

Уточнение пар уровней, связанных излучательными переходами, подтвердило выводы [1, 3]; предложенную в [6] интерпретацию СЛ ИАГ-Nd следует признать ошибочной.

Интересной особенностью структуры СЛ ИАГ-Nd является отсутствие излучательных переходов с нижнего уровня триплетта ${}^2F_{2_{3/2}}$ на уровни других «светящихся» мультиплетов — ${}^4F_{3/2}$, ${}^2P_{3/2}$, что, вероятно, обусловлено сравнительно большими временами жизни и соответственно существенным повышением заселенностей этих уровней во время коротковолнового возбуждения через верхние мультиплеты. Это, в свою очередь, приводит к эффективному самопоглощению фотонов, испускаемых при излучательных переходах ${}^2F_{2_{3/2}} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ и ${}^2F_{2_{3/2}} \rightarrow {}^4F_{3/2}$.

Литература

- [1] Воронько Ю. К., Денкер Б. И., Осико В. В., Прохоров А. М., Тимошечкин М. И. ДАН СССР, 1969, т. 188, в. 6, с. 1258.
- [2] Воронько Ю. К., Денкер Б. И., Осико В. В. ФТТ, 1971, т. 13, в. 1, с. 178.
- [3] Воронько Ю. К., Нолле Э. Л., Осико В. В., Тимошечкин М. И. Письма ЖЭТФ, 1971, т. 13, в. 3, с. 125.
- [4] Захарко М. М. Автореф. канд. дис. Львов: ГУ, 1972.
- [5] Захарко Я. М., Захарко М. М., Сенькив В. А. Матер. XIX совещ. по люминесценции. Рига: Изд. Латв. ГУ, 1970, ч. 2, с. 89.
- [6] Азаров В. В., Базилевская Т. А., Р. Ю. Ицкович, Квичко Л. А., Рамакаева Р. Ф. В кн.: Монокристаллы и техника. Харьков, 1974, в. 1 (10), с. 54.
- [7] Азаров В. В., Квичко Л. А., Коток Л. А., Рамакаева Р. Ф., Щербина Е. В. В кн.: Тугоплавкие соединения РЗМ. Новосибирск, 1979, с. 142.
- [8] Роозе Н. С., Анисимов Н. А. Опт. и спектр., 1975, т. 38, в. 3, с. 627.
- [9] Багдасаров Х. С., Володина И. С., Коломийцев А. И., Мейльман М. Л., Смагин А. Г. Квант. электрон., 1982, т. 9, в. 6, с. 1158.
- [10] Коломийцев А. И., Мейльман М. Л., Володина И. С., Чукичев М. В., Смагин А. Г., Багдасаров Х. С. Рук. деп. в ВИНТИ 8.12.82 № 5995—82 Деп.
- [11] Koningstein J. A., Geusic J. A. Phys. Rev., 1964, v. 136, p. 711.
- [12] Koningstein J. A. J. Chem. Phys., 1966, v. 44, p. 3957.
- [13] Раминский А. А. Лазерные кристаллы. М.: Наука, 1975.
- [14] Gasparik V. Acta Phys. Slov., 1978, v. 28, p. 222.

Поступило в Редакцию 2 февраля 1982 г.

УДК 535.36

Опт. и спектр., т. 56, в. 2, 1984

СПЕКТР ВИДИМОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ВЫХОДЯЩЕГО ИЗ РАССЕИВАЮЩИХ СЛОЕВ С РАЗЛИЧНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНОЙ

Войшвилло Н. А., Анохин Ю. А.

В настоящем сообщении приводятся результаты расчетов спектров рассеянного излучения для широкой спектральной области, охватывающей весь видимый диапазон от 0.40 до 0.74 мкм. Рассматривается среда, элементарный объем которой обладает изотропной индикатрисой рассеяния и релеевской спектральной зависимостью светорассеяния, т. е. направленный показатель рассеяния в любом направлении прямо пропорционален $1/\lambda^4$ (так же как и показатель рассеяния). В соответствии с указанной закономерностью оптическая толщина $\tau(\lambda)$ слоя растет по мере уменьшения длины волны λ , и отношение $\tau(0.4)/\tau(0.74) = 11.7$. Расчеты проведены для серии слоев разной толщины, оптическая толщина которых в середине видимого участка спектра (при $\lambda = 0.56$ мкм) охватывает диапазон 0.15—15.25. Указанный диапазон определяет по мере увеличения оптической толщины реализацию в слоях рассеяния света различной кратности, начиная от преимущественно однократного до рассеяния высоких порядков.

Целью настоящей работы является ответ на вопрос: меняется ли (в широком интервале длин волн) по мере нарастания оптической толщины слоя спектральная зависимость светорассеяния вида $1/\lambda^4$, характерная для элементарного объема среды, а если меняется, то каким образом. В соответствии с поставленной задачей по уравнению переноса излучения были рассчитаны интенсивности излучения, выходящего из плоского слоя рассеивающей среды под несколькими углами Θ , отсчитываемые от направления распространения освещающего параллельного пучка излучения, обладающего равноэнергетическим спектром и падающего перпендикулярно к слою (слой освещается только с одной стороны),

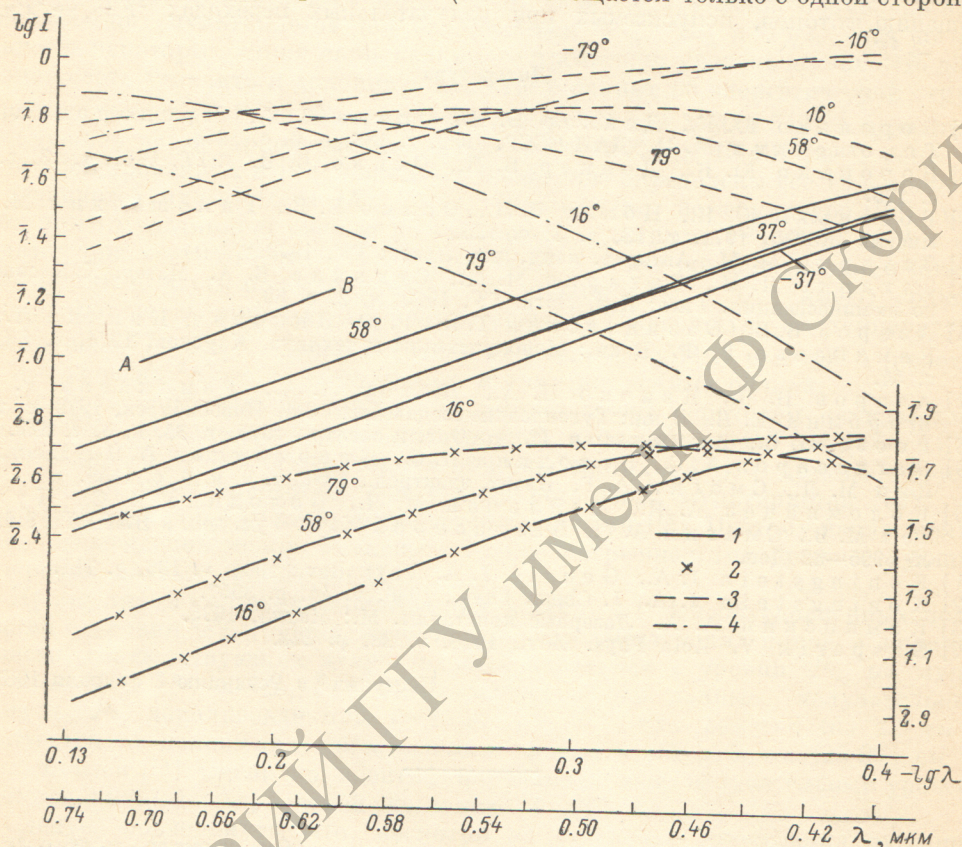


Рис. 1. Спектральная зависимость светорассеяния излучения, вышедшего из слоя в фиксированных направлениях.

Цифры у кривых означают угол рассеяния Θ . Слой с оптической толщиной τ (0.56): 1 — 0.15, 2 — 0.46, 3 — 1.52, 4 — 7.6. Правая шкала ординат относится к образцу с толщиной τ (0.56) = 0.46.

а также две интегральные характеристики — коэффициенты диффузного отражения и пропускания. Расчет производился по методу, который описан в работе [1] и который представляет собой развитие метода Чандрасекара [2]. Вероятность выживания фотона в расчетах была принята равной 0.999 независимо от длины волны.

Результаты расчетов представлены на рис. 1, 2 в виде графиков зависимости интенсивности I рассеянного излучения от логарифма длины волны ($\lg I = f(-\lg \lambda)$) для разных углов рассеяния и слоев с различной оптической толщиной. Очевидно, что для рассеяния с релеевским характером спектра эта зависимость должна представляться возрастающей с уменьшением λ прямой линией, которая имеет тангенс угла наклона, равный 4, одинаковый для разных углов рассеяния (на рис. 1 для удобства сопоставления дан отрезок прямой AB, тангенс угла наклона которой равен 4). И действительно, такая картина наблюдается для наиболее тонкого образца с оптической толщиной τ (0.56) = 0.15 (сплошные линии на рис. 1). Однако для слоя с несколько большей толщиной τ (0.56) = 0.45 имеет место уже следующее: зависимость $\lg I = f(-\lg \lambda)$

в этом случае более не выражается прямой — это кривые с меньшими тангенсами угла наклона касательных к точкам на кривой. Для разных углов рассеяния эти тангенсы различны, и потому различны и спектры рассеянного излучения. При этом чем больше угол θ прошедшего через слой излучения, тем более нейтрален его спектр. Кроме того, нейтральность спектра растет при смещении в коротковолновый участок. Еще более дифференцируется картина при переходе к следующей оптической толщине $\tau(0.56)=1.5$. Более того, здесь уже излучение, прошедшее через слой и распространяющееся под углом $\theta=79^\circ$, обладает спектром, по своему характеру противоположным рассмотренному выше для оптически более тонкого слоя с $\tau(0.56)=0.15$ — в нем преобладает не коротковолновое, а, напротив, длинноволновое излучение. При меньших углах рассеяния такая спектральная зависимость в прошедшем излучении также наблюдается, но на более узких участках спектра ($\lambda < 0.54$ мкм). Что касается вида

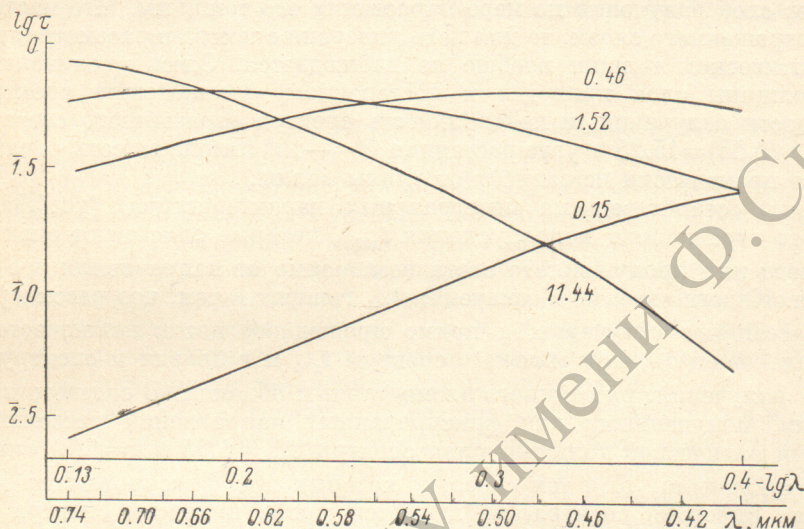


Рис. 2. Спектральная зависимость светорассеяния излучения, прошедшего через слой и распространяющегося под углом $\theta=79^\circ$ для слоев с разной толщиной.

Цифры у кривых означают оптическую толщину.

спектральной зависимости, близкого к характеру спектра, рассеиваемого элементарным объемом, то он сохраняется лишь в отраженном излучении.

Наиболее резко рассматриваемое явление выражено у слоя с еще большей оптической толщиной $\tau(0.56)=7.5$ (штрихпунктирные линии), где это преобладание длинноволнового излучения выражено еще заметнее и охватывает больший диапазон углов рассеяния. В излучении, прошедшем через этот слой, в сущности полностью исчез характер спектральной зависимости светорассеяния, который был свойствен элементарному объему среды — имеет место не только нивелирование, но и переход к спектру противоположного характера.

Рассмотренное влияние оптической толщины слоя на спектр рассеянного им излучения особенно наглядно прослеживается на рис. 2, где объединены зависимости $\lg I = f(-\lg \lambda)$ слоев с разной оптической толщиной при одном угле рассеяния. На наш взгляд, представляет интерес появление в спектральной кривой $I = f(\lambda)$ точки, которую мы назовем точкой инверсии, начиная от которой спектры в разных направлениях изменения длин волн (т. е. или в сторону уменьшения, или в сторону увеличения λ) имеют разный характер. Обозначим эту длину волны через $\lambda_{\text{инв}}$. Тогда при $\lambda > \lambda_{\text{инв}}$ в спектре рассеянного излучения преобладает коротковолновое излучение (как и при рассеянии элементарным объемом), а при $\lambda < \lambda_{\text{инв}}$, напротив, длинноволновое. Анализ результатов показывает, что $\lambda_{\text{инв}}$ для слоев с разной оптической толщиной τ имеет разные значения, и ее положение монотонно смещается в сторону больших длин волн по

¹ Угол $\theta > 0$ соответствует прошедшему излучению, а угол $\theta < 0$ — отраженному.

мере увеличения τ . При этом скорость смещения различна для разных углов рассеяния. Более всего чувствителен к изменению толщины слоя спектр прошедшего рассеянного излучения в направлениях, наиболее касательных к поверхности слоя, и инверсия спектра наступает тем раньше, чем больше угол рассеяния. Следует также отметить и такой момент: для фиксированного угла рассеяния инверсия спектра происходит примерно при одном значении оптической толщины τ ($\lambda_{\text{инв}}$) независимо от оптической толщины самого слоя. Именно этим объясняется смещение $\lambda_{\text{инв}}$ в сторону меньших λ при уменьшении толщины слоя. Это значение оптической толщины τ ($\lambda_{\text{инв}}$) при разных углах рассеяния Θ различно и имеет тем меньшее значение, чем больше угол Θ : углу рассеяния $\Theta=79^\circ$ соответствует $0.7 < \tau(\lambda_{\text{инв}}) < 0.9$; углу $\Theta=58^\circ$ — $1.0 < \tau(\lambda_{\text{инв}}) < 2$; углам $\Theta=37^\circ$ и 16° — $2.0 < \tau(\lambda_{\text{инв}}) < 3.0$.

Такова развитая и довольно сложная картина изменения спектра прошедшего через слой излучения по мере нарастания его толщины. Что касается излучения отраженного слоем, то для него инверсия спектра в рассмотренном диапазоне оптических толщин вообще не наблюдается. Здесь увеличение оптической толщины слоя приводит к постепенному уменьшению спектральной селективности излучения, и нейтральность спектра отраженного света растет. Так, при $\tau(0.56)=15.25$ в угле рассеяния $\Theta=16^\circ$ интенсивность отраженного излучения практически не зависит от длины волны.

Наконец, остановимся на интегральных характеристиках (коэффициентах диффузного отражения r и пропускания $t_{\text{диф}}$), которые описывают спектр всего отраженного или пропущенного света независимо от направления его распространения. Индекс «диф» в обозначении $t_{\text{диф}}$ говорит о том, что рассматривается только рассеянное излучение, а прямо прошедший поток исключается. Как и следовало ожидать, при малых τ спектры $t_{\text{диф}}$ и r близки к спектру $I=f(\lambda)$ и спектру излучения, рассеянного элементарным объемом. В соответствии с результатами, полученными для фиксированных направлений рассеяния, при увеличении оптической толщины слоя спектры $t_{\text{диф}}=f(\lambda)$ и $r=f(\lambda)$ становятся более нейтральными. Для тех слоев, у которых при фиксированных углах Θ происходит инверсия спектра, наблюдается также инверсия спектра и интегрального (по углам) прошедшего излучения. Что касается спектра интегрального (по углам) отраженного излучения, то по мере нарастания толщины слоя он становится все более нейтральным — при $\tau(0.56)=11.44$ зависимость коэффициента отражения r от длины волны практически исчезает.

Очень коротко резюме по вышеописанным результатам можно сформулировать следующим образом. При увеличении оптической толщины мало поглощающего рассеивающего слоя, начиная от $\tau \approx 1$ спектральный состав рассеянного излучения, вышедшего из слоя в широком интервале длин волн, постепенно меняется и становится существенно отличным от спектра излучения, рассеянного элементарным объемом. С увеличением толщины слоя происходит относительное нарастание интенсивности более длинноволнового рассеянного излучения. При этом наиболее сильное изменение происходит в прошедшем через слой излучении, где при достаточно больших толщинах слоя спектр приобретает характер, противоположный тому, которым обладает элементарный объем.

Литература

- [1] Барков В. И. Ж. вычислит. математики и мат. физики, 1973, 13, № 4, с. 1068—1075.
- [2] Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. М.: ИЛ, 1953, с. 431.

Поступило в Редакцию 2 апреля 1982 г.