

УДК 621.315.529

**МОЩНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ КВАНТОВАЯ
ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ
ПОЛУПРОВОДНИКОВ $A^{IV}B^{VI}$**

**О.И.ДАВАРАШВИЛИ^а, М.Н.ЕНУКАШВИЛИ^а, Н.П.КЕКЕЛИДЗЕ^а,
М.Р.МЕЦХВАРИШВИЛИ^а, Е.В.СТЕПАНОВ^б, А.П.ШОТОВ^в, В.А.АЛИЕВ^г**

Тбилисский Государственный Университет

Грузия, 380028, г.Тбилиси, пр. Чавчавадзе, 1^а

Институт Общей Физики РАН

Россия, 117942, Москва, ул. Вавилова, 38^б

Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН

Россия, 117333, Москва, Ленинский пр., 53^в

Институт Физики АНА

Азербайджан, 370143, Баку, пр. Г.Джавида, 33^г

В работе приводятся результаты изучения мощности излучения и дифференциальной квантовой эффективности на примере лазеров с контролируемым профилем концентрации носителей n^+p^- $PbSe$. Указано, что высокий уровень чувствительности открывает новые возможности в ИК спектроскопии высокого разрешения и анализе проб газовых смесей, включая такие важные области применения, как экология и медицина.

Благодаря узкой линии излучения, большой спектральной яркости и возможности перестройки частоты излучения в широком спектральном диапазоне и в сочетании с малыми габаритами и невысокими мощностями возбуждения ИК инжекционные лазеры на основе полупроводников $A^{IV}B^{VI}$ нашли широкое применение в спектроскопии высокого разрешения и высокочувствительном газоанализе [1,2]. Разработка этих лазеров способствовала созданию спектрометров, в которых вместо разложения в спектр излучения источников непрерывного спектра используется излучение лазеров, перекрывающих область спектра 3-50 мкм путем изменения состава активной области или при внешнем воздействии (температурой, давлением, магнитным полем) [3-5].

В связи с расширением масштабов исследований по ИК спектроскопии и газоанализу важно знать предельные мощностные характеристики лазеров, существенно определяющие чувствительность измерений, при этом информативными параметрами являются как интегральная мощность, так и мощность в отдельной моде.

В настоящей работе приводятся результаты прецизионного измерения мощности и расчета дифференциальной квантовой эффективности на примере лазеров с контролируемым профилем концентрации носителей n^+p^- $PbSe$. Выбор таких лазеров обусловлен тем, что в области их генерации (~7.3 мкм при 77К) расположены интенсивные линии поглощения таких молекулярных газов, как метан, двуокись серы и др. Впервые результаты по их созданию и исследованию сообщались в работе [6].

Лазерные структуры создавались методом жидкофазовой эпитаксии. В отличие от [6] температуры эпитаксии были снижены до 550°C и концентрация электронов в активной области составляла $n=8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что близко к оптимальному уровню. В p^+ -слоях, легированных Tl , $p=3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а в n^+ -слое, легированном Bi $n=2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Контакты к p -типу наносились путем последовательного электролитического нанесения золота, палладия, индия, а к n -типу - припайванием золотой проволоки. При 77К генерация излучения в таких лазерах наблюдается, как указывалось, при $\lambda \sim 7.3 \text{ мкм}$ с пороговыми плотностями тока $\sim 10^3 \text{ А/см}^2$.

Мощность излучения инжекционного лазера определялась в соответствии с формулой:

$$P = \eta_{ext}(I - I_0)V, \quad (1)$$

где η_{ext} - дифференциальная квантовая эффективность, I_0 - пороговый ток, V - падение напряжения на p-n переходе. В выражении (1) отражен пороговый характер лазерной генерации: считается, что пороговый ток I_0 является балластным и не дает вклада в мощность вынужденного излучения.

Исследования проводились при низких температурах ($T \leq 80K$), так как, с одной стороны, из-за высокого квантового выхода излучения и низких потерь мощность лазеров при этих температурах, как правило, наивысшая, а с другой стороны, современная криогенная техника позволяет не только проводить исследования, но и создавать системы для практического использования лазеров.

Для исследований использовалась схема диодного лазерного спектрометра (Рис.1). Лазер помещался в гелиевый прокачной криостат, температура в котором могла стабилизироваться на уровне $\pm 1mK$ в диапазоне 10-300K. Излучение диодного лазера коллимировалось в параллельный пучок и фокусировалось на фотоприемники (Si:B, CdHgTe).

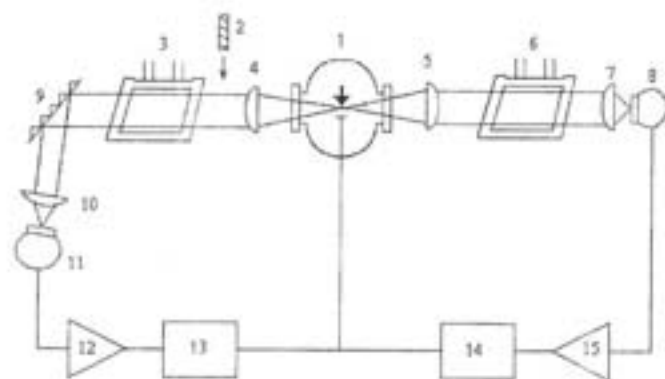


Рис. 1.

Схема диодного лазерного спектрометра: 1-диодный лазер в криостате; 2-эталон Фабри-Перо; 3,6-кюветы с исследуемым и реперным газами; 4,5,7,10-линзы; 8,11-фотодетекторы; 9-дифракционная решетка (или монохроматор); 12,15-предусилители; 14-система стабилизации по реперной линии; 13-система регистрации.

Мощность излучения лазеров в интегральном (прямом) режиме определялась при непосредственном фокусировании излучения на фотоприемник, а мощность в моде - при селекции продольных мод с помощью дифракционной решетки (50штр/мм) и на монохроматоре МДР-2. Использование дифракционной решетки позволяет избежать потерь излучения, как это наблюдается в случае использования МДР-2, и обеспечивает подавление сопутствующих мод. Мощность излучения измерялась при накачке импульсным током преобразователем напряжение - ток, использующим в качестве задающего источника генератор прямоугольных импульсов калиброванной амплитуды. Сигнал фотоприемника в измерительном плече после предварительного усиления поступал в систему регистрации и записывался в память ЭВМ. Мощность излучения определялась путем интегрирования сигнала фотодетектора за выбранный промежуток времени (как правило 50мкс) и программного расчета по формуле:

$$P = P_{шум} \left(\frac{S}{N} \right) \frac{1}{K}, \quad (2)$$

где $P_{шум} = \sqrt{\Delta B A} \frac{1}{D^*}$ - эквивалентная мощность шума фотоприемника, ΔB полоса частот, в которой измерено напряжение лазеров, A - площадь фотоприемника, D^* - удельная обнаружительная способность, S/N - отношение измеренного напряжения фотодетектора к

измеренному напряжению шумов, K – коэффициент пропускания оптической схемы, учитывающий потери на поглощение, отражение и рассеяние на оптических элементах при использовании МДР-2.

Исходя из значений $D^* = 10^{10} \text{ см}^2 \text{ Гц}^{-1/2} \text{ Вт}^{-1}$, $A = 1.5\text{--}2.5 \text{ мм}^2$ и полосы пропускания $\Delta\nu \approx 10^6 \text{ Гц}$, мощность, эквивалентная шуму, равна $P_{\text{шум}} \approx 0.02 \text{ мВт}$.

Дифференциальная квантовая эффективность определялась из зависимости $P = f(I)$ по

формуле $\eta_{\text{ext}} = 2 \frac{dP}{dI} \frac{e}{h\nu}$. Здесь учтено, что излучение лазера наблюдается с двух граней

резонатора, $V = \frac{h\nu}{e}$, $I > I_n$. Параллельно измерялись пороговый ток и пороговая частота

излучения. Пороговой ток определялся в момент появления когерентного излучения на фоне сигнала спонтанной люминесценции. При достижении порога появляется компонента излучения с узким спектром, мощность которой резко возрастает по мере увеличения тока накачки. Наличие когерентной составляющей контролировалось и по модуляции сигнала пропускания германиевого эталона Фабри – Перо с областью свободной дисперсии 0.049 см^{-1} . Частота излучения на пороге измерялась по частотному масштабу, определяемому эталоном Фабри – Перо и калибровкой по реперным линиям NH_3 , H_2O , N_2O , или с помощью дифракционной решетки.

На Рис.2а в качестве примера приводится ватт-амперная зависимость при различных температурах для лазеров $n^+ - n - p^+$ PbSe.

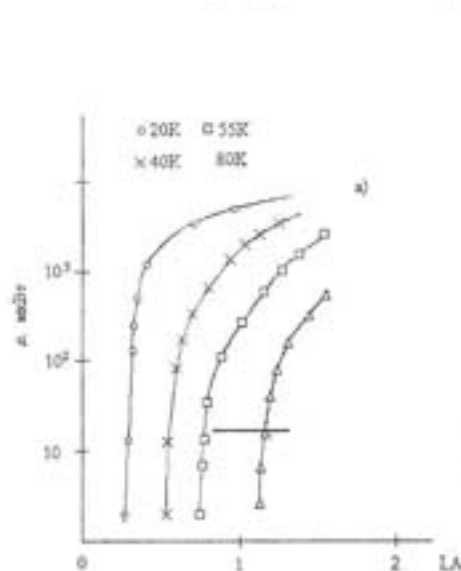


Рис.2а

Зависимость мощности излучения от тока в диапазоне температур 20–80К лазеров с контролируемым профилем концентрации носителей $n^+ - n - p^+$ PbSe.

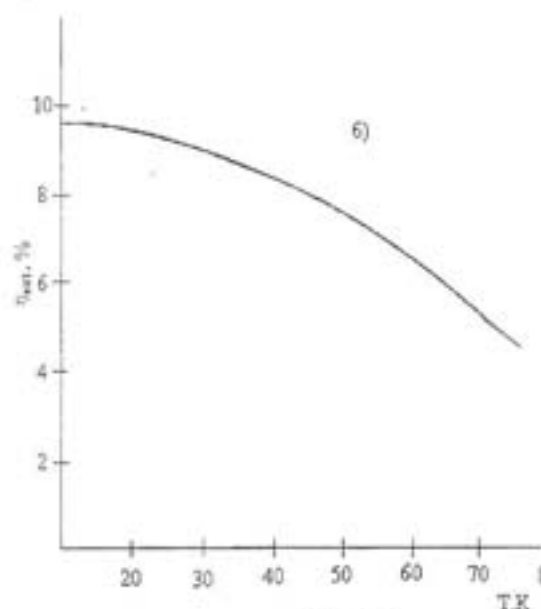


Рис.2б

Температурная зависимость дифференциальной квантовой эффективности.

Интегральная мощность лазерного излучения вначале быстро растет с током, затем рост замедляется и зависимость выходит на насыщение при значениях мощности порядка ~мВт [5]. Такая зависимость указывает на перегрев активной области с ростом тока. С повышением температуры растут потери на поглощение, а также пороговый ток, что в свою очередь приводит к перегреву, и этот процесс нарастает. В результате мощность лазерного излучения с повышением температуры падает. Дифференциальная квантовая эффективность η_{ext} определяется по ватт-амперной характеристике вблизи порога генерации. Из-за роста пороговых токов с перегревом η_{ext} , измеренные при больших

тока, изменяются в $\gamma = \frac{I - I_n'}{I - I_n^0}$ раз, где I – ток превышения над порогом, I_n^0 – пороговый

ток без учета нагрева, $I_n' = I_n^0 \exp\left(\frac{\Delta T}{T}\right)$ – пороговый ток в результате перегрева на ΔT . При

$\Delta T < T^0$ можно приближенно считать $I_n' = I_n^0 \left(1 + \frac{\Delta T}{T^0}\right)$ и принимая, что $I \approx I - I_n^0$, получим:

$$\gamma = 1 - \frac{\Delta T}{T^0}. \quad (3)$$

При значениях $\Delta T = 15 \div 25^\circ \text{C}$ и $T^0 = 35 \div 45^\circ \text{C}$, $\gamma = 0.3 \div 0.5$

На Рис.26. представлена температурная зависимость дифференциальной квантовой эффективности.

Анализ в соответствии с выражением

$$\eta_{ext} = \eta_{int} / \left(1 + \frac{\alpha L}{\ln R}\right) \quad (4)$$

показал, что уменьшение η_{ext} с температурой объясняется как ростом потерь α , так и снижением эффективности накачки η_{int} .

Отметим особенность мощностных характеристик: Для ряда лазеров наблюдалась слабая зависимость дифференциальной квантовой эффективности в некотором диапазоне температур. Это характерно для слабых изменений пороговых токов с температурой или в случае возбуждения поперечных мод. При малых потерях мощность накачки перекачивается в поперечные моды, не имеющие внешнего выхода, а с ростом температуры и внутренних потерь такие моды захлопываются.

Для измерения мощности излучения в моде на фотоприемнике преимущественно измерялось отношение сигнал/шум (S/N) в максимуме огибающей спектроскопически оптимальной моды при длительностях импульса накачки \leq мс. Спектроскопически оптимальной считается мода, когда существует возможность ее выделения с помощью дифракционной решетки и отсутствуют сильные флуктуации в ее интенсивности и частоте излучения. Измеренные значения мощности в отдельных модах составляли 0.1-1 мВт.

Оценим, какая чувствительность может быть достигнута в спектроскопических исследованиях молекулярных газов при таких значениях мощности в моде. Из формулы (2) ясно, что значение S/N при этом будет $\sim 10^4$ ($P_{шум} = 2 \cdot 10^{-8}$ Вт).

Из закона Ламберта-Бера пропускание:

$$I = I_0 \exp(-\alpha P_i L) \quad (5)$$

для малых показателей в степени (слабых поглощений I) относительное пропускание

$T = \frac{I}{I_0} = 1 - \alpha P_i L$, а поглощение

$$R = 1 - T_0 = \alpha P_i L. \quad (6)$$

Тогда при минимально регистрируемом поглощении $R = \frac{1}{S/N} = 10^{-4}$, при характерном

коэффициенте поглощения газов $\alpha = 1 \text{ см}^{-1} \text{ атм}^{-1}$, длине оптического пути $L = 100 \text{ м}$, парциальное давление газа будет составлять $P_i = 10^{-8} \text{ атм}$.

При атмосферном давлении измеряемая относительная концентрация $C_0 = \frac{P_i}{P} = 10^{-8}$. С накоплением сигнала она может быть доведена до $C_i = 10^{-9}$.

Такой уровень чувствительности открывает новые возможности в ИК спектроскопии высокого разрешения и анализе проб газовых смесей, включая такие важные области применения, как экология и медицина.

1. О.И.Даварашвили, Ф.Кюнemann, Н.В.Лемехов и др., *Диодная лазерная спектроскопия линий поглощения V_1 и V_3 двуокиси серы*. В сб.: «Диодная лазерная спектроскопия», М., (1990) 65.
2. О.И.Даварашвили, Б.И.Жилинский, В.М.Кривцун и др., *Письма В ЖЭТФ*, **51** (1990) 17.
3. Д.М.Гуреев, О.И.Даварашвили, И.И. Засавицкий и др., *ФТП*, **13** (1979) 1752.
4. О.И.Даварашвили, Н.В.Лемехов, А.И.Надеждинский, *Квантовая электроника*, **18** (1991) 1170.
5. L.P. Bychkova, O.I.Davarashvili, M.I.Enukashvili and etc., *Investigation of characteristics of lasers with isoperiodic layers PbSnSeTe made by liquid phase epitaxy. Application analysis TSU*, (1992) 47.
6. Л.П.Бычкова, О.И.Даварашвили, А.П.Дядькин и др., *Труды ТГУ, Физика*, №329 (1989) 22.

**$A^{IV}B^{VI}$ TIPLI YARIMKEÇİRİCİLƏR ƏSASINDA İNJEKSİON LAZERLƏRİN
ŞÜALANDIRMA GÜCÜ VƏ DİFFERENSİAL KVANT EFFEKTİVLİYİ**

**O.İ.DAVARAŞVİLİ, M.N.ENUKAŞVİLİ, N.P.KEKELİDZE, M.R.MEÜXVARİŞVİLİ, E.V.STEPANOV,
A.P.ŞOTOV, V.Ə.ƏLİYEV**

Məqalədə PbSe əsasında n^+-n-p^+ profili üzrə konsentrasiyası nəzarət olunan lazerin nümunəsində şüalandırma gücünün və differensial kvant effektivliyinin öyrənilməsinin nəticələri verilmişdir. Göstərilmişdir ki. Yaradılmış yüksək həssaslıqlı lazerlərin qaz qarışıqlarını analiz etmək üçün ekologiyada və təbabətdə İQ-spektroskopiyanın tətbiq imkanlarını xeyli genişləndirmişdir.

**RADIATION POWER AND DIFFERENTIAL QUANTUM EFFICIENCY of SEMICONDUCTIVE
 $A^{IV}B^{VI}$ -TYPE INFRARED LASER**

**O.I.DAVARASHVILI, M.N.ENUKASHVILI, N.P.KEKELIDZE, M.R.METSKHVARISHVILI,
E.V.STEPANOV, A.P. SHOTOV, V.A.ALIYEV**

The methodics and results of the radiation power measurements and differential quantum efficiency of infrared semiconductive n^+-n-p^+ PbSe laser were presented in this paper. Influence of superheating on the power characteristics and minimum detected concentration of molecule in gas mixture also were evaluated.

Редактор: М.Алиев