

дения стало ясно, что свойства пространства-времени в данной области зависят от действующих в ней гравитац. полей (см. *Тяготение*). В О. т. рассматривается частный случай — свойства пространства-времени в областях, где полями тяготения можно с желаемой точностью пренебречь; отсюда термин — ч а с т н а я, или с п е ц и а л ь н а я, О. т. (последний термин возник в результате неудачного букв. перевода нем. слова *spez. iell* — частный). Осн. понятие О. т. — с о б ы т и е, под к-рым понимается нечто происходящее в данный момент времени в данной точке пространства (напр., вспышка света или совпадение стрелки прибора с делением шкалы). Реальные события имеют конечную протяжённость в пространстве и времени, поэтому понятие события в О. т. является идеализацией. Опыт показывает, что применимость этой идеализации очень высока, вплоть до расстояний $\sim 10^{16}$ см и времён $\sim 10^{26}$ с.

Предполагается, что потенц. совокупность событий образует четырёхмерный континуум. Каждое событие может быть охарактеризовано тройкой действит. чисел, определяющей его пространств. положение, и ещё одним действит. числом, определяющим момент времени, в к-рый это событие происходит. Предполагается, что пространство-время непрерывно, т. е. любой такой четвёрке чисел в нек-рой области числового пространства может быть поставлено в соответствие нек-рое событие и близким событиям отвечают близкие четвёрки чисел.

Области пространства-времени, где справедлива частная О. т., характеризуются тем, что в них могут быть введены локально *инерциальные системы отсчёта* (и. с. о.), в к-рых свободные от внеш. воздействий точечные тела и импульсы света движутся прямолинейно и равномерно. В реальной Вселенной гравитац. поля глобально не устранимы и присутствуют всюду. При наличии таких полей условия, требуемые для введения и. с. о., не выполняются, в частности ни точечные тела, ни импульсы света не движутся прямолинейно. Однако в тех областях, где эти поля однородны, можно, в силу *эквивалентности принципа*, ввести падающие свободно и без вращения системы отсчёта, в к-рых эти поля исчезают. Такие системы отсчёта и являются инерциальными. Любая система отсчёта, движущаяся равномерно и без вращения относительно данной и. с. о., также является инерциальной. В и. с. о. справедлива евклидова геометрия для пространства. Утверждение о равномерности движения предполагает определённый выбор синхронизации часов в разных точках и. с. о. (см. ниже).

Пример и. с. о. — система отсчёта, связанная с искусств. спутником Земли, стабилизированным относительно вращения с помощью гироскопа. В такой системе отсчёта не действуют ни гравитац. поле Земли, ни поля Солнца и Галактики в той степени, в какой эти поля однородны в масштабе спутника. Если рассматривать систему отсчёта, связанную с Землёй, то она уже не будет инерциальной как из-за вращения Земли, так и из-за появления в ней собств. гравитац. поля Земли. Однако на расстояниях, больших по сравнению с размерами области, где гравитац. поле Земли велико, но малых по сравнению с расстоянием до Солнца, систему отсчёта, связанную с Землёй, можно считать инерциальной, т. к. Земля свободно падает в гравитац. поле Солнца.

Практически вопрос о том, можно ли данную систему отсчёта считать инерциальной, зависит от характера производимого опыта и требуемой точности. Так, при выполнении большинства оптич. опытов система, связанная с Землёй, может считаться инерциальной даже на поверхности Земли; то же относится к экспериментам в физике элементарных частиц. С др. стороны, камень, брошенный вблизи Земли, не движется прямолинейно и равномерно, и для него эта система отсчёта не инерциальна. Характерным параметром, опреде-

ляющим возможность введения и. с. о., является отношение $\Delta\varphi/c^2$, где $\Delta\varphi$ — изменение гравитац. потенциала в рассматриваемой области. Напр., при измерении *Доплера эффекта* $\Delta\varphi/c^2$ в области измерения должно быть мало по сравнению с величиной v/c , где v — скорость источника, c — скорость света.

В области, где справедлива частная О. т., можно ввести и неинерц. системы отсчёта, в к-рых свойства пространства-времени нужно описывать с помощью аппарата общей теории относительности. В этом случае условие применимости частной О. т. имеет вид $R_{\mu\nu\rho\sigma} = 0$, где $R_{\mu\nu\rho\sigma}$ — тензор Римана (*кривизны тензор*), или более точно $R_{\mu\nu\rho\sigma} l_1 l_2 \ll 1$, где l_1, l_2 — характерные для данного опыта длины. При условии $R_{\mu\nu\rho\sigma} = 0$ всегда можно ввести совокупность и. с. о. Если условие $\Delta\varphi/c^2 \ll 1$ при линейном законе изменения $\Delta\varphi$ характеризует неинерциальность, к-рая может быть устранена переходом в др. систему отсчёта, то мера отклонения $R_{\mu\nu\rho\sigma}$ от нуля определяет, насколько пространство-время в данной области искривлено неустраняемым образом.

Обычно под частной О. т. подразумевают описание явлений с помощью и. с. о. После того как и. с. о. выбрана, необходимо задать метод определения в ней времён и координат событий. Т. к. в инерц. системах в частной О. т. справедлива евклидова геометрия, то для определения координат событий можно пользоваться декартовыми координатами x^1, x^2, x^3 , или x, y, z , где x, y, z измеряются стандартным жёстким масштабом в ортогональной декартовой системе координат. Три координаты x, y, z объединяются в трёхмерный вектор r (или x). Время t в данной точке r измеряют любым механизмом, совершающим периодич. движение, т. е. периодически возвращающимся в данную конфигурацию. Тогда число периодов и есть время t . Предполагается, что часы во всех точках пространства и во всех и. с. о. одинаковы. В совр. метрологии осн. единицы для измерения длины и времени выбираются с помощью оптич. явлений (число световых волн стандартного излучателя и число атомных колебаний стандартного атома для заданных переходов).

Для полного задания системы отсчёта необходимо определить метод сравнения времён событий, происходящих в разных местах. Опыт показывает, что в и. с. о. пространство изотропно; никаким опытом нельзя выделить физически предпочтительное направление. Естественно выбрать такую синхронизацию часов, находящихся в разных точках A, B , чтобы не нарушалась эта изотропия. Стандартное определение в частной О. т. таково. Пусть в момент t_1 из точки A в точку B посылается сигнал (световой импульс, акустич. импульс в среде, находящейся в данной и. с. о., выстрел и т. д.). После прибытия сигнала в B идентичный сигнал посылается из B в A , где принимается в момент времени t_2 . Тогда, по определению, время прибытия сигнала в B есть $t = (t_1 + t_2)/2$; иначе говоря, предполагается, что времена распространения сигнала из A в B и из B в A одинаковы. Два события считаются одновременными (синхронными) в данной и. с. о., если времена t для них совпадают. Приведённые определения задают в данной и. с. о. L пространственно-временную координату x, y, z, t . Хотя в действительности область, охватываемая данной и. с. о. L , конечна, удобно допустить идеализиров. ситуацию и предполагать, что все перечисл. переменные меняются от $-\infty$ до $+\infty$.

Теоретически можно допустить Вселенную, в к-рой массы и поля тяготения занимают малую область, а в осн. пространстве действует частная О. т., однако в реальной Вселенной эта возможность не реализована.

Группа Пуанкаре

В области применимости частной О. т. пространство-время обладает высокой степенью симметрии: все физ. явления инвариантны относительно собств. преобразо-