

В. Л. КОЗЛОВ

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ РЕЦИРКУЛЯЦИОННОГО ДАЛЬНОМЕРА

Рассматриваются вопросы повышения точности прецизионных лазерных дальномерных систем с двухволновым полупроводниковым лазером в качестве источника излучения. В системе реализуется режим оптоэлектронной рециркуляции одновременно на двух длинах волн, что позволяет получить информацию о скорости распространения излучения на трассе и учесть ее значение при вычислении расстояния до объекта.

Ключевые слова: рециркуляционный дальномер, полупроводниковый лазер, компаратор.

В прецизионных лазерных дальномерных системах среднеквадратическая погрешность измерений, обусловленная дисперсионными свойствами атмосферы, может быть снижена до нескольких сантиметров путем расчета группового показателя преломления сигнала. Однако эта операция достаточно трудоемка и требует привлечения дополнительных средств. При излучении на длине волны 0,8 мкм и изменении температуры воздуха на 1°C показатель его преломления изменяется на $0,9 \cdot 10^{-6}$. Поэтому относительная погрешность измерения расстояния до объекта одноволновым лазерным дальномером ограничена значениями порядка 10^{-6} из-за отсутствия информации о скорости распространения излучения вдоль линии наблюдения в конкретных метеоусловиях.

Учет состояний окружающей среды при распространении зондирующего излучения вдоль линии наблюдения можно осуществлять рециркуляционным методом измерения дальности [1], который основан на оптоэлектронной рециркуляции одновременно на двух длинах волн. Этот метод позволяет получить информацию о скорости распространения излучения на трассе и учесть ее значение при вычислении расстояния до объекта. Основным источником погрешности при этом является зависимость точности измерений от амплитуды импульса.

Методика учета влияния амплитуды импульса и компенсации влияния различия амплитуд оптических импульсов на длинах волн λ_1 и λ_2 на точность измерений, осуществляемых двухволновым рециркуляционным лазерным дальномером, изложена в работе [2]. Функциональная схема дальномера, реализующего такую методику, представлена на рис. 1. В качестве излучателя дальномера используется лазерный диод на основе асимметричной квантово-размерной гетероструктуры. Структура таких инжекционных лазеров описана в работах [3, 4]. Активная область излучения лазера сформирована двумя квантовыми ямами, образующими единый волновод для получения сигналов на двух длинах волн. Переключение длины волны излучения с λ_1 на λ_2 происходит при скачкообразном изменении амплитуды тока накачки с I_1 до I_2 . Длительность импульсов излучаемого света на разных длинах волн может быть достаточно малой, вплоть до 1 нс. Разность длин волн $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ для асимметричных квантово-размерных лазерных диодов достигает значений 20—90 нм. Если использовать терморегулятор на основе эффекта Пельтье и стабилизировать импульсы тока инжекции, то относительная нестабильность разности $\Delta\lambda$ может быть меньше 10^{-3} .

Дальномер работает следующим образом. В начальный момент времени блок „Таймер“ формирует два импульса, разнесенные во времени на интервал T . Блок „Генератор накачки“ формирует соответствующие амплитуды импульсов тока для запуска лазера на длинах волн λ_1 и λ_2 . В рециркуляционных дальномерных измеряемое расстояние до объекта выполняет функцию оптической линии задержки в цепи обратной связи. При замыкании оптической обратной связи в системе устанавливается процесс рециркуляции с частотой, которая определя-

ется задержкой излучения на трассе и постоянной электрической задержкой, обусловленной прохождением сигнала через функциональные блоки системы. Так как оптические импульсы посылаются поочередно на различных длинах волн λ_1 и λ_2 , то в системе реализуется режим оптико-электронной рециркуляции.

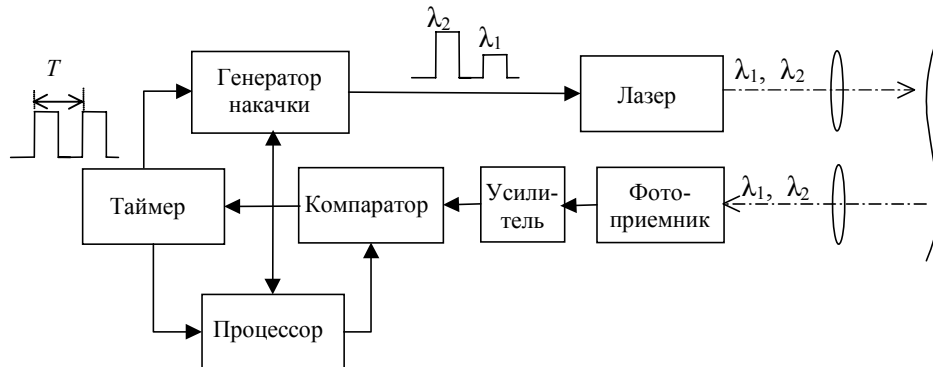


Рис. 1

Период рециркуляции на длинах волн λ_1, λ_2 определяется следующим образом:

$$\tau = t_{\text{opt}} + t_e + t_k, \quad (1)$$

где $t_{\text{opt}} = 2Ln/c$ — время задержки излучения при прохождении трассы оптическим сигналом; L — расстояние до объекта (длина трассы); n — показатель преломления воздуха; c — скорость света в вакууме; t_e — время электрической задержки; t_k — время задержки импульса в компараторе.

Так как скорость распространения излучения в воздухе зависит от длины волны, причем $\lambda_2 < \lambda_1$, то время задержки излучения на длине волны λ_2 будет больше, чем на λ_1 . Разность оптических задержек за один период рециркуляции составляет

$$\Delta t = \frac{2L}{c}(n_2 - n_1),$$

где n_1, n_2 — показатели преломления воздуха на длинах волн λ_1 и λ_2 соответственно.

Следовательно, рециркулирующие импульсы на длине волны λ_1 будут сдвигаться во времени относительно импульсов на длине волны λ_2 в течение каждого периода рециркуляции на величину Δt . При $\Delta\lambda = 20$ нм и $L = 1$ км $\Delta t \approx 1$ пс. Очевидно, что измерение таких коротких временных интервалов вызывает большие сложности. Однако в режиме рециркуляции происходит накопление временных задержек и в течение нескольких периодов рециркуляции $N = 10^4 \dots 10^5$ суммарная разность задержек становится равной $T = N\Delta t$ и достигает десятков или сотен наносекунд. В разработанной системе для измерения Δt определяется число периодов рециркуляции N , за которое разность задержек станет равной $T = 100$ нс. После определения величины $\Delta t = T/N$ заканчивается первый этап измерений. При этом, как показано в работе [5], расстояние до объекта вычисляется по формуле

$$L = \frac{c}{2n_1} t_{\text{opt}} = \frac{c}{2} \left[t_{\text{opt}} - \frac{(n_0 - 1) T}{\Delta n_0 N} \right],$$

здесь t_{opt} — время задержки излучения на длине волны λ_1 ; n_0 — показатель преломления воздуха на длине волны λ_1 в стандартных условиях ($\theta = 0, p = 760$ мм рт. ст.), Δn_0 — разность показателей преломления на длинах волн λ_2 и λ_1 в стандартных условиях.

Как следует из формулы (1), значение периода рециркуляции τ зависит, в том числе, от задержки срабатывания компаратора, т.е. от амплитуды импульса. Учет влияния задержки срабатывания компаратора на погрешность измерений производится на втором этапе следующим образом. Время задержки импульса в компараторе

$$t_k = \frac{U_p}{U_s} t_{\text{фр}}, \quad (2)$$

где U_p — порог срабатывания компаратора, U_s — амплитуда импульсов, $t_{\text{фр}}$ — длительность фронта импульса.

После определения числа N лазер работает только на длине волны λ_2 . Так же как и на первом этапе измерений блок запуска формирует два импульса на длине волны λ_2 , разнесенные во времени на интервал T . Первый импульс регистрируется при пороге U_p , второй — при уменьшенном в два раза пороге: $U_{p2}=0,5U_p$. Порог компаратора управляется сигналом с процессора и изменяется после регистрации каждого импульса. При замкнутой цепи обратной связи в системе устанавливаются два процесса рециркуляции при разных порогах компаратора. Так как задержки в компараторе при разных порогах будут не равны, то будут не равны соответствующие периоды рециркуляции. Разность периодов рециркуляции Δt_1 в соответствии с формулой (2) будет равна

$$\Delta t_1 = \frac{U_p}{U_s} t_{\text{фр}} - \frac{U_{p2}}{U_s} t_{\text{фр}} = \frac{0,5U_p}{U_s} t_{\text{фр}}.$$

За число периодов рециркуляции N_1 разность задержек станет равной $T = N_1 \Delta t_1$, откуда

$$t_k = \frac{\Delta t_1}{0,5} = \frac{T}{0,5N_1}.$$

Так как частоту следования импульсов можно измерить более просто и с большей точностью, чем короткий временной интервал, то значение t_{opt} определяется по частоте рециркуляции f_2 при пороге U_{p2} . С учетом этого формула для расчета дальности приобретает следующий вид:

$$L = \frac{c}{2} \left[\frac{1}{f_2} - t_e - \frac{T}{0,5N_1} - \frac{T}{N\Delta n_0} (n_0 - 1) \right].$$

Время электрической задержки t_e определяется при калибровке системы при $L = 0$. Отметим, что на втором этапе измерений принципиально не обязательно уменьшать порог компаратора именно в два раза.

Хотя излучение на обеих длинах волн λ_1 и λ_2 генерируется в одном лазере, для генерации требуются разные амплитуды токов накачки, поэтому и амплитуды оптических импульсов в общем случае могут различаться, что может привести к дополнительной погрешности при измерении дальности. Влияние этой погрешности может быть устранено при калибровке системы на нулевом расстоянии соответствующим изменением порогов регистрации для каждой длины волны.

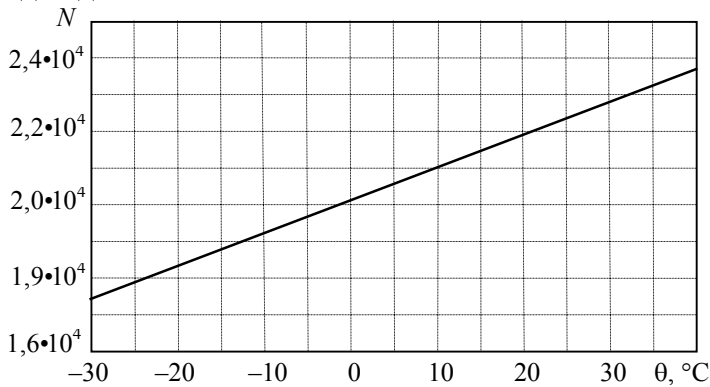


Рис. 2

На рис. 2 приведен график зависимости числа периодов рециркуляции N , необходимого для измерения дальности с учетом дисперсии на трассе, от температуры θ окружающей среды при $L = 3000$ м и $\Delta\lambda = 50$ нм. Величина N показывает число периодов рециркуляции, при котором разность задержек на длинах волн $\lambda_1 = 837$ нм и $\lambda_2 = 787$ нм достигнет $T = 100$ нс. На рис. 3 представлен график зависимости $\Delta t(L)$ при

различных температурах θ и $\Delta\lambda = 70$ нм ($\lambda_1 = 837$ нм): при $L \approx 3000 \dots 5000$ м значение Δt изменяется в пределах $1 \dots 15$ пс, при этом время определения дальности составляет менее 1 с.

На основе сравнения результатов измерения дальности одноволновым дальномером ($\lambda = 837$ нм) и разработанным двухволновым рециркуляционным дальномером ($\lambda_1 = 837$ нм, $\lambda_2 = 787$ нм) построена зависимость разности ΔL показаний двух дальномеров от измеряемого расстояния L при различных температурах θ окружающей среды и давлении $p = 760$ мм рт. ст. (рис. 4). Очевидно, показания дальномеров будут совпадать лишь при $\theta = 0$, при других температурах одноволновой дальномер дает погрешность до 15 см, что связано с отсутствием информации о скорости распространения излучения на трассе.

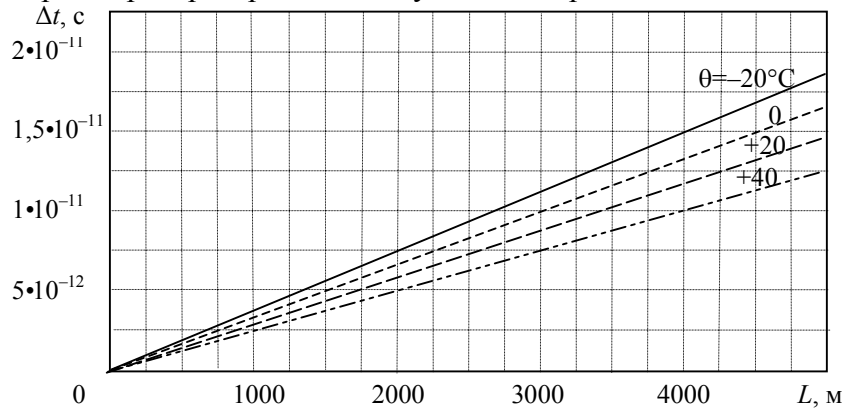


Рис. 3

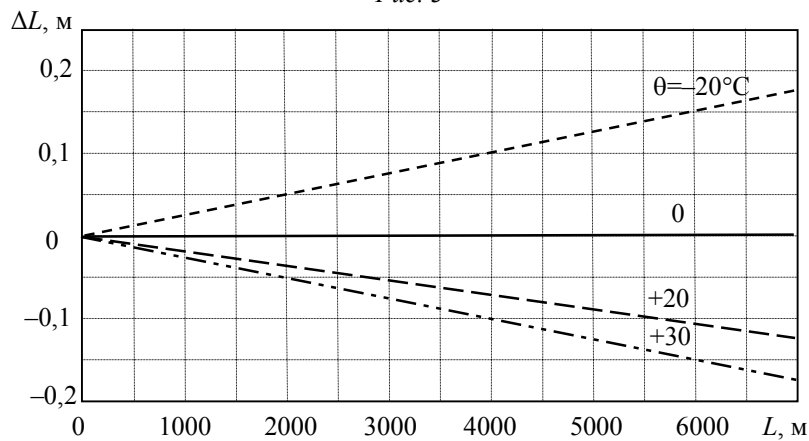


Рис. 4

Таким образом, благодаря использованию в качестве источника излучения полупроводникового лазера с асимметричной квантово-размерной гетероструктурой удастся сформировать в дальномере зондирующий сигнал на двух различных оптических длинах волн. Реализация режима оптоэлектронной рециркуляции одновременно на двух длинах волн позволяет получить информацию о скорости распространения излучения на трассе и учесть ее значение при вычислении дальности, а использование динамического порога компаратора позволяет скомпенсировать влияние амплитуды дистанционного импульса и различия амплитуд зондирующих импульсов на точность измерений. По сравнению с известными двухволновыми дальномерами разработанная система имеет преимущество, заключающееся в том, что оба зондирующих сигнала на разных длинах волн генерируются в одном оптическом резонаторе: это обеспечивает стабильность разностной длины волны в результате синхронизации электронно-оптических процессов в активной области излучения лазера. Лазеры на основе асимметричных квантово-размерных гетероструктур [4] также способны излучать когерентные оптические сигналы со стабильной амплитудой и частотой повторения в гигагерцовом диапазоне. Это обеспечивает дополнительные возможности для создания новых высокоэффективных импульсных систем лазерной дальнометрии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. с. 1810753 СССР. Рециркуляционный дальномер / В. Л. Козлов, С. Д. Жарников, И. А. Малевич // 1993. Бюл. № 15.
2. Пат. 8172 РБ. Прецизионный рециркуляционный дальномер / В. Л. Козлов. 2006.
3. Ikeda S., Shimizu A. Evidence of the wavelength switching caused by a blocked carrier transport in an asymmetric dual quantum well laser // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 59, N 5. P. 504—506.
4. Пат. 1385 РБ. Полупроводниковый лазер / А. А. Афоненко, В. К. Кононенко, И. С. Манак. 1996.
5. Козлов В. Л., Кононенко В. К., Кузьмин К. Г., Манак И. С. Рециркуляционный дальномер на основе двухволнового инжекционного лазера // Датчики и системы. 2001. № 7. С. 32—35.

Сведения об авторе**Владимир Леонидович Козлов**— канд. техн. наук, доцент; Белорусский государственный университет, кафедра квантовой радиофизики и оптоэлектроники, Минск;
E-mail: KozlovVL@bsu.byРекомендована кафедрой
квантовой радиофизики
и оптоэлектроникиПоступила в редакцию
28.02.08 г.