Спинор в M^4. Два простейших неприводимых (полуспинорных) представления $SO(3, 1)$ двумерны и обозначаются столбцами ξ^{α} и $\xi^{\dot{\alpha}}$ соответственно с непунктирными и с пунктирными индексами. При пространственных поворотах ξ^{α} преобразуются (как и С. в R^3) с помощью матрицы (2), а при специальных *Лоренца преобразованиях* — гиперболич. поворотах на угол φ в плоскости $(x_0, \boldsymbol{n})$ — с помощью матрицы h:

$$h(\boldsymbol{n}, \varphi) = \mathrm{ch}(\varphi/2) - \boldsymbol{n}(\sigma)\mathrm{sh}(\varphi/2).$$

Пунктирные С., $\xi^{\dot{\alpha}}$, преобразуются с помощью комплексно сопряжённых матриц g^* и h^* соответственно.

Кососимметрическая матрица $\varepsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}$ позволяет определить компоненты пунктирных С. При пространственной инверсии $(x_0, \boldsymbol{x}) \to (x_0, -\boldsymbol{x})$ пунктирный и непунктирный С. переходят друг в друга: $\xi^{\alpha} \to i\xi_{\dot{\alpha}}$, $\xi_{\dot{\alpha}} \to i\xi^{\alpha}$. Включение инверсий означает переход от собств. группы Лоренца $SO(3, 1)$ к группе Лоренца $O(3, 1)$. Поэтому простейшее спинорное представление $O(3, 1)$ четырёхмерно и образовано *биспинором* $\xi_{\alpha} \otimes \xi_{\dot{\alpha}}$ ($\otimes$ — знак тензорного произведения), обычно записываемым в виде столбца:

$$\psi = \begin{pmatrix} \xi^{\alpha} \\ \xi_{\dot{\alpha}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_+ \\ \psi_- \end{pmatrix}.$$

Инвариантные и ковариантные билинейные формы в пространстве биспиноров строятся с помощью *Дирака матриц* γ^{μ}, $\mu = 0, 1, 2, 3$, $\gamma^5 = \gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ и определения дираковского сопряжения $\bar{\psi}_{\text{Д}} = \psi^+\gamma^0$ («+» означает эрмитово сопряжение). Так, формы $\bar{\psi}\psi$, $\bar{\psi}\gamma^5\psi$, $\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi$ — есть соответственно скаляр, псевдоскаляр и 4-вектор относительно преобразований из $O(3, 1)$.

Помимо дираковского вводят майорановское сопряжение $\bar{\psi}_{\text{М}} = \psi^{\text{T}}C$ (Т — означает транспонирование), где C — матрица *зарядового сопряжения*. Майорановским С. наз. С., для к-рого $\bar{\psi}_{\text{М}}$ пропорционален $\psi_{\text{Д}}$ (множитель пропорциональности зависит от представления матриц Дирака); в частности, в майорановском представлении (где γ^{μ} и $\sigma^{\mu\nu} = [\gamma^{\mu}, \gamma^{\nu}]$ вещественны) компоненты майорановского С. вещественны.

Вейлевским С. наз. С., удовлетворяющий соотношению $\psi_+ = (1/2)\ (I + \gamma^5)\psi_+$ или $\psi_- = (1/2)(I - \gamma^5)\psi_-$, где I — единичная матрица (соответственно правый и левый С.). Число его компонент также вдвое меньше обычного; он используется в теориях с *киральной симметрией*.

В пространстве биспиноров можно задать линейное релятивистски инвариантное ур-ние, описывающее частицы со спином $^1/_2$ (спинорные частицы), с ненулевой массой — *Дирака уравнение*, с нулевой массой — *Вейля уравнение*.

С., связанные с многомерными пространствами, находят применение в теории *тяготения*, *Калуцы — Клейна теории*, теории суперструн и т. д. Многообещающие применения теории С. связаны с теорией *твисторов*.

Спинорные многообразия. Глобально спинорное поле можно задать не на любом многомерном пространстве. Существование таких пространств (спинорных многообразий, см. *Расслоение*) определяется топологич. инвариантами.

Первые упоминания двузначной природы группы вращений восходят к Л. Эйлеру (L. Euler) (параметризации группы вращений углами Эйлера). В работах О. Родригеса (O. Rodrigues), У. Гамильтона (W. Hamilton), А. Кэли (A. Cayley), У. Клиффорда (W. Clifford) и др. были получены важные результаты, нашедшие естеств. продолжение в рамках теории С. Построение спинорных представлений в инфинитезимальной форме проведено Э. Картаном (E. Cartan, 1913). Дальнейшее развитие теории С. инициировалось открытием спина электрона (1925) и появлением ур-ний П. Дирака (P. Dirac) и Г. Вейля (H. Weyl). Спинорное исчисление было построено в работах Б. Ван-дер-Вардена (B. van der Waerden) и др. Термин «С.» предложен П. Эренфестом (P. Ehrenfest, 1929).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; Гельфанд И. М., Минлос Р. А., Шапиро З. Я., Представления группы вращений и группы Лоренца и их применения, М., 1958; Ван дер Варден Б., Принцип запрета и спин, в кн.: Теоретическая физика 20 века, М., 1962; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Релятивистская квантовая теория, ч. 1, М., 1968; Дирак П., Спиноры в гильбертовом пространстве, пер. с англ., М., 1978; Пенроуз Р., Риндлер В., Спиноры и пространство-время, пер. с англ., [т. 1], М., 1987; [т. 2] — Спиноры и пространство-время. Спинорные и твисторные методы в геометрии пространства-времени, пер. с англ., М., 1988; Budinich P., Trautman A., The spinorial chessboard, Springer, N. Y., 1988.

М. И. Монастырский.

СПИН-ОРБИТА́ЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ — взаимодействие частиц, зависящее от величин и взаимной ориентации их орбитального и спинового моментов кол-ва движения и приводящее к т. н. тонкому (мультиплетному) расщеплению уровней энергии системы (см. *Тонкая структура*). С.-о. в.— релятивистский эффект; формально оно получается, если энергию быстро движущихся во внеш. поле частиц находить с точностью до v^2/c^2, где v — скорость частицы.

Наглядное физ. истолкование С.-о. в. можно получить, рассматривая, напр., движение электрона в атоме водорода. Электрон обладает собств. моментом кол-ва движения — *спином*, с к-рым связан спиновый магн. момент. Электрон движется вокруг ядра по нек-рой «орбите» (примем этот полуклассич. образ). Обладающее электрич. зарядом ядро создаёт кулоновское электрич. поле, к-рое должно оказывать воздействие на спиновый магн. момент движущегося по «орбите» электрона. В этом можно убедиться, если мысленно перейти в систему отсчёта, в к-рой электрон покоится (т. е. в систему, движущуюся вместе с электроном). В этой системе отсчёта ядро будет двигаться и как любой движущийся заряд порождать магн. поле $\boldsymbol{H}$, к-рое будет воздействовать на магн. момент μ электрона. Электрон получит дополнит. энергию $\Delta\mathscr{E}$, обусловленную этим взаимодействием и зависящую от ориентации μ: $\Delta\mathscr{E} = -\mu\boldsymbol{H} = -\mu_H H$. Т. к. проекция μ_H магн. момента μ на направление $\boldsymbol{H}$ может принимать два значения ($\pm{}^1/_2$, в единицах $\hbar$), то С.-о. в. приводит к расщеплению уровней энергии в атоме водорода (и водородоподобных атомах) на два близких подуровня — к дублетной структуре уровней. У многоэлектронных атомов картина тонкого расщепления уровней энергии оказывается более сложной. Атомы щелочных металлов, у к-рых полный спин электронов равен $^1/_2$, также обладают дублетной структурой уровней энергии.

С.-о. в. существует и у нейтральных частиц, напр. у нейтронов, имеющих и орбитальный и спиновый механич. моменты. Весьма существенно С.-о. в. в атомных ядрах, вклад к-рого в полную энергию взаимодействия велик (достигает 10%). *В. И. Григорьев.*

СПИНО́РНАЯ ЧАСТИ́ЦА — частица с полуцелым спином. Часто под С. ч. понимают частицу со спином $^1/_2$ (электрон, протон, кварк и т. д.). В квантовой механике волновая ф-ция С. ч. подчиняется *Дирака уравнению* или (для частиц с нулевой массой) *Вейля уравнению*. В квантовой теории поля С. ч. является квантом *спинорного поля*.

СПИНО́РНОЕ ПО́ЛЕ — набор физ. полей, преобразующихся в каждой точке пространства-времени при пространственных поворотах системы координат по представлениям группы вращения с полуцелым индексом (см. *Вращений группа*). Квантами С. п. в квантовой теории поля являются спинорные частицы.

СПИН-СПИ́НОВОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ — магн. взаимодействие между спиновыми магн. моментами эле-