

УДК 539.1.07

ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИГАНТСКОГО ГРАВИТАЦИОННОГО СМЕЩЕНИЯ ЧАСТОТЫ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Академик РАН В. Е. Форгов, А. Б. Шварцбург*

Поступило 12.11.2018 г.

Показаны контролируемые спектральные сдвиги резонансной частоты излучения под действием пространственно неоднородного и нестационарного центростремительного ускорения, возникающего при перемещении источника по радиусу центрифуги и модуляции частоты вращения. Эти вариации спектра позволяют моделировать эффекты неоднородного и/или нестационарного поля тяготения. Отмечена перспектива гибкого управления смещением спектральных линий для анализа тонкой структуры спектров излучения и поглощения.

Ключевые слова: центрифуга, принцип эквивалентности, моделирование гравитационного смещения частоты, мёссбауэровский резонансный источник, моделирование неоднородного и нестационарного поля тяготения, контролируемая модуляция спектра излучения.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0869-56524852158-161>

Смещение частоты излучения в гравитационном поле является одним из фундаментальных эффектов, предсказанных общей теорией относительности Эйнштейна. Эти предсказания были подтверждены экспериментами [1, 2], выполненными на основе эффекта Мёссбауэра с помощью источника и детектора гамма-излучения, расположенных соответственно на вершине и у подножья башни высотой 22,5 м; относительное смещение частоты излучения (гравитационное красное смещение, ГКС), измеренное у подножья, составило $\delta\nu/\nu = -2,45 \cdot 10^{-15}$. Позднее ГКС было измерено с помощью атомных часов для источника и детектора, разнесённых по высоте всего на 1 м [3]. В микроволновом диапазоне гравитационное смещение было показано при сравнении частоты водородного мазера, находящегося на спутнике на околоземной орбите, с частотой такого же мазера на Земле (эксперимент Gravity Probe A [4]). В других измерениях ГКС применялась радиоинтерферометрия со сверхдлинной базой, использующая спутники с высокоэллиптической орбитой [5, 6].

Спутниковым гравитационным экспериментам присущи неизбежные помехи, которые следует учитывать при определении ГКС, в частности:

сдвиги частот радиоволн, проходящих через нестационарную космическую плазму;

сдвиг частоты радиоволн из-за возмущения поля тяготения Земли полями тяготения Солнца и Луны;

доплеровский сдвиг, обусловленный движением спутников.

В лабораторных условиях эффект Мёссбауэра во вращающейся системе с неподвижным детектором гамма-излучения, расположенным вне системы, был использован в [7, 8] для исследования поперечного эффекта Доплера, предсказанного частной теорией относительности.

В отличие от этих экспериментов настоящая работа нацелена на моделирование эффекта гравитационного смещения частоты в стационарных и нестационарных условиях, исключая влияние продольного и поперечного эффектов Доплера; при этом поле тяготения имитируется центростремительным ускорением мёссбауэровского источника и детектора, покоящихся в быстро вращающейся системе отсчёта. Согласно принципу эквивалентности Эйнштейна, система отсчёта в однородном поле тяготения неотличима от равноускоренной системы отсчёта. Подходящим устройством для такого моделирования представляются существующие центрифуги с частотой вращения ротора порядка $f \approx 1,5-1,8$ кГц, широко используемые для разделения изотопов [9]. Рассмотрим схему такого устройства, содержащую вращающийся диск, на котором источник S и приёмник P электромагнитного излучения закреплены на одном радиусе этого диска на расстояниях r_s и r_p от оси вращения так, что S и P неподвижны один относительно другого (рис. 1). Полагая $r_s > r_p$, можно показать, что различие в центробежных потенциалах в точках r_s и r_p приводит к относительному смещению частоты излучения, составляющему

Объединенный институт высоких температур
Российской Академии наук, Москва

*E-mail: alex-s-49@yandex.ru

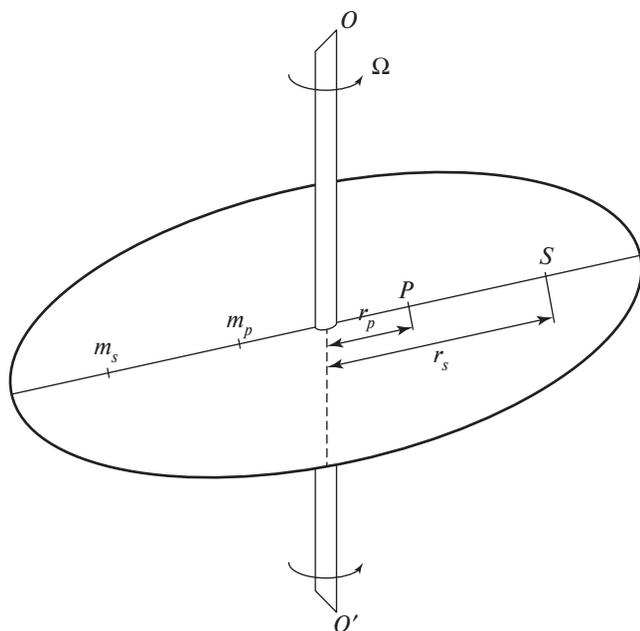


Рис. 1. Схема лабораторной установки для моделирования гравитационного смещения частоты гамма-излучения. На диске центрифуги, вращающейся с угловой частотой Ω вокруг оси OO' , расположены мёссбауэровский источник S и детектор P резонансного гамма-излучения. Массы для баланса m_s и m_p расположены на диске симметрично относительно S и P на расстояниях r_s и r_p от оси OO' .

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = \frac{\Omega^2(r_s^2 - r_p^2)}{2c^2}. \quad (1)$$

Здесь Ω — угловая частота вращения диска, $\Omega = 2\pi f$, c — скорость света в пустоте. Этот сдвиг может быть зарегистрирован узкополосным резонансным приёмником с резонансной частотой ν_0 и шириной линии $\Delta\nu$. Различные режимы вращения источника на центрифуге приводят к контролируемым спектральным смещениям спектра излучённых частот $\delta\nu$. Выражение (1) справедливо для любого спектрального интервала электромагнитных волн.

Тестирование предлагаемой схемы целесообразно начать с модификации знаменитого опыта Паунда и Ребки [1]. Эксперимент [1] подтвердил гравитационное смещение частоты между источником и приёмником гамма-квантов $\delta\nu/\nu = \mp gH/c^2$, где g — ускорение свободного падения вблизи Земли, знак “минус” (красное смещение) относится к случаю, когда источник S поднят на вершину башни (высота H), а приёмник P находится на земле, знак “плюс” (синее смещение) соответствует перемене позиций. До начала эксперимента спектр неподвижного источника был сдвинут на величину $\delta\nu \neq 0$ по отношению к приёмнику под действием разности гравитационных потенциалов $\Delta U = -gH$; в ходе экс-

перимента спектральные линии были совмещены ($\delta\nu = 0$) благодаря доплеровскому сдвигу, вызванному колебательным движением источника.

В отличие от этого подхода в предлагаемом эксперименте начальные спектры источника и приёмника, находящихся в одной горизонтальной плоскости, совпадают ($\delta\nu = 0$), а сдвиг $\delta\nu \neq 0$ формируется под действием центробежного потенциала при вращении системы; установка для доплеровского сдвига при этом не нужна. Устройство, основанное на этой схеме, может состоять из двух одинаковых дисков, синхронно вращающихся с угловой частотой Ω в параллельных плоскостях вокруг общей оси. Источником гамма-квантов является тонкая стальная плёнка толщиной 20–30 мкм, содержащая 2% ^{57}Fe ; источник и резонансный приёмник, также содержащий ^{57}Fe , закреплены на параллельных стойках, связанных с дисками (рис. 1). Для стабилизации вращения дисков устройство помещено в вакуумную камеру. Чтобы обеспечить балансировку центробежных сил, вспомогательные массы, равные массам источника и приёмника, располагаются симметрично относительно оси вращения.

Подобно эксперименту [1] предлагаемая схема основана на резонансном взаимодействии гамма-квантов с мёссбауэровским кристаллом. Предполагая использовать мёссбауэровскую спектроскопию, рассмотрим гамма-источник S в виде тонкой плёнки ^{57}Fe , излучающей гамма-кванты с энергией $E = 14,4$ кэВ, соответствующие частоте излучения $\nu = 3,475 \cdot 10^{18}$ Гц, и резонансный приёмник на основе той же плёнки ^{57}Fe . Однако следует подчеркнуть следующие отличия предлагаемой схемы от эксперимента [1]:

а) обсуждаемый эффект на три порядка превосходит результат, полученный в [1]. Чтобы воспроизвести результат [1] $\delta\nu/\nu = -2,45 \cdot 10^{-15}$, можно использовать уравнение (1), полагая там $r_s = 8$ см, $r_p = 2$ см; в этом случае частота вращения Ω , приводящая к указанному значению $\delta\nu/\nu$, составляет 270 рад/с ($f = 43,2$ Гц). Успешная имитация этого гравитационного смещения частоты значением $\delta\nu/\nu$, полученным при вращении источника, открывает путь к экспериментам с гораздо большими смещениями частоты. Так, при том же взаимном расположении источника и приёмника увеличение частоты вращения до $f = 1,4$ кГц приводит к гигантскому росту смещения до $\delta\nu/\nu = 2,55 \cdot 10^{-12}$;

б) центробежный потенциал открывает возможность исследовать частотные сдвиги, обусловленные координатной зависимостью поля ускорений, и та-

ким образом моделировать смещение частоты в неоднородном стационарном поле тяготения;

в) модуляция частоты вращения Ω приводит к зависящим от времени изменениям смещения $\delta\nu$, имитирующим, в частности, преобразование спектра электромагнитных волн в нестационарном поле тяготения.

Таким образом, вращение источника излучения на центрифуге создаёт условия для трёх групп экспериментов:

1. Чтобы исследовать преобразование спектра излучения в поле центробежного потенциала, нужно выбрать режим вращения, обеспечивающий смещение частоты $\delta\nu$ в пределах естественной ширины резонансной линии источника $\Delta\nu$: $|\delta\nu| \leq \Delta\nu$. Естественная ширина линии излучения $\Delta\nu$ для источника ^{57}Fe , характеризуемого временем жизни $\tau = 142$ нс [1], составляет $\Delta\nu = \tau^{-1} = 7$ МГц. Рассмотрим, например, режим $f = 1$ кГц, $r_s = 8$ см, $r_p = 2$ см, приводящий к относительному смещению частоты $\delta\nu/\nu = 1,3 \cdot 10^{-12}$ ($\delta\nu = 4,5$ МГц). Изменения смещения $\delta\nu$ при различных координатах источника r_s при фиксированной частоте вращения Ω и заданном положении детектора r_p будет имитировать эффект спектральных сдвигов электромагнитной волны в неоднородном поле ускорений a , характеризуемом зависимостью r_s : $a = \Omega^2 r_s$. Так, смещения источника из положения $r_s = 8$ см в положения $r_s = 9$ см и $r_s = 7$ см должны привести соответственно к увеличению сдвига от $\delta\nu = 4,5$ МГц до $\delta\nu = 5,77$ МГц и к уменьшению до $\delta\nu = 3,375$ МГц; эти сдвиги, расположенные внутри естественной ширины линии излучения $\Delta\nu = 7$ МГц, могут быть зарегистрированы датчиками поглощения гамма-квантов.

2. Измерения сдвигов $\delta\nu$ при заданной частоте вращения Ω и фиксированном положении источника указывают другой метод демонстрации частотного сдвига в заданной точке ($r = r_s$) неоднородного поля ускорений. Малые вариации частоты $\delta\Omega$ ($|\delta\Omega| \ll \Omega$) могут представить интерес для анализа тонкой структуры линии резонансного поглощения. Следует отметить, что такие модификации эксперимента Паунда—Рибки с помощью вращающихся платформ позволят исследовать применимость принципа эквивалентности к стационарному неоднородному полю ускорений.

3. Периодическая модуляция частоты вращения $\Omega = \Omega_0(1 + a \cos \omega t)$ приводит к непрерывной модуляции сдвигов $\delta\nu$ с частотами ω и 2ω . При таком вращении значения $\delta\nu$ будут осциллировать с частотой ω и амплитудой $(\delta\nu)_\omega = 2a(\delta\nu)_0$ вокруг значения $\delta\nu = (1 + 0,5a^2)(\delta\nu)_0$; величина $(\delta\nu)_0$ соответствует

немодулированной частоте вращения ($a = 0$). В обсуждаемом примере ($f = 1$ кГц, $r_s = 8$ см, $(\delta\nu)_0 = 4,5$ МГц) при глубине модуляции $a = 0,1$ сдвиг частоты будет осциллировать с амплитудой $(\delta\nu)_\omega = 0,9$ МГц между значениями $\delta\nu = 3,6$ МГц и $\delta\nu = 5,4$ МГц; при этом амплитуда колебаний сдвига с частотой 2ω , составляющая $(\delta\nu)_{2\omega} = 0,5a^2(\delta\nu)_0$, будет существенно меньше: $(\delta\nu)_{2\omega} = 22,5$ кГц. Такое непрерывное изменение спектра гамма-квантов в поле осциллирующего центробежного потенциала представляет собой имитацию преобразования спектра электромагнитного излучения в нестационарном поле тяготения. С другой стороны, эти изменения можно рассматривать как модель кросс-модуляции электромагнитной волны высокой частоты ν полем стоячей гравитационной волны низкой частоты $\omega \ll \nu$. Использование различных режимов модуляции, как периодических, так и непериодических, может представить интерес для проверки применимости принципа эквивалентности к нестационарным задачам ОТО.

Следует отметить, что выбор параметров установки Ω , r_s и r_p определяется двумя противоречивыми условиями: с одной стороны, рост центробежного потенциала при возрастании Ω и/или r_s способствует имитации значительных смещений частоты $\delta\nu$; однако рост этих параметров приводит к увеличению центростремительной силы F , действующей на источник массы m : $F = ma$, где a — центростремительное ускорение: $a = \Omega^2 r_s$. Пользуясь, например, теми же значениями ($f = 1$ кГц, $r_s = 8$ см), можно найти $a = 3,2 \cdot 10^5 g$. Даже в случае когда диски и стержни изготовлены из лёгкого твёрдого материала, например из углепластика с пределом разрушения 3 ГПа и удельным весом $1,5 \cdot 10^3$ кг/м³, проблема механической прочности источника может стать критической для выбора режима вращения.

Высокие значения относительного сдвига частоты $\delta\nu/\nu \geq 10^{-12}$ привлекают внимание к перспективе аналогичного эксперимента с центрифугой в оптическом диапазоне на основе узкополосных лазеров и приёмников: так, для He—Ne-лазера ($\lambda = 632,8$ нм) при обсуждаемом значении $\delta\nu/\nu = 1,3 \cdot 10^{-12}$ смещение частоты составит $\delta\nu = 600$ Гц. Однако использование вращающегося лазера ограничивается, как отмечено выше, центробежными силами, пропорциональными массе лазера. Недавно созданные одночастотные волоконные лазеры, характеризующиеся малой массой, могут оказаться перспективными для экспериментов с вращающимися источниками излучения.

Контролируемые малые смещения спектральных линий представляют интерес как для прецизионного анализа узких спектральных переходов (например, влияние ускорений $a \approx 10^5 - 10^6 g$ на тонкую структуру линий), так и для измерений смещений частот электромагнитного излучения различных волновых диапазонов в неоднородных и нестационарных полях внешних сил. Такие смещения, рассматриваемые как проявления релятивистского “сжатия” или “растяжения” времени, привлекают сегодня возрастающее внимание в академических и прикладных исследованиях, связанных с передачей точных сигналов частоты и времени; в частности, смещения частот принимаются во внимание при синхронизации удалённых часов, находящихся на разных высотах над поверхностью Земли. Гравитационное красное смещение в ГГц-диапазоне учитывается при навигации спутниковых систем (Global Positioning System — GPS); оптические атомные часы лежат в основе нового направления геофизики, изучающего тонкую структуру гравитационного потенциала Земли, так называемой релятивистской геодезии [10]. Методы гибкого управления смещением спектральных линий при различных режимах вращения центрифуги открывают сегодня новые перспективы как для анализа тонкой структуры ряда спектров излучения и поглощения, так и для лабораторного моделирования электромагнитных волновых процессов в поле тяготения.

В 2019 г. исполняется 100 лет первого экспериментального подтверждения ОТО — отклонения световых лучей в поле тяготения Солнца, измеренного экспедицией А. Эддингтона. Настоящая работа, описывающая другой возможный оптический эффект ОТО, посвящается этой дате.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pound R.V., Rebka Jr. G.A.* Gravitational Redshift in Nuclear Resonance // *Phys. Rev. Lett.* 1959. V. 3. № 9. P. 439–441.
2. *Pound R.V., Snider J.L.* Effect of Gravity on Nuclear Resonance // *Phys. Rev. Lett.* 1964. V. 13. № 18. P. 539–540.
3. *Chou C.W., Hume D.B., Rosenband T., Wineland D.J.* Optical Clocks and Relativity // *Science*. 2010. V. 329. P. 1630–1633.
4. *Vessot R.F.C., Levine M.W., Mattison E.M., Blomberg E.L., Hoffman T.E., Nystrom G.U., Farrel B.F., Decher R., Eby P.B., Baugher C.R., Watts C.W., Teuber D.L., Wills F.D.* Test of Relativistic Gravitation with a Space — Borne Hydrogen Maser // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 45. № 26. P. 2081–2084.
5. *Biriukov A.V., Kauts V.L., Kulagin V.V., Litvinov D.A., Rudenko V.N.* Gravitational Redshift Test with the Space Radio Telescope “RadioAstron” // *Astronomy Reps.* 2014. V. 58. № 11. P. 783–795.
6. *Nobili A.M., Anselmi A.* Relevance of the Weak Equivalence Principle and Experiments to Test It: Lessons from the Past and Improvements Expected in Space // *Phys. Lett. A*. 2018. V. 382. Iss. 33. P. 2205–2218.
7. *Hay H.J., Schiffer J.P., Cranshaw T.E., Egelstaff P.A.* Measurement of the Red Shift in an Accelerated System Using the Mossbauer Effect in // *Phys. Rev. Lett.* 1960. V. 4. № 4. P. 165–166.
8. *Kundig W.* Transverse Doppler Effect in an Accelerated System // *Phys. Rev.* 1963. V. 129. № 6. P. 2371–2375.
9. *Borisevich V.D., Levin E.V., Naumochkin V.V.* The Optimal Structure in a Gas Centrifuge for Separating Uranium Isotopes // *Soviet Atomic Energy*. 1991. V. 70. № 1. P. 36–42.
10. *Khabanova K.Yu., Kalganova E.S., Kolachevsky N.N.* Accurate Frequency and Time Dissemination in the Optical Domain // *Physics — Uspekhi*. 2018. V. 61. № 2. P. 221–230.

LABORATORY MODELING OF THE GIANT GRAVITATIONAL SHIFT OF GAMMA-RADIATION FREQUENCY

Academician of the RAS V. E. Fortov, A. B. Shvartsburg

Received November 12, 2018

The control spectral shifts of resonant radiation frequency due to spatially non-uniform and non-stationary centrifugal acceleration, stipulated by the travel of radiation source along the centrifugal radius or modulation of the rotation frequency, are examined. These spectral variations pave the way to modeling of effects of non-uniform and non-stationary gravity field. The perspectives of flexible control of spectral lines shifts for the analysis of fine structure of radiation and absorption spectra are considered.

Keywords: centrifuge, equivalence principle, modeling of gravitational frequency shift, Mossbauer resonant source, modeling of non-uniform and non-stationary gravity field, controlled modulation of radiation spectrum.