

## СТОХАСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В ПАССИВНОЙ ПОЛНОСТЬЮ ОПТИЧЕСКОЙ БИСТАБИЛЬНОЙ СИСТЕМЕ

*М.И.Дыкман<sup>1)</sup>, А.Л.Великович, Г.П.Голубев, Д.Г.Лучинский,  
С.В.Цуприков*

<sup>1)</sup>*Институт полупроводников АН УССР  
252000, Киев*

*Всесоюзный научно-исследовательский институт метрологической службы  
117965, Москва*

Поступила в редакцию 29 декабря 1991 г.

Впервые сообщается о наблюдении стохастического резонанса в пассивной полностью оптической бистабильной системе. Возникновение стохастического резонанса для случая слабого сигнала и шума объясняется в рамках теории линейного отклика.

Понятие стохастического резонанса (СР) введено в работах <sup>1-3</sup> для объяснения периодического возникновения ледниковых периодов на Земле. Впоследствии <sup>4</sup> под СР стали понимать также увеличение и последующий спад отношения сигнал/шум  $R$  на выходе системы при увеличении интенсивности шума. Значение  $R$  определяется как отношение интенсивности спектральной плотности флуктуаций (СПФ)  $Q(\omega)$  на частоте внешнего поля  $\Omega$  к значению СПФ в отсутствие поля  $Q^{(0)}(\Omega)$ . Несмотря на общий характер явления, не зависящий от конкретной физической природы бистабильной системы, до сих пор оно исследовалось в основном методами численного и аналогового моделирования <sup>5-7</sup>. Единственная "реальная" физическая система, в которой до сих пор наблюдался СР - это кольцевой лазер на красителе с конкурирующими модами <sup>4</sup>.

Ниже сообщается о первом наблюдении СР в пассивной полностью оптической бистабильной системе. Исследовалась трехзеркальная система связанных резонаторов (ТЗС) <sup>8,9</sup>. Первый резонатор образован мембраной из тонкой ( $\approx 1$  мкм) пленки полупроводникового монокристалла GaSe, отделенной металлической диафрагмой диаметром  $\approx 500$  мкм от плоского диэлектрического зеркала. Воздушный зазор между зеркалом и мембраной толщиной  $\approx 10$  мкм образует второй резонатор. Падающее излучение аргонового лазера интенсивностью  $I$  ( $\lambda = 514,5$  нм) распространяется нормально к зеркалу. Интен-

сивность  $I$  модулировалась во времени с помощью электрооптического затвора, на который подавался регулярный сигнал, а также шум с частотой  $\leq 100$  кГц. Оптическая бистабильность (см. рис. 1а) возникает благодаря термоупругому прогибу мембраны под действием лазерного излучения. Особенностью исследуемой системы является то, что это - система с сосредоточенными параметрами: пленка прогибается как целое, и поперечные эффекты не оказывают влияния на ее динамическое поведение. Ранее было продемонстрировано существование в этой системе мультистабильности и автоколебаний<sup>8,9</sup>. Были исследованы также флуктуационные явления<sup>10</sup>. В частности, при модуляции интенсивности падающего излучения  $I$  гауссовским шумом интенсивности  $D$ ,

$$I = I + \delta I(t) + A \cos(\Omega t), \quad \langle \delta I(t) \rangle = 0,$$

$$\langle \delta I(t) \delta I(t') \rangle = \frac{D}{\tau_c} \xi \left[ \frac{|t - t'|}{\tau_c} \right], \quad \int_0^{\infty} \xi(x) dx = 1 \quad (1)$$

в СПФ интенсивности прошедшего излучения  $I_T(t)$

$$Q(\omega) = \lim_{t_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{4\pi t_0} \left| \int_{-t_0}^{t_0} dt \exp(i\omega t) I_T(t) \right|^2 \quad (2)$$

наблюдается лоренцевский пик на нулевой частоте,

$$Q_0(\omega) = \frac{\omega_1 \omega_2}{\pi} (I_{T1} - I_{T2})^2 (W_{12} + W_{21}) / [\omega^2 + (W_{12} + W_{21})^2], \quad (3)$$

где  $W_{ij}$  - вероятности переходов  $i \rightarrow j$  между сосуществующими при данном  $I$  устойчивыми состояниями,  $\omega_{1,2}$  - заселенности состояний ( $\omega_1/\omega_2 = W_{21}/W_{12}$ ),  $I_{T1,2}$  значения  $I_T$  в устойчивых состояниях.

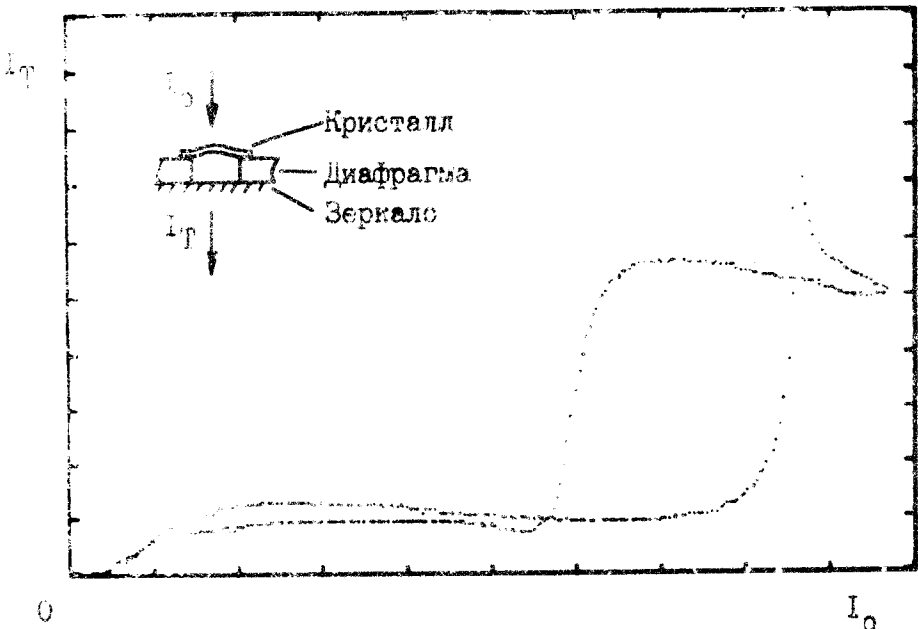


Рис. 1. а - Петля гистерезиса в прошедшем излучении ТЭС (на вставке схема элемента)

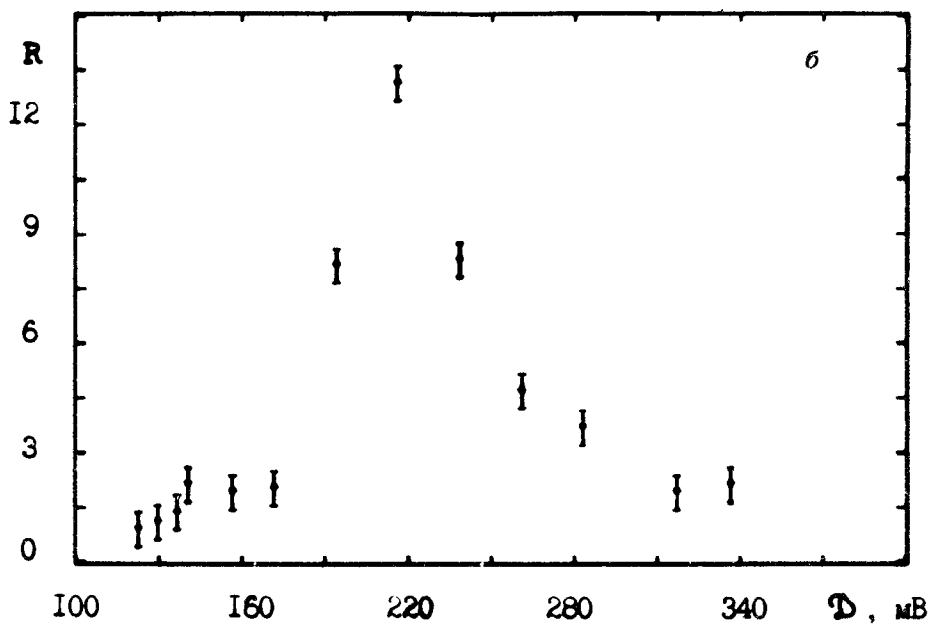
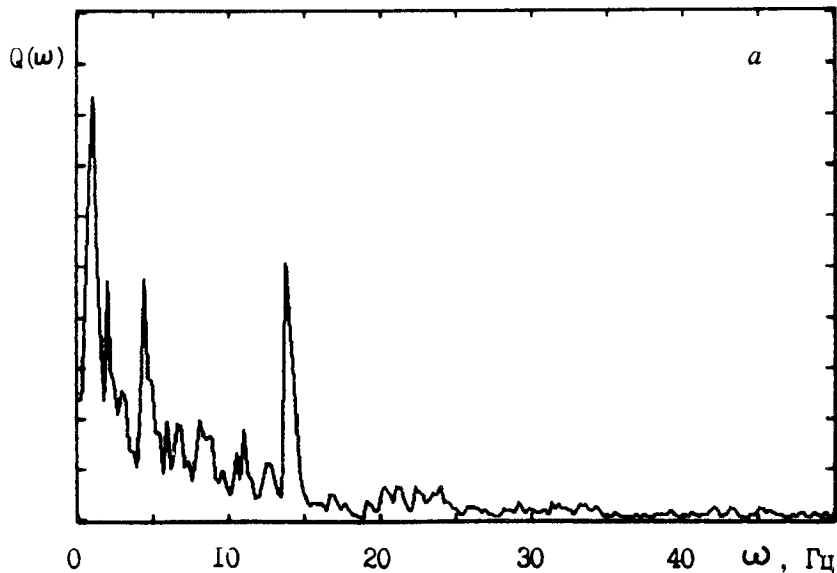


Рис. 2. *a* - СПФ интенсивности выходного излучения для отношения сигнал/шум равного 7, *б* - стохастический резонанс

Если помимо шумовой имеется также периодическая модуляция падающего излучения, т.е. к  $I$  (см. (1)) добавляется слагаемое  $A \cos(\Omega t)$ , то в СПФ возникает  $\delta$ -образный пик на частоте  $\pm \Omega$ . Его интенсивность можно рассчитать, используя дебаевское приближение для описания релаксации набег фазы излучения  $\varphi$  в воздушном зазоре резонатора, определяемого термоупругим прогибом мембраны:

$$\dot{\varphi} + \frac{1}{\tau} \Delta\varphi = IM(\varphi), \quad \varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi, \quad I_T = IN(\varphi), \quad (4)$$

где  $2\pi$  - периодические функции  $M(\varphi)$  и  $N(\varphi)$  при выбранной нормировке  $I$  есть коэффициенты поглощения и пропускания системы. Считая шум  $\delta I(t)$  широкополосным ("белым"),  $\tau_c \ll \tau$ , несложно показать, что при  $\Omega\tau \ll 1$  интенсивности  $\delta$ -образных пиков СПФ на частотах  $\pm\Omega$  ("сигнала") в пределе слабой модуляции равны  $(1/4)A^2|K|^2$ , где

$$K = \sum_{n=1,2} w_n \frac{dI_{Tn}}{dI} + \frac{w_1 w_2}{D} (I_{T1} - I_{T2}) \frac{W_{12} + W_{21}}{W_{12} + W_{21} + i\Omega} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi M^{-1}(\varphi). \quad (5)$$

В целом СПФ в области низких частот представляет собой суперпозицию  $\delta$ -образного пика на частоте  $\Omega$ , нуль-частотного пика (3) и широкого плавного пьедестала (в области  $\omega\tau \ll 1$ ), пропорционального  $D$  и малого при малых  $D$ . Поскольку вероятности флуктуационных переходов  $W_{ij} \propto \exp(-R_i/D)$  активационным образом растут с интенсивностью шума, то отношение сигнал/шум, как ясно из (3) - (5), также резко растет с  $D$ , если высоты "потенциальных барьеров"  $R_{1,2} \gg D$ . Последующий спад СР при больших  $D$  определяется ростом пьедестала (а не нуль-частотного пика) и резким замедлением роста  $W_{ij}$  при  $R_i \geq D$ .

Именно этот эффект наблюдался в эксперименте (см. рис. 2). Синусоидальный сигнал на частоте 14 Гц прикладывался к электрооптическому модулятору в добавление к шумовому. Интенсивность прошедшего сигнала регистрировалась цифровым осциллографом, соединенным с микро-ЭВМ. Отношение сигнал/шум в СПФ резко возрастало начиная с некоторого значения амплитуды шума  $D$  и затем спадало при дальнейшем увеличении  $D$  (рис. 2).

Таким образом, впервые в пассивной полностью оптической бистабильной системе продемонстрировано явление стохастического резонанса для случая слабого синусоидального сигнала и мультипликативного шума. Объяснение этого эффекта проводится в рамках теории линейного отклика.

Авторы благодарны П.В.Е.Макклинтоку, за обсуждение результатов. Один из нас (М.И.Дыкман) благодарен SERC (Великобритания) за финансовую поддержку.

### Литература

1. Benzi R. et al. J. Phys. A, 1981, 14, L453.
2. Nicolis C. Tellus, 1982, 34, 1; Benzi R. et al. Tellus, 1982, 34, 10.
3. Benzi R., et al. SIAM J. Appl. Math., 1983, 43, 565.
4. McNamara B. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 2626; McNamara B., Wisselfeld K. Phys. Rev. A, 1989, 39, 4854.
5. Zhou T., Moss F. Phys. Rev. A, in press.
6. Fauve S., Hulsot F. Phys. Lett., 1983, A97, 5.
7. Дыкман М.И. Макклинток П.В.Е., Маннелла Р., Стокс Н. Письма в ЖЭТФ, 1990, 52, 700.
8. Golubev G.P. et al. Optics Comm., 1987, 64, 181.
9. Golubev G.P. et al. Optics comm., 1991, in press.
10. Dykman M.I. et al. Submitted to RPA, 1990.