сит от кристаллографич. направлений (во всяком случае, до давлений в десятки кбар), причём вдоль направлений со слабым межатомным взаимодействием она может в 8—10 раз превосходить С. по направлениям, вдоль к-рых в кристаллич. решётке более сильная связь; изменение параметра решётки в этих направлениях в определ. интервале p может быть даже положительным (теллур, селен). С.— важнейшая характеристика вещества, к-рая позволяет судить о зависимости физ. свойств от межатомных (межмолекулярных) расстояний. Знание С. газов (паров), жидкостей и твёрдых тел необходимо для расчёта работы тепловых машин, химико-технол. процессов, действия взрыва, аэро- и гидродинамич. эффектов, наблюдающихся при движении с большими скоростями, и т. д.

Лит.: Варгафтик Н. Б., Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей, 2 изд., М., 1972; Таблицы физических величин. Справочник, под ред. И. К. Кикоина, М., 1976; см. также лит. при ст. *Давление высокое.*

Л. Д. Лившиц.

СИГМА-МОДЕЛИ (σ-модели) — модели теории поля, в к-рых m скалярных полей φ^i ($i = 1, \ldots, m$) могут рассматриваться как задающие отображение φ: $R^d \to M$ d-мерного пространства-времени R^d (произвольной сигнатуры) в нек-рое многообразие M размерности m с метрикой $g_{ij}(\varphi)$, причём действие имеет вид:

$$S=\int\frac{1}{\lambda^2}g_{ij}(\varphi)\partial_\mu\varphi^i\partial^\mu\varphi^j d^dx \quad (\mu=1,\ldots,d). \qquad (1)$$

Здесь λ — безразмерная константа связи, x — точка d-мерного пространства-времени, $\partial_\mu \equiv \partial/\partial x^\mu$, $\partial^\mu \equiv \partial/\partial x_\mu$ (по совпадающим верх. и ниж. индексам предполагается суммирование).

Исторически первая С.-м. возникла как эфф. теория безмассовых возбуждений в следующей задаче. Рассмотрим теорию ($m + 1$)-компонентного поля $\boldsymbol{n}$ с действием

$$S=\int\left\{\frac{1}{\lambda^2}\partial_\mu\boldsymbol{n}\partial^\mu\boldsymbol{n}+V(\boldsymbol{n}^2)\right\}d^dx. \qquad (2)$$

Если потенциал $V(\boldsymbol{n}^2)$ обладает минимумом при $\boldsymbol{n}^2 = 1$, то вблизи минимума имеются одно массивное поле, описывающее флуктуации модуля $|\boldsymbol{n}|$, и m безмассовых полей, описывающих флуктуации направления поля $\boldsymbol{n}$ с сохранением величины $\boldsymbol{n}^2 = 1$. Безмассовые поля допускают интерпретацию как координаты φ^i ($i = 1, \ldots, m$) на сфере $\boldsymbol{n}^2 = 1$, и вклад полей φ^i в действие (2) даётся ф-лой (1), где $g_{ij}(\varphi)$ — индуциров. метрика на сфере. Первое приложение этой схемы было связано с теорией трёх псевдоскалярных π-мезонов, к-рые отождествлялись с полями φ^i в случае $m = 3$, а роль массивного поля $|\boldsymbol{n}|$ играла т. н. σ-частица, к-рая и дала назв. модели. Дальнейшее развитие в этом направлении привело к *Скирма модели*, эффективно описывающей низкоэнергетич. предел *квантовой хромодинамики* (КХД) и физику адронов.

С.-м. с действием (1) допускает два обобщения. Во-первых, вместо плоского d-мерного пространства-времени R^d можно рассматривать искривлённое. При этом в (1) появится метрика (гравитац. поле) $G_{\mu\nu}(x)$ и действие приобретёт вид:

$$S=\int\frac{1}{\lambda^2}g_{ij}(\varphi)\partial_\mu\varphi^i\partial_\nu\varphi^jG^{\mu\nu}(x)\sqrt{G}\,d^dx \qquad (3)$$

($G = \det G^{\mu\nu}$). Имеет смысл также рассматривать пространство-время произвольной топологии. Такие теории лучше всего изучены в случае $d = 2$, они играют значит. роль в совр. теории струн (см. *Струн теория*). Для струнных приложений представляют также интерес С.-м., в к-рых M не являются многообразиями, а могут иметь разл. рода сингулярности, при этом действие должно быть доопределено в сингулярных точках. Во-вторых, при нек-рых значениях d (напр., $d = 1, 2$) можно рассматривать суперсимметричные (см. *Суперсимметрия*) С.-м., в к-рых x^μ заменяются на координаты x^μ, θ в *суперпространстве* (θ — нечётная координата), а поля $\varphi^i(x)$ — на суперполя $\Phi^i(x,\theta) = \varphi^i(x) + \theta\psi^i(x)$. Здесь ψ^i — фермионные компоненты суперполей, к-рые можно интерпретировать как касательные векторы к многообразию M.

Совр. интерес к С.-м. объясняется гл. обр. их прямой связью с геометрией. Геом. структуры на многообразии M проявляются в физ. свойствах соответствующих С.-м. Напр., если M — однородное многообразие, $M = G/H$, то С.-м. (1) может быть альтернативным образом описана как С.-м. на $M = G$, взаимодействующая с дополнит. *калибровочным полем*, отвечающим группе H. Это одно из обстоятельств, связывающих С.-м. с теориями *Янга — Миллса полей*. Другие яркие примеры проявления геометрии M в структуре С.-м. связаны с суперсимметричными С.-м. В случае $d = 2$ С.-м. обладает расширенной ($N = 2$)-суперсимметрией, если многообразие M кэлерово, и ($N = 4$)-суперсимметрией, если M гиперкэлерово (см. *Симплектическое многообразие*). В случае $d = 4$ суперсимметричные С.-м. существуют только на кэлеровых многообразиях, а для ($N = 2$)-суперсимметрии требуется гиперкэлерово многообразие. Несколько иные ограничения на геометрию M возникают, если строить суперсимметричную С.-м., взаимодействующую с *супергравитацией* [т. е. суперобобщение действия (3)].

С.-м. являются удобным инструментом исследования общих свойств квантовой теории поля (КТП). Уже при $d = 1$ С.-м. позволяют исследовать проблему упорядочения операторов. В случае однородных многообразий или суперсимметричных С.-м. ставится и исследуется вопрос о совместимости разл. способов упорядочения со свойствами симметрии теории. Мн. С.-м. при $d = 2$ оказываются очень похожими по своим свойствам на 4-мерные теории Янга — Миллса. В частности, имеются *асимптотическая свобода* и широкий спектр непертурбативных явлений, включая *спонтанное нарушение симметрии* и её восстановление, инстантонные флуктуации (см. *Инстантон*), образование конденсатов (в т. ч. фермионных пар в суперсимметричных С.-м.). Это позволяет оценивать применимость разл. непертурбативных методов, первоначально развитых для изучения явления *конфайнмента* в КХД (инстантонное исчисление, решёточные и компьютерные вычисления и др.), на другом, значительно более простом примере двумерной теории.

Выше отмечалось, что С.-м. обычно возникают как эфф. теории безмассовых полей в более общих нелинейных теориях поля. В важных приложениях эти степени свободы отвечают коллективным возбуждениям и не входят в число первичных полей исходной теории. Чаще всего в С.-м. поля описывают квазичастицы, возникающие при спаривании фермионов. По существу таковы упоминавшиеся π-мезоны (составленные из кварка и антикварка, окружённых глюонным облаком). Др. важные примеры имеются в физике твёрдого тела (*квантовый Холла эффект*, модели *сверхпроводимости* и др.) и в теории элементарных частиц (супергравитация и др.).

С.-м., описывающие квазичастицы, чаще всего отличаются от моделей с действием (1) — (3) добавлением аномальных слагаемых, связанных с нетривиальностью гомотопич. групп $\pi_d(M)$ и $\pi_{d+1}(M)$ (см. *Топология*). В первом случае такие слагаемые в действии наз. топологическими, во втором — весс-зуминовскими членами (J. Wess, В. Zumino, 1973). Первые изменяют непертурбативные свойства теории, вторые — проявляются и в теории возмущений. Важный пример *топологического заряда* при $d = 2$ возникает уже в С.-м. на двумерной сфере, $M = S^2$, заданной условием $\boldsymbol{n}^2 = 1$:

$$\int\boldsymbol{n}[\partial_\mu\boldsymbol{n}\partial_\nu\boldsymbol{n}]\varepsilon^{\mu\nu}d^2x \qquad (4)$$

($\varepsilon^{\mu\nu}$ — антисимметрич. тензор, $\varepsilon^{12} = 1$). Выражение под интегралом (с учётом условия $\boldsymbol{n}^2 = 1$) является