новлению симметрии и динамич. появлению массы, к-рая оказывается экспоненциально малой по константе связи g и поэтому не проявляется в теории возмущений. При $N=3$ в модели появляются *инстантоны*. Ввиду этих свойств нелинейную σ-модель часто рассматривают как двумерный аналог четырёхмерной калибровочной теории поля Янга — Миллса [4]. Возможны обобщения нелинейной σ-модели, в к-рых поля принимают значения в компактных группах или однородных пространствах; эти модели обладают похожими свойствами. Такие модели находят применение при формулировке квантовой теории струн (см. *Струна релятивистская*, *Струнные модели адронов*).

В двумерном пространстве-времени существуют соотношения бозонизации, позволяющие выразить фермионные поля $(\psi, \bar\psi)$ через бозонные (φ) и наоборот [5]. Напр., плотности векторного, а также скалярного и псевдоскалярного токов свободных безмассовых фермионов локально выражаются через безмассовое бозонное поле:

$$j_\mu(x) = :\bar\psi\gamma_\mu\psi: = \frac{1}{4\pi}\varepsilon_{\mu\nu}\partial_\nu\varphi;$$

$$:\bar\psi\psi: = M\cos(\sqrt{4\pi}\varphi); \quad :\bar\psi\gamma_5\psi: = M\sin(\sqrt{4\pi}\varphi),$$

где $\varepsilon_{\mu\nu}$ — единичный антисимметричный тензор, а M — массовый параметр, зависящий от метода регуляризации теории (см. *Регуляризация расходимостей*), γ_5 — матрица Дирака (по повторяющемуся индексу предполагается суммирование). Сами ферми-поля выражаются через φ нелокальным образом. В многомерной КТП точные соотношения подобного рода пока неизвестны. Соотношения бозонизации позволяют установить эквивалентность между фермионными и бозонными Д. м. теории поля. Так, модель Тирринга оказывается эквивалентной квантовой модели синус-Гордона (см. *Синус-Гордона уравнение*) с лагранжианом

$$L = \int \left[\frac{1}{2}\partial_\mu\varphi\,\partial^\mu\varphi + \frac{m^2}{\beta^2}\cos(\beta\varphi)\right] d^2x; \quad \frac{4\pi}{\beta^2} - 1 = \frac{g}{\pi},$$

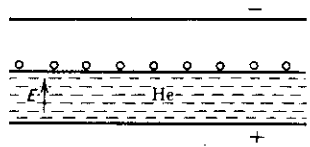
причём квантовые *солитоны* модели синус-Гордона соответствуют фермионам модели Тирринга, а «элементарная» частица поля φ может быть интерпретирована как одно из связанных состояний фермион-антифермион.

Многие Д. м. КТП (в частности, все указанные выше) оказываются точно решаемыми. Возможность точного решения всегда связана с существованием высших динамич. симметрий в соответствующих Д. м., что проявляется в наличии бесконечной серии коммутирующих интегралов движения. В точно решаемых моделях возможно вычисление спектра масс частиц и S-матрицы, к-рая имеет специфич. факторизованную структуру [3]; в отд. случаях удаётся найти *Грина функции*. Точно решаемые Д. м. КТП исследуются на основе квантового метода обратной задачи [6].

Лит.: 1) Вайтман А., Проблемы в релятивистской динамике квантованных полей, пер. с англ., М., 1968; 2) 't Hooft G., A two-dimensional model for mesons, «Nucl. Phys. B», 1974, v. 75, p. 461; 3) Zamolodchikov A. B., Factorized S-matrices in two dimensions as the exact solutions of certain relativistic quantum field theory models, «Ann. Phys.», 1979, v. 120, p. 253; 4) Polyakov A. M., Gauge fields as rings of glue, «Nucl. Phys. B», 1979, v. 164, p. 171; 5) Coleman S., Quantum sine-Gordon equation as the massive Thirring model, «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 2088; Mandelstam S., Soliton operators for the quantized sine-Gordon equation, idem., p. 3026; 6) Склянин Е. К., Тахтаджян Л. А., Фаддеев Л. Д., Квантовый метод обратной задачи I, «ТМФ», 1979, т. 40, с. 194. *А. Б. Замолодчиков.*

ДВУМЕРНЫЕ ПРОВОДНИКИ — искусственно созданные электропроводящие системы на границе раздела двух плохо проводящих сред, напр. вакуум — диэлектрик, полупроводник—диэлектрик. Пример Д. п. — слой электронов, удерживаемых над поверхностью диэлектрика с отрицательным сродством к электрону (напр., жидкого He; рис.) силами электростатического изображения (электроны поляризуют диэлектрик и притягиваются к нему), а также внеш. постоянным электрич. полем, приложенным перпендикулярно поверхности диэлектрика (рис.).

Аналогично в *гетероструктурах* (напр., на основе GaAs) у свободной поверхности полупроводников и на границах зёрен (Si, Ge, InSb и др.) образуется двумерный слой с избыточной концентрацией подвижных носителей заряда или с инверсной проводимостью (см. *Инверсионный слой*). Он возникает из-за изгиба зон и при приложении разности потенциалов к структуре металл — диэлектрик — полупроводник (см. *МДП-структура*). Д. п. являются также тонкие плёнки металлов (см. *Квантовые размерные эффекты*) и слоистые кристаллы (см. *Квазидвумерные соединения*).



В Д. п., помещённых в эл.-магн. поле достаточно малой частоты, ток может течь только параллельно границе раздела. На свойства Д. п. при низких темп-рах влияют электрон-электронное взаимодействие, эффекты локализации в неоднородном поле, обязанном своим существованием примесям и др. дефектам, квантовые интерференц. эффекты, а также магн. поле (см. *Квантовые осцилляции*).

Лит.: Пудалов В. М., Семенчинский С. Г., Инверсионные слои носителей заряда в квантующем магнитном поле, «Поверхность», 1984, [в.] 4, с. 5; Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф., Электронные свойства двумерных систем, пер. с англ., М., 1985. *В. С. Эдельман.*

ДВУМЕРНЫЕ РЕШЁТОЧНЫЕ МОДЕЛИ статистической физики — матем. модели, в к-рых пространственная переменная принимает дискретные значения на плоскости. Нек-рые Д. р. м. допускают точное решение, что позволяет проверить осн. положения общей теории, определить пределы применимости приближённых методов. Вблизи фазовых переходов 2-го рода Д. р. м. можно преобразовать в *двумерные модели* квантовой теории поля. Кроме того, Д. р. м. описывают реальные физ. системы: слоистые магнетики, плёнки жидкого гелия, сверхпроводящие плёнки, монослои адсорбиров. атомов, волны зарядовой плотности, плёнки смектич. кристаллов и др. Первое точное решение Д. р. м. было найдено Л. Онсагером (L. Onsager) в 1944 (см. *Изинга модель*). Далее рассматриваются лишь Д. р. м. на правильных решётках.

Пусть в узлах плоской решётки расположены локальные физ. величины, условно наз. спинами. Микроскопич. состояние системы определяется заданием значений всех спинов σ_i (i — номер узла). Взаимодействие спинов считается локальным. Статистич. вес состояния $W\{\sigma\}$, согласно *Гиббса распределению*, определяется его энергией $E\{\sigma\}$:

$$E\{\sigma\} = \sum_i \varepsilon_1(\sigma_i) + \sum_{i_1, i_2} \varepsilon_2(\sigma_{i_1}, \sigma_{i_2}) + \sum_{i_1, i_2, i_3} \varepsilon_3(\sigma_{i_1}, \sigma_{i_2}, \sigma_{i_3}) + \ldots \tag{1}$$

В первом члене суммирование производится по всем узлам решётки, он описывает действие внеш. поля. Во втором — по парам ближайших узлов, этот член соответствует парным взаимодействиям; в третьем — по тройкам ближайших узлов и т. д.

Простейшими являются модели с парным взаимодействием. Точные результаты получены для моделей с парным и четверным взаимодействием. Энергия взаимодействия спинов может быть инвариантна относительно преобразований $\sigma_i \to g\sigma_i$, одинаковых во всех узлах. Совокупность преобразований g образует группу. Включение внеш. поля [первый член в (1)] может понизить группу симметрии взаимодействия или разрушить её полностью. Ниже рассмотрены модели с абелевыми группами симметрии.

Модели с парным взаимодействием. Удобно ввести парные статистич. веса (ПСВ)

$$w(\sigma_1, \sigma_2) = \exp[-\varepsilon(\sigma_1, \sigma_2)/T],$$