верхностям и двумерным метрикам на них. Подход первичного квантования связывается С. т. с обыкновенной теорией поля на мировой поверхности.

Исследование динамики пробных струн (включая их взаимопревращения) в заданных внеш. полях доставляет существ. информацию о самих этих полях. Классич. решения ур-ния С. т. отождествляются с двумерными конформными моделями (заметим, что эти модели, а следовательно и С. т., используются также в теории фазовых переходов). Каждая конкретная конформная модель порождает отд. модель С. т. Известными примерами струнных моделей являются 16-мерная бозонная струна, 10-мерные суперструна NSR (струна Невё — Шварца — Рамона) и струна гетеротическая $E_8 \times E_8$, разл. модели 4-мерных струн, в т. ч. компактификации на разл. пространства Калаби — Яо, и т. д. Полные квантовые ур-ния движения С. т. и их решения, описывающие динамич. переходы между разл. струнными моделями, пока (1997) не известны.

После перехода к двумерным теориям поля отпадает необходимость рассматривать двумерную поверхность как вложенную в какое-то пространство-время большего числа измерений и интерпретировать её как мировую поверхность одномерной струны, движущейся в подобном пространстве. Более того, такая интерпретация невозможна для мн. конформных моделей, а значит, и для соответствующих струнных моделей. Если на основе С. т. строится квантовая гравитация, то включение подобных струнных моделей следует рассматривать как учёт сильных флуктуаций пространственно-временно́й структуры, нарушающих её непрерывность. В струнных моделях, допускающих существование непрерывного пространства-времени, связь пространственно-временны́х свойств с двумерными не исчерпывается соотношением между ур-ниями движения и конформной инвариантностью. Другими примерами являются связь пространственно-временно́й и 2-мерной суперсимметрии в формализме NSR, соотношение между групповой структурой в конформной теории и калибровочной инвариантностью Янга — Миллса в соответствующей струнной модели и др.

Одной из задач С. т. является исследование зависимости конформных моделей от топологии и геометрии двумерной поверхности. В теории «p-бран» изучается зависимость от геометрии пространства-времени размерности $p+1$ (обычной, «неструнной» квантовой гравитации соответствует $p=3$). При наличии конформной симметрии геометрия конформных моделей является по существу комплексной геометрией *расслоений* на *римановых поверхностях*. Удовлетворительно изучены модели, в к-рых эти расслоения являются линейными, соответствующий формализм в С. т. наз. формализмом бозонизации. Наиб. естественные с точки зрения комплексной геометрии струнные модели определены только на замкнутых римановых поверхностях — т. н. замкнутые струны. В этом случае сумма по топологиям — по родам (числам ручек) римановых поверхностей — легко интерпретируется как петлевое разложение во вторично-квантованной теории струн с кубич. взаимодействием. Поверхности с краем существенны в более широких моделях «открытых» струн. Унитарные модели взаимодействующих открытых струн обязательно включают в себя замкнутые.

С. т., как и др. теории поля, может быть ассоциирована с топологич. теорией поля. Это соотношение особенно содержательно для двумерных конформных моделей, т. к. соответствующие топологич. модели есть трёхмерные теории Черна — Саймонса, являющиеся наиб. простыми и интересными. Анализ таких моделей важен, в частности, для целей классификации конформных теорий (т. е. для перечисления всех классич. решений струнных ур-ний движения). Из геом. соображений следует, что ещё больший интерес представляют 4-мерные топологич. теории. Они связаны с 2-мерными интегрируемыми моделями и, возможно, др. состояниями в полном конфигурац. пространстве С. т.

Лит.: 1) Polyakov A., Gauge fields and strings-chur, L.— [a.o.], 1987; 2) Грин М., Шварц Дж., Виттен Э., Теория суперструн, пер. с англ., т. 1—2, М., 1990—91; 3) Книжник В., Многопетлевые амплитуды в теории квантовых струн и комплексная геометрия, «УФН», 1989, т. 159, в. 3, с. 401; 4) Казаков Д., Суперструны, или За пределами стандартных представлений, «УФН», 1986, т. 150, в. 4, с. 561; 5) Барбашов Б., Нестеренко В., Суперструны — новый подход к единой теории фундаментальных взаимодействий, там же, с. 489.

А. Ю. Морозов.

СТРУНА́ в акустике — тонкая, гибкая, сильно натянутая нить с равномерно распределённой по длине плотностью. Под это определение подходят как С. музыкальных инструментов, так и шнур, трос или резиновый жгут. С. — простейшая колебат. *система с распределёнными параметрами*. Малые поперечные смещения y точек С. от положения равновесия описываются волновым ур-нием

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}=\frac{\rho}{F}\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}, \qquad (*)$$

где F — сила натяжения, t — время, x — координата вдоль С., ρ — линейная плотность струны. Согласно ур-нию (*), ускорение нек-рого элемента С. прямо пропорционально кривизне С. в области этого элемента. Решение ур-ния (*) может быть представлено в виде бегущих волн, расходящихся из точки возбуждения в разные стороны:

$$y=\frac{1}{2}\left[f(x-ct)+f(x+ct)\right],$$

где $c=\sqrt{F/\rho}$ — скорость распространения возмущения. В точках закрепления С. происходят отражения волн, причём условия отражения зависят от податливости опор. В случае абсолютно жёстких опор имеет место полное отражение и картина распределения смещений y повторяется через промежутки времени $2l/c$, где l — длина С., т. е. устанавливаются колебания с периодом $T=c/2l$. Наличие опор (граничные условия) определяет частоты возможных колебаний С. ω_n, к-рые кратны наинизшей (основной) частоте

$$\omega_1=2\pi/\tau, \text{ т. е. } \omega_n=n\omega_1,$$

$n=1, 2, 3$... Конкретная картина колебаний С. определяется не только граничными условиями, но и способом возбуждения С.

При возбуждении в С. стоячих волн точки С. имеют разные амплитуды смещений, но движутся синхронно, прогибы всех точек одновременно достигают своих макс. и мин. значений. Произвольное возмущение закреплённой С. может быть представлено в виде суммы её собств. гармонич. колебаний с частотами ω_n и амплитудами смещений A_n. Наибольшая энергия колебаний приходится на осн. частоту ω_1, а с увеличением номера n энергия собств. колебаний падает и становится тем меньше, чем больше номер частоты. Соответственно струна излучает звук, характеризуемый осн. тоном и обертонами. Последние создают тональную окраску звука — тембр. Полная энергия колебания струны W определяется энергиями отд. собств. колебаний и равна

$$W=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{l\rho}{4}\omega_n^2 A_n^2.$$

Её можно представить как сумму энергий осцилляторов с массами, равными половине массы струны и совершающими колебания с частотами ω_n и амплитудами A_n.

При колебаниях С. в воздухе отдаваемая ею звуковая энергия невелика. Большая поверхность подставки, на к-рой закрепляется С., напр. дека музыкальных инструментов, обусловливает более эфф. излучение звуковой энергии. Специфику звучания струнному музыкальному инструменту придаёт способ возбуждения С. Так, при возбуждении С. ударом осн. тон насыщен обертонами, а при возбуждении С. щипком роль обертонов относительно невелика.

Лит.: Морз Ф., Колебания и звук, пер. с англ., М.—Л., 1949; Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Скучик Е., Простые и сложные колебательные системы, пер. с англ., М., 1971.

С. В. Егерев.