ственного времени» де Витта — Швингера для функции Грина G_g [3], с учетом уравнения (1) получим для ренормированных членов в S_g выражение

$$a_0k^2\sigma_0^2/2-k^2\sigma_0a_1+k^2a_2,$$

где $a_0=1$, $a_1\sim R$, а a_2 представляет собой квадратичные комбинации тензора кривизны.

Если предположить, что затравочное гравитационное действие S_g не содержит неквадратичных по кривизне членов, чтобы не нарушать (не спонтанным образом) конформную симметрию поля φ, то космологический член $\Lambda/(8\pi G)=k^2\sigma_0^2/2$ и гравитационная постоянная $(16\pi G)^{-1}\sim k^2\sigma_0$ окажутся выраженными через плотность хиггсовского вакуума σ_0. Поскольку коэффициент перед квадратичными по кривизне членами a_2 не зависит от σ_0, их можно рассматривать как описывающие квантовые гравитационные поля и не включать в лагранжиан для хиггсовского вакуумного гравитационного поля. Кроме того, космологический член в S_g сокращается с членом $-k^2\sigma^2/2$ в затравочном действии для поля σ, и окончательно эффективный лагранжиан для вакуумного гравитационного поля имеет вид

$$L=-k^2\sigma_0R+L_\sigma,$$

где L_σ — лагранжиан поля σ, обусловленный только поляризационными членами.

Таким образом, не ставя здесь задачу построения конкретной модели гравитационного хиггсовского вакуума, мы приходим к выводу, что, если он существует, в качестве его источника можно предположить хиггсовский вакуум материальных полей. На классическом уровне это означает существование фонового гравитационного поля, индуцируемого фоновой хиггсовской материей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Иваненко Д. Д., Пронин П. И., Сарданашвили Г. А. Калибровочная теория гравитации. М.: Изд-во МГУ, 1985. [2] Adler S. Rev. Mod. Phys., 1982, 54, N 3, p. 729. [3] Биррел Н., Девис П. Квантованные поля в искривленном пространстве-времени. М.: Мир, 1984.

Поступила в редакцию
23.04.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986, т. 27, № 2

УДК 530.145

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПРОБНОГО ОСЦИЛЛЯТОРА ПРИ НЕПРЕРЫВНОМ СЛЕЖЕНИИ ЗА ЧИСЛОМ КВАНТОВ

Ф. Я. Халили

(кафедра физики колебаний)

Одним из возможных методов преодоления так называемого «стандартного квантового предела» чувствительности пробного осциллятора к классической внешней силе является использование неразрушающего измерения числа квантов n [1—3]. Предельная чувствительность этого метода определяется известным соотношением [1]

$$|f(\omega_0)|\geqslant\xi\sqrt{\frac{m\omega_0\hbar}{n+1/2}} \qquad (1)$$

(m, ω_0 — масса и собственная частота пробного осциллятора, $f(\omega)$ — спектральная компонента силы на частоте ω, ξ — коэффициент порядка единицы, зависящий от уровня достоверности обнаружения). Однако соотношение (1) не является универсальным, поскольку оно основывается на предположении, что воздействие силы на осциллятор и его взаимодействие с измерительным прибором разделены во времени. Более интересен случай, когда измерительный прибор непрерывно подключен к пробному осциллятору. Число квантов является интегралом движения, и поэтому в принципе неразрушающее слежение за числом квантов возможно [4]. В этом режиме возникает, однако, явление, названное в работе [5] эффектом «сторожевой собаки» (*watchdog effect*): взаимодействие с измерительным прибором нарушает когерентность воздействия обнаруживаемой силы, поскольку при непрерывном слежении за числом квантов фаза осциллятора непрерывно возмущается измерительным прибором. В [5] рассмотрен предельный случай, когда ошибка отслеживания числа квантов и время усреднения прибора стремятся к нулю. Показано, что при этом пробный осциллятор «замораживается» на одном квантовом уровне и перестает откликаться на внешнее силовое воздействие.

В настоящей работе проанализирован общий случай непрерывного слежения за числом квантов с конечной точностью и определены условия, при которых эффект «сторожевой собаки» не приводит к уменьшению чувствительности.

Непрерывное слежение обычно рассматривается как предел последовательности дискретных измерений [5—7]. Каждое измерение характеризуется операторнозначной вероятностной мерой $\hat{\Pi}(\tilde{n})$ [8, 9] ($\tilde{n}$ — результат измерения), определяющей распределение вероятностей результатов измерений

$$w(\tilde{n}) = \mathrm{Sp}(\hat{\Pi}(\tilde{n})\hat{\rho}_{\mathrm{in}}) \tag{2}$$

и состояние исследуемой системы после измерения

$$\hat{\rho}_{\mathrm{fin}} = \frac{1}{w(\tilde{n})}\hat{\Pi}^{1/2}(\tilde{n})\,\hat{\rho}_{\mathrm{in}}\hat{\Pi}^{1/2}(\tilde{n}) \tag{3}$$

($\hat{\rho}_{\mathrm{in}}$, $\hat{\rho}_{\mathrm{fin}}$ — операторы плотности системы до и после измерения).

Неразрушающее измерение должно сохранять собственное состояние измеряемой величины, в данном случае числа квантов. Следовательно, мера $\hat{\Pi}(\tilde{n})$ должна коммутировать с оператором числа квантов $\tilde{n}$. Переходы с уровня на уровень при этом будут происходить только под действием внешней силы.

Вероятность перехода осциллятора с квантового уровня n на уровень n' после проведенных k измерений равна

$$w_{nn'} = \sum_{\tilde{n}_1\ldots\tilde{n}_k} |\langle n'|\,\hat{\Pi}^{1/2}(\tilde{n}_k)\,\hat{U}_k\ldots\hat{\Pi}^{1/2}(\tilde{n}_1)\,\hat{U}_1\,|n\rangle|^2, \tag{4}$$

где $\tilde{n}_j$ — результат j-го измерения, $\hat{U}_j$ — оператор эволюции осциллятора между измерениями j—1 и j (явный вид оператора эволюции неавтономного осциллятора приведен в [10], формула (4.8)). Для определения предельной чувствительности достаточно вычислить первое по величине внешней силы неисчезающее приближение в (4). В этом приближении вероятность того, что сила изменит число квантов в осцилляторе, равна

$$1 - w_{nn} = \frac{n+1/2}{m\omega_0\hbar}\sum_{jj'=1}^{k}\int_{t_{j-1}}^{t_j} F(t)\,e^{i\omega t}\,dt\int_{t_{j'-1}}^{t_{j'}} F(t)\,e^{-i\omega t}\,dt\cdot\exp\left(-\frac{|j-j'|}{8\sigma^2}\right), \tag{5}$$

где t_j — момент j-го измерения, σ — ошибка измерения. Переход к описанию непрерывного измерения в (5) осуществляется при $\theta = t_j - t_{j-1} \to 0$. Число измерений в единицу времени при этом стремится к бесконечности. Чтобы точность, достижимая за конечное время, оставалась конечной, необходимо, чтобы $\sigma \to \infty$. При этом

$$1 - w_{nn} = \frac{n+1/2}{m\omega_0\hbar}\int_{-\infty}^{\infty} F(t)\,F(t')\exp\left(i\omega(t-t') - \frac{|t-t'|}{2\tau_\varphi}\right)dt\,dt', \tag{6}$$

где

$$\tau_\varphi = \lim_{\substack{\theta\to 0\\ \sigma\to\infty}} 4\sigma^2\theta.$$

Величина τ_φ характеризует временное разрешение измерительного прибора, а также (в соответствии с соотношением неопределенностей для числа квантов и фазы) темп диффузии фазы в процессе измерения: при времени усреднения τ ошибка измерения n будет равна $\langle(\Delta n)^2\rangle = \frac{1}{4}\frac{\tau_\varphi}{\tau}$, а случайный уход фазы за это же время — $\langle(\Delta\varphi)^2\rangle = \tau/\tau_\varphi$.

В спектральном представлении формула (6) имеет вид

$$1 - w_{nn} = \frac{n+1/2}{m\omega_0\hbar}\int_{-\infty}^{\infty}|f(\omega)|^2\,G(\omega_0-\omega)\frac{d\omega}{2\pi}, \tag{7}$$

где

$$G(\omega) = \frac{\tau_\varphi^{-1}}{(2\tau_\varphi)^{-2} + \omega^2}. \tag{8}$$

Как следует из формулы (7), степень влияния эффекта «сторожевой собаки» на чувствительность определяется соотношением между τ_φ и эффективной длительностью силы τ_F:

$$\tau_F^{-1} = \frac{1}{|f(\omega_F)|^2} \int_{-\infty}^{\infty} |f(\omega)|^2 \frac{d\omega}{2\pi} \tag{9}$$

(ω_F — центральная частота спектра силы). Можно выделить два предельных случая.

1) $\tau_\varphi \gg \tau_F$. В этом случае в (7) можно положить $G(\omega_0-\omega) = 2\pi\delta(\omega_0-\omega)$. Следовательно,

$$1 - w_{nn} = \frac{n + 1/2}{m\omega_0\hbar} |f(\omega_0)|^2, \tag{10}$$

что приводит к выражению (1) для величины минимальной обнаружимой силы.

2) $\tau_\varphi \ll \tau_F$. При этом в оптимальном случае $\omega_F = \omega_0$

$$1 - w_{nn} = \frac{n + 1/2}{m\omega_0\hbar} |f(\omega_0)|^2 \frac{4\tau_\varphi}{\tau_F}. \tag{11}$$

При $\tau_\varphi \to 0$ вероятность перехода уменьшается как τ_φ/τ_F. При $\tau_\varphi = 0$ пробный осциллятор полностью замораживается на начальном квантовом уровне (в (11) $1 - w_{nn} = 0$), т. е. имеет место ситуация, описанная в работе [5].

Таким образом, эффект «сторожевой собаки» не влияет на чувствительность пробной системы, если время выделения τ_φ сигнала больше длительности силы τ_F. Однако чувствительность падает, если $\tau_\varphi < \tau_F$, т. е. делается попытка не только зарегистрировать факт воздействия силы, но и получить какую-то информацию о ее форме.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И. УФН, 1974, **114**, с. 41. [2] Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И., Халили Ф. Я. ЖЭТФ, 1977, 73, с. 1340. [3] Braginsky V. B., Vorontsov Yu. I., Thorne K. S. Science, 1980, **209**, p. 547. [4] Додонов В. В., Манько В. И., Руденко В. Н. ЖЭТФ, 1980, **78**, с. 881. [5] Zurek W. H. Preprint OAP-651, CALTECH, 1982. [6] Халили Ф. Я. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1980, **21**, № 1, с. 37. [7] Менский И. Б. Группа путей. Измерения. Поля. Частицы. М.: Наука, 1983. [8] Хелстром К. Квантовая теория проверки гипотез и оценивания. М.: Мир, 1979. [9] Холево А. С. Вероятностные и статистические аспекты квантовой теории. М.: Наука, 1980. [10] Люиселл У. Излучение и шумы в квантовой электронике. М.: Наука, 1972.

Поступила в редакцию
21.05.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, т. 27, № 2

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.17

МЕТОД РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ В МНОГОКАНАЛЬНОЙ КУЛОНОВСКО-ЯДЕРНОЙ ЗАДАЧЕ РАССЕЯНИЯ

А. Н. Сафронов

(НИИЯФ)

1. **Введение.** Известно, что наиболее универсальное модельно-независимое определение резонансных параметров в теории рассеяния основано на аналитических свойствах S-матрицы: параметры резонансов в этом подходе связываются с положением полюсов S-матрицы