



ИЗМЕНЕНИЕ СПЕКТРА СИГНАЛА ЛАЗЕРНОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО АВТОДИНА ПРИ ФОКУСИРОВКЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, К.С. Авдеев

Проведено моделирование автодинного сигнала при различных уровнях обратной связи, влияющих на измерение параметров вибраций отражателя, и различных значениях мощности возвращаемого в лазер излучения. Показано, что при увеличении степени фокусировки лазерного автодина с вибрирующим отражателем происходит обогащение спектра автодинного сигнала.

Ключевые слова: Полупроводниковый лазер, автодинное детектирование, измерение вибраций, спектр сигнала, оптическая обратная связь.

1. В работах [1–5] показана возможность применения полупроводникового лазерного автодина для измерения параметров вибраций объектов, выполняющих роль отражателя, в широком диапазоне амплитуд (от одного нанометра до сотен микрон). Область применения таких измерителей могла бы быть существенно расширена, если было бы возможно проводить измерения с высокой степенью локальности. Это позволило бы, в частности, измерять параметры вибраций микрообъектов. Наиболее простой путь повышения локальности измерений состоит в использовании сфокусированного излучения. Ясно, что при повышении степени фокусировки может изменяться уровень обратной связи в лазерном автодине, и как следствие происходит изменение (обогащение) спектра автодинного сигнала, связанное с его нелинейным искажением.

Исследование влияния степени фокусировки излучения лазерного автодина и связанного с ним изменения уровня обратной связи на спектр автодинного сигнала и возможность его использования для измерения нановибраций отражателя составляет цель настоящей работы.

2. Традиционно известная оптическая схема полупроводникового лазера с внешней оптической обратной связью была детально исследована в классических работах Р. Лэнга и К. Кобаяши [6]. Ими была предложена модель, в которой лазерный диод описывается системой дифференциальных уравнений для амплитуды и фазы элек-

ромагнитного поля и концентрации носителей заряда,

$$\frac{d}{dt}E^*(t) = i\omega(N)E^*(t) + \frac{1}{2} \left(G(N) - \frac{1}{\tau_p} \right) E^*(t) + zE^*(t - \tau), \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt}N(t) = J - \frac{N(t)}{\tau_s} - G(N)E^2(t). \quad (2)$$

Здесь

$$E^*(t) = E(t) \exp(i\omega_0 t + i\Phi(t)), \quad (3)$$

$E(t)$ – амплитуда комплексного электрического поля $E^*(t)$ внутри лазерного резонатора; $\omega(N)$ – частота генерации лазера с обратной связью; $G(N)$ – параметр усиления моды; τ_p – время жизни фотонов в диодном резонаторе; z – коэффициент обратной связи; τ – время обхода внешнего резонатора длиной L ; $N(t)$ – концентрация носителей в активной области диода; J – число носителей, инжектируемых в единицу объема за единицу времени (величина, пропорциональная току инжекции); τ_s – время жизни носителей, обусловленное спонтанной рекомбинацией; ω_0 – резонансная частота собственного резонатора лазерного диода; $\Phi(t)$ – фаза оптических колебаний поля.

Вклад от возврата части излучения описывает третий член в правой части уравнения (1), в котором коэффициент обратной связи в пренебрежении многократными отражениями может быть представлен в виде [6]

$$z = \frac{(1 - R^2)(r/R)}{\tau_{in}}, \quad (4)$$

где r – коэффициент отражения от внешнего зеркала, R – коэффициент отражения грани лазерного диода, τ_{in} – время обхода излучением диодного резонатора

$$\tau_{in} = \frac{2L_d\eta}{c}, \quad (5)$$

L_d и η – соответственно длина и показатель преломления активной области полупроводникового лазера, c – скорость света.

Используя линейное приближение для параметра усиления $G(N)$ и функции оптической частоты $\omega(N)$ (см. [6]) вблизи порога генерации можно получить два дифференциальных уравнения, описывающих динамику излучения в составном лазерном резонаторе,

$$\frac{d}{dt}E(t) = \frac{1}{2}G_N\Delta N(t)E(t) + zE(t - \tau)\cos\Delta(t), \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt}\Phi(t) = \frac{1}{2}\alpha G_N\Delta N(t) - z\frac{E(t - \tau)}{E(t)}\sin\Delta(t), \quad (7)$$

где α – коэффициент уширения линии генерации, G_N – производная от параметра усиления по концентрации, $\Delta(t) = \omega_0\tau + \Phi(t) - \Phi(t - \tau)$ – набег фазы волны для лазера с обратной связью за время τ обхода внешнего резонатора, $\omega_0\tau$ – стационарный набег фазы для уединенного лазера.

Выражение для линейризованной мощности в режиме стационарной генерации, с учетом того, что фазовое уравнение

$$\omega_0 = \omega + z\sqrt{1 + \alpha^2} \sin(\omega\tau + \arctg \alpha) \quad (8)$$

обладает множеством решений [6], соответствующих множеству мод внешнего резонатора, можно записать в виде [3] суммы постоянной составляющей P_1 и переменной P_2 , зависящей от частоты лазерного излучения и времени обхода внешнего резонатора

$$\tilde{P} = P_1 + P_2 \cos(\omega\tau). \quad (9)$$

Зададим время обхода внешнего резонатора в виде гармонической функции времени t

$$\tau = \tau_0 + \tau_a \sin(\Omega t + \varepsilon). \quad (10)$$

Тогда выражение (9) для переменной нормированной мощности автодинного сигнала в режиме слабой обратной связи с учетом (8) для $C \leq 1$ преобразуется к виду

$$P(t) = \cos(\omega_0\tau_0 + \omega_0\tau_a \sin(\Omega\tau + \varepsilon) - C \sin(\omega\tau_0 + \omega\tau_a \sin(\omega\tau + \varepsilon) + \psi)), \quad (11)$$

где C – параметр внешней оптической связи, $\tau_0 = 2L/c$ – время обхода лазерным излучением внешнего резонатора с неподвижным отражателем, L – расстояние до внешнего отражателя, $\tau_a = 2\xi/c$ – амплитудное значение изменения времени обхода, ξ и Ω – амплитуда и частота колебаний внешнего отражателя, ε – начальная фаза.

Выражение (11) описывает нормированную мощность автодинного сигнала, формируемого при колебаниях внешнего отражателя, где параметр внешней оптической связи определяется по формуле $C = \tau_0 z \sqrt{1 + \alpha^2}$. Для описания спектра автодинного сигнала в режиме слабой обратной связи $C \leq 1$ может быть использовано представление в виде разложения в ряд по функциям Бесселя

$$P(t) = \cos \theta J_0(\sigma) + 2 \cos \theta \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\sigma) \cos [2n\omega t + \varepsilon] - \\ - 2 \sin \theta \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(\sigma) \cos [(2n-1)\omega t + \varepsilon]. \quad (12)$$

Первое слагаемое в (12) представляет собой постоянную составляющую автодинного сигнала. Амплитуда гармоник высших порядков определяется величиной σ , входящей в разложение и связанной с амплитудой колебания объекта соотношением $\sigma = 4\pi\xi/\lambda$.

Отношение спектральных составляющих зависит от амплитуды колебания объекта. В качестве подтверждения приведены спектры сигналов, полученных при различных амплитудах колебаний объектов (рис. 1).

Для определения амплитуды колебаний объекта автодинный сигнал при $C \leq 1$ может быть представлен также в виде разложения в ряд Фурье

$$P(t) = 1/2a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_{2n} \cos(2n\Omega t) - b_{2n} \sin(2n\Omega t)) - \\ - \sum_{n=1}^{\infty} (a_{2n-1} \cos((2n-1)\Omega t) - b_{2n-1} \sin((2n-1)\Omega t)). \quad (13)$$

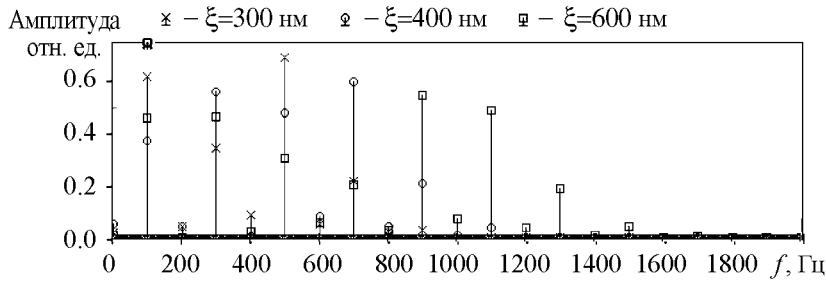


Рис. 1. Спектры сигналов полученных при различных амплитудах ξ колебаний объектов

Введем спектральные коэффициенты c_n следующим образом:

$$c_{2n} = 2J_{2n}(\sigma) \cos \theta = \begin{cases} \frac{a_{2n}}{\cos(2n\varepsilon)}, & |a_{2n}| > |b_{2n}|, \\ \frac{b_{2n}}{\sin(2n\varepsilon)}, & |a_{2n}| < |b_{2n}| \end{cases} \quad (14)$$

для четных номеров и

$$c_{2n-1} = 2J_{2n-1}(\sigma) \sin \theta = \begin{cases} \frac{-a_{2n-1}}{\sin((2n-1)\varepsilon)}, & |a_{2n-1}| > |b_{2n-1}|, \\ \frac{b_{2n-1}}{\cos((2n-1)\varepsilon)}, & |a_{2n-1}| < |b_{2n-1}| \end{cases} \quad (15)$$

для нечетных номеров. Коэффициенты c_{2n} и c_{2n-1} пропорциональны четным и нечетным спектральным составляющим сигнала, соответственно; a_n и b_n – коэффициенты разложения в ряд Фурье. Значение ε при использовании коэффициентов a_n и b_n с четными номерами находится по формуле: $\varepsilon = 1/(2n) \arctg(b_{2n}/a_{2n})$; при использовании коэффициентов a_n и b_n с нечетными номерами находится по формуле: $\varepsilon = 1/(2n-1) \arctg(-a_{2n-1}/b_{2n-1})$.

Отметим, что спектральные коэффициенты c_n могут иметь как положительное, так и отрицательное значение в зависимости от величин σ и θ .

Используя отношения выражений (14), (15) для четных или нечетных спектральных коэффициентов c_{2n-1} и c_{2n} , получим уравнение для определения амплитуды вибрации отражателя следующего вида:

$$\frac{c_n}{c_{n+1}} = \frac{J_n\left(\frac{4\pi\xi}{\lambda}\right)}{J_{n+1}\left(\frac{4\pi\xi}{\lambda}\right)}. \quad (16)$$

Решение уравнения (16) не зависит от стационарного набега фазы автодинного сигнала θ , что делает удобным применение данного метода для нанометровых амплитуд колебаний объектов. В случае, если в спектре автодинного сигнала наблюдается только 3 спектральных составляющих, применим так называемый « J_1/J_3 – метод» определения амплитуды вибраций отражателя по 1-й и 3-й гармоникам спектра ав-

тодинного сигнала [7]. С его помощью выражение (16) преобразуется к виду

$$\frac{c_1}{c_3} = \frac{J_1\left(\frac{4\pi\xi}{\lambda}\right)}{J_3\left(\frac{4\pi\xi}{\lambda}\right)}. \quad (17)$$

Как видно из (17), отношение 1-й и 3-й спектральных составляющих зависит только от амплитуды колебаний отражателя.

3. Обладая высоким коэффициентом усиления и малой добротностью, полупроводниковый лазерный автодин очень чувствителен к изменению уровня внешней оптической связи. В работе Giuliani G. с соавторами [8] приведена следующая классификация режимов работы полупроводниковых лазеров с внешней оптической обратной связью:

- $C < 0.1$ – режим очень слабой обратной оптической связи, функция автодинного сигнала $U(t)$ совпадает по форме с функцией интерференционного сигнала в системе с развязкой от источника излучения (симметричная форма) ;
- $0.1 < C \leq 1$ – режим слабой обратной оптической связи, функция $U(t)$ приобретает небольшие искажения и отклонения от симметричной формы;
- $1 < C < 4.6$ – режим умеренной обратной оптической связи, функция $U(t)$ имеет три решения в каждый момент времени, автодинная система становится бистабильной с двумя устойчивыми решениями и одним нестабильным;
- $C > 4.6$ – режим сильной обратной оптической связи, функция $U(t)$ имеет пять решений в каждый момент времени, в автодинной системе может наступать коллапс когерентности.

На рис. 2 и 3 приведены результаты расчета временной зависимости автодинных сигналов (11) для значений внешней оптической обратной связи $C = 0.2$, $C = 0.6$, $C = 1.0$ и соответствующие спектры. Моделирование проводилось при гармонических колебаниях внешнего отражателя с амплитудой $\xi = 300$ нм. Из анализа результатов проведенного моделирования следует, что с увеличением уровня внешней оптической обратной связи спектр переменной составляющей автодинного сигнала искажается тем больше, чем выше уровень обратной связи.

Из анализа спектров соответствующих автодинных сигналов следует, что с увеличением уровня обратной связи происходит обогащение спектра и изменение величин всех гармоник по сравнению с гармониками спектра автодинного сигнала для $C \ll 1$. Такое обогащение может наблюдаться по мере увеличения степени фокусировки пучка в плоскости отражателя, так как с увеличением степени фокусировки уменьшается доля рассеянного излучения, и, соответственно, увеличивается мощность возвращенного сигнала.

Моделирование проводилось также для амплитуды колебаний $\xi = 600$ нм при различных уровнях внешней оптической обратной связи. На рис. 4 приведены спектры автодинного сигнала при уровнях внешней оптической обратной связи $C = 0.2$, $C = 0.6$, $C = 1.0$. Из анализа вида полученных спектров автодинного сигнала следует, что с увеличением уровня внешней оптической обратной связи происходит специфическое обогащение спектра автодинного сигнала. Однако, как известно [3], обогащение спектра автодинного сигнала происходит и при увеличении амплитуды

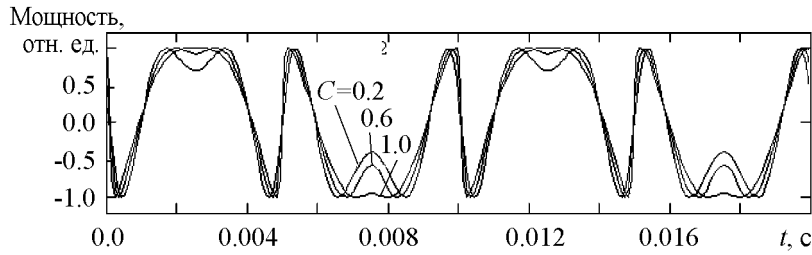


Рис. 2. Результаты расчета временной зависимости автодинных сигналов (11) при различных уровнях внешней оптической обратной связи C и амплитуде колебания объекта ξ

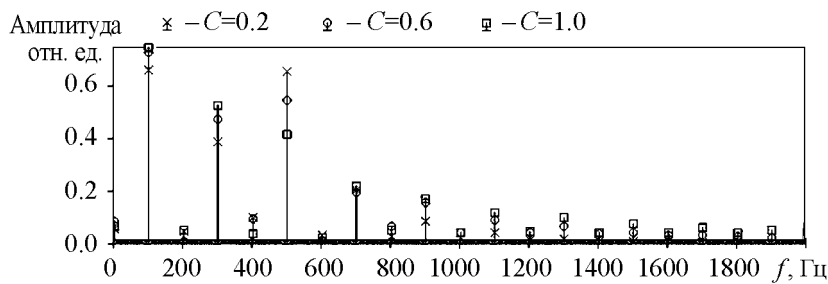


Рис. 3. Спектры автодинных сигналов при различных уровнях внешней оптической обратной связи C и амплитуде колебания объекта $\xi = 300$ нм

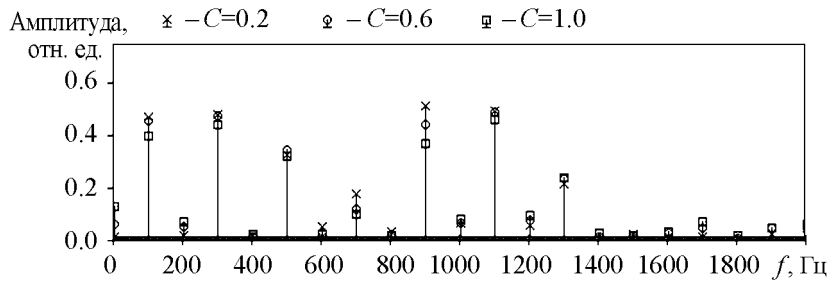


Рис. 4. Спектры автодинных сигналов при различных уровнях внешней оптической обратной связи и амплитуде колебания объекта $\xi = 600$ нм

колебаний внешнего отражателя и неизменном низком уровне оптической обратной связи. То есть, для режима $0.1 < C < 1.0$ обогащение спектра автодинного сигнала, которое может происходить при фокусировке вследствие увеличения уровня обратной связи и связанных с этим нелинейных искажений, можно ошибочно интерпретировать как увеличение амплитуды колебаний объекта в режиме низкой обратной связи, в особенности, когда истинный диапазон амплитуды колебаний объекта неизвестен.

В связи с этим возникают трудности в определении амплитуды колебаний внешнего отражателя по отношению гармоник из-за возможности совпадения это-

го отношения для определенных значений изменения амплитуды колебаний объекта $\Delta\xi$ и изменения уровня обратной связи ΔC . В качестве примера на рис. 5 приведены результаты расчета, иллюстрирующие изменение отношения 1-й и 3-й спектральных составляющих при различных уровнях обратной связи (амплитуда колебаний

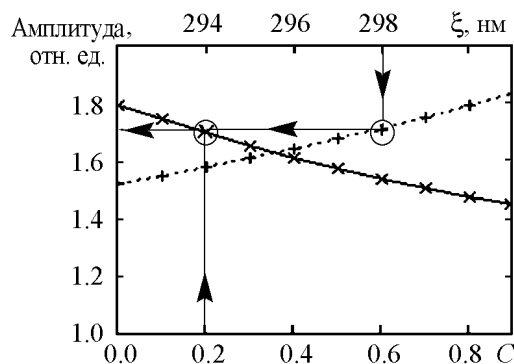


Рис. 5. «Косые крестики» – отношения 1-й и 3-й спектральных составляющих при различных уровнях обратной связи (амплитуда колебаний отражателя $\xi = 300$ нм); «прямые крестики» – отношения 1-й и 3-й спектральных составляющих при различных амплитудах колебания объекта (уровень обратной связи $C \ll 1$). «Кружочками» обозначены точки совпадения отношений амплитуд спектральных составляющих

отражателя 300 нм) и изменение отношения 1-й и 3-й спектральных составляющих при различных амплитудах колебания объекта ($C \ll 1$). Приведенные на рис. 5 зависимости построены по десяти точкам для значений C в диапазоне 0.001–0.9 и для значений ξ в диапазоне 292–301 нм. Очевидно, что значения отношения спектральных составляющих для некоторых комбинаций величин ξ и C могут совпадать. В частности, из проведенного моделирования следует, что равенство отношений 1-й и 3-й спектральных составляющих (и соответствующее равенство амплитуд колебаний объекта) выполняется при амплитуде колебаний 300 нм ($C = 0.2$) и амплитуде колебаний 298 нм ($C \ll 1$) (см. рис. 5, выделенные точки).

4. Для объяснения обнаруженных закономерностей интересно провести исследование изменения спектра интерференционного сигнала с ростом амплитуды колебаний и спектра автодинного сигнала с ростом уровня обратной связи.

Отличительной особенностью спектра автодинного сигнала при $C \ll 1$ является увеличение номера спектральной составляющей с максимальной амплитудой с ростом амплитуды колебания объекта ξ , при этом наблюдается небольшое уменьшение амплитуды спектральных составляющих младших порядков (см. рис. 1).

Принципиально иной характер изменения спектра наблюдается с ростом уровня обратной связи. Обогащение спектра идет за счет увеличения спектральных составляющих, амплитуды которых значительно меньше амплитуды максимальной спектральной составляющей. При этом номер гармоники с максимальной амплитудой практически не изменяет своего значения.

Форма автодинного сигнала с ростом уровня обратной связи изменяется таким образом, что спектр автодинного сигнала приобретает характер, соответствующий прямоугольному импульсу, в связи с этим обогащение спектра автодинного сигнала происходит за счет гармоник высших порядков (см. рис. 3). Таким образом, изменение спектра автодинного сигнала с ростом амплитуды колебаний и с ростом внешней оптической обратной связи имеют различный характер, обусловленный различием наблюдаемых физических эффектов.

5. Представляет интерес определить величину погрешности измерений, вызванную изменением степени фокусировки, и связанный с этим изменением уровень внешней оптической обратной связи.

Полученные значения амплитуды колебания объекта ξ « J_1/J_3 -методом» приведены в Таблице. Из Таблицы видно, что в « J_1/J_3 -методе» с ростом уровня внешней оптической обратной связи погрешность определения амплитуды вибрации растет. Однако такая зависимость не является фатальной. Как будет показано ниже, нам удалось подобрать режим работы лазерного автодина, при котором среднее значение измеренной амплитуды вибраций практически не зависит от его фокусировки.

Исследования проводились с использованием полупроводникового лазерного автодина на лазерном диоде RLD-650(5) на квантоворазмерных структурах с дифракционно-ограниченной одиночной пространственной модой с длиной волны 652 нм. Мощность излучения лазерного автодина определялась измерителем мощности ИМО-2Н и составляла 1.97 мВт. Внешний отражатель приводился в колебательное движение на звуковой частоте 200 Гц. Лазерный диод находился в теплоотводящем корпусе, в котором была расположена микролинза с фокусным расстоянием 15 мм. Излучение лазера фокусировалось в плоскости внешнего отражателя, расположенного на расстоянии 65 мм от лазера. Степень фокусировки изменялась путем изменения расстояния до отражателя при одновременном контроле диаметра пучка лазерного излучения. Изменением положения отражателя добивались максимально значения продетектированного сигнала на встроенном с обратной стороны лазера фотодиоде. Полученное таким образом расстояние до внешнего отражателя соответствовало сфокусированному пучку с диаметром $d_1 = 200$ мкм. Затем увеличением расстояния до внешнего отражателя на 7.5 и 16 мм добивались уменьшения степени фокусировки, при этом диаметр пучка увеличивался до значений $d_2 = 500$ и $d_3 = 1000$ мкм, соответственно.

Таблица

Результаты определения амплитуд колебаний
внешнего отражателя по спектру автодинного сигнала

| Задаваемое значение ξ , нм | Уровень обратной связи | Значение ξ , найденное по « J_1/J_3 – методу», нм | Погрешность найденного значения ξ по « J_1/J_3 – методу», % |
|--------------------------------|------------------------|---|---|
| 300 | $C \ll 1$ | 300 | 0 |
| | $C = 0.2$ | 298 | 0.8 |
| | $C = 0.6$ | 293 | 2.5 |
| | $C = 1$ | 288 | 3.9 |
| 600 | $C \ll 1$ | 600 | 0 |
| | $C = 0.2$ | 598 | 0.3 |
| | $C = 0.6$ | 595 | 0.8 |
| | $C = 1$ | 586 | 2.3 |

6. Для оценки влияния степени шероховатости на результат определения амплитуды вибраций лазерным автодином, нами были проведены измерения вибрации 5 аттестованных образцов «шероховатости поверхности сравнения» класса от 10 до 14 со значением параметра шероховатости R_a (среднее арифметическое отклонение профиля поверхности) от 0.16 до 0.025 мкм. Измерения проводились при одинаковом вибрационном возбуждении и фиксированном значении фокусировки на каждом образце по 5 раз. В результате измерений определялось среднее значение амплитуды для всех образцов с различными параметрами шероховатости, которое в нашем случае было равно 115 нм. Разброс результатов измерений по каждому образцу составил в среднем 6 нм, что совпадает со средним отклонением по всем образцам шероховатости в целом. Полученные результаты свидетельствуют о том, что шероховатость поверхности для используемых значений R_a не оказывает значительного влияния на результаты измерений амплитуды колебаний объекта полупроводниковым лазерным автодином.

7. С целью определения влияния степени фокусировки на точность измерения нановибрации были проведены многократные измерения амплитуды колебаний внешнего отражателя по спектру автодинного сигнала полупроводникового лазера при различных расстояниях до внешнего отражателя и одной и той же амплитуде колебаний (рис. 6).

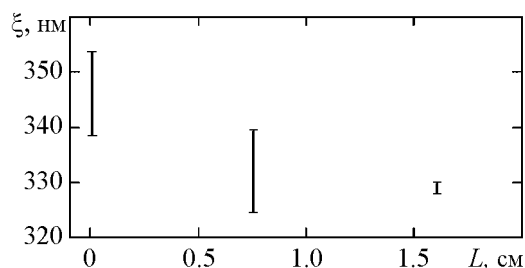


Рис. 6. Результаты расчета амплитуды колебаний внешнего отражателя по спектрам автодинных сигналов полупроводникового лазера с мощностью излучения 1.97 мВт при изменении расстояния L до внешнего отражателя. Значком «I» обозначен разброс значений амплитуд, полученных с использованием результатов многократных измерений

значений амплитуд вибраций при $\xi_{\text{сред}} = 332$ нм. В случае наибольшей степени фокусировки автодинного сигнала ($d_1 = 200$ мкм), кроме разброса измеряемой амплитуды вибраций, наблюдается также увеличение значения средней величины амплитуды вибраций $\xi_{\text{сред}} = 344$ нм. Различие в значениях измеряемых амплитуд при повторных измерениях может быть объяснено влиянием нестабильности во времени длины волны и, соответственно, фазы излучения полупроводникового лазерного автодина.

Таким образом, при изменении расстояния до отражателя использование сфокусированного пучка полупроводникового лазерного автодина приводит к зависимости результатов измерений параметров вибраций от степени фокусировки, при этом

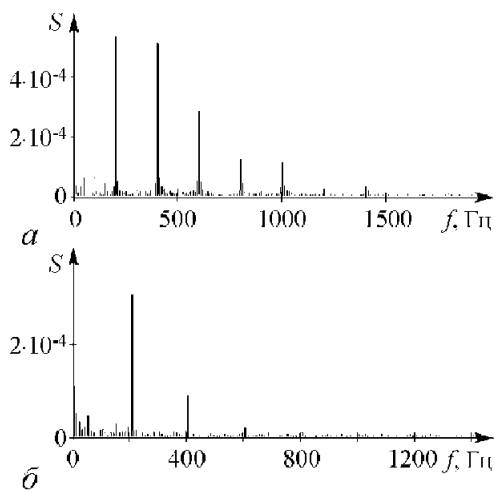


Рис. 7. Спектры автодинных сигналов для различных мощностей излучения полупроводникового лазера: a – 1.97 мВт, b – 0.81 мВт

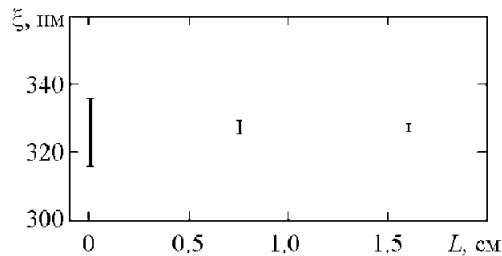


Рис. 8. Результаты расчета амплитуды колебаний ξ внешнего отражателя по спектрам автодинных сигналов полупроводникового лазера с мощностью излучения 0.81 мВт при различных расстояниях L до внешнего отражателя

погрешность измерений может достигать значительных величин. Фактором, влияющим на результаты измерений параметров вибраций отражателя, может быть изменение уровня внешней оптической обратной связи при фокусировке излучения полупроводникового лазерного автодина, обусловленное происходящим при этом увеличением уровня мощности излучения, возвращающегося от отражателя и воздействующего на лазерный диод.

Низкочастотный спектр автодинного сигнала также зависит и от тока накачки лазерного диода, который изменяет мощность излучения лазера. С приближением тока питания к пороговому значению уменьшается уровень мощности отраженного излучения, возвращаемого в резонатор лазера. В режиме работы лазерного автодина, близком к пороговому, мощность излучения полупроводникового лазера составила 0.81 мВт. На рис. 7 приведены спектры автодинных сигналов для различных мощностей излучения полупроводникового лазера. Как видно из приведенных спектров, наименьшие изменения в спектре автодинного сигнала, обусловленные влиянием изменения уровня внешней оптической обратной связи, наблюдаются при малой мощности излучения полупроводникового лазера, соответствующей близким к пороговому значению тока накачки лазерного диода.

На рис. 8 приведены результаты измерений амплитуды колебаний внешнего отражателя по спектру автодинного сигнала полупроводникового лазера при тех же расстояниях до внешнего отражателя, что и в предыдущем случае, но в режиме работы лазерного автодина, близком к пороговому (мощность излучения 0.81 мВт). Видно, что при увеличении степени фокусировки также увеличивается разброс определяемого значения амплитуды вибраций внешнего отражателя. Однако среднее значение амплитуды вибраций изменяется незначительно: $\xi_{\text{сред}} = 328$ нм.

8. Таким образом, показано, что при увеличении степени фокусировки может происходить обогащение спектра автодинного сигнала, увеличивается разброс определяемого значения амплитуды вибраций внешнего отражателя при проведении

многократных повторных измерений. При изменении режима работы полупроводникового лазерного автодина, в частности, при приближении тока к пороговому значению несколько уменьшается разброс результатов измерений амплитуды вибраций, а среднее значение амплитуды вибраций практически не зависит от степени фокусировки лазерного луча.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Министерства образования и науки РФ и гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 05-08-17924а.

Библиографический список

1. Donati S., Giuliani G., Merlo S. Laser diode feedback interferometer for measurements of displacements without ambiguity // IEEE J. Quantum Electron. 1995. Vol. 31, № 1. P. 113.
2. Усанов Д.А., Скрипаль А.В. Измерение нанометровых вибраций полупроводниковым лазером на квантоворазмерных структурах, работающим в автодинном режиме // Письма в ЖТФ. 2003. № 9. С. 51.
3. Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В. Физика полупроводниковых радиочастотных и оптических автодинов. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2003. 312 с.
4. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Камышанский А.С. Измерение скорости нанометровых перемещений по спектру автодинного сигнала лазера на квантоворазмерных структурах // Письма в ЖТФ. 2004. № 7. С. 77.
5. Olesen H., Osmundsen J.H., Tromborg B. Nonlinear dynamics and spectral behavior for an external cavity laser // IEEE J. Quantum Electron. 1986. Vol. 22. P. 762.
6. Lang R., Kobayashi K. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties // IEEE J. Quantum Electron. 1980. Vol. QE-16. P. 347.
7. Pernick B.J. Self-consistent and direct reading laser homodyne measurement technique // Appl. Opt. 1973. Vol.12, № 3. P. 607.
8. Giuliani G., Norgia M., Donati S. and Bosch T. Laser diode self-mixing technique for sensing application // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2002. Vol. 4. S283.

Поступила в редакцию 30.05.2008

После доработки 26.03.2009

SPECTRUM OF SEMICONDUCTOR LASER AUTODYNE AT FOCUSING RADIATION

D.A. Usanov, An.V. Skripal, K.S. Avdeev

Simulation of autodyne signal at different feedback level influence on measurement of parameters of vibrating reflector has been performed at different values of optical power

radiation returned in laser resonator. It has been shown that the spectrum of autodyne signal is enrichment when focusing level is increased.

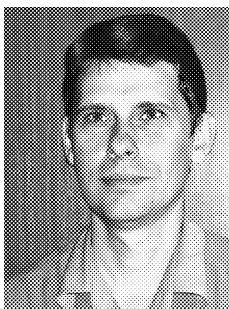
Keywords: Semiconductor laser, autodyne detection, vibration measurement, signal spectrum, optical feedback.



Усанов Дмитрий Александрович – родился в 1943 году, доктор физико-математических наук, профессор, проректор по НИР СГУ, заведующий кафедрой физики твердого тела, академик МАН ВШ, РАЕН. Область научных интересов: твердотельная, микро- и наноэлектроника, радиофизика, медицинская физика. Опубликовал более 200 статей по указанным выше направлениям.

E-mail: UsanovDA@info.sgu.ru

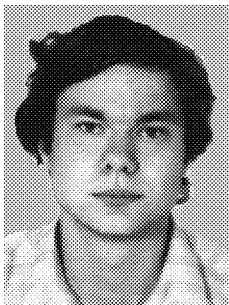
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
410012, Саратов, ул. Астраханская, 83



Скрипаль Анатолий Владимирович – родился в 1960 году, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой медицинской физики СГУ. Область научных интересов: биомедицинская физика, лазерная физика, физика магнитных жидкостей, нанотехнологии. Опубликовал более 100 статей по указанным выше направлениям.

E-mail: skripalav@info.sgu.ru

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
410012, Саратов, ул. Астраханская, 83



Авдеев Кирилл Сергеевич – родился в Саратове (1983), окончил Саратовский госуниверситет (2005). Аспирант третьего года. Научные интересы: твердотельная электроника, в частности, полупроводниковые лазеры. Автор ряда работ по исследованию автодинного детектирования в полупроводниковых лазерах.

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
410012, Саратов, ул. Астраханская, 83