

## СМЕЩЕНИЕ ЧАСТОТЫ СВЕТА В УСКОРЕННО ВРАЩАЮЩЕМСЯ КОЛЬЦЕВОМ ЛАЗЕРЕ

Э.М.Белезов, Е.П.Маркин

Генерация кольцевого лазера происходит на двух бегущих в противоположные стороны волнах, частоты  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , которых смещаются при вращении лазера. Относительное смещение частот  $(\nu_2 - \nu_1) / \nu$  можно измерять с точностью до  $10^{-15}$ . Действительно, технические флуктуации частоты, связанные с колебаниями зеркал резонатора, мощностью подкачки и т.п. коррелированы в обеих волнах и при вычитании частот пропадают. Точность измерения  $\nu_1 - \nu_2$ , определяющаяся при этом лишь естественной шириной линии лазера и составляющая величину  $\lesssim 1 \text{ мк}$ , позволяет обнаружить изменение энергии фотона в гравитационном поле или в ускоренно движущейся системе координат. До сих пор подобная точность измерения была доступна лишь эффекту Мёссбауэра.

Рассмотрим распространение двух противоположно бегущих волн в ускоренно вращающемся кольцевом лазере. Согласно принципу эквивалентности, от ускоренно движущейся системы можно перейти к системе без ускорения, если ввести определенное гравитационное поле. В нашем случае напряженность поля  $g$  будет численно равна  $R\beta$  ( $R$  – радиус окружности, по которой распространяются лучи света,  $\beta$  – угловое ускорение лазера) и направлена в каждой точке по касательной к окружности. Частота волны в системе координат, связанной с лазером, увеличивается или уменьшается в зависимости от распространения волны по или против поля. Поскольку одна из бегущих волн распространяется по  $g$ , а другая – против, их частоты  $\nu_1$  и  $\nu_2$  будут расщеплены, и на фоне обычно наблюдающегося в кольцевом лазере доплеровского смещения частот появится расщепление  $\Omega$ , пропорциональное напряженности поля  $g$ . Найдем величину  $\Omega$ , считая для простоты ускорение  $g$  постоянным. Изменение энергии индуцированно родившегося фотона  $\hbar\Delta\nu$  определяется выражением  $\hbar\Delta\nu = \pm mgH$  ( $m = \hbar\nu/c^2$  – "масса" фотона,  $H$  – путь, пройденный фотоном в поле за среднее время его жизни в резонаторе,  $c$  – скорость света), являющимся следствием формулы  $\hbar\Delta\nu = \hbar\nu [(\phi_1 - \phi_2)/c^2]$  красного смещения (см., например, [1]) света при распространении его в гравитационном поле между точками с потенциалами  $\phi_1$  и  $\phi_2$ . Таким образом, частота фотонов в волне, равная  $\nu$  в отсутствии  $g$ , изменится при  $g \neq 0$  на величину  $\Delta\nu = \pm(\nu/c_2)gH$ ; в соответствии с этим расщепление частот бегущих волн составит величину

$$\Omega = 2|\Delta\nu| = 2 \frac{\nu}{c^2} 2\pi R n g, \quad (1)$$

где  $n = H/2\pi R$  – среднее число оборотов фотона за время его жизни в резонаторе. (В действительности  $\Omega$  – частота, интенсивность которой максимальна в спектре  $\omega$  частот биений  $I(\omega) \sim \omega \exp\{-\omega/\Omega\}$ , которые возникают, если вместо среднего времени жизни фотона  $\tau = H/c$  в резонаторе рассматривать уход их из резонатора по закону  $\exp\{-t/\tau\}$ ). Оценим величину  $\Omega$ . Для типичного кольцевого лазера ( $\nu = 10^{15}$   $\text{гц}$ ,  $R = 10^2$   $\text{см}$ ,  $n = 100$ ) и для  $g$  равного ускорению свободного падения ( $g \approx 10^3$   $\text{см/сек}^2$ ) получаем величину  $\Omega = 250$   $\text{гц}$ , измерение которой с абсолютной точностью в 5  $\text{гц}$  вполне возможно.

Физический институт  
им. П.Н. Лебедева  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
25 апреля 1968

#### Литература

[1] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля, М., 1967.