

позволяющие составить дифференциальное уравнение луча. В полярных координатах это уравнение имеет вид

$$\left( \frac{du}{d\varphi} \right)^2 + u^2 = A^{-2} e^{4mu}, \quad (9,13,2)$$

представляя в первом приближении коническое сечение.

Обозначив через  $p$  и  $e$  фокальный параметр и эксцентриситет конического сечения, легко найдем

$$A^2 = 2mp; e^2 = \frac{p}{2m}, \quad (9,13,3)$$

убедившись в том, что луч имеет форму гиперболы с весьма большой эксцентрисичностью. Расстояние от центра поля до ближайшей точки луча составляет  $\frac{p}{e} = A$ .

Искривление луча определяется углом между асимптотами гиперболы, равным  $\frac{2}{e}$ . С помощью (9,13,3) находим  $\Theta = \frac{4m}{A}$ , что совпадает с известной формулой ОТО.

Остается составить формулу, определяющую гравитационное смещение спектральных линий.

Пусть источник излучения находится в точке с потенциалом  $\varphi$ , а наблюдатель расположен вне поля. Согласно общему уравнению (9,12,3), частоты излучения в соответствующих точках поля удовлетворяют соотношениям:  $\frac{1}{v} \sim Ce^\varphi$ ;  $\frac{1}{v_0} \sim C$ . Следовательно,  $\frac{v}{v_0} = e^{-\varphi}$ . Переходя к единицам CGS, в первом приближении получим

$$v = v_0 \left( 1 - \frac{\varphi}{c^2} \right), \quad (9,13,4)$$

что также совпадает с соответствующим эффектом ОТО.

Итак, все три доступные непосредственному наблюдению релятивистских эффекта, составляющие до сих пор единственное средство прямой проверки ОТО, получают простое объяснение и в линейной теории гравитации Биркгофа. В этом отношении обе теории равноценны, хотя по физическому содержанию они глубоко различны.

**14. Заключение.** Современное состояние проблемы гравитации отличается большим своеобразием. Как и другие разделы теоретической физики, теория гравитационного поля в принципиальном отношении подвергалась в последние десятилетия коренной перестройке. Вместе с тем для подавляющего большинства ее приложений полностью сохранил значение классический закон тяготения Ньютона, открытый около трех столетий тому назад. Наряду с общими законами динамики он составляет основу небесной механики, которая позволяет с большой точностью объяснить и предвычислить

движения естественных и искусственных небесных тел. Тот же классический аппарат механики Ньютона применяется в современной звездной динамике, в разнообразных задачах астрофизики, в теории внутреннего строения звезд, в проблемах геодезии, геологии и геофизики и во многих других областях естествознания. Все попытки улучшить форму закона тяготения, обнаружить влияние промежуточной среды или найти удовлетворительное механическое объяснение гравитации оказались, как мы видели, безрезультатными. В приложениях основы теории тяготения Ньютона остались неизменными, тогда как принципиальные трудности этой теории еще более обострились и стали несовместимыми с общепринятыми физическими взглядами, особенно со СТО.

Важным шагом в развитии теории гравитации была работа А. Пуанкаре, который показал, что корректное релятивистское обобщение закона тяготения, отвечающее требованиям СТО, должно отличаться от обычной формулы Ньютона величиной не ниже второго порядка относительно  $\frac{x}{c}$ . Таким образом, установлено, что в пределах точности, принятой в небесной механике и в других приложениях, закон обратных квадратов Ньютона сохраняет значение и при отказе от гравитационного дальнодействия.

Современной теорией гравитации является ОТО, в которой гравитационное поле описывается метрикой пространственно-временного континуума. Вопрос о природе сил тяготения, который в дорелятивистской физике был центральной проблемой теории тяготения, в ОТО утратил всякое значение, поскольку гравитационные взаимодействия получили в ней принципиально новое истолкование, не нуждающееся в понятии силы в ньютоновском смысле. ОТО позволила преодолеть основные принципиальные трудности механики Ньютона и обосновать применимость последней при изучении медленных движений в относительно слабых полях гравитации. В то же время резульвативность ОТО в конкретных задачах оказалась, как известно, крайне ограниченной: существуют лишь три простых эффекта этой теории, допускающие ныне проверку путем непосредственных наблюдений. Необходимо при этом иметь в виду, что указанные эффекты получают количественное объяснение и в других теориях тяготения, например в линейной теории Биркгофа.

Значение ОТО далеко не исчерпывается преодолением принципиальных трудностей механики Ньютона и открытием трех гравитационных эффектов, неизвестных в дорелятивистской физике. Еще большее значение имеет новый подход к проблеме тяготения: отождествление гравитационного поля с метрикой пространства-времени и открытие связи между этой метрикой и распределением материи. Особенно важно то обстоятельство, что ОТО

применима в более широких условиях, чем теория тяготения Ньютона. Последняя применима только к слабым полям, для которых  $\frac{\Phi}{\alpha^2} \ll 1$ . Как известно, это требование в обычных условиях выполняется с большой точностью, обеспечивая почти универсальную применимость теории Ньютона и малость релятивистских эффектов. Значительные отступления от этой теории возможны лишь в случае достаточно сильных полей. Как мы видели, такие поля гравитации присущи, например, сверхплотным звездным конфигурациям и Метагалактике в целом. В сильных полях ОТО должна приводить к принципиально новым результатам, которые даже качественно не могут содержаться в теории тяготения Ньютона.

Итак, ценность ОТО как теории гравитации обусловлена ее применимостью в условиях, когда механика Ньютона оказывается непригодной. При этом чем сильнее изучаемое поле гравитации, тем большую роль играет точная форма уравнений поля ОТО. Если, например, при выводе известного эффекта в движении линии апсид планетной орбиты метрический тензор достаточно задать с точностью до членов второго порядка, то понятие гравитационного радиуса частицы представляет собой следствие точного решения Шварцшильда. Поэтому при изучении сильных полей необходимо иметь в виду, что уравнения поля не могут быть однозначно выведены из физических предпосылок ОТО (см. главу V, 6), вследствие чего к точной форме этих уравнений, найденной Эйнштейном в значительной степени эвристически, следует относиться с осторожностью. Необходимо также помнить о том, что принцип эквивалентности и основанный на нем релятивистский подход к проблеме гравитации возникли при изучении *слабых* полей — земного притяжения, поля тяготения Солнца и т. п. Сохранение этого подхода в случае *сильных* гравитационных полей остается в настоящее время только экстраполяцией, поскольку оно не подтверждено непосредственными данными опыта.

Обладая по сравнению с механикой Ньютона большими преимуществами, ОТО не является, однако, законченной теорией гравитации и нуждается в разработке некоторых принципиальных вопросов. Важнейшим из них является вопрос о природе поля гравитации, в частности проблема энергии и импульса поля, гравитационных волн и гравитационного излучения. По мнению автора, этот фундаментальный вопрос не может быть убедительно разрешен в рамках существующей ОТО, ибо последняя, как и теория тяготения Ньютона, построена чисто феноменологически. Еще больший интерес представило бы открытие связи между гравитацией и электромагнетизмом. К сожалению, предлагавшиеся до сих пор варианты единой теории поля имеют только математическое значение и не содержат новых физических идей. По-видимому, успех в этом

направлении может быть достигнут лишь в том случае, если между гравитацией и электромагнетизмом будет установлена какая-либо эмпирическая взаимозависимость, найти которую стремился еще М. Фарадей. Можно думать, что с указанными вопросами связана и проблема квантования гравитации, поскольку попытки построить квантовую теорию тяготения по аналогии с материальными полями оказались неудачными.

## ЛИТЕРАТУРА

1. М. Ф. Широков.— В кн.: Философские проблемы теории тяготения Эйнштейна и релятивистской космологии. «Наукова думка», К., 1965.
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория поля, гл. XI. Физматгиз, М., 1962.
3. А. З. Петров.— В кн.: Философские проблемы теории тяготения Эйнштейна и релятивистской космологии. «Наукова думка», К., 1965.
4. L. Rosenfeld.— Zeitschr. Phys., 65, 589, 1930.
5. М. Бронштейн.— Журн. эксперимент. теоретич. физики, 6, в. 3, 195, 1936.
6. P. G. Bergmann.— Phys. Review, 75, 680, 1949.
7. S. Gupta.— Proceedings Phys. Soc., A 65, 161, 608, 1952.
8. J. A. Wheeler.— Annales Physics, 2, 604, 1957.
9. H. Weyl.— Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 465, 1918; Mathem. Zeitschr., 2, 384, 1918; Annal. Phys., 59, 101, 1919; Raum — Zeit — Materie, Berlin, 1920; Gött. Nachricht., 99, 1921.
10. A. Eddington.— Proceed. Roy. Soc., 99, 104, 1921; Mathematical Theory of Relativity. Oxford, 1924.
11. А. Эйнштейн.— Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 32, 76, 137, 1923. Русск. пер.: Собр. научн. трудов, 2, 134, 142, 145. «Наука», М., 1966.
12. А. Эйнштейн.— Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 414, 1925. Русск. пер.: Собр. научн. трудов, 2, 171. «Наука», М., 1966.
13. Th. Kaluza.— Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 966, 1921.
14. V. Klein.— Zeitschr. Phys., 37, 855, 1926; 46, 188, 1927.
15. W. Vocek.— Zeitschr. Phys., 39, 226, 1926.
16. H. Mandel.— Zeitschr. Phys., 45, 285, 1927; 54, 564, 1929; 54, 567, 1929; 56, 838, 1929.
17. А. Эйнштейн.— Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 217, 1928. Русск. пер.: Собр. научн. трудов, 2, 223. «Наука», М., 1966.
18. А. Эйнштейн.— Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 224, 1928. Русск. пер.: Собр. научн. трудов, 2, 229. «Наука», М., 1966.
19. T. Levi-Civita.— Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 156, 1929; 401, 1930.
20. W. Maueg.— Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 110, 1930; 257, 1931.
21. P. Straneo.— Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 110, 1930; 257, 319, 1931. Lincei Rend., 13, 695, 770, 1931; 15, 462, 1932.
22. А. Эйнштейн, W. Мауге.— Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 541, 1931; 130, 1932. Русск. пер.: Собр. научн. трудов, 2, 366, 387. «Наука», М., 1966.
23. А. Эйнштейн. The Meaning of Relativity. Princeton, 1953. Русск. пер.: А. Эйнштейн. Сущность теории относительности. ИЛ, М., 1955; Собр. научн. трудов, 2, 762. «Наука», М., 1966.
24. Р. А. М. Дигас.— Nature, 139, 323, 1937; Proceed. Roy. Soc., A165, 199, 1938.