

В работе предложен удобный формализм, при помощи которого можно исследовать общую взаимосвязь между явлениями сжатия и неустойчивости для конечных времен.

### Литература

1. *Кулин С. Я.* Квантовая оптика: Поля и их детектирование.
2. *Hirota D. F.* Squeezed light. Japan, Tokyo, 1992. P. 267.
3. *Walls D. F., Milburn G. I.* Quantum Optics, Springer-Verlag. USA, NY. 1995. P. 351.
4. *Lugiato L.A., Galotopa P., Narducci L. M.* Opt. Commun. 76 (1990) 276.
5. *Heidman A.* //Opt. Commun. 54 (1985) 326. Phys.Rev.Lett. 54 (1985) 326.
6. *Fabre C.* // Phys.Rev. 219 (1992) 215.
7. *Alekseev K. N.* // Opt. Commun. 116 (1995) 468. (quant-ph/9808010).
8. *Alekseev K. N. et al.* // Phys.Rev. E57 (1998) 4023. (cho-dyn/ 9804041).
9. *Toda M.* //Phys. Lett. A48. 1974. P. 335.
10. *Kuvshinov V. I., Kuzmin A. V.* // J. Nonl. Phenomen in Complex Sys. V. 2. № 3. 1999. P. 100–105.
11. *Salasnich. L.* Procerd. Of International Conference on Symmetry Methods in Physics. Dubna, 1997.
12. *Kuvshinov V.I., Marmysh V.V., Shaparau V.A.* / Proceed. of XI ann. Int. Sem. Nonlinear Phenomena in Complex Systems. Minsk, 2002 (принято к печати).

## ИССЛЕДОВАНИЯ РАСШИРЕННЫХ КАЛИБРОВОЧНЫХ МОДЕЛЕЙ В ПРОЦЕССАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛЕПТОНОВ И НУКЛОНОВ

**И. Б. Марфин, Т. В. Шишкина**

Предсказания Стандартной теории электрослабого взаимодействия постоянно подвергаются проверке. Экспериментальный поиск новых физических явлений и разработка различных подходов к обобщению Стандартной модели направлены на уточнения предсказаний теории Глэшоу–Вайнберга–Салама и на обнаружение эффектов, выходящих за рамки Стандартной модели. Одним из способов обнаружения новых эффектов является исследование расширенных калибровочных групп. Предсказания этих калибровочных теорий могут быть согласованы с экспериментальными данными благодаря достаточно широкой области изменения дополнительных параметров в случае отклонения последних от Стандартной модели.

Новые возможности в поиске дополнительной информации о структуре калибровочной группы электрослабого взаимодействия открывают исследования процессов рассеяния с двумя поляризованными частицами, в частности процессов глубококонечного рассеяния поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах. Механизм взаимо-

действия поляризованного лептона и поляризованного нуклона в различных расширенных калибровочных моделях можно представить следующими диаграммами Фейнмана (рис. 1).

В данной работе рассмотрены следующие модели:  $SU(2) \times U(1)$ ,  $SU(3) \times U(1)$ ,  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ ,  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_L \times U(1)_R$ .

Модельные параметры представлены в табл. 1.

Ковариантное выражение дифференциального сечения глубоко-неупругого рассеяния зависит не только от кинематических переменных, но и от поляризаций взаимодействующих частиц [1]. Варьируя эти переменные, можно получить электрослабые асимметрии, которые определяются следующим общим выражением:

$$A^{e\omega}(P_{l_1}, P_{N_1}, e_{f_1}, P_{l_2}, P_{N_2}, e_{f_2}) = \frac{\sigma^{e_{f_1}}(P_{l_1}, P_{N_1}) - \sigma^{e_{f_2}}(P_{l_2}, P_{N_2})}{\sigma^{e_{f_1}}(P_{l_1}, P_{N_1}) + \sigma^{e_{f_2}}(P_{l_2}, P_{N_2})}. \quad (1)$$

Выражение (1) описывает все асимметрии, исследования которых возможны на базе пучка поляризованных частиц, поляризованной мишени. Это позволяет построить наиболее широкий набор электрослабых асимметрий.

В табл. 2 содержатся значения поляризационной  $A_p$ , зарядово-поляризационной  $B_p$  и зарядовой  $C_{LR}$  асимметрий в зависимости от  $X$ , при фиксированных значениях  $S^{1/2} = 100$  ГэВ,  $Q^2 = 70$  ГэВ<sup>2</sup>.

Таблица 1

Модельные параметры

Модель	$\sin^2 \theta_w$	$\alpha$	$M_{Z1}$	$M_{Z2}$
$SU(2) \times U(1)$	0.22~0.24	—	90.8 ГэВ	—
$SU(3) \times U(1)$	0.18~0.30	-0.02π	80 ГэВ	110 ГэВ
$SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$	0.16~0.34	-0.02π	96 ГэВ	288 ГэВ
$SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_L \times U(1)_R$	0.12~0.38	-0.02π	98 ГэВ	181 ГэВ

Таблица 2

Значения асимметрий  $A_P$ ,  $B_P$ ,  $C_{LR}$ 

Модель	$A_P$		$B_P$		$C_{LR}$	
	$x=0.9$	$x=0.7$	$x=0.9$	$x=0.7$	$x=0.9$	$x=0.7$
SU(2) $\times$ U(1)	-0.045	-0.030	0.100	0.115	0.090	0.088
SU(3) $\times$ U(1)	0.200	0.225	0.125	0.136	-0.070	-0.070
SU(2) <sub>L</sub> $\times$ SU(2) <sub>R</sub> $\times$ U(1)	0.560	0.720	0.300	0.536	-0.370	-0.280
SU(2) <sub>L</sub> $\times$ SU(2) <sub>R</sub> $\times$ U(1) <sub>L</sub> $\times$ U(1) <sub>R</sub>	0.002	0.000	-0.300	-0.620	-0.370	-0.250

Проведенное исследование обнаружило значительную чувствительность поляризационных асимметрий к выбору калибровочной модели.

## Литература

1. Кухто(Шишкина) Т. В., Шумейко Н. М. // ЯФ. 1984. Т. 40. № 5(11). С. 1235–1242.

## ПРЫЖКОВАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ В МОДЕЛИ ВЗАИМНО БЛИЖАЙШИХ ПО РАССТОЯНИЮ ДОНОРОВ

А. А. Мельников, Е. В. Лебедок

Обычным подходом к описанию прыжковой проводимости в кристаллических полупроводниках является рассмотрение прыжков электронов (дырок) между ближайшими по расстоянию донорами (акцепторами). В данной работе существенным является использование понятия взаимно ближайших по расстоянию соседей (в частности – доноров в зарядовых состояниях (0) и (+1)), рассмотренного в работе [1]. Расчет расстояния между взаимно ближайшими по расстоянию донорами и концентрации их пар дает возможность получения прыжковой электропроводности в случае, когда степень компенсации основной легирующей примеси в полупроводнике имеет значение 0,5, т. е. когда примерно равны концентрации доноров в зарядовых состояниях (0) и (+1).

Рассмотрим однородный кристаллический полупроводник n-типа с равномерно распределенными по объему водородоподобными донорами. Выделим в произвольном участке однородного образца плоскость, перпендикулярную внешнему переменному (во времени), но неизменному по направлению электрическому полю. Так как одиночный прыжок электрона может происходить только между двумя ближайшими донорами, то необходимо определить концентрацию ближайших пар доноров в зарядовых состояниях (0) и (+1), которые были бы расположены по разные стороны от выделенной плоскости.