

## ИНЕРЦИОННОЕ ЭХО И КОГЕРЕНТНЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ

У.Х.Коппиллем, В.Р.Нагибаров

Общепризнано, что одним из наиболее обещающих экспериментов для проверки общей теории относительности является детектирование гравитационных волн [1].

В данной работе рассматриваются новые физические явления - инерционные (или гравитонные) индукция и эхо, - которые, по нашему мнению, могут быть использованы для генерации и приема когерентных гравитационных волн (КГВ) в узком диапазоне оптических частот в лабораторных условиях. Числовые оценки показывают, что предложенная схема эксперимента по обнаружению КГВ может быть осуществлена средствами современной техники.

Из аналогии, которая существует между слабым гравитационным полем и электромагнитным полем [2], следует, что наряду с фотонными индукцией и эхом, которые были предсказаны и обнаружены соответственно в [3] и [4], по-видимому, должны существовать такие инерционные индукция и эхо - гравитонные аналоги этих явлений. Гравитонные индукция и эхо представляют собой направленные импульсы КГВ, обусловленные когерентными осцилляциями громадного числа мультипольных моментов масс  $\mathcal{D}_{ln}^{(m)}$  молекул, ионов или ядер. Тем самым возбуждение гравитонных индукции и эха отличается соответственно от возбуждения фотонных индукции и эха тем, что внешним импульсным воздействием вызываются квантовые суперпозиционные состояния не электромагнитных мультиполей  $\mathcal{D}_{ln}^{(e)}$ , а  $\mathcal{D}_{ln}^{(m)}$ , причем осцилляции  $\mathcal{D}_{ln}^{(m)}$  обуславливают излучение не когерентных электромагнитных волн (КЭВ), а излучение КГВ. Как в случае создания сверхизлучательного элект-

ромагнитного состояния  $\mathcal{D}_{\ell n}^{(e)}$ , так и в случае возбуждения гравита-ционного сверхизлучательного состояния  $\mathcal{D}_{\ell n}^{(m)}$  может быть исполь-зована лазерная подкачка. Это обусловлено тем, что распределение плотности электрического заряда  $\varsigma$  тесно связано с распределением плотности массы  $\mu$ , являющейся носителем этих зарядов. Поэтому, создавая лазерным импульсом сверхизлучательное электромагнитное со-стояние, мы тем самым вынуждаем когерентно прецессировать также громадное число мультиполей масс. Именно это обстоятельство наряду с высокой частотой обеспечивает излучение обнаруживаемой мощности КГВ.

Серьезным затруднением, возникающим на пути к осуществлению генератора КГВ, является электромагнитное радиационное затухание сверхизлучательного состояния, которое неминуемо сопровождает гене-рацию КГВ и за очень короткий промежуток времени  $\mathcal{T}$  сорвет коге-рентные осцилляции  $\mathcal{D}_{\ell n}^{(m)}$ . Однако, как показывают эксперименталь-ные [5] и теоретические [6] исследования процесса генерации КЭВ, время  $\mathcal{T}$  может быть уделено на много порядков путем уменьшения вероятности спонтанного излучения КЭВ заключением излучателя в электромагнитный резонатор и удержания излучения КЭВ в нем. С дру-гой стороны, интенсивность излучения КГВ при этом существенно не изменится, так как электромагнитный резонатор не может удержать гравитационные волны и излучение КГВ будет происходить, как в сво-бодном пространстве.

Для приема КГВ удобно использовать то же вещество, что и для генерации, но тщательно огражденное от воздействия КЭВ. Процесс приема КГВ может состоять в обнаружении взаимодействия градиента КГВ с  $\mathcal{D}_{2n}^{(m)}$ . В результате этого процесса возникает сверхизлуча-тельное электромагнитное состояние вещества и испускаемые фотоны могут быть зарегистрированы фотоумножителем. В качестве примера рассмотрим генерацию КГВ системой из  $N_1$  квадрупольей  $\mathcal{D}_{2n}^{(m)}$  путем возбуждения их электромагнитными дипольными переходами. Оператор  $\mathcal{D}_{2n}^{(m)}$  получается из  $\mathcal{D}_{2n}^{(e)}$  заменой  $\varsigma$  на  $\sqrt{k}\mu$ , где  $k$  -

гравитационная постоянная. Используя работу [7] и формулу (102,10) из [8], находим для потока гравитационной энергии вдоль оси  $y$ :

$$\begin{aligned} I_y &= BF, \quad B = \left| \langle n | T_{21}(S) | n+1 \rangle \right|^2 \{ 2^2 6^3 \pi [d_2 S(2S-1)]^2 \}^{-1}, \\ F &\sim \ell^2 \chi^2 km^2 [Q^{(m)}]^2 \omega^6 \sin^2(\omega_e \Delta t) N^2 c^{-5}; \\ D_{2n}^{(m)} &= m Q^{(m)} [d_2 S(2S-1)]^{-1} T_{2n}(S), \\ T_{2\pm 1}(S) &= \mp (3/2)^{1/2} d_2 [S_x S_z + S_z S_x], \\ \omega_e &= \frac{\ell}{2} k^{-1} g_e \beta_e H_x \sqrt{(S+n)(S-n+1)}, \\ d_2 &= 2(5)^{1/2} [(2S+3)(2S+2)(2S+1)2S(2S-1)]^{-1/2}, \quad \lambda = \frac{2\pi c}{\omega}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\ell$  - длина образца,  $T_{ln}(S)$  - нормированный сферический тензорный оператор [9],  $S$  - оператор углового момента,  $m$  - естественная единица массы,  $Q^{(m)}$  и  $Q^{(e)}$  - квадрупольный момент массы и заряда ( $Q^{(m)} \sim Q^{(e)}$ ),  $\omega$  - круговая частота света и резонансного перехода между незирожденными уровнями энергии  $E_n$  и  $E_{n+1}$ ,  $N$  - плотность частиц,  $H_x$  - амплитуда линейно поляризованной КЭВ,  $|n\rangle$  - собственные функции оператора энергии частиц,  $c$  - скорость света,  $\Delta t$  - длительность возбуждающего светового импульса,  $\chi$  - ось квантования для  $S$ ,  $\beta_e$  - единица для измерения электромагнитного диполя частицы,  $g_e$  - число таких единиц.

Гравитон-квадрупольное взаимодействие КГВ с приемником, расположенным на расстоянии  $\tau$  от излучателя, имеет вид:

$$\mathcal{H}_{\Gamma Q} = \sum_{j=1}^{N_2} \mathcal{K}_{\Gamma Q}^j, \quad \mathcal{K}_{\Gamma Q}^j = \sum_{n=2}^{\infty} (-1)^n T_{2n}(\Gamma) T_{2(n-j)}^j(S) \delta_{2jN} \cos \omega t,$$

$$T_{2\pm 2}(\Gamma) = (3/2)^{1/2} [d_2 S(2S-1)]^{-1} m Q^{(m)} c^2 R_{oxo}^\mu, \quad (2)$$

$$R_{oxo}^\mu = \omega (k I_y / \xi c^2)^{1/2},$$

где  $R_{oxo}^\mu$  - компонента тензора кривизны Римана [10],  $N_2$  - число частиц в приемнике,  $\delta_{\alpha\beta}$  - символ Кронекера.

Мощность электромагнитного излучения приемника, обусловленная КГВ, оценивается по формуле

$$I^{(e)} \sim g_e^2 \beta_e^2 \omega^6 m^2 [Q^{(m)}]^2 k I_y (\Delta t)^2 N^2 (c^6 h^2)^{-1} B_1 l_1^2 \lambda^2, \quad (3)$$

где  $B_1 l_1$  - объем приемника.

Наилучшие оценки дает прием и излучение КГВ при помощи электронной оболочки ионов. Используя константы (в системе СГС)

$$g_e = 10^{-2}, \beta_e = 10^{-18}, \omega = 10^{16}, m = 10^{-27}, Q^{(m)} = 10^{-16}, \\ l_1 = \ell = 10^3, N = 10^{23}, \Delta t \omega_e = \pi/2, \Delta t' = 10^{-7}, B\ell = 10^3, B_1 l_1 = 10^5,$$

имеем:

$$I_y \sim 10^{-44} N^2 \sin^2(\Delta t \omega_e) = 10^{-2} \text{ эрг/сек.см}^2 \sim 10^{13} \text{ гравитонов/сек см}^2; \quad (4)$$

$$I^{(e)} \sim 10^{-48} N^2 I_y (\Delta t')^2 = 10^{-14} \text{ эрг/сек} \sim 10^{-3} \text{ фотонов/сек}. \quad (5)$$

Из нашего рассмотрения также следует, что одномодные мощные лазеры могут излучать измеримую мощность и в виде КГВ, причем

$$W_r \sim W_e \theta \xi \alpha \sim W_e 10^{12} N 10^{-44} \sim 10^{-10} W_e \text{ (вт)}, \quad (6)$$

где  $W_e$  - электромагнитная мощность, которую дает лазер;  $\theta$  - кратность уменьшения вероятности электромагнитного перехода в резонаторе по отношению к свободному пространству,  $\xi$  - таунсовская кратность сужения линии в резонаторе при излучении [6] с учетом особенностей сверхизлучательного состояния [II];  $\alpha$  - отношение мощностей излучения КГВ и КЭВ в свободном пространстве,  $N$  - число когерентно генерирующих частиц при условии, что координационное число сверхизлучательного состояния равно  $N/2$  [II].

Авторы благодарят А.С.Боровику-Романову, указавшему авторам на необходимость учета отличия скорости света от скорости гравитационных волн в веществе, а также Я.Б.Зельдовичу, который показал, что в образцах с размерами, большими  $\lambda$ , эффекты интерференции приводят к появлению в формулах (1) и (3) множителя  $\lambda^2$ , что учтено авторами при выводе этих формул. Мы также весьма признателны Я.Б.Зель-

довичу за полезную дискуссию и за указание на работу [I2], в которой обсуждался вопрос о когерентных гравитационных волнах.

Казанский  
Физико-технический институт  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
18 октября 1965 г.

### Литература

- [1] В.Б.Брагинский. УФН, 86, 433, 1965.
- [2] A.Einstein. Ann.Physik, 49, 760, 1916.
- [3] У.Х.Копвиллем, В.Р.Нагибиров. ФММ, 15, 313, 1963.
- [4] N.A.Kurnit, I.D.Abella, S.R.Hartmann. Phys. Rev., 13, 567, 1964.
- [5] O.C.Хивенс. УФН, 81, 507, 1963.
- [6] J.P.Gordon, H.Z.Zeiger, C.H.Townes. Phys. Rev., 95, 282, 1954.
- [7] У.Х.Копвиллем. ЖЭТФ, 42, 1333, 1962.
- [8] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. Физматгиз, М., 1960.
- [9] E.Amblor, J.C.Eisenstein, J.F.Schooley. J.Math. Phys., 3, 118, 1962.
- [10] J.Weber. Phys. Rev., 117, 306, 1960.
- [11] R.H.Dicke. Phys. Rev., 95, 282, 1954.
- [12] М.Е.Герценштейн. ЖЭТФ, 41, 113, 1961.