

## ЛАМБДАМЕТЪР НА БАЗАТА НА ПРОПУСКАНЕТО НА ЦВЕТЕН ФИЛТЪР

ГЕОРГИ ДОБРЕВ, ИВО ТЕМЕЛКОВ, АСЕН ПАШОВ

*Катедра „Оптика и спектроскопия“, Физически факултет  
Софийски университет „Св. Климент Охридски“*

*Георги Добрев, Иво Темелков, Асен Пашов. ЛАМБДАМЕТЪР НА БАЗАТА НА  
ПРОПУСКАНЕТО НА ЦВЕТЕН ФИЛТЪР*

В тази статия е описан прост ламбдаметър за измерване на дължината на вълната на непрекъснат диоден лазер. Работата на уреда се основава на пропускането на цветен филтър и е демонстрирана разделителна способност по-добра от  $1\text{\AA}$ . Анализирани са редица фактори, влияещи върху точността и възпроизводимостта на резултатите. Представени са резултатите от изпитания на ламбдаметъра с диоден и  $\text{TiAl}_2\text{O}_3$  лазери.

*Georgi Dobrev, Ivo Temelkov, Asen Pashov. WAVELENGTH METER BASED ON COLOURED GLASS FILTER TRANSMISSION*

A simple wavemeter for measuring the wavelength of CW diode laser is presented in this paper. **The device is based on colored glass filter transmission and its resolution is demonstrated to be better than  $1\text{\AA}$ .** A group of factors, **which have influence on accuracy and reproducibility** of test results, are analyzed. The presented results are from testing the wavemeter with CW diode laser and  $\text{TiAl}_2\text{O}_3$  laser.

**Keywords:** wavemeter, diode lasers

**PACS numbers:** 42.60.Jf, 42.60.-v

---

*За контакти:* Георги Добрев, Катедра „Оптика и спектроскопия“, Физически факултет, Софийски университет „Св. Климент Охридски“, бул. Дж. Баучер 5, 1164 София ,  
e-mail: [g\\_dobrev@phys.uni-sofia.bg](mailto:g_dobrev@phys.uni-sofia.bg)

## 1. УВОД

Измерването дължината на вълната на лазерно лъчение е една от важните части в съвременните експерименти. Тази задача има много решения, които в общия случай зависят от типа на лазера и желаната точност. При изисквания за голяма точност е възможно честотата на лазера да бъде калибрирана по известен атомен или молекулен спектър на т. нар. еталонни вещества. Този метод по принцип е лесно осъществим, но не винаги практичен, тъй като допълнително се усложнява както експерименталната постановка, така и обработката на получените спектри. Съществуват ламбдаметри, изградени на базата на интерферометъра на Майкелсън, дифракционна решетка или интерференчни клинове, като обикновено с тях може да бъде постигната неопределеност  $\Delta\nu / \nu \sim 10^{-5}$  [1]. Някои фирми предлагат устройства, при които тази неопределеност е от порядъка на  $\sim 10^{-7}$ .

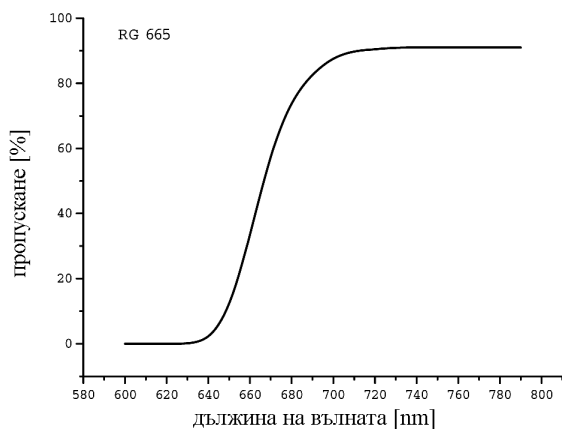
От друга страна, има случаи, при които дължината на вълната е необходимо да се знае с точност до  $\text{\AA}$  или  $\text{cm}^{-1}$ , както например при изследване на спектрално широки ивици на поглъщане в течности или твърди тела. С подобен проблем се сблъскахме при предварителното настройване на диодни лазери. Когато се работи с диодни лазери е важно да се намери зависимостта на честотата на излъчване от тока и температурата. Тази зависимост не е плавна, тъй като промяната на кой да е от тези два параметъра понякога води до скок на мода на излъчване, респективно до рязка промяна на дължината на вълната в произволна посока. В нашия случай се интересувахме от тока и температурата, при които лазерът генерира около D2 линията на Rb. Нещата стават още по-сложни, когато приложим и оптична обратна връзка към диода, тъй като това добавя нова степен на свобода в скоковете на модовете и систематичното търсене на желаната дължина на вълната става изключително трудоемко. При необходимост от подмяна на изгорял диод, дори заместителят да е от същия тип, честотата на лазера при вече оптимизираните температура и ток ще бъде различна. Затова целта ни е да създадем лесен за употреба, достатъчно точен и нескъп уред, който да ни помогне при решаването на гореспоменатите проблеми, възникващи при работата с непрекъснати диодни лазери.

Разработеното устройство се базира на зависимостта на коефициента на пропускане на цветен филтър от дължината на вълната на преминаващото през него лъчение. Идеята се основава на уреда, описан в дипломната работа на Benedikt Hessling от университета в Дортмунд

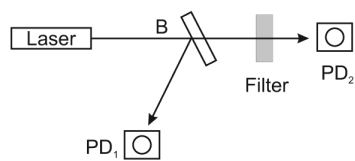
[2]. След внимателен анализ на тази работа и обсъдените в нея резултати ние предлагаме модифицирана конструкция, в която са избегнати недостатъците на предложения от Hessling уред, като в същото време стремежът ни е да се запази простотата на устройството.

## 2. ОСНОВНИ ПРИНЦИПИ

На фиг. 1а е представена зависимостта на коефициента на пропускане на цветен филтър от дължината на вълната. Вижда се, че той се променя от 0 до 100 % в тесни граници от няколко десетки nm. Ако успеем прецизно да калибрираме пропускането, респ. поглъщането, може да определим дължината на вълната на лазерно лъчение, измервайки каква част от него се поглъща при преминаване през филтъра. За постигане на точност от порядъка на  $\text{\AA}$  поглъщането трябва да се определя с точност 0,1–0,2 %.



а



б

Фиг. 1. Крива на пропускане на цветен филтър RG 665 (а) и обща схема за измерване на коефициента на пропускане (б)

На фиг. 1б е показана обща схема на опитната постановка за измерване на коефициента на пропускане. Входящият лъч се разделя на две части. Интензивността на едната се измерва директно и служи като опорен сигнал  $I_0$ . Другата част преминава през филтъра. Като резултат върху фотодиода  $PD_2$  получаваме сигнал  $I$ , пропорционален на

$$I \sim I_0(1 - R)^2 \exp(-k(\lambda)l), \quad (1)$$

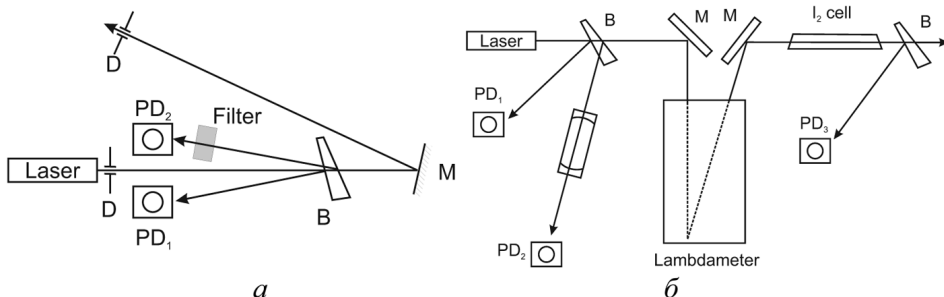
където  $R$  е коефициентът на отражение от повърхността на филтъра,  $k(\lambda)$  – коефициент на поглъщане, а  $l$  – дебелината на филтъра. Токовете  $i_1$  и  $i_2$ , които се индуцират във фотодиодите, са пропорционални (в широк диапазон) на интензивността на падащата върху тях светлина. Логаритъмът от отношението на двата сигнала  $\log(i_1/i_2)$  е пропорционален на коефициента на поглъщане  $k(\lambda)$  при постоянна дебелина на филтъра  $l$ . Всичко това се постига само с помощта на светоделителна пластина, цветен филтър, два фотодиода и несложна електроника.

При реализацията на тази проста идея трябва да се обърне внимание на някои съществени ефекти. Първият от тях е температурната зависимост на коефициента на поглъщане  $k(\lambda)$ . В спецификациите на цветните филтри за масова употреба производителите дават отклонение от номиналната стойност с  $1-2 \text{ \AA}/\text{K}$ . Това означава, че в нашия случай използваният филтър трябва да бъде температурно стабилизиран. Друго важно нещо е да се осигури възпроизводимо преминаване на лазерния лъч през устройството. Малко изменение на ъгъла на падане на лъча към повърхността на филтъра в граници от  $0$  до  $\alpha$  променя ефективната дебелина на филтъра с  $l\alpha^2/n^2$ , където  $n$  е показателят на пречупване на филтъра и  $\alpha$  е в радиани. Отклонение от нормално падане до  $3^\circ$  би дало промяна в ефективната дебелина от порядъка на  $0,12\%$ , което ще доведе до систематични грешки в показанията на уреда от порядъка на желаната точност.

Естествено трябва да се отчете влиянието на поляризацията на лъчението върху коефициента на делене на светоделителната пластина. Промяна на поляризацията на входния лъч ще доведе до промяна в коефициента на отражение от повърхнините на стъкления клин (съгласно формулите на Френел [3]), както и от повърхнините на цветния филтър. За да намалим това влияние, предлагаме механичната схема, показана на фиг. 2а, където всички отражения стават при възможно най-малки ъгли. Лъчът преминава през две диафрагми D (големина на отворите около  $1 \text{ mm}$ ). При преминаване на лъчението през светоделителната пластина, то се разделя на три части – два лъча, дължащи се на отражението от двете повърхности на стъкления клин, и един, преминал през него.

Отразените части попадат върху два фотодиода  $PD_1$  и  $PD_2$  (тип BPW 34). Върху  $PD_1$  попада отразеният от първата повърхност лъч и дава сигнал, пропорционален на интензитета на входящото лазерно лъчение, т. нар. опорен сигнал. Върху  $PD_2$  пада лъчът, отразен от втората повърхност на клина, след като преминава през филтъра. Преминалата през светоделителя част се отразява от огледалото M и напуска ламбдаметъра през втората диафрагма. По този начин е увеличен пътят на лъча между

двете диафрагми, което подобрява възпроизводимостта на преминаване през оптичните елементи в уреда. Цялата постановка е монтирана върху алуминиева плочка, която е температурно стабилизирана с точност от няколко mK. Двата сигнала от фотодиодите се подават на входовете на логаритмичен диференциален усилвател LOG 104 на фирмата Texas Instruments, който дава на изхода си напрежение  $U_{LM}$ , пропорционално на  $\log(i_1 / i_2)$ .



Фиг. 2. Схема на устройството на предложениия ламбдаметър (а) и схема на експерименталната постановка за неговото тестване (б)

В постановката, представена на фиг. 2а, светлината, която достига до  $PD_1$ , е отразена от първата повърхност на светоделителния клин. Ако коефициентът на отражение е  $R_1$ , то фототока  $i_1$  ще бъде пропорционален на

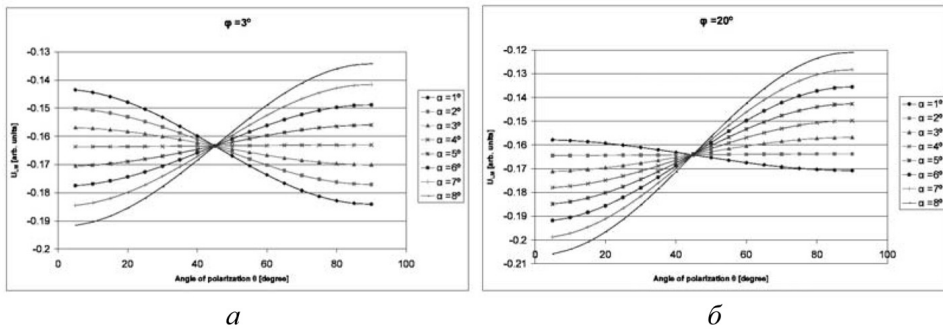
$$i_1 \sim I_0 R_1. \quad (2)$$

Светлината, която достига втория фотодиод, преминава през първата повърхност на клина (коефициент на пропускане  $T_1 = 1 - R_1$ ), след което се отразява от втората повърхност (с коефициент на отражение  $R_2$ ) и напуска клина с коефициент на пропускане  $T_3 = 1 - R_3$ . Имайки предвид отраженията и от стените на филтъра (коефициент на отражение  $R$ ), върху втория фотодиод попада светлина, индуцираща ток  $i_2$ , пропорционален на

$$i_2 \sim I_0 T_1 R_2 T_3 (1 - R)^2 \exp(-k(\lambda)l).$$

Изходящият сигнал от ламбдаметъра  $U_{LM}$  е пропорционален на логаритъма от отношението между двата фототока  $i_1$  и  $i_2$ . За оптимизиране на уреда и подредбата на елементите в него пресмятаме  $U_{LM}$  като функция

на три ъгъла: ъгъла на падане към светоделителната пластинка  $\alpha$ , ъгъла на падане към филтъра  $\varphi$  и ъгъла на поляризация на светлината спрямо плоскостта на плочката, където са разположени оптичните елементи,  $\theta$ .



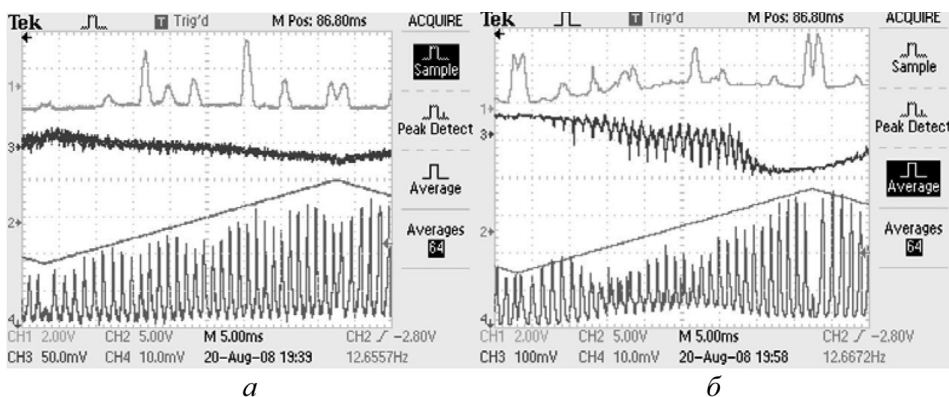
Фиг. 3. Логаритъмът от отношението на фототоковете на диодите  $PD_1$  и  $PD_2$  (вж. фиг. 2а) като функция на поляризацията на лазера за няколко стойности на  $\alpha$  и две стойности на  $\varphi$

На фиг. 3 са представени зависимостите на сигнала от ъгъла на поляризация  $\theta$  за две стойности на ъгъл  $\varphi$ :  $3^\circ$  и  $20^\circ$ . Изчисленията са направени за ъгъл при върха на клина  $6^\circ$ . При двете графики  $\alpha$  се мени от  $1^\circ$  до  $8^\circ$ . От графиките се забелязва, че при близко до нормално падане към повърхността на филтъра ( $\varphi = 3^\circ$ )  $U_{LM}$  не зависи от  $\theta$  при ъгъл  $\alpha$  около  $4^\circ$ . На другата графика обаче ( $\varphi = 20^\circ$ ) се вижда, че  $U_{LM}$  не зависи от ъгъла на поляризация при  $\alpha = 2^\circ$ . От тези изчисления направихме извода, че съществува оптимална комбинация от ъгли, при която е възможно да се елиминира влиянието от поляризацията на входния лъч. За сравнение – Hessling предлага използването на поляризатор на входа на устройството [2].

### 3. ЕКСПЕРИМЕНТИ

За проверка на възможностите на конструираното устройство бяха проведени два експеримента. Първият, в София, бе посветен на предварителната оценка на неговата чувствителност и проверка на теоретично очакваната точност. След като бяха получени задоволителни резултати, втори експеримент бе проведен в Института по квантова оптика в Хановерския университет, където ламбдаметърът бе калибриран в областта между 760 и 820 nm. В тази част са описани резултатите от тези два експеримента.

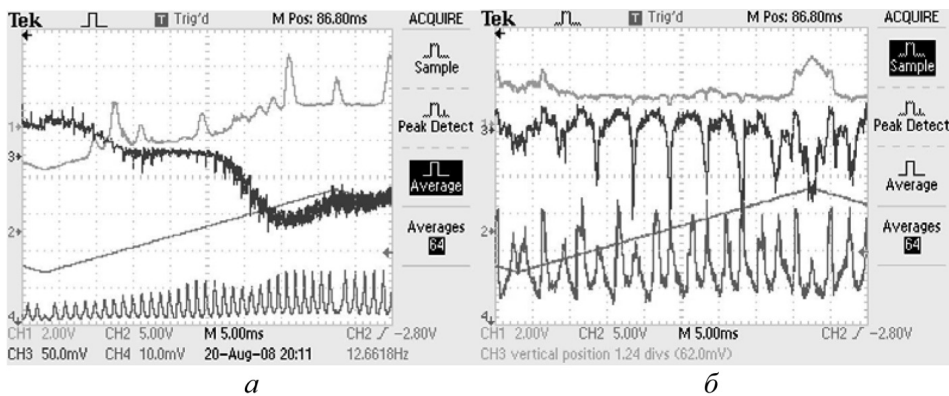
На фиг. 2б е показана постановката на експеримента в София. Лазерът, който използваме – QL65D5SA, работи в режим на непрекъсната генерация и има мощност на изходното лъчение около 5 mW при дължина на вълната 654 nm. За работа в тази спектрална област използваме цветен филтър RG665, чиято крива на пропускане е показана на фиг. 1а. Промяната на дължината на вълната на лазера се осъществява чрез промяна на тока и температурата на диода. Първият клин от експерименталната постановка осигурява два отразени лъча. Единият е насочен към опорния фотодиод  $PD_1$ , а другият преминава през конфокален интерферометър с област на свободна дисперсия 750 MHz. След преминаване през ламбда-метъра, лъчението преминава през стъклена кювета с йод ( $I_2$ ) при стайна температура и част от него попада върху фотодиода  $PD_3$ . Поглъщането на йодните молекули е използвано за прецизно калибриране на честотата на диодния лазер. Тъй като в тази област от спектъра йодът поглъща слабо, сигналите от  $PD_1$  ( $i_1$ ) и  $PD_3$  ( $i_3$ ) се подават на аналогов делител, който дава на изхода си сигнал, пропорционален на  $(i_1 - i_3) / i_1$ , който от своя страна е пропорционален на поглъщането на  $I_2$ . Напрежението на изхода на електронната схема на ламбдаметъра се усилва и измерва с волтметър (относителна грешка 0,5 %). Сигналите, пропорционални на поглъщането на йода, тока през лазера, интерференчната картина и  $U_{LM}$ , се подават на осцилоскоп.



Фиг. 4. Снимки от осцилоскопа, показващи типичните сигнали от ламбдаметъра –  $U_{LM}$ . Линиите отгоре надолу са:  $I_2$ -поглъщането; променливотоковата съставка на  $U_{LM}$ ; сигнал, пропорционален на изменението на тока на лазера около средната стойност и интерференчната картина. На първата снимка (а) се наблюдава едномодова структура на лазера (равноотдалечени интерференчни максимуми), а сигналът  $U_{LM}$  се изменя плавно. Появата на многомодова структура може да се наблюдава на **фигура б**, за което свидетелстват смущенията в равномерността на интерференчните максимуми

Тестовите за чувствителността на уреда направихме чрез пренастройка на честотата на лазера в рамките на  $1 \text{ cm}^{-1}$  (около  $0,5 \text{ \AA}$ ), следейки промяната на  $U_{LM}$ . На фиг. 4а е показан екранът на осцилоскопа при сканиране на честотата на лазера около  $15256,6 \text{ cm}^{-1}$ . Чувствителността на ламбдаметъра се оказва приблизително  $48 \text{ mV/cm}^{-1}$ , което при даденото ниво на шум е напълно достатъчно за постигане на поставената цел – точност под  $1 \text{ \AA}$ .

По време на този експеримент бе наблюдаван неочакван ефект, който, от една страна, попречи да бъде постигната пределната точност на ламбдаметъра, но от друга, демонстрира неговите възможности като уред за контрол на модовата структура на диодния лазер. На фиг. 4б е показан скан, при който лазерът прескача между два надлъжни мода, което може да се види най-лесно от сигнала след интерферометъра, тъй като се нарушава регулярната серия от пикове на пропускане. Това се отразява много интересно и на сигнала от ламбдаметъра. При едномодова генерация  $U_{LM}$  се изменя плавно, както се вижда на фиг. 4а, но при появата на нов мод се забелязва рязко изменение в изходното напрежение, което отразява промяна в честотата на лазера. Наблюдавани са също така случаи на плавно преминаване от един мод на друг, както е показано на фиг. 5а, което не е лесно да се идентифицира само по сигнала след интерферометъра. На фиг. 5б лазерът е едномодов, като имаме периодична и кратковременна поява на втори мод.



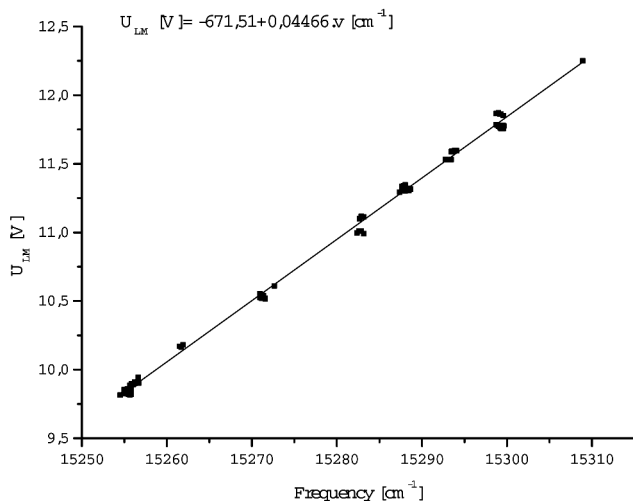
Фиг. 5. Снимки на скан с два последователни скока на мода (а) и скан с нестабилна едномодова структура(б)

Изводът от тези измервания е, че показанията на ламбдаметъра са в сила единствено при едночестотна генерация на лазера. В случая следва да



се отчете спецификата на диодните лазери, при които в режим на свободна генерация разстоянието между модовете е от порядъка на 1–2 nm, т.е. многократно превишаващо чувствителността и точността на уреда. Дори при голяма разлика в мощностите на основния и допълнителния мод появата на втория ще повлияе на интегралното пропускане на цветния филтър, което ще доведе до отклонение в показанията на ламбдаметъра. Очакваме, че при диодни лазери с оптична обратна връзка този ефект ще е по-малък поради значителното намаляване на междумодовото разстояние.

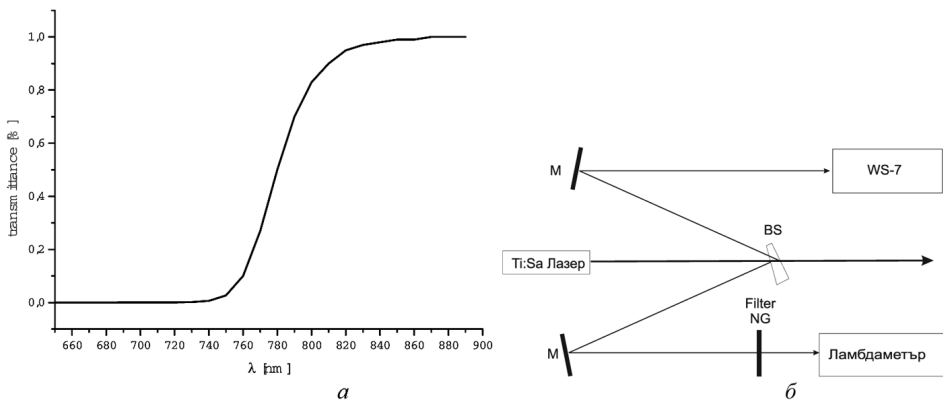
На фиг. 6 е представена калибровъчната крива на ламбдаметъра с RG665. Тя се базира на около 80 точки, получени при сканиране на лазера при различни температури. Всяка точка отговаря на честотата на генерация на лазера, определена по линиите от спектъра на поглъщане на I2 молекулата (спектърът е известен с точност  $0,005 \text{ cm}^{-1}$ ). Наблюдаваме сравнително симетрични отклонения на експерименталните данни (около  $15300 \text{ cm}^{-1}$  например), които могат да бъдат обяснени като места, където лазерът не е едномодов. С рамките на този спектрален диапазон зависимостта на  $U_{\text{LM}}$  от честотата е линейна, като наклонът е  $44,7 \text{ mV/cm}^{-1}$ , което потвърждава предварително оценената чувствителност.



Фиг. 6. Калибровъчна крива на ламбдаметъра с цветен филтър RG665

Целта на втория експеримент бе да калибрираме ламбдаметъра в целия спектрален диапазон на филтъра RG780, който щяхме да ползваме в бъдещата си работа. Използван бе  $\text{TiAl}_2\text{O}_3$  (Ti:Sa) лазер на фирмата

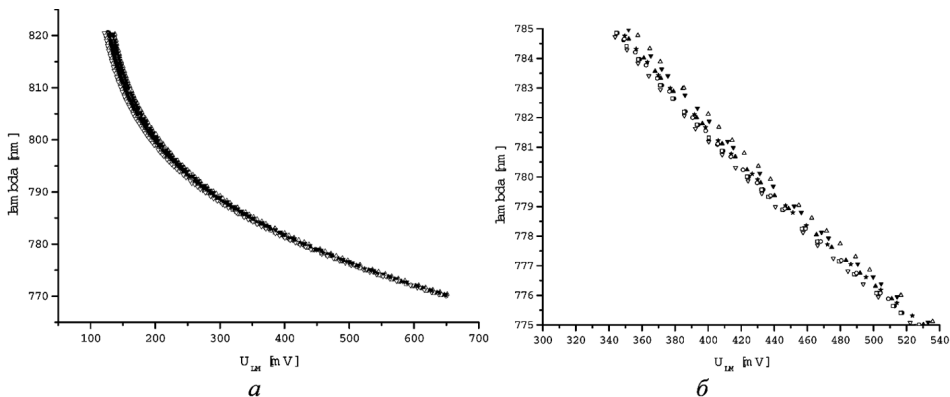
Tekhnoscan, работещ в режим на непрекъсната генерация и позволяващ лесна пренастройка на дължината на вълната от 760 до 820 nm. Предпочетохме този лазерен източник поради широката честотна област на генерация и високата спектрална чистота на генерираното лъчение (един надлъжен мод с ширина около 100 kHz). По този начин се избягват ефектите от едновременната генерация на няколко мода, обсъдени по-горе. Честотата на Ti:Sa лазер бе контролирана с ламбдаметър WS-7 на фирмата Ångström. Точността на този уред е от порядъка на  $0,002 \text{ cm}^{-1}$ , т.е. надхвърля многократно точността на калибрираното устройство. Експерименталната постановка е показана на фиг. 7б. С помощта на стъклен клин отклоняваме част от лъчението. След отражение от огледалото М лъчът преминава през неутрален филтър NG и влиза в изследвания ламбдаметър. Използването на неутрален филтър е необходимо, за да се осигури мощност на влизащия в ламбдаметъра лъч от порядъка на 1 mW (при около 100 mW изходна мощност на Ti:Sa лазер). На фиг. 7а е представена кривата на пропускане за използвания филтър. Напрежението  $U_{LM}$  е измервано със същия волтметър, както в предишния експеримент.



Фиг. 7. Крива на пропускане на цветен филтър RG780 (а); експериментална постановка на експеримента с Ti:Sa лазер (б)

Зависимостта на дължината на вълната от  $U_{LM}$  бе описана с около 100 точки при промяна на дължината на вълната на лазера от 760 до 820 nm. За да се провери възпроизводимостта на оптичния път през ламбдаметъра, след всяко прописване на калибровъчната крива, оптималният вход на лъча в устройството бе нарушаван и юстиран наново. На фиг. 8а са представени седем насложени калибровъчни криви (общо около 700 точки). За всяко отделно обхождане на изследваната спектрална област сметите

данни бяха описвани с полином от осма степен със стандартно отклонение около  $0,8 \text{ \AA}$ , а с функция от вида  $a_0 + a_1 \exp(-U/b_1) + a_2 \exp(-U/b_2)$  – дори  $0,2 \text{ \AA}$ . Това потвърждава високата чувствителност на устройството, като потенциалната грешка е значително под поставения като цел  $1 \text{ \AA}$ . От същата фигура обаче се вижда, че при различните обходи се наблюдава отместване на калибровъчната крива очевидно поради невъзможността да бъде възпроизведен ходът на лъчите в него. На фиг. 8б е представена малка област около  $780 \text{ nm}$ , от която се вижда, че неопределеността при намиране на дължината на вълната при фиксирано  $U_{LM}$  е около  $1 \text{ nm}$ .

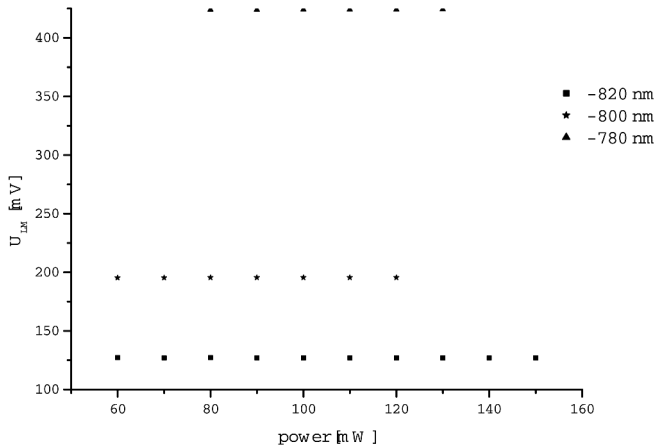


Фиг. 8. Експериментални данни получени с Ti:Sa лазера (а) и част от същите данни, разположени около  $780 \text{ nm}$  (б)

За да бъде потвърдена хипотезата, че отместването на калибровъчните криви се дължи на различните оптични пътища на лъчите в ламбдаметъра, бяха направени допълнителни изследвания. Промяна в пропускането на цветния филтър може да се получи не само при падане под ъгъл, но също така при пространствена нееднородност на филтъра. Изследвахме 3 цветни филтъра и при един от тях се оказа, че коефициентът на пропускане действително варира в рамките на  $1 \%$  на разстояния от няколко милиметра при диаметър на лазерния лъч под  $1 \text{ mm}$ . Филтърът, вграден в устройството, се оказа значително по-хомогенен. Въпреки това тези измервания показват, че за подобни приложения пространствената еднородност на цветните филтри трябва да се проверява.

Проверихме също така зависимостта на показанията на уреда от мощността на входящия лъч. Възможни отклонения очаквахме поради различната нелинейност на двата фотодиода, а също така на усилвателя LOG104. На фиг. 9 са показани зависимостите на  $U_{LM}$  от мощността на

лазера при три дължини на вълната на лазера – 780, 800 и 820 nm. За промяната на лазерната мощност бе използвана система от поляризатори, така че поляризацията на входящия в ламбдаметъра лъч е постоянна. Вижда се, че  $U_{LM}$  е на практика постоянно при почти трикратна промяна на лазерната мощност.



Фиг. 9. Зависимост на показанието на ламбдаметъра от мощността на лазера при три фиксирани дължини на вълната – 780, 800 и 820 nm

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В тази статия са описани конструкцията и изпитанията на уред за измерване на дължината на вълната на лазер, работещ в непрекъснат режим на генерация. Принципът на работата му се основава на измерването на пропускането на известен цветен филтър. За разлика от съществуващата до момента конструкция на Hessling [2], **в нашия случай зависимостта на изходния сигнал от поляризацията на входящото лъчение е минимизирана** чрез подходящо подбрано разположение на оптичните елементи. Зависимостта на поглъщането на филтъра от температурата е елиминирана чрез температурна стабилизация на всички оптични елементи в устройството. Изпитанията са проведени с филтри RG665 и RG780, съответно с диоден и Ti:Sa лазер. Можем да направим няколко важни заключения. Експериментите показаха, че потенциалната точност на уреда значително надхвърля  $1\text{\AA}$ , но все още не е постигната конструкция, позволяваща възпроизводимост на оптичния ход на лъчите. Оказа се, че ламбдаметъ-

рът може да се използва при изследване на модовата структура на диоден лазер, тъй като прескачането между модовете отчетливо се отразява върху изходния сигнал  $U_{LM}$ .

В предстоящите експерименти ще оптимизираме начините за юстиране на уреда, като увеличим разстоянието между двете диафрагми D (фиг. 2). Също така планираме да увеличим площта на фотодиодите, така че лазерният сноп изцяло да попада върху тях. При необходимост ще използваме оптично влакно за вкарване на светлината в устройството. Това ще реши проблема с неопределеността на оптичния път, но ще оскъпи уреда и ще направи използването му по-сложно.

**Благодарности.** Авторите благодарят на проф. Е. Tiemann от института по квантова оптика в Хановерския университет за предоставената възможност да се направят калибровъчните измервания с Ti:Sa лазер. Части от това изследване са финансирани по договори ВУФ 202/06 и ВУИ 301/07 на Министерството на образованието и науката, а също така по договор 142/2008 на Софийския университет „Св. Климент Охридски“.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Demtröder, W. Laser spectroscopy, basic concepts and instrumentation. Springer-Verlag, Berlin, 1996.
- [2] Hessling, B. Diploma thesis. University of Dortmund, Dortmund, 1990.
- [3] Born, M., E. Wolf. Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light. Cambridge University Press, 2002.