В этом случае для волновой функции системы справедливо решение уравнения /1/ в виде слабо искаженной плоской волны /10/

$$\hat{\Psi}_{\vec{p}}(\vec{r}) = e^{ipz} \hat{F}_{\vec{p}}(\vec{r}). \quad /2/$$

В результате несложных вычислений /11/ имеем для амплитуды рассеяния частиц произвольного спина на малые углы единое эйкональное представление вида:

$$\hat{T}(s, \vec{p}, \vec{k}) = \sum_{n=0}^{\infty} \hat{T}_{n+1}(s, \vec{p}, \vec{k})$$

$$\hat{T}_{n+1}(s, \vec{p}, \vec{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \left(\frac{i}{8p}\right)^n \int d^2\rho e^{i\vec{\Delta}\vec{\rho}} \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \dots dz_{n+1} \theta(z_1 - z_2) \dots$$

$$\dots \theta(z_n - z_{n+1}) \hat{V}(\rho, z_1) \hat{A}(s, \vec{l}) \hat{V}(\rho, z_2) \hat{A}(s, \vec{l}) \dots \hat{A}(s, \vec{l}) \hat{V}(\rho, z_{n+1});$$

$$\vec{l} = (\vec{p} + \vec{k}) / 2,$$

переходящее в стандартные эйкональные представления для конкретных процессов рассеяния адронов.

Можно показать /12/, что решение вида /2/, а следовательно, и представление /3/ справедливы лишь при выполнении следующего условия на энергетическую зависимость правой части уравнения /1/:

$$\hat{A}(p) \hat{V}(E, r) \leq E, \quad /4/$$

следствием которого для частиц со спином в случае постоянных или растущих полных сечений является быстрое, степенное падение амплитуд с переворотом спина с ростом энергии /12/

$$\frac{|T_{+-}^{MN}(s, t)|}{|T_{++}^{MN}(s, t)|} \Big|_{t-\text{фикс.}} \sim \frac{1}{\sqrt{s}}; \frac{|T_{+-}^{NN}(s, t)|}{|T_{++}^{NN}(s, t)|} \Big|_{t-\text{фикс.}} \sim \frac{1}{\sqrt{s}}.$$



Таким образом, стандартное эйкональное представление справедливо лишь в случае достаточно быстрого падения спиновых эффектов с ростом энергии.

Как отмечено выше, в ряде моделей возникают спиновые эффекты, слабо зависящие от энергии. Детальное изучение этой возможности проведем на примере нуклон-нуклонного рассеяния. Квазипотенциал, описывающий взаимодействие двух нуклонов на больших расстояниях, выберем на основе инвариантного разложения амплитуды рассеяния, оставив в нем три независимых матричных структуры. В интересующей нас области $|t|/s \ll 1$ имеем /7,8/

$$\hat{V}^{PP}(s, r) = A(s, r) + B(s, r)(\hat{I} \otimes \hat{n}(-\vec{\ell}) + \hat{n}(\vec{\ell}) \otimes \hat{I}) + D(s, r) \hat{n}(\vec{\ell}) \otimes \hat{n}(-\vec{\ell}), \quad /5/$$

$$\hat{n}(\vec{\ell}) = \gamma_0 - \vec{\gamma} \vec{\ell} / |\vec{\ell}|.$$

Следствием /4/ являются следующие неравенства для квазипотенциалов /5/:

$$A(s, r) \leq s^0; \quad B(s, r) \leq s^0; \quad D(s, r) \leq s^0, \quad /6/$$

при выполнении которых справедливо эйкональное представление /3/ для амплитуды рассеяния.

Для борновских членов амплитуды pp-рассеяния без переворота и с переворотом спина на квазипотенциале /5/ справедливы выражения:

$$T_{++,+}(s, t) \sim D(s, t); \quad T_{++,-}(s, t) = \sqrt{\frac{|t|}{s}} B(s, t),$$

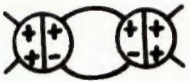
следствием которых является быстрое падение с энергией спиновых эффектов в случае слабой энергетической зависимости полных сечений при $s \rightarrow \infty$, что требует насыщения верхней границы для квазипотенциала $D(s, t)$.

Слабое изменение с энергией спиновых эффектов возможно лишь при аномально быстром росте с энергией квазипотенциала $B(s, t)$, т.е. в случае, когда он имеет растущий как \sqrt{s} член /8/

$$B(s, t) = \sqrt{s} \beta(s, t), \quad /7/$$

что противоречит ограничениям /6/.

Можно показать, что при выполнении /7/ во втором борновском приближении в амплитуде без изменения спиральности при $s \rightarrow \infty$ начинает доминировать член с двукратным переворотом спина /13/

$$T_{++,+}^{2B}(s, t) \sim \sqrt{s} \int d^3 k \beta(s, \vec{k}) \beta(s, \vec{\Delta} - \vec{k}) \sim \quad /8/$$


$$t = -\vec{\Delta}^2.$$

Рост /8/ амплитуды рассеяния противоречит унитарной границе. Это требует суммирования вкладов вида /8/ в амплитуде рассеяния. Эта задача решена в /7,8/ на основе квазипотенциального метода. Решение уравнения /1/ для амплитуды рассеяния при наличии аномальных членов $\beta(s, r)$ квазипотенциала $B(s, r)$ может быть записано в стандартной эйкональной форме:

$$T_{++,+}(s, t) = i \int_0^\infty \rho d\rho J_0(\rho \Delta) [1 - e^{\tilde{\chi}_0(s, \rho)}] \quad /9/$$

$$T_{++,-}(s, t) = \int_0^\infty \rho d\rho J_1(\rho \Delta) \chi_1(s, \rho) e^{\tilde{\chi}_0(s, \rho)}.$$

Однако эйкональная фаза $\tilde{\chi}_0(s, \rho)$ имеет растущий как \sqrt{s} член

$$\tilde{\chi}_0(s, \rho) = -\frac{2}{i} \int_{-\infty}^\infty dz [D(s, r) - \frac{\sqrt{s}}{2} \beta^2(s, r)]; \quad /10/$$

$$\chi_1(s, \rho) = \frac{1}{2i} \int_{-\infty}^\infty dz \frac{d\beta(s, r)}{d\rho}.$$

Таким образом показано, что в результате суммирования члены вида /8/ экспоненцируются и дают вклад в эйкональную фазу $\tilde{\chi}_0$.

Анализ выражений /9/, /10/ позволяет сделать вывод о том, что механизм динамики сильных взаимодействий при высоких и сверхвысоких энергиях может иметь различный характер.

Так, в области энергий, где выполняется условие

$$D(s, r) \gg \frac{\sqrt{s}}{2} \beta^2(s, r),$$

растущие с энергией члены эйкональной фазы не играют существенной роли в процессе рассеяния, и спиральные амплитуды NN-рассеяния имеют следующую структуру:

$$T_{++,+}(s, t) \sim \sum_{n=1}^\infty \left(\begin{array}{c} D \\ \oplus \\ \oplus \\ \oplus \end{array} \right)^n \quad /11/$$

$$T_{++,-}(s, t) \sim \left(\begin{array}{c} \beta \\ \oplus \\ \oplus \\ \oplus \end{array} \right) \sum_{n=0}^\infty \left(\begin{array}{c} D \\ \oplus \\ \oplus \\ \oplus \end{array} \right)^n.$$

Таким образом, амплитуда без переворота спина определяется перерассеяниями на квазипотенциале $D(s, r)$, а амплитуда с переворотом спина - однократным рассеянием на квазипотенциале $\beta(s, r)$ с последующими перерассеяниями на $D(s, r)$.

В области асимптотически высоких энергий, определяемых соотношением $\frac{\sqrt{s}}{2} \beta^2(s,r) \gg D(s,r)$, вклады в $\tilde{\chi}_0$ вида /8/ с двукратным перевертотом спина доминируют, и спиральные амплитуды полностью определяются поведением квазипотенциала $\beta(s,r)$:

$$T_{++}(s,t) \sim \sum_{n=1}^{\infty} \left(\text{diagram} \right)^n \quad /12/$$

$$T_{+-}(s,t) \sim \sum_{n=0}^{\infty} \left(\text{diagram} \right)^n$$

Следовательно, механизм динамики сильных взаимодействий при асимптотически высоких энергиях может иметь "спиновый" характер /13/. Более того, имеется корреляция между поведением амплитуды с перевертотом спина при высоких энергиях и физических величин при сверхвысоких энергиях.

Следствием нового механизма в динамике сильных взаимодействий является спиновый механизм роста полных сечений /8/, быстрый рост дифференциальных сечений в точках дифракционного минимума и максимума и ряд других эффектов /7,8/. Для их оценки необходимо знать величину аномального квазипотенциала $\beta(s,r)$. Ниже мы рассмотрим результаты, полученные в динамической модели, учитывающей структуру адронов на больших расстояниях /4,14/. В рамках модели вычислены периферические части эйконольных фаз, которые обусловлены эффектами мезонной "шубы" адрона, включая аномальные члены амплитуды рассеяния, имеющие периферический характер.

Модель позволяет количественно описать дифференциальные сечения pp -рассеяния при энергиях $19,4 \text{ ГэВ} \leq \sqrt{s} \leq 62 \text{ ГэВ}$ и $0 \leq |t| \leq 14 \text{ ГэВ}^2$ /2,15,16/. Предсказания модели для pp -рассеяния, полученные с помощью $s \rightarrow u$ кроссинг-симметрии, соответствуют эксперименту /17/. Отметим, что при энергиях ISR растущие с энергией члены эйконольной фазы практически не сказываются на поведении дифференциальных сечений /15,16/.

Подчеркнем, что поведение поляризации при энергиях $P_L \geq 100 \text{ ГэВ}$ в значительной степени определяется аномальным членом квазипотенциала. Предсказания для поляризации при таких энергиях /16/ приведены на рис.1. Они правильно передают особенности поведения экспериментальных данных /18/. Близкая картина поляризации наблюдается в моделях /4,5/.

Следует отметить, что знак поляризации в точке дифракционного минимума связан со знаком $\text{Re } T_{++}$. Полученная в модели вещественная часть амплитуды без перевертота спина меняет знак при $P_L \sim 400 \text{ ГэВ}$ /16/. В результате при энергиях $\sqrt{s} \sim 28 \text{ ГэВ}$ нами

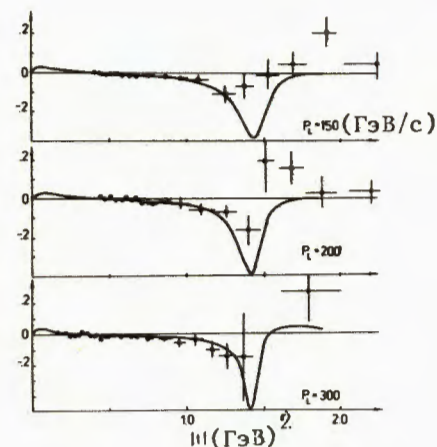
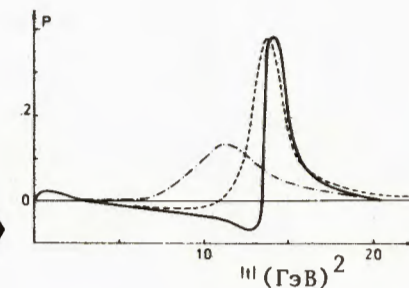


Рис.1. Сравнение предсказаний динамической модели для поляризации /16/ с экспериментом /18/.

Рис.2. Предсказания для поляризации при высоких энергиях: $\sqrt{s} = 30 \text{ ГэВ}$; $\sqrt{s} = 50 \text{ ГэВ}$; $\sqrt{s} = 200 \text{ ГэВ}$.



предсказывается резкое изменение картины поляризации /16/ /рис.2/. Поляризация в области дифракционного минимума оказывается положительной и слабо зависит от энергии.

Таким образом, полученные результаты согласуются с данными по поляризации в экспериментально изученной области. Это позволяет сделать вывод о том, что в модели правильно вычислен аномальный квазипотенциал $\beta(s,r)$. Именно он определяет "спиновый" вклад в фазу $\tilde{\chi}_0$, который может существенно изменить поведение сечений рассеяния при сверхвысоких энергиях.

Найдем теперь величину эффектов механизма "спиновой" динамики при сверхвысоких энергиях. Остановимся сначала на поведении полных сечений. На рис.3 приведены результаты модели для σ_{tot} вплоть до энергий pp -коллайдера ЦЕРНа. При энергиях $\sqrt{s} \leq 100 \text{ ГэВ}$ основной вклад в рост полных сечений дает стандартный механизм, связанный с ростом эффективного радиуса взаимодействия. При более высоких энергиях становится заметным спиновый механизм роста полных сечений /8/. Его вклад в σ_{tot} при $\sqrt{s} = 540 \text{ ГэВ}$ составляет около 5 мб /16/. При $v \rightarrow \infty$ вклад спинового механизма в полные сечения становится определяющим.

Как отмечено выше, спиновые члены в $\tilde{\chi}_0$ могут изменять поведение дифференциальных сечений при сверхвысоких энергиях. Учет спинового механизма приводит к быстрому росту $d\sigma/dt$ в области передач импульса $1 \text{ ГэВ}^2 < |t| < 10 \text{ ГэВ}^2$. В результате при энергиях pp -коллайдера ЦЕРНа дифференциальные сечения в этой области возрастают примерно на порядок /16,17/, причем дифракционная структура в них полностью исчезает, и в сечениях возникает пле-

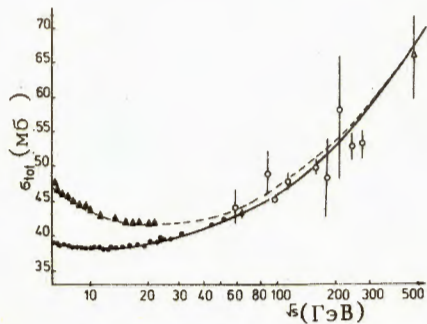
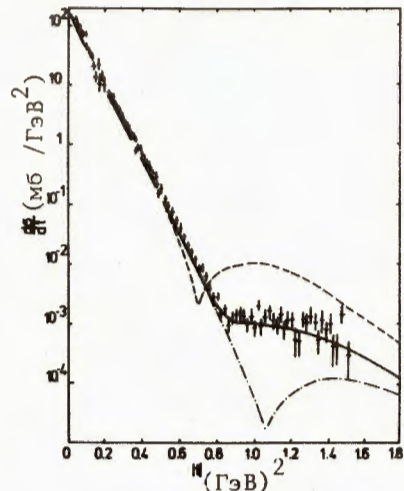


Рис.3. Описание в модели сечений $\bar{p}p$ и pp рассеяния.

Рис.4. Предсказания различных моделей для дифференциальных сечений $\bar{p}p$ рассеяния при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. — — динамическая модель с учетом спинового механизма, — — — — то же без учета спинового механизма /геометрический скейлинг/, - - - - модель Чоу-Янга /факторизованный эйконал/.



чо с $(d\sigma/dt)|_{|t| \sim 1 \text{ ГэВ}^2} \sim 1,0 \cdot 10^{-3} \text{ /мб/ГэВ}^2 \text{ /рис.4/}$. Для сравнения на рисунке приведены данные недавнего эксперимента, выполненного на $\bar{p}p$ -коллайдере ЦЕРНа ^{19/}, которые полностью согласуются с предсказаниями модели. Предсказания динамической модели без учета спинового механизма ^{2, 15/}, модели ^{20/} и ряда других моделей /см., например, ^{21/} /отличаются от эксперимента при $|t| \sim 1,0 \div 1,2 \text{ ГэВ}^2$ примерно на порядок.

Влияние механизма "спиновой" динамики на поведение сечений рассеяния при различных энергиях можно проследить на рис.5, где приведены предсказания динамической модели вплоть до энергий $\bar{p}p$ -коллайдера ФНАЛа.

Следовательно, в рамках динамической модели, учитывающей структуру адронов на больших расстояниях, нами получена самосогласованная картина рассеяния адронов, которая позволила правильно передать поведение поляризации при высоких энергиях и сечений рассеяния при сверхвысоких энергиях. Возникающий при этом новый механизм спиновой динамики приводит к следствиям, которые полностью подтверждены экспериментально на $\bar{p}p$ -коллайдере ЦЕРНа.

Это позволяет сделать вывод о том, что обнаружены первые проявления механизма "спиновой" динамики сильных взаимодействий при сверхвысоких энергиях. Окончательный вывод о его существовании может быть сделан на ускорителях следующего поколения /УНК, коллайдер ФНАЛа/ на основе поляризационных экспериментов, измерения полных сечений, определения энергетической зависимости дифференциальных сечений при $|t| \sim 1 \text{ ГэВ}^2$.

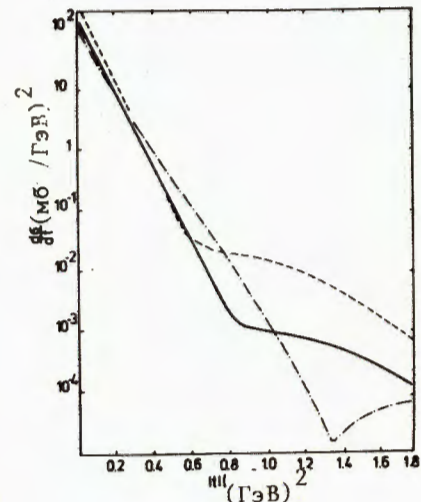


Рис.5. Влияние "спинового" механизма на дифференциальные сечения. — — — — $\sqrt{s} = 50$ ГэВ; — — — — $\sqrt{s} = 540$ ГэВ, - - - - $\sqrt{s} = 2000$ ГэВ.

В заключение автор выражает глубокую благодарность С.П.Кулешову, В.А.Матвееву, В.А.Мещерякову, А.Н.Тавхелидзе, Д.В.Ширкову за интерес к работе и ценные замечания, а также О.В.Селюгину и В.Г.Теплякову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bialas A. et al. Acta Phys.Polon, 1977, v. B8, p. 855; Wakaizumy S. Progr. Theor.Phys., 1978, v. 60, p. 1040; Голоскоков С.В. и др. ЯФ, 1981, т. 33, с. 1349.
2. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Селюгин О.В. ЯФ, 1979, т. 31, с. 741; ЯФ, 1982, т. 35, с. 1530.
3. Bourrely C., Soffer J., Wray D. Nucl.Phys., 1975, v. B89, p. 32; Pumplin J., Kane G.L. Phys.Rev., 1975, v. D11, p. 1183.
4. Еднерал В.Ф., Трошин С.М., Тюрин Н.Е. ЯФ, 1979, т. 30, с. 227.
5. Соловьев Л.Д., Щелкачев А.В. ЯФ, 1980, т. 31, с. 248.
6. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cim., 1963, v. 29, p. 380.
7. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Тепляков В.Г. ЯФ, 1983, т.38, с. 173; ТМФ, 1983, т. 57, с. 35.
8. Голоскоков С.В., Тепляков В.Г. ЯФ, 1983, т. 38, с. 1335.
9. Alliluev S.P., Gershtein S.S., Logunov A.A. Phys.Lett., 1965, v. 18, p. 195; Логунов А.А., Хрусталева О.А. ЭЧАЯ, 1970, т. 1, с. 73.
10. Гарсеванишвили В.Р., Матвеев В.А., Слеченко Л.А. ЭЧАЯ, 1970, т. 1, с. 91.
11. Голоскоков С.В., Матвеев В.А. Труды XIV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. ОИЯИ, Д2-81-158, Дубна, 1981, с. 205.
12. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Селюгин О.В. ЯФ, 1982, т. 35, с. 1000.
13. Goloskokov S.V., Seljugin O.V. JINR, E2-83-448, Dubna, 1983.
14. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Тепляков В.Г. ОИЯИ, P2-82-632; ОИЯИ, P2-82-827, Дубна, 1982.

15. Голоскоков С.В., Селюгин О.В., Тепляков В.Г. ОИЯИ, P2-82-832, Дубна, 1982.
16. Goloskokov S.V. JINR, E2-83-313, Dubna, 1983.
17. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Селюгин О.В. ОИЯИ, P2-82-356, Дубна, 1982.
18. Cline R.V. et al. Phys.Rev., 1980, v. D22, p. 553; Fidecaro G. et al. Phys.Lett., 1978, v. 76B, p. 369; Phys.Lett., 1982, v. 105B, p. 309.
19. Koene B. Talk at Int.Conf. on High Energy Physics. Brighton, 1983.
20. Chou T.T., Yang C.N. Phys.Rev., 1979, v. D19, p. 3268.
21. Matthiae A. Rapp. Talk at Int. Conf. on High Energy Physics. Brighton, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 февраля 1984 года.

Голоскоков С.В. P2-84-131
Новый механизм "спиновой" динамики сильных взаимодействий
при сверхвысоких энергиях

Показано, что в случае слабой энергетической зависимости спиновых эффектов с ростом энергии появляется возможность существования нового механизма спиновой динамики сильных взаимодействий при сверхвысоких энергиях. Его следствия подтверждены экспериментально на $p\bar{p}$ -коллайдере в ЦЕРНе.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Goloskokov S.V. P2-84-131
A New "Spin" Mechanism in Dynamics of Strong Interactions
at Superhigh Energies

It is shown that in the case of slow energy dependences of spin effects there appears a new possibility of "spin" mechanism in the strong-interaction dynamics at superhigh energies. Its consequences are verified experimentally at the CERN $p\bar{p}$ collider.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984