

ления поля. Теоретические кривые, приведенные на рис. 2, получены в соответствии с формулами работы [1] для радиусов каустик на зеркалах.

Для колебаний 02 q эти результаты находятся в лучшем соответствии, экспериментальные значения радиусов каустик меньше рассчитанных вследствие того, что распределение поля снималось на некотором расстоянии от поверхности зеркала.

В заключение авторы благодарят М. Н. Девяткова за интерес к данной работе, а также Ф. С. Русина, Е. Л. Косарева и Г. Д. Богомолова за полезные консультации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн А. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. «Советское радио», 1966.
2. Богомолов Г. Д. Сб. Электроника больших мощностей, 3, № 154, 1964.
3. Дюбко С. Ф., Камышан В. В., Шейко В. И. ЖТФ, 35, 279, 1965.
4. Дюбко С. Ф., Камышан В. В., Шейко В. И. ЖТФ, 35, 1806, 1965.
5. Галета В. О., Дюбко С. Ф., Камышан В. В., Валитов Р. А. ЖТФ, 37, 2216, 1967.
6. Афонин Д. Г., Девятков М. Н., Пирогов Ю. А. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 1, 40, 1968.
7. Афонин Д. Г. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 5, 127, 1969.

Поступила в редакцию
17.6 1969 г.

Кафедра
радиотехники

УДК 530.12:531.51

ЭКТОР ПОБЛЕТЕ ДЕВИА

ЗАРЯД СОЛНЦА И КЛАССИЧЕСКИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭФФЕКТЫ

При сопоставлении теоретических значений трех астрономических релятивистских эффектов (движение перигелия Меркурия, отклонение луча света и гравитационное красное смещение) с эмпирическими данными небезынтересен учет второстепенных факторов, влияющих на указанные эффекты. Одним из таких факторов может явиться электрический заряд Солнца, точнее гравитационное поле, порождаемое электростатическим полем этого заряда. Гипотеза, согласно которой Солнце обладает электрическим зарядом, обсуждается в [1 и 2].

Для учета интересующего нас фактора необходимо при рассмотрении релятивистских эффектов заменить решение Шварцшильда решением Рейснера—Нордстрема

$$\exp v c^2 dt^2 - \exp(-v) dr^2 - r^2 (\cos^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2), \quad (1)$$

$$\text{где } \exp v = 1 - 2mr^{-1} + kr^{-2}, \quad m = Mc^{-2}, \quad k = \gamma e^2 c^{-4} (\gamma = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{г}^{-1} \text{сек}^{-2}; \\ M = 2 \cdot 10^{33} \text{ г}, \quad c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}).$$

Движение перигелия Меркурия. Уравнения геодезических для метрики (1) приводят к уравнению

$$\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u = \frac{m}{h^2} + 3mu^2 - \frac{ku}{h^2} - 2ku^3, \quad (2)$$

где $u = r^{-1}$ и h — постоянная интегрирования. Два члена, содержащие k , выражают отличие от случая метрики Шварцшильда. Для планет солнечной системы $3mu^2 \ll m/h^2$. Мы ограничимся случаем, в котором также $ku/h^2 \ll m/h^2$ и $ku^3 \ll m/h^2$.

Однако достаточно наложить первое из этих двух условий (из которого следует $e^2 \ll 10^{67} \text{ CGSE}$), чтобы получить $ku^3 \ll mu^2 (\ll m/h^2)$. Таким образом, членом $2ku^3$ можно пренебречь при решении уравнения (2) в первом посленьютоновском приближении.

Поэтому вместо (2) мы будем рассматривать уравнение

$$\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u \left(1 + \frac{k}{h^2} \right) = \frac{m}{h^2} + 3mu^2. \quad (3)$$

Так как из нулевого (ньютонова) приближения следует, что $h^2 = \alpha \gamma M (1 - \varepsilon^2) c^2$, то для Меркурия $h^2 = 8,7 \cdot 10^{16}$, следовательно, $k/h^2 \ll 1$.

Разделим уравнение (3) почленно на $1 + k/h^2$ и, отбрасывая в правой части члены второго порядка малости, получим

$$\frac{d^2 u}{d\psi^2} + u = \frac{m}{h^2} + 3mu^2, \quad (4)$$

где

$$\psi = \varphi \sqrt{1 + \frac{k}{h^2}} \approx \varphi \left(1 + \frac{k}{2h^2}\right). \quad (5)$$

Решение уравнения (4) в первом приближении известно, так как (4) имеет тот же вид, что и уравнение движения в поле Шварцшильда. Его можно записать в виде

$$u = \frac{m}{h^2} (1 + \varepsilon \cos \psi - \alpha - \Delta_M), \quad (6)$$

где ε и α постоянные интегрирования, а $\Delta_M = \frac{3m^2}{h^2} \psi$ — член, характеризующий движение перигелия. Подставляя (5) в (6), находим с точностью до второго порядка

$$u = \frac{m}{h^2} \{1 + \varepsilon \cos(\varphi - \alpha - \Delta)\}, \quad (7)$$

где $\Delta = \Delta_M - \Delta_e$, $\Delta_M = \frac{3m^2}{h^2} \varphi$, $\Delta_e = \frac{k}{2h^2} \varphi$.

Из (7) явствует, что суммарное смещение перигелия за один оборот равняется

$$\Delta = \frac{6\pi \gamma M}{c^2 a (1 - \varepsilon^2)} - \frac{2\pi \varepsilon^2}{M c^2 a (1 - \varepsilon^2)}. \quad (8)$$

Поправка Δ_e всегда положительна и противодействует эффекту Δ_M .

Отметим соотношение между зарядом e и сдвигом Δ_e (в угловых секундах) за сто лет:

$$|e| = 1,8 \cdot 10^{29} \sqrt{\Delta_e}. \quad (9)$$

Так как теоретическое значение Δ_M хорошо согласуется с эмпирическим значением, то из (9) ясно, что верхняя граница предполагаемого заряда Солнца, независимо от знака, во всяком случае не превосходит по порядку величины значения 10^{29} CGSE.

(В [1] величина заряда Солнца предполагается порядка 10^{28} CGSE.)

Отклонение луча света. Для световых лучей вместо (2) мы получаем уравнение

$$\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u = 3mu^2 - 2ku^3. \quad (10)$$

Член, содержащий k , выражает отличие от случая метрики Шварцшильда. При $e \approx 10^{29}$ CGSE он получается на 8 порядков меньше члена $3mu^2$. По этой причине поправка, обусловленная зарядом, будет высшего порядка малости по сравнению с основным эффектом.

Отметим, что в первом приближении, при условии $2ku^3 \ll u$ или

$$\frac{\gamma e^2}{c^4 R_\odot^2} \ll 1 \quad (11)$$

(радиус Солнца $R_\odot = 7 \cdot 10^{10}$ см) решение уравнения (10) дает для отклонения света выражение

$$\delta = \delta_M \left(1 - \frac{3\gamma e^2}{8c^4 R_\odot^2}\right), \quad (12)$$

где δ_M — величина отклонения в отсутствие заряда. Условие (11) непосредственно показывает малость эффекта, описываемого формулой (12).

При $e \approx 10^{29}$ CGSE поправка оказывается порядка 10^{-12} от основного эффекта. Гравитационное смещение спектральных линий. Согласно ОТО, в случае, когда излучатель и приемник покоятся в слабом статическом гравитационном поле, для частот излучения в точках испускания (ν_1), приема (ν_2) и их разности $\Delta\nu$ имеем в первом приближении

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_1} = \frac{\nu_2 - \nu_1}{\nu_1} = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{c^2}, \quad (13)$$

где Φ определяется выражением $g_{00} = 1 + 2\Phi/c^2$. Для света, идущего от Солнца к Земле, имеем

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_1} = -\frac{\gamma M}{c^2 r} + \frac{\gamma e^2}{4r^2} + \frac{\Phi_{\text{Земли}}}{c^2}. \quad (14)$$

Для Солнца $r = R_{\odot}$ и первый член равен $-\gamma M/cR_{\odot}^2 = -2,12 \cdot 10^{-6}$, в то время как $\Phi/c^2 = 7 \cdot 10^{-10}$ [4]. Эффект, вызванный зарядом, даже при его максимальной возможной величине (10^{29} CGSE), еще меньше — порядка 10^{-12} .

Отметим, что заряд Солнца e во всех трех случаях и независимо от его знака ослабляет эффект, обусловленный массой M . Это следовало ожидать, так как в метрике Рейснера — Нордстрема члены с зарядом e и массой M имеют противоположный знак.

Мы видели, что из трех эффектов, вызванных зарядом, может представить интерес только дополнительное движение перигелия Меркурия.

В этой связи следует заметить, что существует еще один слабый эффект, который также может давать ощутимую поправку в движении перигелия Меркурия, но противоположного (по сравнению с эффектом от заряда) знака — это влияние сплюснутости Солнца, приводящее к наличию квадрупольного момента массы [4, 5].

Очевидно эффекты от заряда и от сплюснутости Солнца могут в принципе компенсировать друг друга. Поэтому в связи с вопросом о проверке ОТО представляет значительный интерес эмпирическое определение как сплюснутости Солнца, так и его заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bailey V. A. J. Proc. Roy. Soc. N. S. Wales, **94**, No. 2, 1960.
2. Bailey V. A. Nature, **201**, No. 4925, 1202, 1964.
3. Гинзбург В. Л. В сб. «Эйнштейн и современная физика». М., 1956.
4. Salpeter E. E. Comm. Nucl. and Part. Phys., **1**, No. 3, 1967.
5. Dicke R. H. Am. J. Phys., **35**, No. 7, 1967.

Поступила в редакцию
18.7 1969 г.

Кафедра
астрофизики

УДК 539.196.21

Н. Б. БРАНДТ, И. Г. КУЗЕМСКАЯ, Л. В. ЛАЗЕРЕВА

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛИНЫ СВОБОДНОГО ПРОБЕГА У ОБРАЗЦОВ С ТОЧЕЧНЫМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ КОНТАКТАМИ

Исследование образцов с длиной свободного пробега l , сравнимой или превышающей размеры образца L , при наличии точечных токовых электродов, вызывают большой интерес [1, 2, 3].

В работе [1] рассмотрена, в частности, задача о электрическом сопротивлении в приконтактной области в отсутствие магнитного поля. Электрическое сопротивление R в области $r_0 < l$, где r_0 — расстояние от точечного токового электрода, определяется только процессами ускорения вблизи от контакта и не зависит от l . Это приводит к тому, что при понижении температуры сопротивление в этой области должно изменяться слабее, чем в областях, удаленных от токовых электродов на расстояние $r > l$. Таким образом, характер зависимости сопротивления от температуры будет различным для областей $r_0 < l$ и $r > l$.

Если на образце имеется несколько потенциальных контактов α, β, i, k , то величина относительного изменения сопротивления между любыми парами контактов, уда-