

01;02;07

Оптимизация лидара дифференциального поглощения и рассеяния для зондирования молекулярного водорода в атмосфере

© В.Е. Привалов, В.Г. Шеманин

Балтийский государственный технический университет,
195008 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 30 июня 1998 г.)

Проведено численное решение лидарного уравнения для дифференциального поглощения и рассеяния при дистанционном зондировании молекул водорода в атмосфере с целью выбора оптимального варианта лидарной системы. Учтены фоновые условия.

Широкое применение лидаров дифференциального поглощения и рассеяния (ДПР) в ИК диапазоне для зондирования газовых молекул в атмосфере позволяет сделать предположение о возможности их использования для дистанционного зондирования молекулярного водорода в атмосфере [1]. Высокая чувствительность метода ДПР обусловлена тем, что из всех известных спектроскопических эффектов именно резонансное поглощение обладает наибольшим сечением взаимодействия в видимой и ИК области спектра [2]. В таком ДПР лидаре применяется зондирование на двух длинах волн, одна из которых попадает в максимум полосы поглощения исследуемых молекул, а вторая — вне этой полосы, причем информация о распределении концентрации этих молекул в атмосфере извлекается из сравнения регистрируемых лидарных сигналов на этих двух длинах волн в достаточно узком спектральном интервале.

Поэтому представляет интерес численное решение лидарного уравнения для ДПР при зондировании молекул H_2 с целью выбора оптимального варианта лидарной системы.

Лидарное уравнение для упругого обратного рассеяния запишем, как и в [3], в виде

$$P(\lambda, R) = P_0 K_1 A_2 T^2(\lambda_0) \rho / R^2, \quad (1)$$

где $P(\lambda, R)$ — мощность сигнала обратного рассеяния на фотоприемнике на длине волны λ_0 , приходящая с расстояния R ; $P_0(\lambda_0)$ — мощность лазера и его длина волны; K_1 — постоянная лидара; A_2 — площадь приемного телескопа; $T(\lambda_0)$ — пропускание атмосферы на длине волны лазерного излучения и сигнала обратного рассеяния; ρ — коэффициент отражения топографической мишени или суммарный коэффициент упругого рассеяния Ми и молекулярного рассеяния Рэлея.

Вся информация о концентрации молекул водорода содержится в сомножителе $T(\lambda_0)$, который в общем случае может быть представлен в виде [4]

$$T(\lambda, R) = \exp \left[- \int_0^R k(\lambda) dR \right], \quad (2)$$

где коэффициент ослабления $k(\lambda, R)$ определяется соотношением вида [4]

$$k(\lambda, R) = k_A(\lambda, R) + N(R)\sigma_0(\lambda), \quad (3)$$

в котором первое слагаемое является коэффициентом ослабления атмосферы на длине волны лазерного излучения за вычетом молекул водорода, а второе — произведение концентрации молекул H_2 на сечении резонансного поглощения этих молекул.

Далее, следуя идее метода ДПР [4], возьмем два лидарных уравнения типа (1) для двух длин волн лазерного излучения λ_0 и λ_1 , причем вторая длина волны находится вне полосы поглощения H_2 и разделим одно на другое. В результате деления получим уравнение для самого общего случая ДПР в предположении о различии всех сомножителей, зависящих от длины волны,

$$\frac{P(\lambda_0, R)}{P(\lambda_1, R)} = \frac{P_0 K_{10} \rho_0}{P_1 K_{11} \rho_1} \times \exp \left\{ -2 \int_0^R [k(\lambda_0, R) - k(\lambda_1, R)] dR \right\}. \quad (4)$$

Подставляя в выражение (4) соотношения для коэффициентов ослабления для обеих длин волн типа (3), перепишем окончательно уравнение ДПР в виде

$$\int_0^R N(R) dR = \frac{1}{2\sigma_0} \ln \left[\frac{P(\lambda_1, R) P_0 K_{10} \rho_0}{P(\lambda_0, R) P_1 K_{11} \rho_1} \right] - \int_0^R [k_A(\lambda_0, R) - k_A(\lambda_1, R)] dR. \quad (5)$$

Определим значения величин, входящих в уравнение (5), в нашем случае. Длина волны максимума ИК полосы для исследуемых молекул H_2 взята $2.4 \mu m$. Согласно [5], чисто колебательный переход в молекуле водорода запрещен, а разрешены вращательные с изменением числа j на ± 1 . Однако в [6] отмечается, что запрещенные переходы в результате действия внешних возмущений могут стать

Таблица 1. Результаты расчетов отношений мощностей сигналов ДПР молекулы H_2 для дистанций зондирования 0.01–10.0 km и концентраций молекул 10^{10} – 10^{16} cm^{-3}

N, cm^{-3}	10^{10}	10^{11}	10^{12}	10^{13}	10^{14}	10^{15}	10^{16}
R, m	Отношение мощностей сигналов ДПР $P(\lambda_1, R)/P(\lambda_0, R)$						
10	1.00007	1.00009	1.00027	1.00207	1.02027	1.22149	7.38959
100	1.00074	1.00092	1.00272	1.02094	1.22228	7.39438	
1000	1.00743	1.00924	1.02757	1.23023	7.44245		
2000	1.01491	1.01857	1.05591	1.51346			
3000	1.02245	1.02798	1.08502	1.8619			
4000	1.03004	1.03749	1.11494	2.29057			
5000	1.03769	1.04707	1.14568	2.81792			
6000	1.0454	1.05675	1.17727	3.46669			
7000	1.05317	1.06652	1.20973	4.26482			
8000	1.06099	1.07638	1.24309	5.2467			
9000	1.06887	1.08632	1.27737	6.45464			
10000	1.07681	1.09636	1.31259	7.94069			

разрешенными (индуцированными) за счет деформации двухатомных молекул при столкновениях в атмосфере. Приведенные в [6] данные по индуцированному давлением поглощению молекул азота для атмосферных условий в области основного колебания $4 \mu m$ позволяют оценить сечение поглощения для азота для 1 atm порядка $10^{-24} cm^2$. Это минимальное значение, которое не учитывает интенсивность лазерного излучения, которая в нашем случае не меньше $1 MW/cm^2$. Результаты исследования поглощения молекулами водорода лазерного ИК излучения в области $10.6 \mu m$ в [7], кроме самого факта поглощения ИК молекулами водорода, позволяют оценить сечение поглощения (увеличение на 5 порядков на $1 MW$ мощности) порядка $10^{-19} cm^2$. Индуцированный электрическим полем (до $12000 V/sm$) спектр ИК поглощения молекулы водорода исследован в [8] методами внутривибрационной спектроскопии. Поэтому в данной работе и рассматривается случай индуцированного внешним возмущением поглощения (давление и мощное лазерное излучение) в области $2.4 \mu m$.

Кроме того, можно экспериментально реализовать ситуацию, в которой регистрируется сумма вращательных полос подбором соответствующей полосы пропускания монохроматора лидара.

Длина волны вне этой полосы была взята равной $2.1 \mu m$, чтобы попасть в область прозрачности атмосферы [9]. Для экспериментальной реализации такого лидара могут быть применены импульсные твердотельные лазеры на активных элементах $YAG:Cr:Er$ и $YAG:Cr:Ho$ [10,11].

Далее, для конкретного случая нашего лидара выделим в постоянной лидара K_1 множитель $\xi_p(\lambda)$, зависящий от спектральной чувствительности фотоприемника, в виде

$$K_1 = K_2 \xi_p(\lambda). \quad (6)$$

Остальные множители в уравнении (1) имеют следующие значения: $A_2 = 0.008 m^2$; $K_2 = 0.4$ для длины

волны $1.06 \mu m$; пиковые мощности лазерного импульса $P_0 = 1, 10$ и $100 kW$, причем отношение мощностей лазерного излучения на двух выбранных длинах волн было равно величине, обратной отношению спектральных чувствительностей фотоприемников на этих же длинах волн; расстояние зондирования $R = 0.01, 0.1, 0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0, 7.0, 8.0, 9.0$ и $10.0 km$; концентрации исследуемых молекул 10^{10} – $10^{16} cm^{-3}$; значения спектральной чувствительности лавинного фотодиода ЛФД-2 на выбранных длинах волн взяты из [12] и равны соответственно 0.1 и 0.05 от максимального значения на длине волны $1.4 \mu m$; значения коэффициента ослабления k_A взяты из [9], и для интересующих нас длин волн равны 0.0314 и $0.035 km^{-1}$ соответственно; сечение резонансного поглощения молекул водорода взято из [4] и равно $\sigma_0 = 0.8 \cdot 10^{-18} cm^2$; коэффициенты отражения топографических мишеней оценены по данным [3] и взяты для углового отражателя — 0.3 и матовой поверхности — 0.15, а суммарный коэффициент рассеяния в атмосфере взят по данным [4], равным 10^{-7} .

Используя приведенные выше данные были проведены численные расчеты отношения мощностей сигналов ДПР по уравнению (5) для выбранных значений концентраций исследуемых молекул и выбранных длин волн в диапазоне расстояний зондирования от 0.01 до 10.0 km с целью поиска оптимального варианта лидарной системы. Результаты расчетов для молекулы H_2 приведены в табл. 1. Из нее следует, что это отношение имеет минимальное значение для очень малых концентраций и расстояний и слишком большое значение для больших уровней концентраций для любых расстояний. Причем для значений отношения больше 10, расчеты не проводились, так как динамический диапазон фотоприемного модуля был выбран равным 10^4 в соответствии с [12,13]. Для расстояния 10 m диапазон допустимых концентраций 10^{12} – $10^{16} cm^{-3}$, а для расстояния 10 km — 10^8 – $10^{13} cm^{-3}$ для интегрального значения по всей

Таблица 2. Результаты расчетов мощности сигнала ДПР молекул H_2 для лазера мощностью 1–100 kW, интегральной по трассе концентрации молекул $10^{10} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, дистанций зондирования 0.01–10.0 km и различных рассеивающих мишеней

R, m	ρ	N_a, cm^{-3}	10^{16}	10^{14}	10^{12}	10^{10}
		P, kW	Мощность сигнала обратного ДПР, W			
10	0.15	100	$1.24 \cdot 10^{-8}$	4.91	5.99	6.0
		10	$1.24 \cdot 10^{-9}$	0.49	0.599	0.6
		1	$1.24 \cdot 10^{-10}$	0.049	0.0599	0.06
	0.3	100	$2.47 \cdot 10^{-8}$	9.82	11.98	12.0
		10	$2.47 \cdot 10^{-9}$	0.98	1.198	1.2
		1	$2.47 \cdot 10^{-10}$	0.098	0.01198	0.12
	10^{-7}	100		$3.28 \cdot 10^{-6}$	$3.99 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$
		10		$3.28 \cdot 10^{-7}$	$3.99 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-7}$
		1		$3.28 \cdot 10^{-8}$	$3.99 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-8}$
100	0.15	100	$8.1 \cdot 10^{-3}$	$5.88 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-2}$	
		10	$8.1 \cdot 10^{-4}$	$5.88 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$	
		1	$8.1 \cdot 10^{-5}$	$5.88 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$	
	0.3	100	$1.62 \cdot 10^{-2}$	0.117	0.12	
		10	$1.62 \cdot 10^{-3}$	$1.17 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	
		1	$1.62 \cdot 10^{-4}$	$1.17 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	
	10^{-7}	100		$5.41 \cdot 10^{-9}$	$3.92 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-8}$
		10		$5.41 \cdot 10^{-10}$	$3.92 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-9}$
		1		$5.41 \cdot 10^{-11}$	$3.92 \cdot 10^{-10}$	$4 \cdot 10^{-10}$
1000	0.15	100	$1.23 \cdot 10^{-12}$	$4.88 \cdot 10^{-4}$	$5.95 \cdot 10^{-4}$	
		10	$1.23 \cdot 10^{-13}$	$4.88 \cdot 10^{-5}$	$5.95 \cdot 10^{-5}$	
		1	$1.23 \cdot 10^{-14}$	$4.88 \cdot 10^{-6}$	$5.95 \cdot 10^{-6}$	
	0.3	100	$2.46 \cdot 10^{-12}$	$9.77 \cdot 10^{-4}$	$1.19 \cdot 10^{-3}$	
		10	$2.46 \cdot 10^{-13}$	$9.77 \cdot 10^{-5}$	$1.19 \cdot 10^{-4}$	
		1	$2.46 \cdot 10^{-14}$	$9.77 \cdot 10^{-6}$	$1.19 \cdot 10^{-5}$	
	10^{-7}	100		$3.26 \cdot 10^{-10}$	$3.97 \cdot 10^{-10}$	
		10		$3.26 \cdot 10^{-11}$	$3.97 \cdot 10^{-11}$	
		1		$3.26 \cdot 10^{-12}$	$3.97 \cdot 10^{-12}$	
10000	0.15	100		$7.65 \cdot 10^{-7}$	$5.54 \cdot 10^{-6}$	
		10		$7.65 \cdot 10^{-8}$	$5.54 \cdot 10^{-7}$	
		1		$7.65 \cdot 10^{-9}$	$5.54 \cdot 10^{-8}$	
	0.3	100		$1.53 \cdot 10^{-6}$	$1.11 \cdot 10^{-5}$	
		10		$1.53 \cdot 10^{-7}$	$1.11 \cdot 10^{-6}$	
		1		$1.53 \cdot 10^{-8}$	$1.11 \cdot 10^{-7}$	
	10^{-7}	100		$5.1 \cdot 10^{-13}$	$3.69 \cdot 10^{-12}$	
		10		$5.1 \cdot 10^{-14}$	$3.69 \cdot 10^{-13}$	
		1		$5.1 \cdot 10^{-15}$	$3.69 \cdot 10^{-14}$	

Таблица 3. Результаты расчетов мощности сигнала ДПР молекул H_2 для лазера мощностью 100 kW, локальной концентрации молекул $10^{10} - 10^{16} \text{ m}^{-3}$ на участке трассы длиной 10 m, дистанций зондирования 0.1–10.0 km и различных рассеивающих мишеней

Мощность сигнала обратного ДПР (W) для мощности лазерного излучения $P = 100 \text{ kW}$					
R, m	ρ	N_a, cm^{-3}			
		10^{16}	10^{14}	10^{12}	10^{10}
100	0.15	$1.24 \cdot 10^{-10}$	$4.91 \cdot 10^{-2}$	$5.99 \cdot 10^{-2}$	$6.0 \cdot 10^{-2}$
	0.3	$2.47 \cdot 10^{-10}$	$9.82 \cdot 10^{-2}$	0.1197	0.1199
	10^{-7}		$3.27 \cdot 10^{-8}$	$3.99 \cdot 10^{-8}$	$3.998 \cdot 10^{-8}$
1000	0.15	$1.23 \cdot 10^{-12}$	$4.883 \cdot 10^{-4}$	$5.94 \cdot 10^{-4}$	$5.964 \cdot 10^{-4}$
	0.3	$2.45 \cdot 10^{-12}$	$9.766 \cdot 10^{-4}$	$1.188 \cdot 10^{-3}$	$1.193 \cdot 10^{-3}$
	10^{-7}		$3.26 \cdot 10^{-10}$	$3.968 \cdot 10^{-10}$	$3.976 \cdot 10^{-10}$
10000	0.15	$1.16 \cdot 10^{-14}$	$4.626 \cdot 10^{-6}$	$5.64 \cdot 10^{-6}$	$5.651 \cdot 10^{-6}$
	0.3	$2.33 \cdot 10^{-14}$	$9.25 \cdot 10^{-6}$	$1.128 \cdot 10^{-5}$	$1.13 \cdot 10^{-5}$
	10^{-7}		$3.08 \cdot 10^{-12}$	$3.76 \cdot 10^{-12}$	$3.767 \cdot 10^{-12}$

трассе. Эти результаты показывают, что ДПР метод, как и обычная абсорбционная ИК спектроскопия [13], имеет ограничения снизу и сверху на диапазон возможных значений произведений концентраций на толщины слоя, определяемый оптической схемой и фотоприемником лидара. В первой строке табл. 1 приведены значения отношений сигналов для трассы длиной 10 м, которые практически совпадают с результатами для такого же участка трассы длиной 10 м, удаленного от лидара на расстоянии от 100 м до 10 км. Это означает, что таким лидаром можно определить концентрацию молекул H_2 в диапазоне $10^{12} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ с пространственным разрешением 10 м вдоль трассы длиной до 10 км.

Далее были проведены расчеты значений мощности лидарного сигнала по уравнению (1) для различных экспериментальных ситуаций для концентрации водорода, интегральной по всей трассе. Результаты расчетов приведены в табл. 2. Из этой таблицы следует, что увеличение мощности лазерного излучения ведет к пропорциональному увеличению мощности сигнала, уменьшение концентрации зондируемых молекул также ведет к увеличению мощности без изменения спектральной зависимости сомножителей, входящих в уравнение (1). С увеличением расстояния мощности сигнала уменьшается, что приводит к невозможности зондирования больших концентраций на больших расстояниях. Расчеты мощности сигнала для участка трассы длиной 10 м, удаленного от лидара на расстояния до 10 км, были выполнены для диапазона концентраций $10^{10} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. В табл. 3 приведены только максимальные значения мощности для пиковой мощности лазера 100 кВт и расстояний 100, 1000 и 10 000 м. Анализ этих результатов показывает, что диапазон изменения мощности превышает 8 порядков и поэтому не может быть весь зарегистрирован таким лидаром. Оптимальным является использование в такой системе лазера, мощность излучения которого можно изменять с изменением концентрации молекул H_2 , что позволит получить максимальное значение мощности сигнала обратного рассеяния в диапазоне расстояний 0.1–10.0 км.

Однако все эти расчеты выполнены для случая отсутствия фоновой засветки. Так как фоновое тепловое излучение оказывает сильное влияние на регистрируемую лидаром мощность, были выполнены расчеты фоновой мощности на фотоприемнике $P_b(\lambda, R)$. Значение спектральной яркости фона в ИК диапазоне $S_b(\lambda)$ взяты из работы [4]. Используя это значение $S_b(\lambda)$, по уравнению типа [14]

$$P_b(\lambda, R) = S_b(\lambda)T(\lambda, R)K_2\xi_p(\lambda)A_2\Omega(R)\Delta\lambda, \quad (7)$$

где $\Omega(R)$ — телесный угол поля зрения приемного телескопа, $\Delta\lambda$ — спектральная ширина приемного тракта, были рассчитаны значения фоновой мощности $P_b(\lambda, R)$ для нашего случая.

Следуя [4], будем считать минимально допустимым отношение сигнала к шуму, равное 1.5, и определим

минимально детектируемую лидаром мощность P_m согласно уравнению

$$P_m = 1.5P_b(\lambda, R). \quad (8)$$

Результаты расчетов для выбранной экспериментальной ситуации дают следующие значения: для расстояния 100 м $5 \cdot 10^{-14} \text{ W}$, для 1 км $5 \cdot 10^{-16} \text{ W}$ и для 10 км $5 \cdot 10^{-18} \text{ W}$. Сравнение этих результатов с данными табл. 2 и 3 (в них пустые клетки означают, что полученные значения мощности меньше P_m) позволяет заключить, что наибольшее превышение мощности над фоновой получено для концентраций менее 10^{16} cm^{-3} для всего диапазона расстояний, а менее 10^{14} — до 1 км. Причем лазер мощностью 100 кВт позволит зарегистрировать на любом расстоянии из этого диапазона концентрацию молекул меньше 10^{14} cm^{-3} .

Таким образом, полученные результаты показывают возможность оптимального выбора параметров лазерного излучения для ДПР зондирования молекулярного водорода в атмосфере на заданном расстоянии. Причем учет фоновых условий ограничивает возможности такого лидара только в диапазоне больших концентраций и больших расстояний.

Список литературы

- [1] Зуев В.В., Катаев М.Ю., Макогон М.М., Мицель А.А. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 8. С. 1136–1164.
- [2] Зуев В.Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Радио связь, 1981. 288 с.
- [3] Енгоян Т.М., Жильцов В.И., Козинцев В.И. и др. // Тр. Ин-та прикладной геофизики им. Е.К. Федорова. Дистанционные средства и методы измерения загрязнения атмосферы и выбросов. М.: Гидрометеоиздат, 1986. С. 53–61.
- [4] Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 550 с.
- [5] Волькенштейн М.В., Грибов Л.А., Ельяшевич М.А., Степанов Б.И. Колебания молекул. М.: Наука, 1972. С. 486.
- [6] Зуев В.Е., Макушкин Ю.С., Пономарев Ю.Н. Спектроскопия атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1987. 248 с.
- [7] Бобровский А.Н., Бондарюк В.Д., Кириллов А.А. и др. // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 7. С. 859–861.
- [8] Синица Л.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 1–2. С. 157–180.
- [9] Справочник по лазерам / Под ред. Прохорова А.М. Т. 1. М.: Сов. радио, 1978. С. 382, 385.
- [10] Weber H., Bass M., Varitimos T., Bua D. // IEEE J. Quantum Electron. 1973. Vol. QE-9. N 11. P. 1079–1086.
- [11] Sigimoto N., Sims N., Chan K., Killinger D.K. // Optics Lett. 1990. Vol. 15. N 8. P. 302–304.
- [12] Аксененко М.Д., Бараночников М.Л. Приемники оптического излучения. Справочник. М.: Радио и связь, 1987. С. 68, 69.
- [13] Спектральный анализ чистых веществ / Под ред. Х.И. Зильберштейн. СПб.: Химия, 1994. 336 с.
- [14] Inaba H., Kobayasi T. // Opto-Electronics. 1972. Vol. 4. N 2. P. 101–123.