

УДК 621.373 : 535 (206.1) + 535.345.6

РАСЧЕТ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА
ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ
ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ФИЛЬТРОВ В ЛАЗЕРАХ
НА НЕОДИМОВОМ СТЕКЛЕ

М. Б. Левин, М. Е. Лецинер, Г. А. Матюшин, В. М. Подгаецкий,
Л. К. Сливка и А. С. Черкасов

Предложена методика расчета эффективности применения люминесцентных светофильтров, поглощающих УФ излучение накачки и преобразующих его в видимое в лазерах с ламповым возбуждением. На примере лазера на неодимовом стекле показано удовлетворительное соответствие расчетных результатов с экспериментальными. При использовании люминесцирующего красителя № 1351 получено увеличение энергии генерации на 20% (расчет 30%) по сравнению с нелюминесцирующим светофильтром.

Вредное влияние коротковолновой составляющей излучения накачки в лазерах с ламповым возбуждением приводит к необходимости использования фильтров, поглощающих это излучение. Наибольшее применение получили жидкостные фильтры, играющие также и роль охлаждающего агента [1, 2]. Вместе с тем УФ излучение накачки при этом никак не используется, а в ряде случаев применение фильтров приводит к снижению накачки из-за спектрального перекрытия поглощения фильтра с поглощением активных сред. Использование жидкостных люминесцентных фильтров (ЛФ) позволяет наряду с защитой активной среды увеличить ее возбуждение за счет переизлучения части поглощенной фильтром энергии в более длинноволновую область спектра. Ранее сообщалось о том, что применение ЛФ в лазерах приводит к понижению порога [3, 4] и увеличению энергии генерации [5]. Так, в работе [3] было показано, что применение спиртового раствора 1,5-дифенил-3-стирилпиразолина позволяет повысить к. п. д. генерации лазера на неодимовом стекле почти на 15%. Там же сообщалось, что использование в качестве ЛФ раствора родамина 6Ж (Р6Ж) в бутаноле не привело к увеличению к. п. д. генерации. Ряд различных ЛФ был испытан также в работе [5], и наилучшие результаты [увеличение энергии генерации лазера на неодимовом стекле на 50% и снижение порога генерации на 40% по сравнению со случаем использования поглощающего фильтра (ПФ) с границей пропускания 400 нм] были получены с фильтром на основе этанольного раствора Р6Ж с 4-метилхмбеллифероном (4МУ).

Однако имеющиеся в литературе немногочисленные (в ряде случаев — противоречивые) экспериментальные данные по применению ЛФ для неодимовых лазеров не позволяют сделать заключение о предельной их эффективности в конкретных условиях и ее зависимости от параметров системы. В целях получения таких данных и возможности проведения предварительного осмысленного выбора ЛФ для применения в конкретных условиях нами была разработана расчетная методика численной оценки ожидаемого изменения накачки активной среды при использовании ЛФ вместо ПФ и проведена ее экспериментальная проверка.

Опыты проводились в следующих условиях. Активный стержень из неодимового стекла ГЛС-1 диаметром 8 мм и длиной 120 мм и импульсная лампа ИФП-1200 помещались в каналы моноблочного кварцевого осветителя $\varnothing 50$ и длиной 120 мм, посеребренного снаружи. Накачка осуществлялась от конденсаторной батареи емкостью 200 мкФ импульсами длительностью $t_{0,35}=250$ мкс и энергией 80—200 Дж. Зазоры между поверхностями лампы и стержня и стенками каналов осветителя равнялись 1 мм. Конструкция системы позволяла одновременно прокачивать через осветитель две разные жидкости (одну — вокруг лампы, а другую вокруг стержня). Резонатор состоял из 100% зеркала и 3-слойной стеклянной стопы. Энергия излучения изменялась прибором ИМО-2. Эффективность применения ЛФ определялась по отношению к случаю использования ПФ с границей пропускания 400 нм.

Относительное изменение числа поглощенных активным телом (ат) квантов Θ за время импульса накачки при замене поглощающего фильтра люминесцентным определяется выражением

$$\Theta = \frac{P'_0 + P_x}{P_0} \cdot 1 \quad (1)$$

где P_0 и P'_0 — световая энергия ламп накачки (в квантах), поглощаемая дт соответственно при применении ПФ и ЛФ, а P_x — поглощаемая дт энергия излучения ЛФ.

В свою очередь величины P_0 , P'_0 могут быть выражены следующим образом:

$$P_0 = N\omega\beta, \quad P'_0 = N\omega\beta', \quad (2)$$

где величина $N = \int_{\lambda} I_{\text{н}}^{\text{кв}}(\lambda) d\lambda$ — общее число квантов, излучаемое лампой,

а ω определяет геометрическую эффективность осветителя для излучения ламп накачки. Параметр β характеризует среднюю по спектру величину поглощения в ат излучения лампы с данным спектральным распределением интенсивности $I_{\text{кв}}(\lambda)$. Величина β может быть определена по формуле

$$\beta = \int_{\lambda} I_{\text{н}}^{\text{кв}}(\lambda) \Pi_{\text{ат}}(\lambda) [1 - \Pi_{\text{ф}}(\lambda)] d\lambda / N, \quad (3)$$

где $\Pi_{\text{ф}}(\lambda)$ и $\Pi_{\text{ат}}(\lambda)$ — величины поглощений (в долях единицы), при данной длине волны λ , излучения лампы в ПФ и дт соответственно, усредненные по всем направлениям падения.

Значение β' вычисляется по формуле (3) при подстановке в последнюю вместо $\Pi_{\text{ф}}(\lambda)$ величин $\Pi_{\text{лф}}(\lambda)$, относящихся к поглощению в ЛФ.

Величина P_x может быть записана в виде

$$P_x = N\omega_{\text{л} \rightarrow \text{лф}} \alpha \eta \tau \omega' \gamma, \quad (4)$$

где $\omega_{\text{л} \rightarrow \text{лф}}$ характеризует эффективность передачи излучения лампы на ЛФ (при расположении ЛФ вокруг лампы $\omega_{\text{л} \rightarrow \text{лф}}=1$), параметр α характеризует среднюю по спектру величину поглощения в ЛФ излучения лампы, η — квантовый выход флуоресценции ЛФ. Величина τ характеризует долю света ЛФ, выходящую из фильтра; она зависит от прозрачности плазмы лампы и в отсутствие поглощения равна единице ($\tau_{\text{н}}$); при полном поглощении $\tau=\tau_{\text{н}}$ и может быть вычислена по следующей формуле

$$\tau = \frac{\int_{R'_1}^{R'_2} I\left(\frac{R'}{R}\right) R'^{\gamma} \left(\frac{R'}{R}\right) dR'}{\int_{R'_1}^{R'_2} I\left(\frac{R'}{R}\right) R' dR'} \cdot \quad (5)$$

Здесь R , R' — радиусы внутренней стенки лампы и рассматриваемого излучающего слоя ЛФ толщиной dR' соответственно, R'_1 и R'_2 — внутренний и внешний радиусы ЛФ, $I(R'/R)$ — распределение возбуждения по слою ЛФ. Величина $\kappa(R'/R)$ может быть вычислена с помощью выражения

$$\kappa\left(\frac{R'}{R}\right) = 1 - \frac{\int_0^{\arcsin \frac{R}{nR'}} \sqrt{\frac{\frac{1}{n^2} - \sin^2 \varphi \left(\frac{R'}{R}\right)^2}{1 - \sin^2 \varphi \left(\frac{R'}{R}\right)^2}} d\varphi}{\pi}, \quad (6)$$

где φ — угол между рассматриваемым направлением луча и нормалью к поверхности лампы, n — показатель преломления среды, ω — геометрическая эффективность передачи излучения ЛФ на ат.¹

Параметр γ характеризует среднюю по спектру величину поглощения в АТ люминесценции фильтра с известным спектральным распределением $I_{\text{Л}}^{\text{КВ}}(\lambda)$.

Величины γ и α вычисляются с помощью следующих выражений:

$$\gamma = \frac{\int_{\lambda} I_{\text{Л}}^{\text{КВ}}(\lambda) \Pi'_{\text{ат}}(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda} I_{\text{Л}}^{\text{КВ}}(\lambda) d\lambda}, \quad (7)$$

$$\alpha = \int_{\lambda} I_{\text{Л}}^{\text{КВ}}(\lambda) \Pi_{\text{ЛФ}}(\lambda) d\lambda / N, \quad (8)$$

где $\Pi'_{\text{ат}}(\lambda)$ — усредненная по всем направлениям падения величина поглощения (при данной длине волны λ) люминесценции ЛФ в ат.

Для того чтобы вычислить величины поглощений $\Pi_i(\lambda)$, входящие в выражения (3), (7) и (8), необходимо задаться определенными моделями источников излучения.

ЛФ в областях спектра, не затронутых реабсорбцией, излучает по закону Эйлера. Моделью такого излучателя при вычислениях служил точечный источник, удаленный от АТ на расстояние $h=2R_{\text{осв.}}$ ($R_{\text{осв.}}$ — радиус моноблочного осветителя) и излучающий равномерно в секторный телесный угол, охватывающий АТ, длина которого предполагалась много большей расстояния h .²

Индикатриса излучения лампы зависит от прозрачности плазмы, а вид ее после преломления на поверхности осветителя определяется [в пределах конуса с углом раскрытия $\arcsin(1/n)$] с помощью теоремы Штраубеля [6]. Для упрощения расчетов, однако, можно принять индикатрису равномерной в пределах указанного конуса. Нами было установлено, что для рассматриваемого осветителя при использовании такой индикатрисы численные величины поглощения в АТ получаются промежуточными между величинами, соответствующими предельным случаям полностью прозрачной и непрозрачной плазмы, в свою очередь различающимися не более чем на 15%.

Величины $\Pi_i(\lambda)$ можно определить для рассмотренных выше моделей источников усреднением по всем направлениям в пределах заданных те-

¹ Интеграл в (6) совпадает с интегралом (4) в работе [8]. В [8] рассматривался случай падения излучения на вогнутую цилиндрическую границу среды ($n > 1$) с воздухом ($n=1$). Можно показать, однако, что и для случая падения излучения на выпуклую цилиндрическую границу интеграл (4) сохраняет свой вид.

² При учете одного прохода света от лампы или ЛФ к АТ все лучи проходят приблизительно одинаковое расстояние h (в плоскости, перпендикулярной оси), равное $\sim 2R_{\text{осв.}}$ ($R_{\text{осв.}} > R'_2, R_d$).

лесных углов. В качестве примера приведем формулу для вычисления $\Pi'_{ат}(\lambda)$

$$\Pi'_{ат}(\lambda) = \frac{\int_0^{\psi} d\psi \int_0^{\pi/2} [1 - e^{-2.3k(\lambda) l_a(\epsilon, \psi)}] \cos \epsilon d\epsilon}{\psi}, \quad (9)$$

где

$$l_a(\epsilon, \psi) = \frac{2R_a \sqrt{1 - (h/R_a)^2 \sin^2 \psi}}{\cos \epsilon}. \quad (10)$$

Углы ϵ, ψ заданы в полярной системе координат (рис. 1), $k(\lambda)$ — спектральная зависимость коэффициента поглощения АТ h — расстояние между источником и АТ. R_a — радиус АТ.

Вычисления сильно упрощаются при использовании предварительно построенных зависимостей $\Pi_i(k)$ — номограмм для используемых мо-

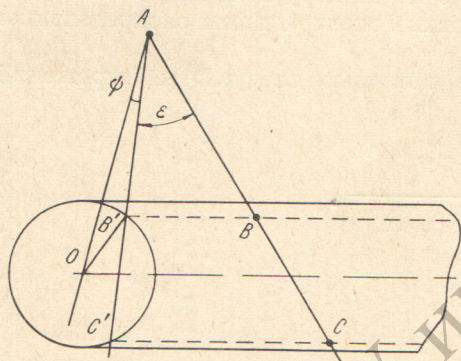


Рис. 1. Схема, поясняющая величины, входящие в формулы (9) и (10).

ABC — луч света, пересекающий активное тело радиусом $OB = R_a$, $AO = h$, $BC = l_a$.

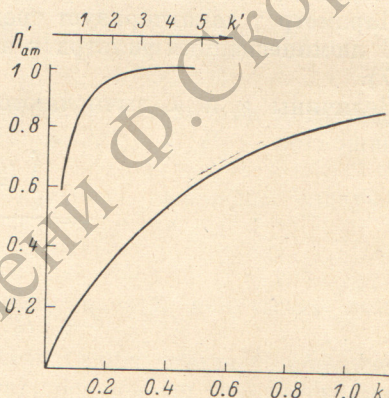


Рис. 2. Номограмма для вычисления поглощения люминесцентного излучения в активном теле, усредненного по всем направлениям падения.

делей источников излучения. Номограммы вычисляются по формулам типа (9) и позволяют проводить расчет параметров α, β и γ для активных тел с произвольным спектром поглощения.³ На рис. 2 приведена для примера номограмма, построенная по формуле (9) для поглощения излучения ЛФ в АТ.

Подставляя в (1) выражения (2) и (4), имеем

$$\Theta = \frac{\beta'}{\frac{1}{\beta}} + \left(\frac{\alpha\gamma\gamma}{\beta} \right) \left(\omega_{л \rightarrow лф} \frac{\omega'}{\omega} \right) = \frac{\beta'}{\beta} + SG. \quad (11)$$

Величина S — характеризует отношение спектральных эффективностей светопередачи люминесценции и излучения ламп накачки, а G — отношение геометрических эффективностей той же передачи. Можно показать, что значения параметров, входящих в S , мало зависят от расстояния излучающей точки от поглощающих тел, т. е. величина S практически не изменяется при прочих равных условиях с изменением расположения ЛФ в осветителе.⁴ Именно это обстоятельство позволяет записывать Θ в виде (11). Вместе с тем фактор G , характеризующий отношение геометрических эффективностей светопередачи ЛФ и ламп накачки, существенно

³ Отметим, что при изменении диаметра АТ в m раз номограмму $\Pi'_{ат}(k)$ следует перестроить с учетом того, что l_a и $k(\lambda)$ входят в выражение (9) эквивалентным образом, т. е. $\Pi'_{ат}(k) = \Pi'_{ат}(mk)$.

⁴ Это справедливо для осветителей, у которых коэффициент отражения покрытия не зависит от λ .

зависит от вида расположения ЛФ. Особенно заметно это проявляется при использовании ЛФ в моноблочном осветителе. В этой конструкции осветителя возможны два варианта расположения жидкостного ЛФ в зазорах вокруг лампы накачки (I) и вокруг стержня (II).

Для случая I

$$G_I = \tau \frac{\omega'}{\omega}. \quad (12)$$

В обзоре [7] указывается, что эффективность осветительной системы уменьшается при увеличении диаметра светящегося тела. Это относится к передаче излучения ЛФ, расположенного в зазоре вокруг лампы (I). С другой стороны, эффективность передачи излучения лампы на ЛФ, окружающий АТ выше, чем на само АТ (II). В линейном приближении имеем

$$G_I \approx \tau \frac{R}{R'_1}, \quad (13)$$

$$G_{II} \approx K'_{\text{пер}} \frac{R_{\text{ЛФ}}}{R_a}, \quad (14)$$

где $R_{\text{ЛФ}}$ — радиус ЛФ во II варианте расположения ЛФ.⁵

Численная оценка величины τ_n для конкретных условий моноблочного кварцевого осветителя с $R'_2 = 6$ мм, $R'_1 = 5$ мм, $R = 4$ мм при учете того, что показатель преломления ЛФ практически совпадает с показателем преломления кварца и при задании экспоненциального распределения возбуждения в ЛФ, дает ее значение, равное 0.9. Так как в действительности, очевидно, плазма является частично прозрачной, целесообразно использовать в вычислениях значение τ , среднее между величинами τ_n (0.9) и τ_n (1), т. е. 0.95. При подстановке в (13) и (14) численных значений параметров, входящих в эти формулы, получаем, что $G_I = 0.76$ и $G_{II} = 0.40$, т. е. что случай расположения ЛФ в моноблочном осветителе вокруг лампы накачки по геометрической эффективности приблизительно в 2 раза лучше.

Необходимое для вычислений параметров, входящих в S , спектральное распределение излучения накачки $I_n^{\text{кв}}(\lambda)$ бралось из литературы. Наиболее близким к условиям наших опытов является распределение, приведенное в [9] (режим «б»), для лампы ИФП-1200. Спектральное распределение излучения лампы ИФП-1200, пересчитанное в квантовые интенсивности, приведено на рис. 3.

Ниже приводятся результаты вычислений увеличения накачки Θ , выполненные для ЛФ на основе растворов ряда красителей.

При этих расчетах мы не учитывали, подобно [10], многочисленные повторные проходы света через АТ. Можно показать, однако, что применительно к условиям рассматриваемой задачи поправкой, вносимой этим фактором, можно пренебречь. По [7] величина поглощенной световой энергии при учете повторных проходов превышает значение, соответствующее одному проходу, в

$$1/\{1 - \omega^2 [1 - \Theta'(\lambda)] [1 - \xi(\lambda)]\} \text{ раз}, \quad (15)$$

где ω — эффективность осветителя, $\Theta'(\lambda)$ соответствует поглощению в АТ. $\Pi_{\text{ат}}(\lambda)$, $\xi(\lambda)$ — поглощение за один проход в плазме лампы.

Численная оценка, сделанная в предположении $\omega \approx 0.7$ [7] показала, что при $\xi(\lambda) = 0$ величина Θ уменьшается на несколько процентов от своего

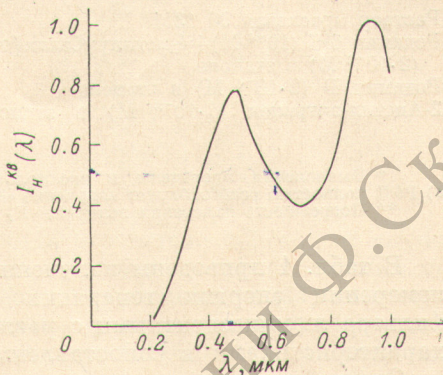


Рис. 3. Спектральное распределение квантовой интенсивности излучения $I_n^{\text{кв}}(\lambda)$ лампы ИФП-1200 в относительных единицах.

⁵ Коэффициент передачи излучения ЛФ на АТ $K'_{\text{пер}}$ [8] вычисляется без учета полного внутреннего отражения, которое в этой системе не реализуется,

значения, соответствующего учету лишь одного прохода излучения. При оценках, сделанных для $\xi(\lambda) \neq 0$, различие в величинах Θ еще меньше. Так, при $\xi(\lambda) = 0.3$ значение Θ практически совпадает с вычисленным без учета повторных проходов.

Таблица 1

Расчетные значения Θ и экспериментальные значения изменения энергии генерации при замене нелюминесцентного фильтра (E_r^Φ) люминесцентным ($E_r^{\Phi\Phi}$) в моноблочном осветителе с АТ из неодимового стекла ГЛС-1

Люминесцентный фильтр	Θ	$E_r^{\Phi\Phi} / E_r^\Phi$
Раствор красителя № 1351	1.32	1.2
Родамин 6Ж (10^{-4} М) + 4-метилумбеллиферон ($2 \cdot 10^{-2}$ М) в этаноле	а) 1.01 *	1.0
Родамин В ($2 \cdot 10^{-4}$ М) в этаноле	б) 1.05 *	
2-Ацетил-антрацен ($4 \cdot 10^{-3}$ М) в этаноле	0.89	0.70
	1.1	1.05

* Вычисления проведены в предположениях: а) компоненты ЛФ излучают независимо, б) Р6Ж полностью реabsorбирует излучение 4МУ.
 ** Погрешность измерения величины E_r составляла 10%.

В табл. 1 приведены полученные нами экспериментальные данные об измерении энергии генерации ($E_r^{\Phi\Phi}/E_r^\Phi$) при замене поглощающего фильтра люминесцентными с различными спектрально-люминесцентными характеристиками в сопоставлении с расчетными.

Спектр поглощения использовавшегося в опытах неодимового стекла ГЛС-1 показан на рис. 4,⁶ на котором представлены также поглощение

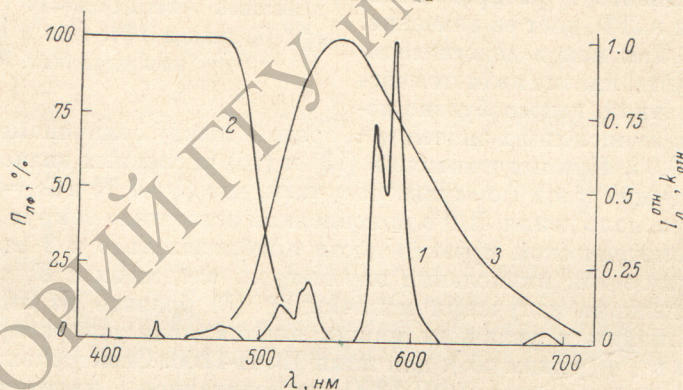


Рис. 4. Спектры поглощения и флуоресценции люминесцентного фильтра и неодимового стекла.

1 — спектр поглощения стекла ГЛС-1, 2 — поглощение и 3 — спектр люминесценции раствора красителя № 1351 в одном из эфиров этиленгликоля.

и спектр флуоресценции одного из испытанных ЛФ — раствора красителя № 1351 (10^{-2} М) в одном из эфиров этиленгликоля ($\eta=0.6$). Для этой системы расчет по (3), (7), (8) дает $S=0.48$ ($\alpha=0.293$, $\gamma=0.325$, $\beta=0.12$), $G=0.76$ и $\beta'/\beta=0.96$, откуда величина Θ получается равной 1.32.

Из рассмотрения данных табл. 1 следует, что экспериментальные значения $E_r^{\Phi\Phi}/E_r^\Phi$ вполне удовлетворительно коррелируют с расчетными величинами Θ . Это позволяет считать, что с помощью предложенной методики можно получить расчетным путем достаточно достоверные данные об эффективности применения ЛФ в заданных конкретных условиях.

Как видно из табл. 1, заметное увеличение к. п. д. генерации (20—30%) получается только при использовании ЛФ-1. Представляло интерес

⁶ Отраслевой стандарт ОСТ-3. Стекло оптическое типа ГЛС. 2 редакция, 1976 г.

выяснить, как будет изменяться эффективность его применения при использовании в качестве АТ неодимовых стекол различных марок. Расчетные данные о величине Θ , а также о параметрах S и β'/β для некоторых неодимовых стекол, выпускаемых отечественной промышленностью, приведены в табл. 2.

Таблица 2
Значения Θ для АТ из неодимовых стекол различных марок (в моноблочном осветителе)

Марка стекла	β'/β	S	Θ
ГЛС-5	0.97	0.51	1.36
ГЛС-1, ГЛС-2, ГЛС-6	0.96	0.48	1.32
ГЛС-7	0.95	0.42	1.27
ГЛС-3, ГЛС-8	0.92	0.35	1.18
ГЛС-21	0.95	0.36	1.22
ГЛС-22	0.94	0.34	1.20
ГЛС-23	0.93	0.33	1.18
ГЛС-24	0.91	0.33	1.16

Выше указывалось, что в моноблочном осветителе переход от случая расположения ЛФ вокруг лампы накачки к случаю расположения его вокруг АТ приводит к уменьшению величины входящего в (11) параметра G с 0.76 до 0.40. Вследствие этого при применении ЛФ на основе красителя № 1351 расчетная величина Θ уменьшается с 1.32 до 1.16. Эта величина должна быть еще меньше для использовавшегося нами моноблочного осветителя с серебряным покрытием, так как последнее отражает в УФ части спектра значительно хуже, чем в видимой (для расположения ЛФ вокруг лампы это обстоятельство не имеет значения). При экспериментальной проверке действительно было установлено, что при расположении ЛФ вокруг АТ энергия генерации имеет то же значение, что и с нелюминесцентным фильтром.

Следует отметить, что ЛФ, с которым в настоящей работе было получено увеличение к. п. д. генерации, далек от идеального: его квантовый выход люминесценции η равен 0.6, а поглощение люминесценции активным телом γ мало (0.29). Оценка предельного увеличения накачки (аналогичная проведенной для лазера на родамине 6Ж^[11]) для идеального случая, когда $\eta=1$, $\gamma=1$, $G=1$ и α/β имеет прежнее значение, дает величину Θ , равную 3.4, что в ~ 2.6 раза больше рассчитанной для реального осветителя и красителя № 1351. Резервы повышения Θ за счет увеличения параметра G в моноблочном осветителе невелики, но поиски фильтров с большими значениями η и γ задача вполне реальная.

Литература

- [1] В. М. Волюнкин, А. А. Мак, Ю. М. Михайлов, А. К. Погодаев, А. И. Степанов. Оптико-механич. промышл., № 3, 65, 1968.
- [2] Г. А. Матюшин, Н. Г. Бялко, Б. В. Толкачев. Ж. прикл. спектр., 18, 142, 1973.
- [3] М. Б. Левин, А. С. Черкасов, В. И. Широков. Опт. и спектр., 36, 987, 1974.
- [4] В. Д. Копубанов, Ю. В. Набойкин, Л. А. Огурцова, И. Д. Фил. УФЖ, 13, 58, 1968.
- [5] D. D. Bhawalkar, L. Pandit. J. Quant. Electr., 9, 43, 1973.
- [6] М. М. Гуревич. Введение в фотометрию. «Энергия», Л., 1968.
- [7] Ю. А. Калинин, А. А. Мак. Оптико-механич. промышл., № 2, 61, 1970.
- [8] М. Б. Левин, В. И. Широков. Опт. и спектр., 39, 947, 1975.
- [9] В. И. Бульков, А. С. Дойников, В. Г. Игнатьев. «Светотехника», № 10, 21, 1976.
- [10] E. Bauer, G. Schaack. Zs. Naturforsch., 21a, 643, 1966.
- [11] М. Б. Левин, А. С. Черкасов. Опт. и спектр., 41, 446, 1976.

Поступило в Редакцию 17 октября 1977 г.
В окончательной редакции 11 октября 1978 г.