

$$D^\mu \Phi = (\partial^\mu + ieA^\mu) \Phi,$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu,$$

$$V(\Phi^+, \Phi) = \lambda(\Phi^+ \Phi - \Phi_0^2)^2,$$

где  $A_\mu(x)$  — вектор-потенциал абелева калибровочного («эл.-магн.») поля,  $\Phi(x)$  — комплексное скалярное поле,  $\Phi_0$  — константа. Лагранжиан инвариантен относительно локальных калибровочных преобразований с параметром  $\alpha(x)$

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \partial_\mu \alpha(x),$$

$$\Phi(x) \rightarrow \exp[-ie\alpha(x)] \Phi(x).$$

Локальная калибровочная симметрия спонтанно нарушена при  $\Phi_0 \neq 0$ . Поле  $\Phi(x)$  наз. полем Хиггса. В унитарной калибровке

$$\Phi(x) = \Phi_0 + 2^{-1/2} h(x),$$

где  $h(x)$  — действит. поле, нефиз. компонента поля  $\Phi(x)$  отсутствует, и у калибровочного поля  $A_\mu(x)$  появляется масса  $mv = 2\sqrt{\lambda}\Phi_0$ . В унитарной калибровке лагранжиан описывает взаимодействие массивного векторного поля  $A_\mu$  со скалярным полем  $h(x)$ . Важнейшей особенностью Х. м. является то обстоятельство, что при спонтанном нарушении локальной симметрии свойство перенормируемости теории не нарушается в отличие от моделей с явным нарушением локальной симметрии посредством введения массивных векторных членов в лагранжиан. Важнейшим следствием Х. м. является предсказание существования скалярной частицы — бозона Хиггса. Поиск бозона Хиггса — одна из наиб. важных эксперим. задач. Эксперим. данные, полученные на ускорителе ЛЭП1 (ЦЕРН, Швейцария), приводят к ограничению снизу на массу бозона Хиггса  $m \geq 52$  ГэВ [4].

Лит.: 1) Higgs P. W., Broken symmetries and the masses of gauge bosons, «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 12, p. 132; 2) Englert F., Brout R., Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons, «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 13, p. 321; 3) Guralnik G. S., Hagen C. R., Kibble T. W. B., Global conservation laws and massless particles, «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 13, p. 585; 4) L3 Collaboration, «Phys. Reports», 1993, v. 236, p. 1. *Н. В. Красников.*

**ХИГГСА ПОЛЯ** в квантовой теории — гипотетич. скалярные поля, взаимодействующие с калибровочными полями без нарушения калибровочной симметрии ур-ний поля; предложены П. Хиггсом (P. Higgs) в 1964. Предполагается, что в основном (низшем) энергетич. состоянии, к-рое соответствует физ. вакууму, ср. значение Х. п. отлично от нуля, что приводит к спонтанному нарушению калибровочной симметрии физ. состояний описываемой системы (см. *Спонтанное нарушение симметрии*). При этом частицы, соответствующие калибровочным полям, могут приобретать массу. Взаимодействие с вакуумным Х. п. может также служить механизмом возникновения массы у лептонов и кварков. *А. В. Ефремов.*

**ХИЛЛА УРАВНЕНИЕ** — обыкновенное дифференц. ур-ние 2-го порядка

$$w''(z) + p(z)w(z) = 0$$

с периодич. ф-цией  $p(z)$ ; все величины могут быть комплексными. Названо по имени Дж. Хилла [1], к-рый, изучая движение Луны, получил ур-ние

$$w''(z) + (\theta_0 + 2 \sum_{r=1}^{\infty} \theta_{2r} \cos 2rz) w(z) = 0$$

с действит. числами  $\theta_0, \theta_2, \theta_4, \dots$ , причём ряд  $\sum_{r=1}^{\infty} |\theta_{2r}|$  сходится.

Хилл дал метод решения Х. у. с использованием определителей бесконечного порядка. Это явилось толчком для создания теории таких определителей и далее для создания Э. Фредгольмом (E. Fredholm) теории интегральных ур-ний. Для Х. у. ставятся прежде всего задачи устойчивости решений, существования или отсутствия периодич. решений. Если в действительном случае в Х. у. ввести

параметр  $\lambda$ :

$$x'' + \lambda p(t)x = 0,$$

то, как установил А. М. Ляпунов [2], существует такая бесконечная последовательность

$$\dots < \lambda_{-1} < \lambda_0 = 0 < \lambda_1 < \lambda_2 < \dots < \lambda_{2n-1} < \lambda_{2n} < \lambda_{2n+1} < \dots,$$

что при  $\lambda \in (\lambda_{2n-1}, \lambda_{2n+1})$  Х. у. устойчиво, а при  $\lambda \in [\lambda_{2n-1}, \lambda_{2n}]$  Х. у. неустойчиво. При этом  $\lambda_{4n}$  и  $\lambda_{4n+3}$  являются собственными значениями периодич. краевой задачи, а  $\lambda_{4n+1}$  и  $\lambda_{4n+2}$  — собственными значениями полупериодич. краевой задачи. Теория Х. у. хорошо изучена (см. [3]).

Лит.: Hill G., On the part of the motion of the lunar perigees which is a function of the mean motions of the sun and moon, «Acta Math.», 1886, v. 8, p. 1; 2) Ляпунов А. М., Собр. соч., т. 2, М., 1956, с. 407; 3) Якубович В. А., Старжинский В. М., Линейные дифференциальные уравнения с периодическими коэффициентами и их приложения, М., 1972. *Ю. В. Комленко.*

**ХИМИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ** — межатомное взаимодействие, приводящее к образованию молекул или молекулярных соединений. Х. с. отличается от др. *межатомных взаимодействий* тем, что при её возникновении происходит перестройка электронных оболочек связывающихся атомов. Х. с. осуществляется либо путём перехода одного или неск. электронов одного атома к другому (ионная, или электровалентная, Х. с.), либо обобществлением электронов парой (группой) атомов (ковалентная, или гомеополлярная, Х. с.). Устойчивость образующейся системы атомов (молекулы) объясняется тем, что её энергия меньше суммарной энергии свободных атомов; разность этих энергий наз. энергией Х. с., она обычно  $\sim 200$ — $1000$  кДж/моль ( $2$ — $10$  эВ).

В образовании Х. с. участвуют внешние, самые подвижные электроны атомов; электроны внутренних, полностью заполненных электронных оболочек в этом процессе практически не участвуют, на их поведение вступление атома в Х. с. сказывается слабо. Х. с. обусловлена эл.-магн. взаимодействием атомов, однако в рамках классич. электродинамики достаточно точно описать Х. с. нельзя: молекула — квантовая система и подчиняется законам *квантовой механики*. Деление Х. с. по механизму её осуществления на ионную и ковалентную условно, т. к. реально в большинстве молекул Х. с. носит смешанный характер и наз. *семиполярной* Х. с.

К Х. с. иногда относят донорно-акцепторную связь, а также *металлическую связь*, к-рые имеют энергию связи того же порядка величины, что и Х. с.

**Ионная Х. с.** характерна для солей оснований и многих др. соединений, молекулы к-рых представляют собой совокупность положительного и отрицательного ионов, связанных эл.-статич. силами притяжения. В 1916 В. Коссель (W. Kossel) предложил классич. теорию ионной связи, к-рая объяснила мн. её особенности. В этой теории использовались нек-рые квантовые представления о строении атома. Так, в ней постулировалось, что образование ионов при ионной связи происходит т. о., чтобы ионы имели более устойчивую электронную конфигурацию, близкую к конфигурации атомов инертных газов. Такая перестройка должна быть связана с выделением энергии и, следовательно, с повышением устойчивости системы.

Атомы металлов, имеющие во внеш. электронной оболочке, как правило, один, два или три валентных электрона, отдают их атому неметалла, у к-рого до заполнения внеш. электронной оболочки не хватает одного, двух или трёх электронов. В таком процессе образуются два иона с полностью заполненными внеш. электронными оболочками. Напр., при образовании молекулы LiF атом Li с электронной конфигурацией  $1s^2 2s^1$  отдаёт электрон  $2s$  атому F с электронной конфигурацией  $1s^2 2s^2 p^5$ . Образующиеся ионы  $Li^+$  и  $F^-$  имеют соответственно конфигурации  $1s^2$  и  $1s^2 2s^2 p^6$ , т. е. устойчивые электронные конфигурации атомов инертных газов He и Ne соответственно.

Прочность ионной Х. с. определяется потенц. энергией взаимодействия ионов  $U(r)$ :