

- [10] Auld B.A., Thompson D.F. // Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1987. P. 305-312.
- [11] Анисимкин В.И., Магомедов М.А., Федосов В.И. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 1. С. 56-61.

Поступило в Редакцию
10 января 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 8 26 апреля 1990 г.

О МЕХАНИЗМАХ ВОЗБУЖДЕНИЯ МИКРОРЕЗОНАТОРОВ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

07; 08

© 1990

В.Д. Бурков, Ф.А. Егоров Ф.А., С.В. Шаталин

В последнее время появился ряд работ, посвященных исследованию возбуждения оптическими методами механических микрорезонаторов. Этот интерес вызван тем, что они имеют большие перспективы для использования в качестве чувствительных элементов в волоконно-оптических датчиках и в информационно-измерительных системах как элемент коммутации [1]. Микрорезонатор представляет из себя, например, кремниевый мостик микронных размеров,etchаемый методом анизотропного травления кремниевой подложки [2] (см. рисунок). Главным достоинством таких микрорезонаторов является возможность эффективного возбуждения в них механических колебаний мостика оптическим излучением сравнительно малой интенсивности ~ 1 мВт. В настоящее время общепринятое объяснение механизма возникновения колебаний основывается на фототермическом эффекте: падающее на мостик излучение поглощается им, нагревает его, и нагрев в силу термического расширения приводит к смещению мостика из положения равновесия [3, 4]. Экспериментальные результаты, в основном, только качественно согласуются с данными расчета, основанными на такой модели [3]. Несмотря на это, в литературе нам не удалось найти анализа влияния на работу микрорезонатора других факторов, например силы давления падающего на мостик излучения. Расчеты, приведенные нами ниже, показывают, что влияние силы давления оптического излучения может оказаться весьма существенным: вклад в амплитуду колебаний мостика микрорезонатора составляет, по крайней мере, не менее 5% в обычных условиях, а в случае, если поверхность мостика сильно отражает падающее излучение, давление оптического излучения становится определяющим при возбуждении микрорезонатора.

Рассмотрим возбуждение микрорезонатора (см. рисунок) силой F , возникающей из-за давления узкого пучка света с мощностью

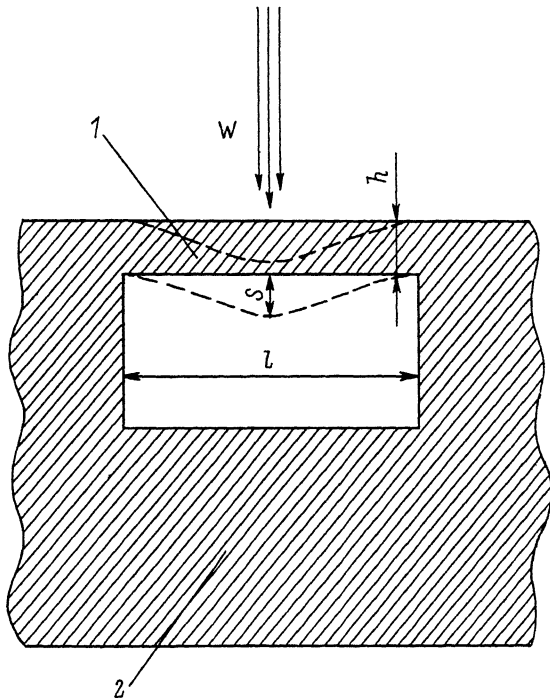


Схема возбуждения микрорезонатора оптическим излучением. 1 – мостик, 2 – подложка.

W , падающего на середину мостика. Сила давления излучения определяется соотношением [5]:

$$F = (1+R) \cdot \frac{W}{c}, \quad (1)$$

где R – коэффициент отражения поверхности мостика, скорость света в вакууме. При облучении микрорезонатора светом с мощностью $W = W_0 \cdot (1 + \sin(\omega \cdot t))$ (где ω – частота модуляции света, равная собственной частоте низшего типа упругих колебаний мостика микрорезонатора) для амплитуды колебаний S центра мостика под действием сосредоточенной силы, определяемой (1), получим соотношение [6]:

$$S = \frac{(1+R)}{16 \cdot E \cdot c} \cdot Q \cdot W_0 \cdot \frac{l^3}{b \cdot h^3}, \quad (2)$$

где Q – добротность микрорезонатора; E – модуль Юнга материала мостика; l , b , h – соответственно длина, ширина, толщина мостика.

При фототермическом механизме возбуждения микрорезонатора при тех же исходных данных отклонение центра мостика описывается выражением $U = S' \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi)$, где S' - амплитуда колебаний центра мостика [3]:

$$S' = (1-R) \cdot \frac{\alpha}{c_0 \cdot \rho \cdot q} \cdot z(h, \varphi) \cdot Q \cdot W_0 \cdot \frac{l^3}{b \cdot h^3}. \quad (3)$$

Здесь α - коэффициент теплового расширения; c_0 - скорость звука; ρ , q - плотность и теплоемкость материала мостика, $z(h, \varphi)$ - функция, зависящая от толщины h (монотонно растущая с ростом h), а также от сдвига фаз между W и отклонением мостика U . Из сравнения (2) и (3) видно, что S/S' зависит от характеристик материала мостика, от толщины h и не зависит от других его геометрических размеров. С уменьшением толщины мостика отношение S/S' - растет. Подставив численные параметры для кремниевого микрорезонатора, исследованного в [4] ($l=1.4$ мм, $b=12$ мкм, $h=2$ мкм, $Q=200$, $\omega=530$ кГц; физические характеристики для кремния приведены, например, в [31]), получим $S/S' = 5 \cdot 10^{-2}$. В случае, если материал мостика имеет большой коэффициент отражения или специально нанесено хорошо отражающее покрытие (например, напылен тонкий слой алюминия $R=97\%$ или интерференционное зеркало), то $S/S' > 1$. Следует отметить, что поскольку в [3] приведены численные значения лишь для $z_{\max}(h, \varphi)$, то полученные значения для S/S' являются оценкой снизу. Таким образом, влияние давления излучения может оказаться весьма существенным, а в некоторых случаях оно может играть определяющую роль при оптическом возбуждении микрорезонаторов.

На резонансной частоте коэффициент преобразования оптической мощности в амплитуду упругих колебаний для рассматриваемого микрорезонатора, возбуждаемого только за счет давления света ($R=1$), составляет $S/W_0 = 0.02$ мкм/мВт. В настоящее время интерферометрические методы позволяют вполне надежно измерять смещения $=2-3 \text{ \AA}$ [7]. Отметим, что даже при тех же геометрических размерах мостика коэффициент преобразования может быть значительно повышен (в 64 раза), если один конец мостика сделать свободным, т. е. сделать консоль, при этом резонансная частота уменьшится в 6 раз [6].

В заключение хотим отметить, что микрорезонатор с коэффициентом отражения $R \approx 1$, возбуждаемый с помощью давления света, представляет собой практически непоглощающий детектор света и может быть применен для уменьшения квантовых флуктуаций [8]. Как детектор оптического излучения, он интересен еще тем, что если на поверхность мостика напылить тонкое алюминиевое зеркало, то при длинах волн излучения больших 0.2 мкм, его спектральная чувствительность будет практически постоянной.

Авторы выражают благодарность В.Т. Потапову, А.А. Соколовскому за обсуждение и внимание к работе, а также С.Ю. Романенно и А.Р. Захаровой за помощь, оказанную при оформлении работы.

- [1] Venkatesh S., Novak S. // Opt. Lett. 1987. V. 12. P. 129-131.
- [2] Venkatesh S., Culshaw B. // Electron. Lett. 1985. V. 21. P. 315-317.
- [3] Langdon R.M., Lynch B.J. // GEC J. Res. 1988. V. 6 (1). P. 55-62.
- [4] Zhang L.M., Uttamchandani D., Culshaw B. // Electron. Lett. 1989. V. 25. N 2. P. 149-150.
- [5] С и в у х и н Д.В. Общий курс физики. Т. 3. М.: Наука, 1983. 687 с.
- [6] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Теоретическая физика. Т. 7. Наука, 1987. 244 с.
- [7] С е д ы х Д.А. Бесконтактное измерение микроперемещений с помощью волоконно-оптического интерферометра Физо. Автореф. канд. дис. М., ИРЭ АН СССР. 1989.
- [8] С м и р н о в Д.Ф., Т р о ш и н А.С. // УФН. 1987. Т. 153. В 2. С. 233-267.

Поступило в Редакцию
10 января 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 8

26 апреля 1990 г.

06.3; 07

© 1990

ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ В $AlGaAs/GaAs$
ТУННЕЛЬНО-СВЯЗАННЫХ ПОЛОСКОВЫХ
ВОЛНОВОДАХ ПРИ ЭФФЕКТЕ ФРАНЦА-КЕЛДЫША

А.Ю. И в а н о в, В.И. Г о л с т и х и н

Оптическая бистабильность (ОБ) полупроводниковых соединений A_3B_5 является предметом интенсивных исследований [1], причем работы в данной области ведутся как в направлении поиска эффективных механизмов оптической нелинейности, так и в направлении создания адекватных им устройств положительной обратной связи [2]. Значительный интерес представляет электроабсорбционная оптическая нелинейность волноводных фотодиодных структур на основе указанных соединений [3], проявляющаяся в насыщении обусловленного эффектом Франца-Келдыша (ЭФК) поглощения [4, 5] и допускающая, в принципе, реализацию резонаторной ОБ [6]. Вместе с тем, как показывает анализ [7], наряду с насыщением поглоще-