

**СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

**E2-85-96**

**B.Dörfel, B.Geyer\*, D.Mülsch\***

**MULTIPLICATIVE RENORMALIZATION  
OF YANG-MILLS THEORY  
IN BPST-INSTANTON BACKGROUND**

---

\* Permanent address: Sektion Physik, Karl-Marx-Universität, Leipzig, Karl-Marx-Platz 10-11, DDR-701, Leipzig.

Уточнение проекта защиты ускорительного комплекса тяжелых ионов /УКТИ/ ставит перед специалистами необходимость корректного задания полей вторичного излучения из мишеней и элементов конструкции ускорителя как источников рассеянного излучения за защитой. К настоящему времени экспериментальная информация о дифференциальных сечениях ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях ядер-снарядов и об особенностях развития межъядерного каскада в таких соударениях остается ограниченной, причем большинство экспериментов выполнено при энергиях ядер-снарядов порядка нескольких сотен МэВ на нуклон, и в них исследовались инклюзивные реакции образования протонов.

Экспериментальная информация о дифференциальных инклюзивных сечениях образования нейтронов в ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях ядер-снарядов, а тем более о развитии межъядерного каскада в толстых мишенях, пока отсутствует. Единственным исключением является эксперимент, осуществленный в 1979-1980 гг. в Беркли, где исследовались дифференциальные инклюзивные сечения образования нейтронов в реакциях  $^{20}\text{Ne} + \text{C}, \text{Al}, \text{Cu}, \text{U}$  при энергии ядер  $^{20}\text{Ne}$   $337$  МэВ/нуклон<sup>1</sup>. Известные модели ядро-ядерных взаимодействий /в частности, фэйрбол и фэйрстрик/ обнаруживают определенные расхождения с экспериментом и требуют проверки, особенно в высокоэнергетической части инклюзивных спектров нейтронов, определяющей радиационную обстановку за защитой.

Задача расчета полей вторичного излучения решалась путем создания приближенной феноменологической модели<sup>2</sup>, связывающей основные характеристики полей вторичного излучения при ядро-ядерных взаимодействиях с аналогичными характеристиками полей нуклон-ядерных взаимодействий и экспериментальной проверки модели по интегральным характеристикам полей излучения<sup>3</sup>. Такой подход удобен для оперативной оценки основных дозиметрических характеристик полей вторичного и рассеянного излучения на УКТИ. Одновременно, с целью детальной проверки как приближенной модели, так и расчетов межъядерного каскада в мишени, использующих для описания единичного акта ядро-ядерных взаимодействий модель фэйрстрик, были предприняты усилия по измерению инклюзивных спектров нейтронов из толстой мишени со средним атомным весом, облучаемой ядрами с энергией в несколько ГэВ/нуклон.

В данной работе представлены результаты эксперимента, выполненного на пучке ядер  $^{12}\text{C}$  с энергией  $3,65$  ГэВ/нуклон при помощи время-пролетной методики под углами  $71^\circ$  и  $105^\circ$  относительно направления пучка. На рис.1 представлена геометрия измерений, на рис. 2 - упрощенная блочная схема спектрометра. Мишенью служил



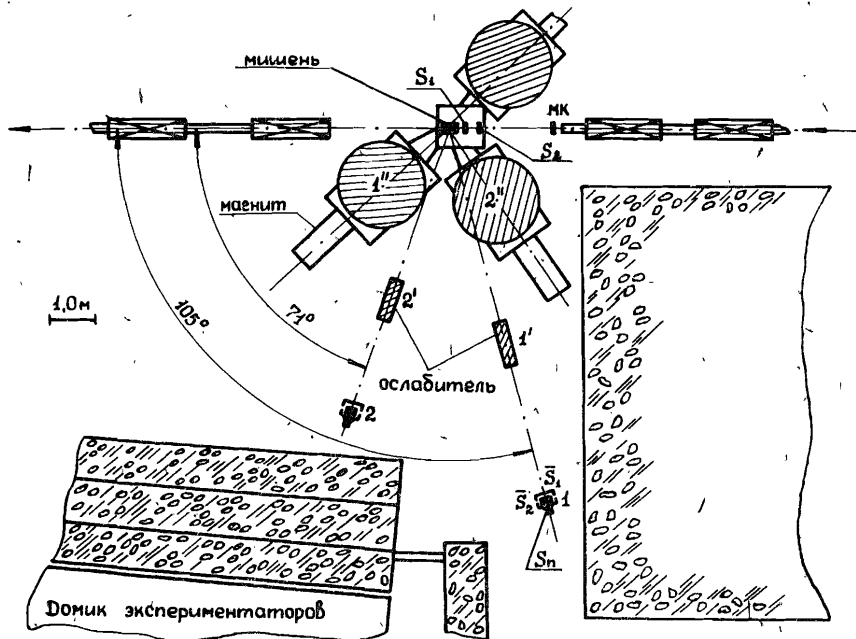


Рис.1. Геометрия эксперимента. 1-1'-1'' - положение счетчика  $S_n$ , поглотителя и магнита при измерениях под углом  $105^\circ$ ; 2-2'-2'' - то же, под углом  $71^\circ$ .

медный цилиндр  $\phi$  100 мм, толщиной по пучку 130 мм, установленный в фокусе пучка и имитировавший детали конструкций ускорителя. В качестве "старта" использовался сигнал первого из двух счетчиков пучкового телескопа со сцинтилляторами размером  $5,5 \times 5,5 \times 0,5$  см<sup>3</sup>, помещенного перед мишенью на расстоянии 35 см от нее и регистрировавшего абсолютное число ядер  $^{12}\text{C}$ , упавших на мишень в период экспозиции. Диаметр пучка в фокусе не превышал 2 см. Сигнал "Стоп" формировался нейтронным счетчиком, детектор которого выполнен из пластического сцинтиллятора  $\phi$  160 мм, толщиной 150 мм; его эффективность была рассчитана методом Монте-Карло по программе <sup>4/</sup>. На рис.3 приведена использованная при восстановлении спектров зависимость эффективности регистрации нейтронов счетчиком  $S_n$  от их энергии. Ошибки, указанные на рисунке, статистические; методическая ошибка во всем диапазоне энергий оценивается авторами <sup>4/</sup> в 5%. Чтобы счетчик  $S_n$  не регистрировал заряженные частицы, идущие из мишени, перед ним и снизу от него /под углом  $45^\circ$ / монтировались два счетчика антисовпадений размерами  $200 \times 200 \times 10$  мм<sup>3</sup>. Пролетные базы спектрометра равнялись 870 и 672 см под углами  $105^\circ$  и  $71^\circ$  соответственно. Для снижения фона случайных совпадений интенсивность выведенного пучка ядер

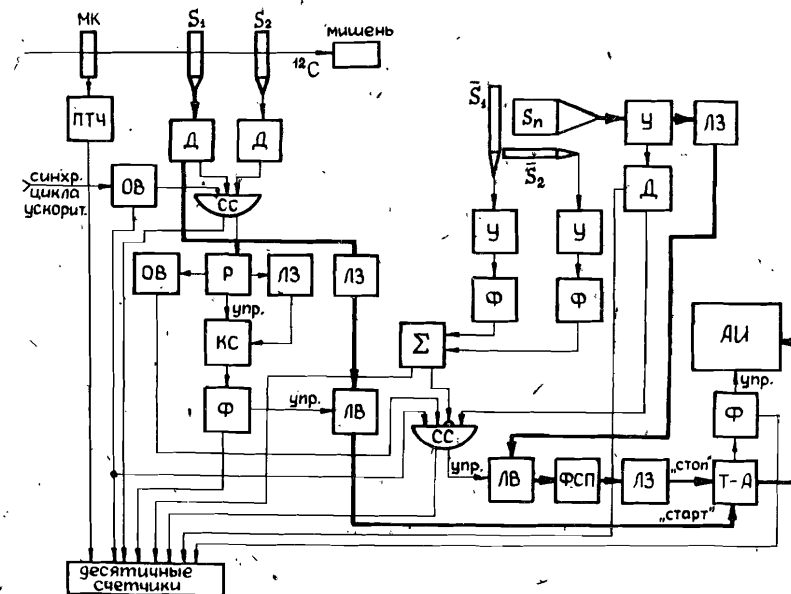


Рис.2. Блочная схема установки. МК - мониторная камера;  $S_1, S_2$  - пучковый телескоп счетчиков;  $S_n$  - нейтронный счетчик;  $S_1, S_2$  - счетчики антисовпадений; Ф - формирователь; Д - дискриминатор; У - усилитель; ЛЗ - линия задержки; ЛВ - линейные ворота; СВ - одновибратор; СС - схема совпадений; КС - кратные события; ФСП - формирователь со следящим порогом; Р - разветвитель; Σ - сумматор; ПТЧ - преобразователь ток-частота; Т-А - время-амплитудный преобразователь; АИ - амплитудный анализатор.

поддерживалась на уровне  $\sim 10^5$  ядер·цикл<sup>-1</sup> при растяжке пучка  $\sim 450$  мс. Для контроля за интенсивностью пучка использовалась также многосекционная ионизационная камера, установленная на выходе ионопровода.

В канале "Старт" ( $S_1$ ) временная привязка осуществлялась обычным дискриминатором по фронту импульса, поскольку вклад канала "Старт" в общую временную погрешность мал по сравнению с другими источниками; к тому же амплитудный разброс импульсов стартового счетчика определяется флуктуациями ионизационных потерь ядер  $^{12}\text{C}$ , имеющими узкий диапазон. Пороги входных дискриминаторов счетчиков пучкового телескопа  $S_1$  и  $S_2$  были установлены на уровне соответственно 0,2 и 0,8 от наиболее вероятной амплитуды импульсов. Высокий порог дискриминации импульсов второго счетчика телескопа выбран для режескрипции примесей частиц с зарядом менее 6 в выведенном пучке. В канале "Стоп" для временной привязки использовался формирователь со следящим порогом. Порог регистрации нейтронного счетчика  $S_n$ , задаваемый дискри-

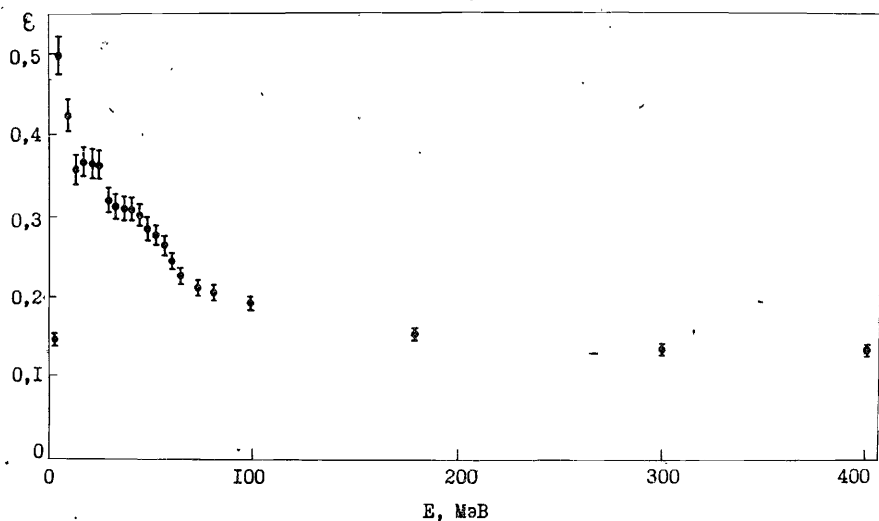


Рис.3. Эффективность нейтронного счетчика при  $T=0,72$  МэВ э.э.э. Значения  $\epsilon$  в промежутках между расчетными находились путем линейной интерполяции.

минатором в канале "Стоп", был выставлен на уровне  $0,72 \pm 0,06$  МэВ эквивалентной энергии электронов /э.э.э./. Низкий порог нейтронного счетчика был обусловлен требованием высокой его эффективности, весьма существенной в условиях жесткого лимита времени в сеансе.

Временное разрешение спектрометра по  $\gamma$ -квантам, летящим из мишени, составило  $6,5$  нс, что обусловлено рядом причин, главными из которых явились: наличие толстых мишеней и нейтронного детектора и большой динамический диапазон амплитуд импульсов нейтронного счетчика. Так, при повышении порога  $S_n$  до  $\sim 6$  МэВ э.э.э. временное разрешение улучшалось до  $3,5$  нс. Следует заметить, что получение высокого временного разрешения не ставилось целью данного эксперимента, т.к. предполагалось использование специальных методов обработки экспериментальной информации.

Логика работы спектрометра с запуском от каждого падающего на мишень ядра такова, что для соблюдения причинно-следственной связи между событиями "Старт" и "Стоп" необходимо регистрировать в качестве "стартовых" только те события, которые отделены друг от друга на интервал, больший временного диапазона время-амплитудного преобразователя /ВАП/, т.е. события "Старт" из тех банчей пучка, в которых содержится только 1 ядро. Временной диапазон ВАП /250 нс/ был выбран в соответствии с микроструктурой выведенного пучка и временем пролета базы нейтронов с минимальной исследуемой энергией. Отбор одиночных событий "Старт" осу-

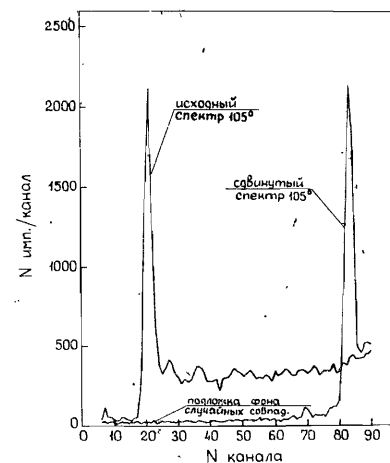


Рис.4. Исходный и калибровочный /сдвинутый на 150 нс/ аппаратурные спектры под углом  $105^\circ$ .

ществлялся блоком кратных событий типа  $054^{1/5}$ . Длительность охранного времени до и после одиночного события 250 нс. Для выбранной интенсивности выведенного пучка доля событий "Старт", бракуемых блоком кратных событий /КС/, составила  $\sim 5\%$ . Однако вследствие эффектов, связанных с мертвым временем входных формирователей, блок кратных событий не гарантирует полностью того, что

сигнал "Старт" обусловлен приходом на мишень действительно одиночного ядра, вследствие чего происходит завышение показаний спектрометра. Для коррекции этого фактора при нормировке спектров нейтронов на 1 ядро  $^{12}\text{C}$ , упавшее на мишень, вводился дополнительно поправочный коэффициент /см. приложение/.

Весьма важным для правильной интерпретации аппаратурных спектров в данном эксперименте являлось достоверное выделение истинных событий на уровне фоновых. Подложка в аппаратурных спектрах от фоновых событий "Стоп", некоррелированных во времени с событиями "Старт", т.е. от случайных совпадений  $S_1 S_2 S_n$ , составила менее 7% от числа зарегистрированных событий и практически постоянна во всем исследуемом временном диапазоне /см. рис.4/. Вклад от фоновых событий "Стоп", коррелированных во времени с событиями "Старт", т.е. от частиц и  $\gamma$ -квантов, рассеянных в материале пола и стен, окружающих спектрометр, устранялся путем применения разностной методики. Для этого под каждым углом проводились дополнительные измерения с железным поглотителем /поперечные размеры  $- 300 \times 300$  мм, толщина  $- 800$  мм/, устанавливаемым посередине пролетной базы спектрометра. Ослабление идущего из мишени потока нейтронов с энергиями более  $0,36$  ГэВ равнялось по крайней мере 50, согласно заниженным оценкам. Еще одним источником фона являются  $\gamma$ -кванты от распада K-мезонов на лету, причем примесь таких событий сосредоточена, в основном, в начальных каналах аппаратурного спектра, что приводит к завышению высокоэнергетической части спектра нейтронов. Сюда же дают вклад и альбедные  $\gamma$ -кванты из затененной поглотителем части защиты за счетчиком  $S_n$  /для угла  $71^\circ$ /.

События, соответствующие  $\gamma$ -квантам, летящим из мишени, устранялись путем вычитания левой части пика от  $\gamma$ -квантов из правой. Затем, после соответствующей нормировки, из полученных аппаратурных спектров вычитались фоновые спектры, измеренные за поглоти-

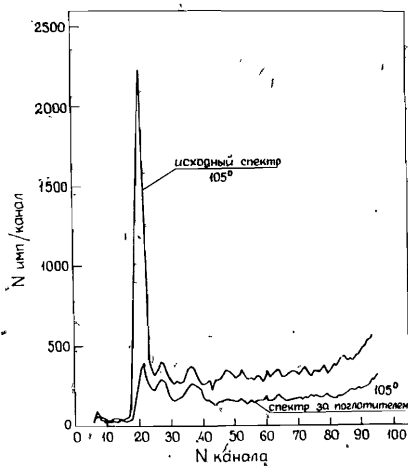


Рис.5. Исходный и фоновый аппаратурные спектры под углом  $105^\circ$ .

телем. При этом доля фоновых событий составила  $50 \pm 40\%$  относительно общего числа событий, в зависимости от угла измерений /см. рис.5/.

Энергетический спектр нейтронов восстанавливался из аппаратурного методом статистической регуляризации, принципиально устраняющим из спектра энергетическую неопределенность вследствие конечного разрешения

прибора, в отличие от классического способа обработки данных экспериментов по времени пролета. Для получения функций отклика спектрометра к нейтронам, летящим со скоростью  $V$ , вводилась поправка к функции отклика спектрометра к  $\gamma$ -квантам из мишени, зависящая от  $V$  и учитывающая временной разброс регистрации нейтрона счетчиком  $S_n$ , обусловленный скоростью распространения света в пластическом сцинтилляторе. Какая-либо априорная информация при восстановлении спектров нейтронов не использовалась.

Для корректного восстановления спектров в области нижней границы исследуемого энергетического диапазона /равной  $10^4$  МэВ/, определялся вклад нейтронов подпороговой энергии в последние каналы аппаратурного спектра, аналогично тому, как это делалось в работе /8/. При восстановлении спектры нейтронов нормировались на показания пучкового телескопа за блоком кратных событий /т.е. на "разровненное" число ядер  $^{12}\text{C}$ , прошедших на мишень за время экспозиции/ с учетом поправочного коэффициента, и на телесный угол регистрации нейтронов счетчиком  $S_n$ .

Восстановленные описанным способом спектры нейтронов под углами  $71^\circ$  и  $105^\circ$  приведены на рис.6. Указанные на рисунке неопределенности восстановления спектров представляют собой среднеквадратичные отклонения значений спектра для данных энергий, обусловленные статистическими погрешностями разностных аппаратурных спектров. Оба спектра имеют существенные подъемы в низкоэнергетической области, обусловленные хвостами спектральных распределений испарительных нейтронов и мягкими каскадными нейтронами, причем спектры в этой области практически совпадают, что понятно, если учесть тот факт, что распределение испарительных нейтронов изотропно, а распределение мягких каскадных нейтронов слабо зависит от величины угла. В области энергий нейтронов более  $50 \pm 100$  МэВ характер поведения спектров различен.

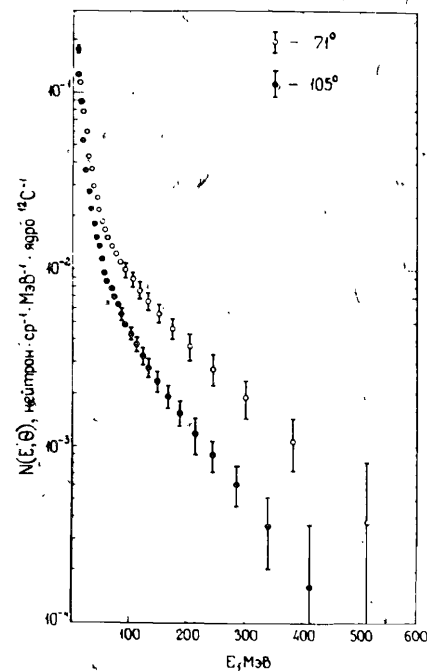


Рис.6. Восстановленные спектры нейтронов из толстой  $\text{Cu}$ -мишени, облучаемой  $^{12}\text{C}$  с энергией  $3,65$  ГэВ/нуклон.

Выходы нейтронов с энергиями более  $10$  МэВ под углами  $71^\circ$  и  $105^\circ$  составляют  $3,76 \pm 0,40$  и  $2,47 \pm 0,17$  нейтрона/ср.  $^{12}\text{C}$ , а выходы заряженных частиц с энергиями более  $40$  МэВ по протонам и более  $20$  МэВ по  $\pi$ -мезонам составляют соответственно  $0,32$  и  $0,08$  частиц/ср.  $^{12}\text{C}$  /измерения выполнены отдельно с помощью телескопа сцинтилляционных счетчиков /8/. Как и следовало ожидать, угловое распределение нейтронов более изотропно, а вклад заряженных частиц с указанными энергиями в полный выход адронов под данными углами не превышает  $8\%$  и  $3\%$  соответственно.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

При введении поправки, характеризующей среднее число ядер  $^{12}\text{C}$ , приходящихся на один сигнал "Старт", запускающий ВАП, использовался коэффициент /7/, полученный в предположении стационарного пуассоновского потока событий на входе канала "Старт". Численное значение этого коэффициента:

$$C = \frac{\nu}{1 - \exp(-\nu)} \approx 1,$$

где  $\nu$  - средняя частота появления событий. Однако при наличии макроструктуры в выведенном пучке ядер такой подход справедлив лишь на малых интервалах времени, в течение которых  $\nu$  можно считать постоянной. Среднее значение  $\bar{C}$  по периоду макроструктуры определялось следующим образом:

$$\bar{C} = \frac{\sum_{i=1}^m C(t_i) P_\nu(t_i)}{\sum_{i=1}^m P_\nu(t_i)},$$

где  $m$  - количество банчей в периоде макроструктуры;  $P_\nu(t_i)$  - вероятность наличия непустого банча в момент времени  $t_i / t_{i+1}$

## 5. CONCLUDING REMARKS

Using the invariance of the tree Lagrangian under global symmetry transformations (BRS-transformations, global gauge transformations, ghost field dilatations) the multiplicative renormalizability of SU(2) Yang-Mills theory in the BPST-instanton background has been shown. This will be the starting point for the consideration of corresponding physical Green functions in relation to the ones in the perturbative vacuum. This has been done in a related paper /10/. There, the renormalized Lagrangian will be used in the following form

$$\begin{aligned} \bar{L}_{ren}(x) = & -\frac{a}{4g^2} \bar{\psi}_m^a(g\hat{a}) \bar{\psi}_m^a(g\hat{a}) + \\ & + \hat{q}_m^{(a)} [e_1 \hat{q}_m^{(a)}(g\hat{a}) \hat{c}_m^b + e_2 \bar{c}_m^a \hat{q}_m^{(a)} + e_3 c_m(1+x, a) \hat{q}_m^{(a)}] \\ & + \hat{q}_m^{(a)} [-\frac{a}{2} e_1 g (\hat{c}_m^a \hat{c}_m^a) + (e_2 \bar{c}_m + e_3 x_m \bar{c}_m) \hat{q}_m^a \hat{c}_m^a] \\ & + \hat{q}_m^{(a)} e_3 \bar{c}_m \bar{c}_m. \end{aligned}$$

where the coefficients are formal power series in  $\hbar$  which are to be determined from the Z-factors. The possibility to write the Lagrangian in this concise form is a consequence of the multiplicative renormalizability.

## REFERENCES

1. Славнов А.А., Фаддеев Л.Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей. "Наука", Москва, 1973.
2. Itzykson C., Zuber J.-B., Quantum Field Theory, New York, 1980.
3. Becchi C., Rouet A., Stora R., Ann. of Phys. 98, p.2 (1976).
4. Curci G., Ferrari R., Nuovo Cim. 55A, p.278, p.474 (1976).  
Mishijima K., Nucl. Phys. B238, p.601 (1984).
5. Kluberg-Stern H., Zuber J.-B., Phys. Rev. D12, p.482 (1975).
6. Zinn-Justin J., in: Trends in Elementary Particle Theory, ed. by H. Rollnik and A. Metz, Springer-Verlag, Berlin, 1975.
7. Amati D., Rouet A., Nuovo Cim., 50A, p.265 (1979).  
Gauthier J., Rouet A., Nuovo Cim., 58A, p.141 (1980).
8. Belavin A.A., Polyakov A.M., Schwartz A.S., Tyupkin Yu.S., Phys. Lett., B59, p.85 (1975).
9. 't'Hooft G., Phys. Rev., D14, p.3432 (1976).
10. Dörfel B., Geyer B., Mülsch D., JINR E2-85-95, Dubna, 1985.

Received by Publishing Department  
on February 12, 1985.

Дёрфель Б., Гайер Б., Мюльш Д. E2-85-96  
Мультипликативная перенормировка полей Янга-Миллса  
в поле инстантона БПСТ-типа

Рассматривается евклидово поле Янга-Миллса группы SU(2) в поле инстантона БПСТ-типа. При использовании поведения классического /древесного/ лагранжиана по отношению к БРС-преобразованиям, к преобразованиям поля "духов" и к так называемым преобразованиям типа I метод Бэки, Рюэ и Стора применяется для доказательства мультипликативной перенормируемости теории. В качестве дополнительного результата получен наиболее общий вид древесного лагранжиана, удовлетворяющего тождествам Славнова.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Dörfel B., Geyer B., Mülsch D. E2-85-96  
Multiplicative Renormalization of Yang-Mills Theory  
in BPST-Instanton Background

Pure Euclidean SU(2) Yang-Mills theory in the background of the BPST-instanton configuration is considered. Using the behaviour of the classical (tree) Lagrangian under BRS-transformations, ghost field dilatations and the so-called type-I transformations, one applies the method of Becchi, Rouet and Stora to show multiplicative renormalizability of the theory. As a by-product the most general tree Lagrangian satisfying the Slavnov identity is obtained.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985