Чтобы определить значение постоянной A, перейдем к приближению Ньютона, для чего в (3,7,7) следует опустить v^2. Уравнение

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{\partial}{\partial x}(c^2 \ln \Phi) = 0$$

совпадает с законом движения Ньютона, если величину $c^2 \ln \Phi$ отождествить с гравитационным потенциалом φ. Следовательно,

$$\Phi = e^{-\frac{\varphi}{c^2}} \simeq 1 - \frac{\gamma M}{c^2 r}, \qquad (3,7,8)$$

что совпадает с решением (3,7,6) при $A = -\frac{\gamma M}{c^2}$, где M — масса центра гравитации.

Возвращаясь к равенству (3,7,7), можно переписать его следующим образом:

$$\frac{d^2x}{dt^2} - \frac{\partial\varphi}{\partial x} = -\frac{v^2}{c^2}\frac{\partial\varphi}{\partial x}. \qquad (3,7,9)$$

Аналогичную форму имеют два другие уравнения системы (3,7,3).

Таким образом, на частицу, кроме ньютоновой силы притяжения к центральному телу, действует возмущающее ускорение

$$\mathbf{R} = \frac{v^2}{c^2}\frac{\gamma M}{r^3}\mathbf{r},$$

где $\mathbf{r}$ — радиус-вектор частицы относительно центра притяжения.

Возмущающее ускорение является отталкивательным и совпадает со значением (3,6,10), найденным на основе первоначальной теории Нордстрема. При $v = c$ три уравнения вида (3,7,7) дают для производных $\frac{dx}{dt}$, $\frac{dy}{dt}$, $\frac{dz}{dt}$ постоянные значения, показывая, что свет распространяется в поле тяготения прямолинейно.

8. Теория Эйнштейна — Гроссмана. С математической точки зрения теорию гравитации Нордстрема можно назвать *скалярной*, поскольку поле тяготения характеризуется в ней скалярной функцией — обобщенным гравитационным потенциалом. Важнейшей физической особенностью этой теории является инвариантность ее уравнений относительно преобразования Лоренца, т. е. выполнимость специального принципа относительности. Это значит, что, с точностью до преобразований Лоренца, теория Нордстрема выполняется только в определенной системе отсчета, совпадающей с инерциальными координатами специальной теории относительности, тогда как при переходе к ускоряющейся системе отсчета теория нарушается.

Если движение частицы изучается в ускоренной системе, то необходимо учесть также силы инерции. Таким образом, как и в механике Ньютона, гравитация и инерция имеют в теории Нордстрема абсолютное значение, а равенство инертной и тяжелой масс не истолковывается.

Придерживаясь идеи об относительности гравитации и инерции и единстве их физической природы, Эйнштейн и Гроссман предложили в 1913 г. теорию тяготения, основанную на принципе эквивалентности и разработанную при помощи общего тензорного анализа [10]. Несколько позднее концепция была окончательно разработана в общей теории относительности, которой посвящены следующие главы. Поэтому здесь мы не будем рассматривать работу Эйнштейна и Гроссмана сколько-нибудь подробно и ограничимся только немногими замечаниями, чтобы отметить принципиальное отличие этого направления от скалярной теории Нордстрема.

Пространство и время в теории Эйнштейна и Гроссмана рассматриваются как четырехмерный континуум, заданный квадратической формой

$$ds^2 = g_{ij}dx^i dx^j, \qquad (3,8,1)$$

коэффициенты которой составляют симметричный тензор второго порядка, называемый в общей римановой геометрии метрическим тензором. Предполагается, что полю гравитации в данной системе отсчета соответствует определенная метрика пространственно-временного континуума, вследствие чего тензор g_{ij} является математическим описанием этого поля.

Движение частицы в гравитационном поле изображается в пространственно-временном континууме точкой, перемещающейся по четырехмерной геодезической линии, как это следует из принципа эквивалентности. Таким образом, закон движения частицы имеет вид $\delta\int ds = 0$, являясь обобщением закона инерции Галилея. Это значит, что движение частицы, происходившее, с точки зрения механики Ньютона, под действием силы тяготения, в новой теории следует считать свободным, происходящим по инерции; объяснение особенностей этого движения нужно искать в метрике пространственно-временного континуума. Никакого различия между тяготением и инерцией в теории Эйнштейна — Гроссмана не существует; они представляют лишь частные формы общего поля гравитации.

В тех случаях, когда в результате преобразования пространственно-временных координат квадратическая форма (3,8,1) принимает вид

$$ds^2 = -dx^2 - dy^2 - dz^2 + c^2dt^2, \qquad (3,8,2)$$

гравитационного поля нет, и теория Эйнштейна — Гроссмана переходит в специальную теорию относительности.

Заметим, что условие $ds = 0$, характеризующее распространение света в СТО (а также в теории Нордстрема), сохраняется и в общем случае, когда пространственно-временной интервал определяется соотношением (3,8,1). Однако скорость распространения света в поле гравитации оказывается вообще переменной; она постоянна только в том случае, когда выполняется соотношение (3,8,2), т. е. вне поля гравитации.

Важнейшей и наиболее трудной задачей является вывод уравнений, связывающих метрический тензор с распределением масс в данной системе отсчета. С точки зрения принципа эквивалентности такие уравнения, называемые обыкновенно уравнениями поля, должны иметь одну и ту же форму во всех системах отсчета, т. е. должны быть *ковариантны относительно произвольных преобразований* пространственно-временных координат. Это требование, получившее название общего принципа относительности, играло фундаментальную роль в последующем развитии теории гравитации. Однако в указанном совместном исследовании Эйнштейна и Гроссмана и в ряде более поздних работ Эйнштейна не удалось получить решение задачи, удовлетворяющее этому общему требованию. Частные формы уравнений поля, найденные при ограниченном выборе систем отсчета, мы приводить не будем, поскольку в настоящее время они представляют только исторический интерес. Более подробно вопрос об уравнениях поля рассмотрим при изложении основ общей теории относительности (ОТО).

ЛИТЕРАТУРА

1. H. A. Lorentz.— Proceedings Acad. Science. Amsterdam, **6**, 809, 1904
2. H. Poincare.— Rendiconti del Circolo Matematico di Palermo, XXI, 129, 1906.
3. A. Einstein.— Annal. Phys., **17**, 891, 1905. Собр. научн. трудов, **1**, 7. «Наука», М., 1965.
4. A. Einstein.— Annal. Phys., **35**, 898, 1911. Собр. научн. трудов, **1**, 165. «Наука», М., 1965.
5. M. Abraham.— Phys. Zeitschr., **13**, N 1, 311, 1912; Annal. Phys., **39**, 444, 1913.
6. A. Einstein.— Phys. Zeitschr., **14**, 1249, 1913; Собр. научн. трудов, **1**, 273, «Наука», М., 1965.
7. C. Mie.— Annal. Phys., **40**, 1, 1913.
8. G. Nordström.— Phys. Zeitschr., **13**, 1126, 1912; Annal. Phys., 1913, **40**, 872; 42, 533; **43**, 1101.
9. A. Einstein, A. Fokker.— Annal. Phys., **44**, 321, 1914. Собр. научн. трудов, **1**, 305, «Наука», М., 1965.
10. A. Einstein, M. Grossmann.— Zeitschr. Mathem. Phys., **62**, 225, 1913. Собр. научн. трудов, **1**, 227. «Наука», М., 1965.