

А.А. Землянов, Ю.В. Кистенев, В.В. Колосов, Ю.Н. Пономарев, К.М. Фирсов

Ослабление интенсивности многочастотного лазерного излучения на протяженных атмосферных трассах

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 15.03.2000 г.

Даны оценки молекулярного поглощения многочастотного излучения газовых лазеров на молекулах CO, HF, DF на протяженных атмосферных трассах. Проведен анализ особенностей поведения характеристик поглощения в зависимости от профиля трассы, спектра генерации лазера, метеорологических условий, а также рассмотрено влияние тепловой нелинейности на характеристики распространяющегося пучка.

Введение

Использование лазеров, спектр генерации которых состоит из большого числа линий, в методах многочастотного зондирования газового и аэрозольного состава атмосферы дает новые возможности в сравнении с перестраиваемыми по частоте узкополосными лазерами. В данной статье даны оценки молекулярного поглощения широкополосного лазерного излучения и описаны особенности переноса этого излучения на горизонтальных и наклонных атмосферных трассах.

Наиболее распространенными двухатомными молекулярными системами, используемыми в широкополосных газовых лазерах, являются CO, HF, DF, которые обеспечивают большую выходную мощность излучения как в непрерывном, так и в импульсном режимах. Спектр излучения этих лазеров, являясь линейчатым, зависит от способа накачки, состава смеси, ее рабочей температуры, геометрии резонатора, наличия селективных элементов и т.п. Как следствие существует большое разнообразие однотипных лазеров с

сильно различающимися характеристиками. В расчетах использовались значения параметров типичных лазеров на молекулах CO, HF, DF, описанных в [1–4].

В [2] экспериментально исследована в режиме свободной генерации эволюция во времени полной колебательно-вращательной структуры спектра излучения импульсного криогенного электроионизационного CO-лазера при использовании широкополосного неселективного резонатора. Получена генерация на 15 колебательных полосах. Спектр излучения этого лазера содержит большое число (до 10) колебательных полос, причем количество их увеличивается с ростом накачки. В работе [3] приведены спектральные и энергетические характеристики непрерывного CO-лазера, созданного на базе промышленного прибора ЛГ-22-CO. Спектр излучения CO-лазера с неселективным резонатором состоял из 36 линий, принадлежащих колебательным полосам $\nu \rightarrow \nu - 1$ от $19 \rightarrow 18$ до $7 \rightarrow 6$ в диапазоне $1626\text{--}1914\text{ см}^{-1}$ (рис. 1). Спектр излучения HF- и DF-лазеров также состоит из большого числа линий.

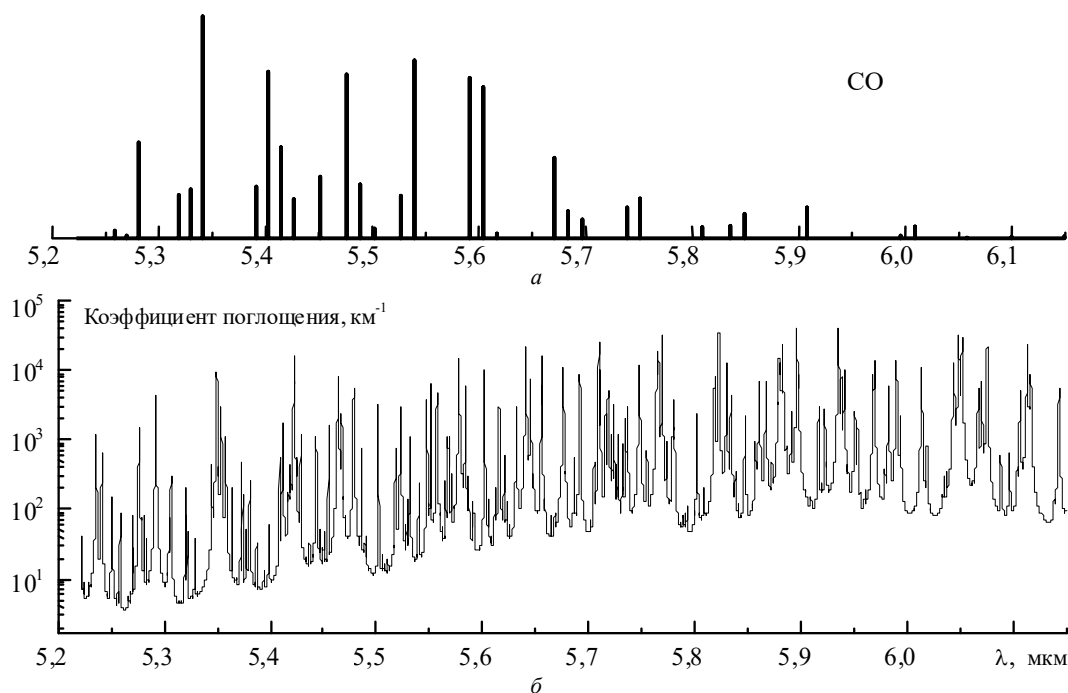


Рис. 1. Распределение энергии излучения по спектру для непрерывного CO-лазера (а); спектр поглощения атмосферы в приземном слое (б)

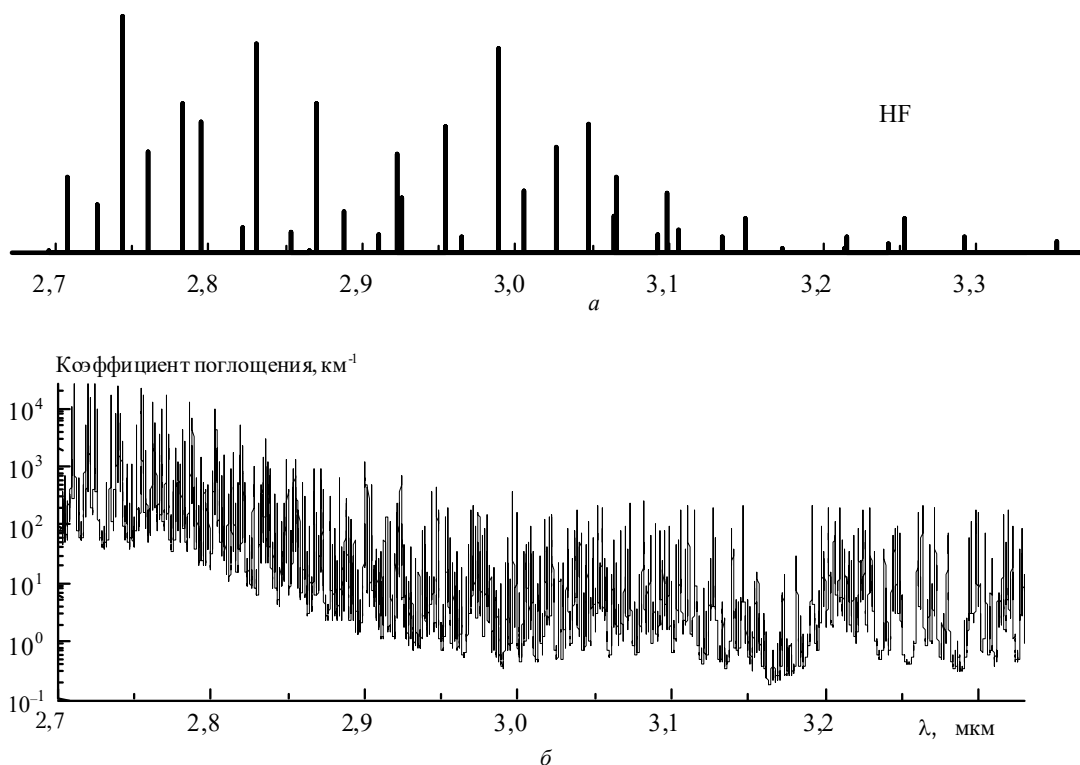


Рис. 2. Распределение энергии излучения по спектру для HF-лазера (а), спектр поглощения атмосферы в приземном слое (б)

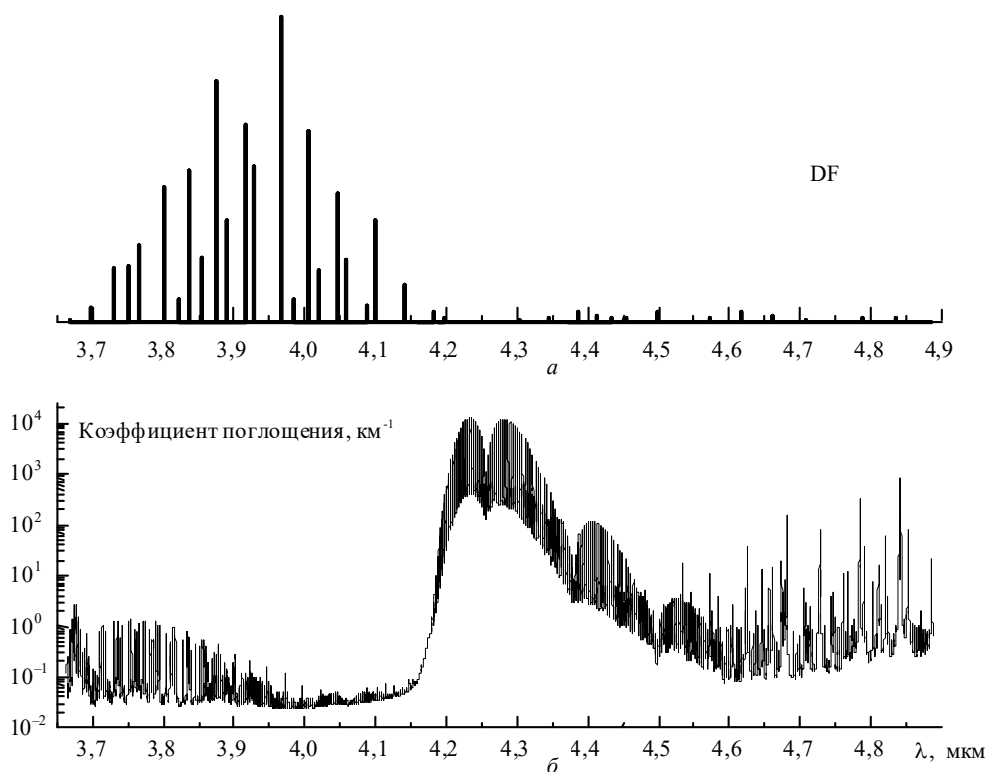


Рис. 3. Распределение энергии излучения по спектру для DF-лазера (а), спектр поглощения атмосферы в приземном слое (б)

В работе [5] сообщается об одновременной генерации более двухсот линий излучения в области 2,6...3,2 мкм, возникающих путем преобразования частоты излучения СО-лазера низкого давления с использованием кристалла

ZnGeP₂. Поскольку для удвоения пятимикронного излучения в нелинейном кристалле имел место не критичный частотный синхронизм, то практически одновременно шли генерация вторых гармоник и суммирование частот отдельных линии

всего спектра излучения. В связи с этим для моделирования спектров излучения в области 2,6–2,9 мкм непрерывного и импульсного СО-лазеров был учтен вышеописанный эффект. Для лазеров с активными средами на молекулах СО и HF проводилось моделирование для случая генерации вторых гармоник.

Спектры излучения рассматриваемых лазеров частично попадают в достаточно сильные полосы поглощения водяного пара и углекислого газа, в которых полное ослабление излучения может происходить на расстоянии в несколько сантиметров. Излучение СО-лазера попадает в сильную 6,3 мкм полосу поглощения H₂O (см. рис. 1). На рис. 2, 3 приведены спектры поглощения атмосферы в диапазонах 2,7–3,3 мкм и 3,7–4,9 мкм, в которых расположены 2,7 мкм полоса поглощения водяного пара и 4,3-мкм полоса поглощения СО₂.

Модель расчета пропускания широкополосного излучения

К основным процессам, сопровождающим распространение инфракрасного излучения в атмосфере, относятся селективное поглощение молекулами H₂O, СО₂, О₃, N₂ и другими, а также рассеяние на мельчайших частицах, находящихся во взвешенном состоянии.

Особенность молекулярного поглощения атмосферы состоит в его сильной спектральной изменчивости (типичные значения полуширин линий поглощения варьируются от 10⁻³ до 10⁻¹ см⁻¹). Сравнительно небольшие изменения частоты генерации лазера на величину ~1 см⁻¹ могут привести к изменению коэффициента поглощения на порядки. Так, например, в полосах поглощения H₂O значения коэффициентов поглощения в приземном слое для типичных условий лета средних широт могут достигать 10⁴ км⁻¹ и более, тогда как в микроокнах прозрачности излучение может распространяться на достаточно большие расстояния. В связи с этим для правильной оценки пропускания конкретного лазера необходима детальная информация о его спектре излучения. В частности, частота линии излучения должна быть известна с погрешностью не менее 0,01 см⁻¹.

Другая особенность коэффициента молекулярного поглощения – сильная зависимость от высоты. Это обусловлено двумя факторами. Концентрация газов (особенно H₂O) быстро уменьшается с высотой. Кроме того, с уменьшением давления воздуха число столкновений между молекулами также уменьшается, что приводит к сужению контура линий. При этом наиболее сильные изменения коэффициента поглощения с высотой наблюдаются в микроокнах прозрачности.

Расчет коэффициентов молекулярного поглощения проводился на основе разработанного нами варианта прямого метода расчета line-by-line [6, 7] с использованием атласа спектральных данных HITRAN-96 [8]. В макро- и микроокнах прозрачности атмосферы, где существенную роль играют далекие крылья спектральных линий поглощения, могут наблюдаться заметные расхождения экспериментальных данных от расчетных, полученных с использованием лоренцевского контура. Поэтому в этих спектральных диапазонах проводился учет континуального поглощения по модели, описанной в работе [9].

В данных расчетах атмосфера Земли моделировалась сферически слоистой средой, параметры которой менялись в соответствии со стандартными моделями атмосферы [10].

Ослабление лазерного излучения за счет молекулярного поглощения рассчитывалось по формуле

$$T = \sum_{i=1}^n I_i \exp \left\{ - \int_0^L \alpha_i[h(l)] dl \right\} / \sum_{i=1}^n I_i ; \quad (1)$$

$$h(l) = \sqrt{(R + z_1)^2 + l^2} + 2l(R + z_1) \sin \theta - R , \quad (2)$$

где I_i – интенсивность i -й линии излучения лазера; L – длина трассы; θ – зенитный угол трассы; z_1 – высота источника; R – радиус Земли ($R = 6380$ км); $\alpha_i(h)$ – коэффициент молекулярного поглощения на высоте h , км⁻¹.

Формула (1) получена в пренебрежении изменением траектории луча за счет рефракции и для условий некогерентного взаимодействия.

Относительное изменение длины трассы в однородном слое атмосферы за счет рефракции на границе между этим слоем и предыдущим можно оценить по формуле

$$\delta h/h \approx -d\theta \operatorname{tg} \theta,$$

где $d\theta$ – разность между углом преломления и углом падения на границе раздела. С учетом закона Снеллиуса можно записать

$$\delta h/h \approx dn \operatorname{tg}^2 \theta, \quad (3)$$

где dn – изменение показателя преломления на границе раздела слоев. Для плоскослоистой среды оценку относительного изменения длины трассы можно представить в виде

$$\delta L/L \approx (n_0 - 1) \operatorname{tg}^2 \theta, \quad (4)$$

где n_0 – показатель преломления в приземном слое атмосферы. Отметим, что, как правило, $(n_0 - 1)$ составляет величину порядка 10⁻⁴ [11].

Известно (см., например, [12]), что условиям некогерентного взаимодействия соответствует длительность импульса, существенно превышающая время фазовой релаксации среды $\tau = 1/\gamma_{ij}(h)$. В приземном слое атмосферы типичное значение $\tau \sim 10^{-9}$ с. Учитывая, что в расчетах высота трассы не превышала 30 км, получим, что модель (4) применима для импульсов с длительностью существенно больше 10⁻⁷ с.

Результаты расчетов

Для того чтобы выявить общие закономерности распространения излучения вышеперечисленных лазеров, была проведена серия расчетов пропускания различными атмосферными трассами.

Результаты моделирования представлены в табл. 1–4. Из анализа таблиц следует, что излучение СО-лазера испытывает наиболее сильное ослабление. Это обусловлено тем, что спектр генерации СО-лазера попадает в сильную полосу поглощения водяного пара. Как следствие, ослабление атмосферой Земли в летний период существенно больше по сравнению с зимним периодом (см. табл. 1–2). Отметим, что излучение второй гармоники также попадает в полосу поглощения водяного пара в области 2,7 мкм. Пропускание горизонтальных трасс, как видно из табл. 1 и 2, с ростом высоты трассы быстро увеличивается вследствие

уменьшения концентрации водяного пара и соответствующего уменьшения коэффициента поглощения.

Излучение HF-лазеров в той или иной степени, в зависимости от спектральной области генерации, попадает в сильную 2,7 мкм полосу поглощения атмосферного водяного пара. Из рис. 2 видно, что длинноволновая область спектра генерации HF-лазера расположена на периферии полосы и ослабляется атмосферой гораздо меньше, чем излучение СО-лазера. Тем не менее для протяженных атмосферных трасс (в расчетах использовались длины трасс до 300–500 км), проходящих полностью или частично в приземном слое, наблюдается практически полное поглощение излучения HF-лазера. Лишь когда вся трасса проходит на высотах, где водяной пар практически отсутствует (10 км и более), доля прошедшего излучения близка или превышает 50%.

Т а б л и ц а 1

Пропускание излучения СО-лазера на атмосферных трассах

h_1 , км	h_2 , км	L , км	Пропускание, %			
			Импульсный СО ₂ -лазер		Непрерывный СО ₂ -лазер	
			Лето	Зима	Лето	Зима
0	0	1	0,44	6,42	0,08	1,90
	10	10	0,02	1,58	0	0,36
	25	25	0,02	1,55	0	0,36
	30	30	0,02	1,55	0	0,35
3	10	300	0	0	0	0
	15	300	0	0	0	0
	25	300	0	0,01	0	0
	10	500	0	0	0	0
	15	500	0	0	0	0
10	25	500	0	0	0	0
	10	300	0,23	18,17	0,04	10,68
	30	300	61,13	86,75	43,83	79,32
	10	500	0	0	0	0
	30	500	24,03	66,74	13,98	51,92
15	87,8	1000	22,55	65,70	13,03	50,76
	15	300	86,91	89,79	80,71	86,11
	30	300	96,33	96,61	95,44	95,89
	15	500	11,10	51,44	6,09	37,07
	30	500	92,31	92,95	89,39	90,63
25	92,7	1000	93,94	94,42	91,87	92,78
	30	300	98,25	98,41	97,89	98,08
	30	500	96,91	97,18	95,76	96,16
	25	300	97,85	98,02	97,18	97,39
	25	500	96,19	96,45	94,68	95,10
102,6	1000	98,47	98,61	98,24	98,41	

Примечание. h_1 – высота над Землей начала трассы, км; h_2 – высота расположения приемника излучения в конце трассы, км; L – длина трассы, км.

Результаты расчетов пропускания атмосферой излучения DF-лазера представлены в табл. 4. Отметим существенно меньшее поглощение излучения данного лазера по сравнению с вышерассмотренными. Это объясняется тем, что основная часть линий генерации DF-лазера попадает в окно прозрачности атмосферы в области 3–5 мкм. Поглощение в этой области обусловлено крыльями полос основных компонент атмосферы, в первую очередь, водяным паром и углекислым газом, присутствуют также более слабые полосы метана. Следует заметить, что и для этого лазера сильное влияние оказывает высота трассы распространения.

Одной из характеристик процесса распространения излучения в молекулярной среде, имеющей важное практическое значение, является ее поглощательная способность. Для монохроматического излучения поглощательная способность

определяется коэффициентом молекулярного поглощения. Объемный коэффициент поглощения определяется исключительно локальными термодинамическими параметрами атмосферы, уменьшается с ростом высоты и не зависит от направления распространения излучения.

Т а б л и ц а 2

Пропускание излучения СО-лазера (вторая гармоника) на атмосферных трассах

h_1 , км	h_2 , км	L , км	Пропускание, %			
			Импульсный СО ₂ -лазер		Непрерывный СО ₂ -лазер	
			Лето	Зима	Лето	Зима
0	0	1	0	0	0	0
	10	10	0	0	0	0
	25	25	0	0	0	0
	30	30	0	0	0	0
3	10	300	0	0	0	0
	15	300	0	0	0	0
	25	300	0	0	0	0
	10	500	0	0	0	0
	15	500	0	0	0	0
10	25	500	0	0	0	0
	10	300	0	0	0	0,02
	30	300	0,23	1,57	4,44	13,77
	10	500	0	0	0	0
	30	500	0	0,32	0,10	5,32
15	87,8	1000	0	0,29	0,08	5,07
	15	300	0,97	1,37	13,31	15,57
	30	300	8,18	10,62	25,57	26,84
	15	500	0	0,08	0	2,37
	30	500	1,83	2,54	18,67	19,72
25	92,7	1000	2,92	4,07	21,01	22,06
	30	300	41,18	45,53	43,53	46,86
	30	500	20,08	24,13	30,83	33,26
	25	300	29,88	34,01	36,46	39,33
	25	500	10,45	13,38	26,51	28,02
102,6	1000	45,64	49,89	46,63	49,89	

Т а б л и ц а 3

Пропускание излучения HF-лазера на атмосферных трассах

h_1 , км	h_2 , км	L , км	Пропускание, %			
			Основная гармоника		Вторая гармоника	
			Лето	Зима	Лето	Зима
0	0	1	14,65	23,32	44,43	55,14
	10	10	9,21	17,23	37,36	48,00
	25	25	9,12	17,09	37,16	47,79
	30	30	9,11	17,08	37,13	47,76
3	10	300	0,01	0,72	18,36	23,29
	15	300	0,20	3,17	21,98	28,17
	25	300	1,94	7,97	27,01	35,51
	10	500	0	0	8,02	13,61
	15	500	0	0,01	13,68	17,86
10	25	500	0,03	1,32	19,50	24,84
	10	300	10,38	25,58	40,64	63,66
	30	300	43,88	56,35	83,50	94,79
	10	500	0,17	3,27	21,80	28,61
	30	500	28,06	44,49	66,50	86,32
15	87,8	1000	27,50	44,00	65,77	85,87
	15	300	52,83	55,54	95,01	96,18
	30	300	63,62	64,82	98,59	98,70
	15	500	22,15	37,30	59,35	79,77
	30	500	57,23	59,01	97,24	97,52
25	92,7	1000	59,56	61,17	97,83	98,04
	30	300	71,61	73,87	99,16	99,21
	30	500	66,24	67,47	98,87	98,97
	25	300	68,67	70,07	99,06	99,12
	25	500	63,78	65,00	98,64	98,76
102,6	1000	73,06	75,83	99,21	99,25	

Таблица 4

Пропускание излучения DF-лазера на атмосферных трассах

h_1 , км	h_2 , км	L , км	Пропускание, %	
			Лето	Зима
0	0	1	93,66	95,24
0	10	10	86,35	88,68
0	25	25	85,62	87,94
0	30	30	85,61	87,93
3	10	300	28,65	35,82
3	15	300	42,67	47,40
3	25	300	57,66	60,31
3	10	500	1,46	6,72
3	15	500	10,11	18,57
3	25	500	33,07	39,06
10	10	300	63,60	62,78
10	30	300	84,30	84,20
10	10	500	36,71	37,45
10	30	500	73,80	73,27
10	87,8	1000	73,45	72,90
15	15	300	80,01	79,62
15	30	300	92,24	92,23
15	15	500	67,04	65,99
15	30	500	84,65	84,31
15	92,7	1000	87,57	87,35
25	30	300	97,34	97,47
25	30	500	95,49	95,53
25	25	300	96,58	96,65
25	25	500	93,38	93,33
25	102,6	1000	97,58	97,72

Однако для многочастотного излучения объемный коэффициент поглощения не может быть непосредственно зарегистрирован, по крайней мере без использования элементов частотной селекции. Поэтому в данном случае характеристикой поглощательной способности среды служит

$$A(l) = -d(\ln T)/(dl), \quad (5)$$

которая, например, естественно возникает при интерпретации данных зондирования методом дифференциального поглощения.

Параметр $A(l)$, в отличие от коэффициента поглощения, не является локальной характеристикой пространства. Будем для него использовать термин «эффективный коэффициент поглощения».



Рис. 4. Вертикальный профиль эффективного коэффициента молекулярного поглощения при распространении многочастотного излучения HF-лазера: 1 – трасса снизу вверх (0–10 км), 2 – трасса сверху вниз (10–0 км). Метеомодель – лето, средние широты

На рис. 4 приведены результаты расчета $A(l)$ при распространении излучения HF-лазера на двух типах атмосферных вертикальных трасс. При распространении излучения снизу вверх коэффициент поглощения $A(l)$ быстро падает с высотой. При распространении излучения сверху вниз высотный ход $A(l)$ имеет существенно иной характер. Расхождения между коэффициентами доходят до двух порядков величины. Причем во втором случае высотная зависимость $A(l)$ совершенно нетривиальна: коэффициент поглощения не только слабо меняется с высотой, но и на больших высотах начинает возрастать.

Таким образом, величина $A(l)$ оказывается зависящей от направления распространения излучения, хотя нелинейные эффекты, которые могут к этому приводить [13], здесь не рассматриваются.

Чтобы более наглядно пояснить причины такого поведения $A(l)$, был проведен расчет для приземной однородной трассы, когда объемные коэффициенты поглощения $\alpha_i(h)$ являются постоянными величинами (рис. 5).

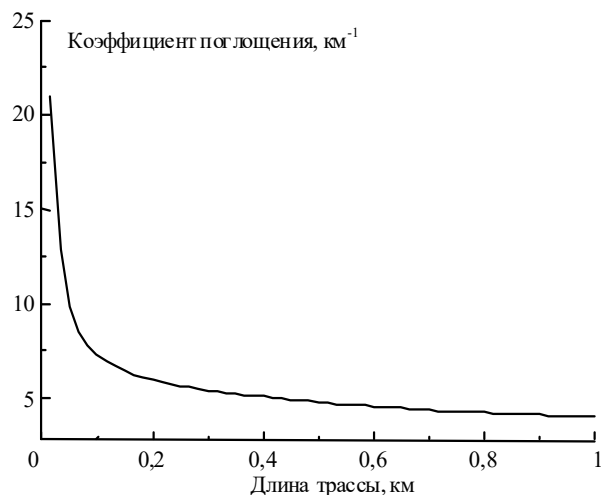


Рис. 5. Зависимость эффективного коэффициента молекулярного поглощения от пространственной координаты при распространении многочастотного излучения HF-лазера на приземной однородной трассе длиной 1 км. Метеомодель – лето, средние широты

Из рис. 5 видно, что в этом случае $A(l)$ имеет ярко выраженный максимум в начале трассы, а затем медленно спадает и выходит на насыщение. Для качественной интерпретации полученного результата можно ввести простейшую модель, когда интенсивности всех линий I_i в спектре излучения лазера равны. Будем полагать также, что на некоторой длине волны λ_k коэффициент поглощения α_k много меньше коэффициентов поглощения на всех других частотах. В этом случае путем элементарных преобразований формулу (5) можно привести к виду

$$A(l) = \frac{\sum_{i=1, i \neq k}^n \alpha_i \exp[-(\alpha_i - \alpha_k)L] + \alpha_k}{\sum_{i=1, i \neq k}^n \exp[-(\alpha_i - \alpha_k)L] + 1}.$$

При $l \rightarrow 0$ $A = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \alpha_i$, а при $l \rightarrow \infty$ $A = \alpha_k$. Из последних соотношений видно, что на начальном участке

трассы основной вклад в эффективный коэффициент поглощения дают наиболее сильные линии молекулярного поглощения. В процессе распространения излучение лазера, попадающее в сильные полосы поглощения атмосферы, практически полностью ослабляется на начальном участке трассы. В результате в спектре излучения остаются только те линии, для которых коэффициенты потерь сравнительно невелики, и в конце трассы эффективный коэффициент поглощения становится постоянной величиной, равной минимальному коэффициенту поглощения. Таким образом, для однородной трассы на начальном участке наблюдается максимальное поглощение, а на конечном участке — минимальное.

Для того чтобы выявить общие закономерности поведения $A(l)$ на протяженных атмосферных трассах, был проведен расчет для трех типов лазеров при одних тех же атмосферных условиях. Была выбрана касательная трасса длиной 500 км с начальной и конечной высотами 10 км, на которой излучение СО-лазера практически полностью поглощалось, пропускание излучения HF-лазера составляло ~0,1%, а для DF-лазера поглощение составляло немногим больше 60%. Анализ результатов моделирования, представленный на рис. 6, показал, что поведение эффективного коэффициента поглощения для широкополосного излучения определяется главным образом характером перекрытия спектра излучения лазера и атмосферного поглощения.

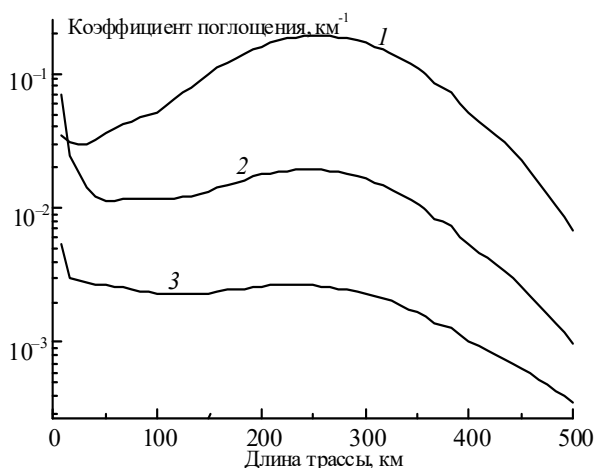


Рис. 6. Зависимость эффективного коэффициента поглощения от пространственной координаты на касательной трассе длиной 500 км, начальная и конечная высота 10 км, минимальная высота 5,1 км. Метеомодель — лето, средние широты: 1 — СО-, 2 — HF-, 3 — DF-лазеры

Заметное отличие высотного хода коэффициента $A(l)$ для HF-лазера обусловлено тем, что линии генерации этого лазера более равномерно распределены по полосе поглощения, т.е. часть из них попадает в центр полосы 2,7 мкм H_2O , а другая — на ее периферию.

Распространение излучения на протяженных атмосферных трассах

Рассмотренные выше особенности поглощения энергии излучения многочастотных лазеров существенным образом влияют на проявление нерезонансных нелинейных эффектов при распространении мощных пучков в атмосфере. Тепловое самовоздействие излучения для непрерывного или квазинепрерывного (частотно-импульсного)

излучения, распространяющегося в атмосфере, является наиболее низкопороговым [14, 15] и проявляется в том, что часть энергии пучка поглощается газом, вследствие этого изменяется температура воздуха и, соответственно, меняется диэлектрическая проницаемость среды, которая становится неоднородной по сечению пучка. Это приводит к фазовым искажениям волны, различным в разных точках пучка, вызывающим перераспределение энергии в пучке, и его тепловым искажениям в процессе распространения. Нагрев среды при диссипации электромагнитной энергии в тепло сопровождается релаксационными процессами (охлаждением) за счет ветрового переноса, конвекции, теплопроводности, сканирования пучка.

Математически задача тепловой нелинейной оптики сводится к исследованию уравнений распространения волны и термогидродинамики [11, 14, 15]. Рассмотрим распространение непрерывного (квазинепрерывного) лазерного излучения. В этом случае самовоздействие проходит в так называемом режиме стационарной «ветровой» нелинейности.

Расчеты распространения в условиях теплового самовоздействия были выполнены на основе уравнения переноса излучения

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \alpha \nabla_R + \frac{1}{2} \nabla_R \varepsilon(z, \mathbf{R}) \nabla_{\alpha} \right] J(z, \mathbf{R}, \alpha) = 0, \quad (6)$$

где $J(z, \mathbf{R}, \alpha)$ — яркость, введенная как Фурье-трансформанта функции когерентности:

$$\Gamma_2(z, \mathbf{R}, \rho) = k^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} J(z, \mathbf{R}, \alpha) \exp(ik\alpha\rho) d^2\alpha. \quad (7)$$

Данное уравнение является уравнением первого порядка. Традиционным методом его решения является метод характеристик. Использование гауссовой аппроксимации функции яркости по угловой координате позволяет свести задачу решения уравнения в частных производных (6) к задаче решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений, которая допускает построение эффективных численных алгоритмов [16–18].

Расчеты были выполнены для источника и приемника, расположенных на борту самолетов, характерные поперечные к трассе скорости перемещения которых составляли 100 м/с. Результаты получены для различных атмосферных трасс, параметры которых даны в табл. 5.

Таблица 5

Номер трассы	h_1 , км	h_2 , км	L , км	α , град
1	10	10	500	-2,2
2	»	30	»	0
3	15	15	300	-1,3
4	»	30	»	1,8
5	»	3	500	-3,6

Примечание. α — угол наклона трассы к горизонту в плоскости излучения, град. Остальные обозначения такие же, как в табл. 1.

В табл. 6 представлены параметры лазеров, для которых выполнены расчеты. Полагалось, что начальное распределение интенсивности излучения является гауссовым с радиусом по уровню e^{-1} , равным 1 м, плотность мощности излучения 30 Вт/см², начальная расходимость

излучения в два раза превосходит дифракционный предел, т.е. рассматривается частично когерентное излучение с поперечным радиусом пространственной когерентности, равным приблизительно половине радиуса пучка. Излучение фокусируется в плоскость приема.

В табл. 6 приводятся также средние значения длины волны для данных многочастотных лазеров. Результаты расчетов эффективной плотности мощности W_{ef} , эффективного радиуса пучка R_{ef} и дифракционного значения радиуса пучка R_{dif} (определяемого с учетом частичной когерентности) в плоскости приема представлены в табл. 7. Значения данных величин рассчитывались по формулам

$$W_{ef} = P/S_{ef}; \quad (8)$$

$$S_{ef}(z=L) = \pi R_{ef}^2;$$

$$R_{ef}^2 = \frac{1}{P(z=L)} \int \int (R^2 - R_c^2) W(\mathbf{R}, z=L) d^2\mathbf{R}, \quad (9)$$

$$R_c(z=L) = \frac{1}{P(z=L)} \int \int \mathbf{R} W(\mathbf{R}, z=L) d^2\mathbf{R},$$

$$R_{dif}^2 = (1 - z/F)^2 + \frac{z^2}{k^2 R_0^4} + \frac{z^2}{k^2 r_c^4}, \quad (10)$$

где P – мощность излучения в плоскости приема; S_{ef} – эффективная площадь пучка; W – интенсивность излучения; R_0 – начальный радиус пучка; r_c – поперечный радиус когерентности излучения; F – фокусное расстояние.

Таблица 6

Номер лазера	Тип лазера	Гармоника	Режим работы	Длина волны, мкм	Расходимость, рад	Тип резонатора
1	HF-	вторая	квазинепрерывный	1,35	0,430·10 ⁻⁶	неселективный
2	»	основная	»	2,75	0,876·10 ⁻⁶	»
3	CO-	вторая	непрерывный	2,75	0,876·10 ⁻⁶	селективный
4	DF-	основная	квазинепрерывный	4,3	1,370·10 ⁻⁶	неселективный
5	CO-	»	»	5,1	1,623·10 ⁻⁶	селективный

Таблица 7

Номер трассы	Номер лазера	Пропускание	W_{ef} Вт/см ²	R_{ef} , м	R_{dif} , м
1	1	0,2179	17,2	0,64	0,215
1	2	0,0017	0,06	0,94	0,438
1	3	0,0152	0,63	0,88	0,438
1	4	0,3660	16,3	0,85	0,685
1	5	0,0001	0,001	1,19	0,812
2	1	0,6650	159	0,36	0,215
2	2	0,2806	14,6	0,78	0,438
2	3	0,7780	102	0,49	0,438
2	4	0,7380	43,1	0,74	0,685
2	5	0,8858	41,3	0,82	0,812
3	1	0,9497	1572	0,14	0,129
3	2	0,5273	118	0,38	0,263
3	3	0,8822	342	0,28	0,263
3	4	0,7988	130	0,44	0,411
3	5	0,9900	133	0,49	0,487
4	1	0,9859	1863	0,13	0,129
4	2	0,6361	171	0,34	0,263
4	3	0,9469	415	0,27	0,263
4	4	0,9224	168	0,42	0,411
4	5	0,9830	130	0,49	0,487
5	1	0,1368	9,3	0,68	0,215
5	2	0,0000	0	0,92	0,438
5	3	0,0001	0	0,92	0,438
5	4	0,1010	3,9	0,90	0,685
5	5	0	0,00	1,24	0,812

Высотные протяженные трассы являются неоднородными, так как вдоль трассы меняется высота над поверхностью Земли. При этом для одночастотного излучения максимальное поглощение излучения наблюдается на участках трассы, максимально приближенных к поверхности. Для различных трасс данные участки могут располагаться в начале, в конце или в середине трассы в зависимости угла наклона трассы к горизонту. Так, для трасс № 1 и 3 минимальная высота располагается строго по середине трассы, для трасс № 2 и 4 – на начальных участках и для трассы № 5 – в конце трассы. При одинаковом суммарном поглощении на трассе более сильные нелинейные искажения будут наблюдаться для ситуаций, когда данное поглощение происходит в начале трассы по сравнению с погло-

щением в середине и тем более в конце трассы, так как приближение нелинейной линзы к источнику усиливает ее искажающее действие, а дефокусирующее действие линзы, помещенной в конце трассы, не успевает проявить себя.

Однако, как следует из результатов, представленных в табл. 7, для трассы № 5 наблюдаются заметные нелинейные искажения для всех лазеров. Это объясняется вышеуказанной особенностью поглощения излучения многочастотных лазеров на атмосферных трассах, связанной с тем, что большая часть энергии излучения поглощается на начальном участке трассы. Так, для трассы № 5 из 86% излучения второй гармоники HF-лазера (лазер № 1), поглощаемых на данной трассе, только около 8% поглощается на второй половине дистанции. При этом величина максимального поглощения наблюдается на расстоянии примерно 100 км от источника, т.е. на первой четверти дистанции. Очевидно, что такое перемещение нелинейной линзы к источнику существенно увеличивает ее искажающее действие.

К более принципиальным отличиям приводят особенности молекулярного поглощения многочастотных лазеров при оптимизации распространения мощного излучения на протяженных атмосферных трассах. Одним из характерных проявлений нелинейных тепловых эффектов является то, что они ограничивают возможности концентрации излучения в плоскости приема [14, 15]. Это проявляется в том, что с ростом мощности источника величина плотности мощности излучения на приемнике растет до определенного предела, а затем начинает уменьшаться, т.е. существует некоторое оптимальное значение начальной мощности, для которого достигается максимум величины W_{ef} .

Другой особенностью нелинейного распространения излучения в среде является то, что нелинейные возмущения показателя преломления среды приводят к дополнительным искажениям фазы пучка. Поэтому фокусировка излучения в плоскость приема становится неоптимальной с точки зрения максимальной концентрации энергии в данной плоскости. Для случая однородного распределения коэффициента поглощения вдоль трассы характерно, что оптимальное фокусное расстояние превышает длину дистанции, т.е. излучение должно фокусироваться за плос-

кость приема. Это связано с положением перетяжки пучка (области минимального поперечного сечения пучка), где происходит максимальная концентрация энергии излучения и, следовательно, максимальное проявление нелинейных эффектов [15].

Для неоднородных трасс с нелинейным слоем, прилегающим к источнику, оптимальной является фокусировка ближе к плоскости приема. Более острая фокусировка требуется, чтобы компенсировать дефокусирующее действие этой нелинейной линзы, а перетяжка, расположенная в конце трассы, где нелинейность отсутствует, не оказывает своего действия. Если максимальное проявление нелинейных эффектов наблюдается в середине или конце трассы, то ситуация близка к однородной трассе и фокусировка, как правило, осуществляется за плоскость приема. Поэтому для моночастотного излучения на протяженных атмосферных трассах с углом наклона α , равным или больше нуля, фокусировка выбирается ближе к плоскости приема, а для трасс с расположением приемника на высоте равной или меньше, чем высота источника, – за плоскостью приема.

В табл. 8 представлены результаты расчетов оптимизации начальной мощности и начальной фокусировки излучения многочастотных лазеров. В столбце 3 приводятся значения оптимальной начальной мощности, при которой в конце трассы наблюдается максимальное значение эффективной плотности мощности (столбец 4). Соответствующее значение эффективного радиуса пучка приведено в столбце 5. Для полученного значения оптимальной мощности определялось оптимальное значение фокусного расстояния (столбец 6). В столбцах 7 и 8 приведены соответствующие оптимальной фокусировке значения $W_{\text{эф}}$ и $R_{\text{эф}}$. В столбце 9 приведены значения дифракционного радиуса пучка для данной фокусировки, которые отличаются от соответствующих значений, приведенных в табл. 7 (столбец 6). Это связано с тем, что в данном случае нарушено условие $F = L$.

Таблица 8

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Номер трассы	Номер лазера	$W_{\text{опт}}$ Вт/см ²	$W_{\text{эф}}$ Вт/см ²	$R_{\text{эф}}$ м	$F_{\text{опт}}$ км	$W_{\text{эф}}$ Вт/см ²	$R_{\text{эф}}$ м	$R_{\text{диф}}$ м
1	3	23	0,65	0,73	395	0,72	0,69	0,51
2	2	22	15,4	0,63	390	18,7	0,58	0,52
2	5	370	198	1,27	370	230	1,19	0,89
3	4	230	335	0,75	240	370	0,71	0,48
4	2	38	175	0,38	260	227	0,34	0,30
5	1	11	12,5	0,35	440	14,6	0,32	0,25

Из результатов следует, что для всех рассмотренных случаев оптимальная фокусировка соответствует более острой, чем фокусировка в плоскость приема. Это качественно отличает данные результаты от результатов оптимизации моночастотного излучения, для которого на трассах 1, 3 и 5 оптимальная фокусировка соответствовала бы фокусировке за плоскость приема.

Расчеты показали, что значения оптимальной мощности зависят от многих факторов и отличаются почти на два порядка для рассматриваемых источников и атмосферных трасс. Однако существует достаточно устойчивый признак оптимального распространения излучения. В условиях оптимального распространения (оптимизируются мощность и фокусировка пучка) величина $R_{\text{эф}}$ превышает на 10–50% значение дифракционного радиуса пятна фокусировки, соответствующего оптимальной фокусировке.

В том случае, когда оптимизируется только мощность излучения, величина $R_{\text{эф}}$ превышает на 50–80% значение дифракционного радиуса $R_{\text{диф}} = \theta_0 L$ (θ_0 – угловая начальная расходимость пучка; L – дистанция распространения), который получаем в отсутствие нелинейных явлений, т.е. оптимальные условия распространения для различных трасс и источников излучения соответствуют примерно одинаковой степени искажения пучка. На рис. 7 представлено распределение интенсивности в плоскости приема для трассы 3 и лазера 4 для оптимальных условий.

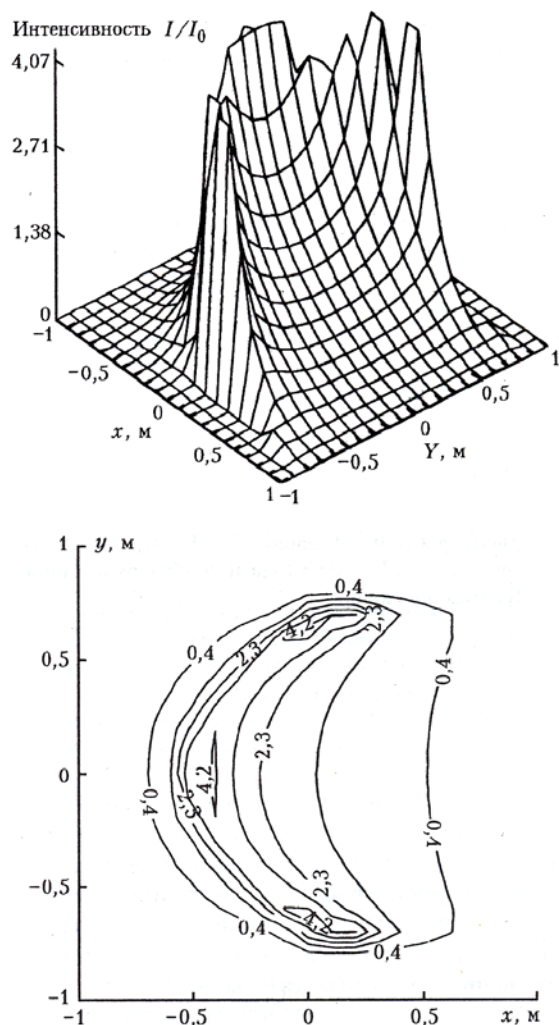


Рис. 7. Распределение интенсивности в плоскости приема для оптимальных условий распространения

Таким образом, как это следует из сравнения результатов, представленных в табл. 7 и 8, если $R_{\text{эф}}$ превышает $R_{\text{диф}}$ менее чем на 10%, то значение начальной мощности существенно меньше оптимальной. А превышение $R_{\text{эф}}$ более чем в два раза над $R_{\text{диф}}$ указывает на то, что начальная мощность существенно превышает оптимальную.

1. Справочник по лазерам. Т. 1 // Под ред. А.М. Прохорова. М.: Сов.радио, 1978. 504 с.
2. Басов Н.Г., Казакевич В.С., Ковш И.Б. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 4. С. 763–771.
3. Масычев В.С., Плотищенко В.Г., Сысоев В.К. // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 7. С. 1540–1550.
4. Химические лазеры // Под ред. Р. Гросса и Дж. Ботта, М.: Мир, 1980. 832 с.

5. Андреев Ю.М., Бовдей С.Н., Гейко П.П., Грибеноков А.И., Гураивили В.А., Зуев В.В., Изюмов С.В. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 4. С. 124–127.
6. Mitsel A.A., Firsov K.M. // J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer. 1995. V. 54. P. 549–557.
7. Мицель А.А., Пташник И.В., Фирсов К.М., Фомин Б.А. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 10. С. 1547–1551.
8. Rothman L.S., Rinsland C.P., Goldman A., Massie S.T., Edwards D.P., Flaud J.-M., Perrin A., Camy-Peyret C., Dana V., Mandin J.-Y., Schroeder J., Mccann A., Gamache R.R., Watson R.B., Yoshino K., Chance K.V., Jucks K.W., Brown L.R., Nemtchinov V., Varanasi // J. Quant. Spectr. and Radiat. Transf. 1998. V. 60. № 6. P. 665–710.
9. Clough S.A., Sneyzys F.X., and Davis R.W. // Atmos. Res. 1989. V. 23. P. 229–241.
10. Зуев В.Е., Комаров В.С. Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы // Л.: Гидрометеиздат, 1986. 264 с.
11. Распространение лазерного пучка в атмосфере / Под ред. Д. Стробена. М.: Мир, 1981. 414 с.
12. Крюков П.Г., Летохов В.С. // УФН. 1969. Т. 99. Вып. 2. С. 169–228.
13. Кистенев Ю.В. // Известия вузов. Физика. 1996. Т. 39. № 4. С. 117–122.
14. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Современные проблемы атмосферы. Том 6. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 256 с.
15. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 250 с.
16. Колосов В.В., Кузнецов М.Ф. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 5. С. 462–468.
17. Землянов А.А., Синев С.Н. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 1. С. 44–50.
18. Банах В.А., Смалихо И.Н. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 10. С. 2098–2107.

A.A. Zemlyanov, Yu.V. Kistenev, V.V. Kolosov, Yu.N. Ponomarev, K.M. Firsov. Attenuation of multiple-frequency laser radiation intensity along extended atmospheric paths.

Molecular absorption of multiple-frequency radiation of CO, HF, and DF gas lasers along extended atmospheric paths is estimated. Peculiarities of absorption characteristics behaviour versus path shape, laser generation spectrum, and meteorological conditions are under analysis. The effect of thermal nonlinearity on the beam characteristics are examined.