$3\cdot 10^{-3}$; такая числовая малость чрезвычайно затрудняет возможность экспериментального наблюдения исследованного явления.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Учебно-научного центра «Фундаментальная оптика и спектроскопия» (в рамках программы «Интеграция») и Федеральной программы по поддержке ведущих научных школ (грант 96-15-96476).

Литература

1. *Andronow A., Witt A.* // Archiv für Elektrotechnik. 1930. **XXIV**. S. 99.
2. *Андронов А.А.* Собр. трудов. М.: Изд-во АН СССР, 1956.
3. *Рабинович М.И., Трубецков Д.И.* Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984. С. 251–258.
4. *Мигулин В.В., Медведев В.И., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н.* Основы теории колебаний. 2-е изд. М.: Наука, 1988. С. 214–219.
5. *Стокер Дж.* Нелинейные колебания в механических и электрических системах. М.: ИЛ, 1953. С. 157, 180.
6. *Ланда П.С.* Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы. М.: Наука, 1980. С. 75–76.

Поступила в редакцию
18.06.99

УДК 530.12:517.958

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ГАМИЛЬТОНА–ЯКОБИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕОДЕЗИЧЕСКИХ В ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ ВИССЕРА

И. П. Денисова, А. А. Зубрило, В. Б. Тверской

(*кафедра квантовой теории и физики высоких энергий*)

Проведено интегрирование уравнений геодезического движения для массивных и безмассовых частиц в гравитационных полях, создаваемых плоскими электромагнитной и скалярной волнами в теории гравитации Виссера. Показано, что уравнения траекторий этих частиц существенно зависят от массы гравитона.

В настоящее время в научной литературе активно обсуждается несколько вариантов биметрических теорий гравитации, использующих представления о массивном гравитоне. В таких теориях точные решения уравнений гравитационного поля содержат массу гравитона в качестве параметра. Поэтому, изучая законы движения частиц в гравитационных полях, можно оценить массу гравитона и выяснить, насколько предположение о неравенстве нулю массы гравитона согласуется с объективной реальностью.

К сожалению, число найденных точных решений в таких теориях невелико. В частности, в рамках теории гравитации Виссера [1] в работе [2] найдено только решение, описывающее гравитационное поле, которое создает плоская эллиптически поляризованная электромагнитная волна. В этом случае при использовании галилеевских координат плоского фонового пространства-времени ненулевые компоненты метрического тензора риманова пространства-времени можно записать в виде

$$\begin{aligned} &g^{00}=1-F(ct-z), \quad g^{11}=g^{22}=-1,\\ &g^{33}=-1-F(ct-z), \quad g^{03}=-F(ct-z),\\ &F(ct-z)=-\frac{2G\hbar^2}{m_g^2c^6}[h_1^2(ct-z)+h_2^2(ct-z)], \end{aligned} \tag{1}$$

где G — гравитационная постоянная, $\hbar$ — постоянная Планка, m_g — масса гравитона, а $h_1(ct-z)$ и $h_2(ct-z)$ — произвольные функции от переменных $ct-z$, выбор которых означает выбор определенного волнового пакета и состояния поляризации электромагнитной волны.

Совершенно аналогично работе [2] можно найти компоненты гравитационного поля, создаваемого плоской волной безмассового скалярного поля. В этом случае метрический тензор имеет ту же структуру, что и в (1), но отличается выражением для функции $F(ct-z)$:

$$F(ct-z)=-\frac{2G\hbar^2}{m_g^2c^6}h_3^2(ct-z), \tag{2}$$

где $h_3(ct-z)$ описывает волновой пакет безмассового скалярного поля.

Так как метрики (1) и (2) имеют одинаковый вид, различаясь только обозначениями, то их исследование проводится одинаково.

Используя метод Гамильтона–Якоби, изучим геодезическое движение массивных и безмассовых частиц в гравитационных полях (1) и (2). Решение уравнений Гамильтона–Якоби для частицы, имеющей массу m_0, в координатах ct, x, y и z фонового пространства-времени имеет вид

$$S=\alpha_1x+\alpha_2y+\alpha_3z+\frac{\alpha_1^2+\alpha_2^2+\alpha_3^2+m_0^2c^2}{2\alpha_3}(ct-z)+ +\frac{\alpha_3}{2}\int^{ct-z}F(\xi)d\xi, \tag{3}$$

где α_1, α_2 и α_3 — параметры, вводимые для разделения переменных.

Предположим, что массивная частица в начальный момент времени $t = 0$ находилась в начале координат ($\mathbf{r}(0) = 0$) и имела скорость $\mathbf{V}_0$, направленную под углом θ_0 к оси z.

Тогда из выражения (3) мы можем получить закон геодезического движения $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$ и уравнение траектории этой частицы:

$$x = \frac{\beta_0 \sin\theta_0}{1 - \beta_0 \cos\theta_0}(ct - z),$$

$$z = \frac{(ct - z)\beta_0 \cos\theta_0}{1 - \beta_0 \cos\theta_0} + \frac{(ct - z)F_0}{2} - \frac{1}{2}\int\limits_0^{ct-z} F(\xi)d\xi,$$

где $\beta_0 = V_0/c$, а F_0 — значение функции $F(ct - z)$ в точке $\mathbf{r} = 0$ в момент времени $t = 0$.

Совершенно аналогично можно получить закон движения и уравнение траектории для безмассовой частицы. Полагая, что в начальный момент времени $t = 0$ безмассовая частица находилась в начале координат и имела скорость $\mathbf{V}_{ph} = \{V_{ph}\sin\theta_0, 0, V_{ph}\cos\theta_0\}$, направленную под углом θ_0 к оси z, получим

$$x = \frac{\beta_p \sin\theta_0}{1 - \beta_p \cos\theta_0}(ct - z),$$

$$z = \frac{(ct - z)\beta_p \cos\theta_0}{1 - \beta_p \cos\theta_0} + \frac{(ct - z)F_0}{2} - \frac{1}{2}\int\limits_0^{ct-z} F(\xi)d\xi,$$

где $\beta_p = V_{ph}/c$, причем для безмассовой частицы в силу соотношения $ds^2 = 0$ имеем

$$\beta_p = \frac{\sqrt{1 + F_0 \sin^2\theta_0} - F_0 \cos\theta_0}{(1 - F_0 \cos^2\theta_0)}.$$

Таким образом, в гравитационном поле (1), которое, согласно уравнениям теории гравитации Виссера, создается плоской электромагнитной волной, массивная ($V_0 < V_{ph}$) и безмассовая ($V_0 = V_{ph}$) частицы движутся по различным траекториям и величина отклонения одной траектории от другой зависит от массы гравитона.

Поэтому, измеряя отклонение одной траектории от другой в фоновом плоском пространстве-времени, можно в принципе измерить массу гравитона. Следует отметить, что метрики (1) и (2) не допускают предельного перехода $m_g \to 0$, так как в ОТО Эйнштейна плоские электромагнитные и скалярные волны создают гравитационное поле, у которого структура метрического тензора (отличные от нуля компоненты) отличается от структуры метрического тензора (1) теории гравитации Виссера.

Литература

1. *Visser M.* // General Relativity and Gravitation. 1998. **30**, No. 12. P. 1717.
2. *Карецкий М.М.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1999. № 3. С. 13 (Moscow University Phys. Bull. 1999. No. 3. P. 19).

Поступила в редакцию
29.11.99

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 621.384.6

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ ИСТОЧНИК ЖЕСТКОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ РЕЦИРКУЛЯЦИОННОГО УСКОРИТЕЛЯ

В. К. Гришин, Б. С. Ишханов, С. П. Лихачев

(*НИИЯФ*)

Обсуждается новая физическая схема источника тормозного рентгеновского и γ-излучения, в котором процесс испускания фотонов сопровождается ускорением электронов. Схема существенно повышает выход как мягких, так и жестких тормозных фотонов при сохранении компактных размеров всего устройства. Компьютерное моделирование подтверждает высокую эффективность подобной схемы.

Источники γ- и рентгеновского тормозного излучения (ИТИ) электронов находят широкое применение в разнообразных исследованиях, и чрезвычайно важно поднять их эффективность, которая не превышает пока 5–10% [1, 2]. Поэтому, учитывая непрекращающиеся поиски более эффективных устройств ИТИ (см., напр., [3, 4]), оценим перспективность предложенной авторами схемы [3] с продленным, многократным циклом излучения, в котором происходит регулярная компенсация энергии, теряемой электронами при прохождении мишени-радиатора.

Одна из возможных практических схем такого рода — электронный циклотрон с индукционным ускорением частиц. Система состоит из плоских магнитов, создающих постоянное магнитное поле (могут использоваться и постоянные магниты) и индукционного сердечника, который проходит сквозь полюсы. С помощью сердечника возбуждается вихревое уско-