

07

Измерение скорости нанометровых перемещений по спектру автодинного сигнала лазера на квантоворазмерных структурах

© Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, А.С. Камышанский

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: UsanovDA@info.sgu.ru

Поступило в Редакцию 25 августа 2003 г.

Исследована возможность применения лазерного автодина на квантоворазмерных структурах для измерения скоростей нанометровых перемещений. Для обеспечения нормировки автодинного сигнала предложено возбуждать дополнительные механические колебания в объекте с амплитудой не менее половины длины волны лазерного излучения. Показано, что в этом случае скорость перемещения может быть определена по изменению набега фазы автодинного сигнала.

В настоящее время показана возможность применения лазеров на квантоворазмерных структурах для определения характеристик нанометровых вибраций [1–4] объектов различной природы. Область применения таких лазеров могла бы быть еще более расширена, если бы удалось использовать их, в частности, для измерения скорости перемещений объектов, в том числе нанометровых.

Такого рода задачи возникают, например, при измерении скорости теплового расширения медленно нагреваемых объектов или объектов малых размеров. Исследование возможности использования лазера на квантоворазмерных структурах для измерения скорости нанометровых перемещений и составляло цель настоящей работы.

Переменная информативная составляющая автодинного сигнала лазера при уровне обратной связи, значительно меньшем единицы, записывается в виде [4]:

$$P = \cos(\omega_0 \cdot \tau(t)), \quad (1)$$

где $\tau(t)$ — время обхода лазерным излучением расстояния L до внешнего отражателя, ω_0 — резонансная частота резонатора лазерного диода

без обратной связи. При движении внешнего отражателя, расположенного на расстоянии L_0 в момент времени $t = 0$ от резонатора лазерного диода, со скоростью ϑ , время его обхода лазерным излучением τ_0 изменяется по закону:

$$\tau_0(t) = \frac{2}{c} \left(L_0 + \int_0^t \vartheta(t') dt' \right). \quad (2)$$

Для обеспечения нормировки автодинного сигнала его величина делится на максимальное значение, которое достигается при перемещении положения отражателя не менее чем на половину длины волны лазерного излучения. Пронормировав автодинный сигнал, в принципе можно, измеряя $P(t)$ и используя соотношение (1), определять скорость перемещения объекта $\vartheta(t)$. Однако методика решения такого рода обратной задачи не разработана. В то же время хорошо отработаны и опробованы на практике методы решения таких обратных задач для случая, когда отражатель совершает периодические или, в частном случае, гармонические колебания [5]. Таким образом, если возбудить в объекте, скорость перемещения которого необходимо измерить, механические колебания, то для определения τ_0 , включающего искомую $\vartheta(t)$, можно применить уже апробированные спектральные методы решения соответствующей обратной задачи.

Будем считать, что возбуждаемые в объекте вибрации являются гармоническими:

$$f(t) = \xi \sin(\Omega \cdot t + \varepsilon), \quad (3)$$

где ξ и Ω — амплитуда и частота колебаний внешнего отражателя лазерного излучения, ε — начальная фаза. Тогда

$$t(t) = \tau_0(t) + \tau_a \cdot \sin(\Omega \cdot t + \varepsilon), \quad (4)$$

где $\tau_a = 2\xi/c$.

При этом скорость изменения амплитуды возбуждаемых механических колебаний должна быть намного больше скорости перемещения объекта для того, чтобы при решении обратной задачи для каждого фиксированного промежутка времени можно было измерить спектр колебаний, пренебрегая изменением τ_0 за счет медленного перемещения; колебательная система представляется в виде быстрой подсистемы, связанной со специально возбуждаемыми колебаниями, и медленной, связанной с нанометровыми перемещениями. При этом

при определении τ на каждом заданном интервале времени τ_0 можно считать постоянным, входящим в суммарное τ как параметр. Тогда $P(t)$ принимает вид

$$P(t) = \cos(\theta(t) + \sigma \cdot \sin(\Omega \cdot t + \varepsilon)), \quad (5)$$

где $\theta(t) = \omega_0 \cdot \tau_0(t)$ — набег фазы автодинного сигнала, $\sigma = 4\pi\xi/\lambda$, λ — длина волны лазерного излучения.

Представляя $P(t)$ в виде разложения в ряд по функциям Бесселя:

$$P(t) = \cos \theta J_0(\sigma) + 2 \cos \theta \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\sigma) \cos[2n\Omega t + \varepsilon] - 2 \sin \theta \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(\sigma) \cos[(2n-1)\Omega t + \varepsilon], \quad (6)$$

где J_n — функция Бесселя порядка n , n — номер спектральной составляющей сигнала автодинного детектирования, и в виде разложения в ряд Фурье:

$$P(t) = \frac{1}{2} a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \{a_n \cos n\omega t - b_n \sin n\omega t\}, \quad (7)$$

где a_n и b_n — коэффициенты разложения в ряд Фурье, и приравнивая эти разложения, получим соотношение для вычисления амплитуды продольных колебаний объекта

$$\xi^2 = \frac{\lambda^2}{\pi^2} \frac{6(c_n + c_{n+1})}{(c_n + c_{n+2})(c_{n-1} + c_{n+1})}, \quad (8)$$

где c_n — коэффициенты, пропорциональные спектральным составляющим сигнала, вывод которых приведен, например, в [6].

Используя разложения $P(t)$ в ряды по функциям Бесселя и Фурье, можно вычислить набег фазы автодинного сигнала по четырем коэффициентам c_n с последовательными номерами n :

$$\theta_{2,n} = \arctg \left[\sqrt{\frac{(2n+1)}{(2n-1)} \frac{(c_{2n+3} + c_{2n+1})c_{2n+1}}{(c_{2n+2} + c_{2n})c_{2n+2}}} \right] \quad (9)$$

или

$$\theta_{2,n-1} = \arctg \left[\sqrt{\frac{(2n+1)}{2n} \frac{(c_{2n+1} + c_{2n-1})c_{2n+1}}{(c_{2n+2} + c_{2n})c_{2n}}} \right]. \quad (10)$$

При этом соотношение (9) применяется, когда используется четыре коэффициента c_n , начиная с четного номера, а (10) — начиная с нечетного номера.

Перемещая „окно“ выбранного временного интервала, в пределах которого проводится анализ исходного сигнала, по оси времени и вычисляя набег фазы автодинного сигнала для каждого „окна“, можно получить медленноменяющуюся зависимость $\theta(t)$, из которой для известного времени выборки Δt определяется скорость движения объекта, усредненная в пределах интервала Δt :

$$v(t) = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{\Delta\theta}{\Delta t}. \quad (11)$$

Экспериментальные исследования проводились на автодинной измерительной системе, включающей лазерный диод RLD-650 (5) на квантоворазмерных структурах с дифракционно-ограниченной одиночной пространственной модой с характеристиками: мощность излучения 5 mW, длина волны 652 nm, пороговый ток 20 mA.

Излучение полупроводникового лазера направлялось на отражатель, закрепленный на исследуемом образце. Медленное поступательное движение отражателя осуществлялось в результате линейного теплового расширения образца. Вибрация отражателя реализовывалась пьезокерамикой из ВаТiО₃, колебания которой возбуждались генератором звуковых колебаний. Часть излучения, отраженного от объекта, возвращалась в резонатор полупроводникового лазера, изменение выходной мощности которого регистрировалось фотодетектором. Сигнал с фотодетектора поступал через широкополосный усилитель, содержащий фильтр переменного сигнала, на вход аналого-цифрового преобразователя компьютера.

Для определения скорости движения объекта необходимо в процессе измерений определять частоту Ω , амплитуду колебаний объекта ξ и набег фазы автодинного сигнала θ , которые рассчитывались по спектральным составляющим автодинного сигнала с использованием соотношений (8), (9), (10). С учетом того, что с одной стороны временной интервал обрабатываемых участков сигнала Δt должен быть мал, чтобы можно было предположить постоянство в нем набег фазы автодинного сигнала ($\theta = \text{const}$), а с другой стороны, достаточным для получения хорошего разрешения спектра, Δt было выбрано равным 5 периодам колебаний объекта (0.05 s). На рис. 1 приведен спектр

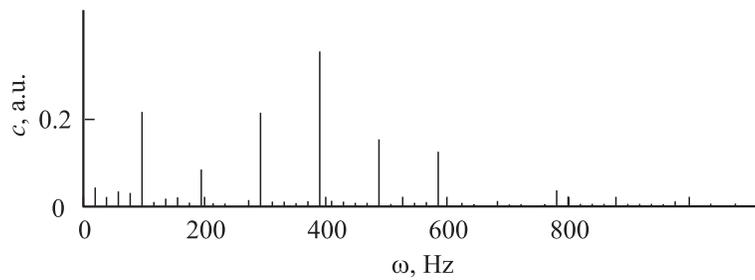


Рис. 1. Спектр окна сигнала длиной в 5 периодов колебаний объекта.

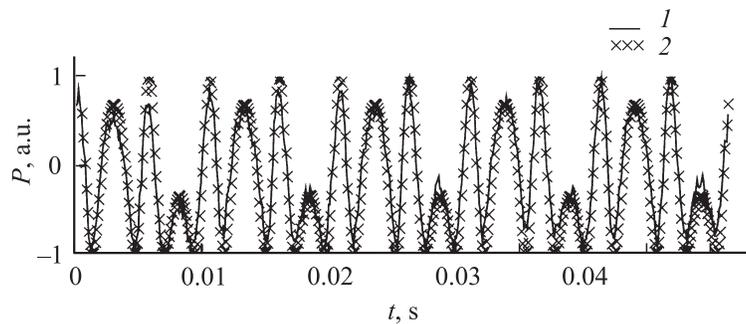


Рис. 2. Экспериментальный (исходный) и восстановленный сигналы (средне-квадратическое отклонение экспериментального сигнала от восстановленного равно 0.1): 1 — экспериментальный, 2 — восстановленный.

участка автодинного сигнала длительностью в 5 периодов колебаний объекта.

По спектру, приведенному на рис. 1, рассчитывались частота Ω , амплитуда колебаний объекта ξ и набег фазы автодинного сигнала θ . После вычисления начальной фазы ε строился восстановленный автодинный сигнал в предположении $\theta = \text{const}$ на интервале Δt . На рис. 2 приведен восстановленный таким образом автодинный сигнал (2) в сравнении с измеренным (1).

Из автодинного сигнала формировались оконные участки длительностью в 0.05 s путем перемещения формирующего окна с шагом 0.01 s.

Отметим, что образующееся в этом случае взаимное перекрытие обрабатываемых участков способствует повышению точности вычислений. В результате проведения анализа для каждого из сформированных таким образом участков была получена зависимость набега фазы автодинного сигнала от времени $\theta(t)$, имеющая в рассматриваемом случае вид наклонной прямой линии.

Из сопоставления теоретической зависимости набега фазы автодинного сигнала от времени с экспериментально полученной наклонной прямой была вычислена скорость теплового расширения объекта, которая составила 50 nm/s.

Таким образом, показано, что с помощью квантоворазмерного полупроводникового лазера, работающего в режиме автодинного генератора, возможно контролировать движение объектов с малыми скоростями при условии возбуждения в измеряемом объекте колебаний с амплитудой, большей, чем половина длины волны лазерного излучения.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования РФ в рамках программы „Фундаментальные научные исследования, выполняемые ведущими научно-педагогическими коллективами“, код проекта 2.12.03.

Список литературы

- [1] Быковский Ю.А., Дедушенко К.Б., Зверьков М.В., Мамаев А.Н. // Квантовая электроника. 1992. Т. 19. В. 7. С. 657–661.
- [2] Donati S., Giuliani G., Merlo S. // IEEE J. Quantum Electron. 1995. V. 31. N 1. P. 113–119.
- [3] Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Щукин В.А., Копьев П.С., Алфёров Ж.И., Бимберг Д. // Физика и техника полупроводников. 1998. Т. 32. № 4. С. 385–410.
- [4] Усанов Д.А., Скрипаль А.В. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 9. С. 51–57.
- [5] Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Гангнус С.В. // Автометрия. 2001. № 1. С. 117–122.
- [6] Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Скрипаль А.В. Вычислительные методы в физике твердого тела. Учеб. пособие. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2002. С. 136.