

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. Г. Артюшенко, Е. М. Дианов, Е. П. Никитин, Калориметрический метод определения объемного и поверхностного поглощений в материалах, прозрачных в ИК диапазоне, *Квантовая электроника*, 1978, том 5, номер 5, 1065–1071

<https://www.mathnet.ru/qe10152>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.174

13 мая 2025 г., 12:17:00



В. Г. Артюшенко, Е. М. Дианов, Е. П. Никитин

## КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЪЕМНОГО И ПОВЕРХНОСТНОГО ПОГЛОЩЕНИЙ В МАТЕРИАЛАХ, ПРОЗРАЧНЫХ В ИК ДИАПАЗОНЕ

*Обсуждаются возможности использования калориметрического метода для определения коэффициентов объемного и поверхностного поглощения в материалах, прозрачных в ИК области спектра. Приведены результаты измерений объемного и поверхностного поглощения в образцах кристаллов KCl и NaCl на длине волны 10,6 мкм.*

### 1. Введение

Средний ИК диапазон и в особенности его коротковолновая часть (2,5—10 мкм) привлекают в последнее время большое внимание по двум основным причинам. Во-первых, излучение ряда перспективных лазеров (химические, CO<sub>2</sub>, СО-лазеры и др.) лежит в этой области спектра. Во-вторых, имеются материалы, оптические потери которых в этом диапазоне могут быть снижены до величин порядка  $10^{-4}$ — $10^{-5}$  см<sup>-1</sup>, что представляет большой интерес с точки зрения изготовления из них оптических элементов, таких как выходные окна для мощных лазеров, волоконные световоды и т. д. К таким материалам относятся кристаллы галогенидов щелочных и щелочноземельных металлов (например, KCl, BaF<sub>2</sub>), некоторые полупроводниковые кристаллы (CdTe) и, возможно, безкислородные неорганические стекла. Кроме того, большой интерес представляет исследование механизмов оптических потерь в этой спектральной области, в частности, определение нижнего предела потерь на поглощение, обусловленного коротковолновым крылом полосы фундаментального ИК поглощения.

Понятно, что разработка материалов с достаточно малыми потерями и определение механизмов потерь невозможны без разработки прецизионной метрологической методики, позволяющей, в частности, измерять указанные выше величины коэффициентов поглощения. Для измерения достаточно малых коэффициентов поглощения в настоящее время чаще всего используется калориметрический метод, основанный на измерении изменения температуры образца за счет поглощения части проходящего через него излучения [1—7]. В этом методе образцы имеют форму дисков [1, 2] или стержней [3—5] с полированными торцами. В работах [3—5] отмечалось, что заметный вклад в нагрев образца вносит поверхностное поглощение на его торцах, приводя к завышенным значениям коэффициента объемного поглощения.

Калориметрический метод позволяет разделять измерять указанные поглощения в случае использования образцов в форме стержней. В работе [6] измерение объемного и поверхностного поглощений осуществлялось с помощью использования образцов разных длин, в работе [7] — с помощью измерения температуры в различных точках образца. При этом было обнаружено, что поверхностное поглощение в исследованных образцах играет доминирующую роль. В связи с этим несомненный интерес, практический и научный, представляет изучение механизма поверхностного поглощения.

В настоящее время нельзя сказать, что задача раздельного измерения поверхностного и объемного поглощений решена с достаточной точностью и надежностью. Сделаны лишь первые шаги в этом направлении. В данной ра-

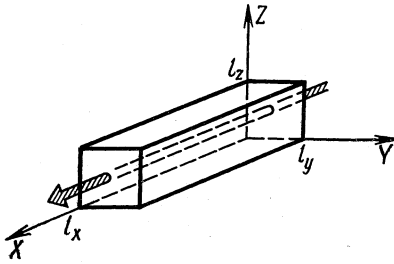


Рис. 1. Расположение образца в системе координат  $XUZ$ . Луч лазера проходит по оси образца параллельно оси  $X$ .

боте анализируются различные способы измерения объемного и поверхностного поглощений калориметрическим методом и на примере образцов из  $KCl$  и  $NaCl$  сравниваются результаты соответствующих измерений на длине волны 10,6 мкм.

## 2. Тепловые процессы в образце

В наших экспериментах сфокусированный с помощью длиннофокусной линзы луч  $CO_2$ -лазера пропусклся вдоль оси образцов, имеющих форму прямоугольных стержней (рис. 1).

Рассмотрим уравнение теплопроводности с граничными условиями третьего рода [8] для образца указанной формы:

$$\nabla^2 T(x, y, z, t) + \frac{g(x, y, z, t)}{k} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t}; \quad (1)$$

$$k \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial n} + hT(x, y, z, t) = 0 \text{ на всех границах}; \quad (2)$$

$$T=0 \text{ при } t=0,$$

где  $T(x, y, z, t)$  — разность температуры образца в точке  $(x, y, z)$  в момент времени  $t$  и температуры окружающей среды;  $t$  — время с момента начала нагрева;  $k$  — коэффициент теплопроводности;  $h$  — коэффициент теплоотдачи с единицы поверхности;  $\alpha = k/(c\rho)$  ( $c$  — удельная теплоемкость,  $\rho$  — плотность материала образца).

Как в работе [7], выберем функцию распределения тепловых источников в виде

$$g(x, y, z, t) = \begin{cases} g_0(x, y, z), & 0 < t < t_1, \\ 0, & t > t_1, \end{cases} \quad (3)$$

где  $g_0(x, y, z) = P\{\beta + S[\delta(x) + \delta(x-l_x)]\}\delta(y-l_y/2)\delta(z-l_z/2)$ ;  $t_1$  — момент окончания нагрева;  $l_x, l_y, l_z$  — размеры образца;  $P = P_T(n^2+1)/2n$  — мощность излучения в образце; ( $P_T$  — прошедшая мощность;  $n$  — показатель преломления материала образца);  $\beta$  — коэффициент объемного поглощения;  $S = \Delta P/P$  — коэффициент поверхностного поглощения ( $\Delta P$  — мощность, поглощенная на обоих торцах). Это распределение соответствует случаю бесконечно тонкого лазерного луча. Решение уравнения (1) с граничными условиями (2) имеет вид [7]

$$T(x, y, z, t) = \frac{P}{k} \sum_m \sum_n \sum_p \frac{Z_m^2 Z_n^2 Z_p^2}{\gamma_{mnp}} \times$$

$$\times u(\varepsilon_m, x) u(\varepsilon_n, y) u(\varepsilon_p, z) (P_1\beta + P_2S) u\left(\varepsilon_n, \frac{l_y}{2}\right) u\left(\varepsilon_p, \frac{l_z}{2}\right) \psi_{mnp}(t), \quad (4)$$

где  $\varepsilon_i$  — положительное решение уравнения  $\operatorname{tg} \varepsilon l_q = 2H\varepsilon/(\varepsilon^2 - H^2)$ ;  $i = m, n, p$  для  $q = x, y, z$ ;  $H = h/k$ ;

$$Z_i = [2(2H + l_q(\varepsilon_i^2 + H^2))^{-1}]^{1/2};$$

$$u(\varepsilon_i, q) = \varepsilon_i \cos(\varepsilon_i q) + H \sin(\varepsilon_i q);$$

$$\gamma_{mnp} = \varepsilon_m^2 + \varepsilon_n^2 + \varepsilon_p^2;$$

$$\begin{aligned}
 P_1 &= \sin(\epsilon_m l_x) + (H/\epsilon_m) [1 - \cos(\epsilon_m l_x)]; \\
 P_2 &= 1/2 \{ \epsilon_m [\cos(\epsilon_m l_x) + 1] + H \sin(\epsilon_m l_x) \}; \\
 \Psi_{mnp}(t) &= \begin{cases} 1 - \exp(-\alpha \gamma_{mnp} t), & 0 < t < t_1, \\ \exp(-\alpha \gamma_{mnp} t) [\exp(\alpha \gamma_{mnp} t_1) - 1], & t > t_1. \end{cases}
 \end{aligned}$$

Рассмотрим частный случай тонкого стержня:

$$l_x \gg l_y, l_z; l_y, l_z \ll 1/H. \quad (5)$$

Так как для исследованных образцов  $H \approx 0,01 \text{ см}^{-1}$ , то можно показать, что для  $l_y, l_z \ll 1 \text{ см}$  практически однородное поперечное распределение температуры устанавливается в них за время, пренебрежимо малое ( $< 1 \text{ с}$ ) по сравнению со временем установления продольного распределения ( $\sim 20 \text{ с}$ ). При этом произведение сумм по  $n$  и  $p$  в (4) сводится к произведению их первых членов, равному с точностью до 1% величине  $(l_y l_z)^{-1}$ . Таким образом, получаем

$$T(x, t) \approx \frac{P}{k} \frac{1}{l_y l_z} \sum_m \frac{Z_m^2}{\gamma_m} (P_1 \beta + P_2 S) u(\epsilon_m, x) \Psi_m(t), \quad (6)$$

где  $\gamma_m \approx \epsilon_m^2 + 2H(1/l_y + 1/l_z)$ .

Выражение (6) удобно записать в виде

$$T(x, t) \approx A [\beta \Phi_1(x, t) + S \Phi_2(x, t)], \quad (7)$$

где

$$A = \frac{P}{kl_y l_z}; \quad \Phi_1(x, t) = \sum_m \frac{z_m^2}{\gamma_m} P_1 u(\epsilon_m, x) \Psi_m(t);$$

$$\Phi_2(x, t) = \sum_m \frac{z_m^2}{\gamma_m} P_2 u(\epsilon_m, x) \Psi_m(t).$$

Эти ряды быстро сходятся и легко поддаются численному решению. Заметим, что если выбрать момент окончания нагрева  $t_1$  так, чтобы  $t_1 \gg (\alpha \gamma_1)^{-1}$ , то можно считать температурное распределение образца практически установившимся, так как

$$\Psi_m(t_1) = 1 - \exp(-\alpha \gamma_m t_1) \approx 1.$$

Тогда, отсчитывая изменение температуры от  $T(x, t_1)$ , а время от  $t_1$ , мы получаем формулу кривой остывания в новых переменных, совпадающую с формулой (7) на интервале  $(0, t_1)$ . Таким образом, способы измерения  $\beta$  и  $S$  по кривой нагрева можно применять и для измерений по кривой остывания.

Анализ выражения (7) показывает, что при калориметрическом методе измерения величины  $\beta$  и  $S$  могут быть определены несколькими способами.

1. *Определение  $\beta$  и  $S$  по начальному наклону кривой  $T(l_x/2, t)$ .* На рис. 2 изображены начальные участки зависимостей  $T(l_x/2, t)$ ,  $\beta A \Phi_1(l_x/2, t)$  и  $S A \Phi_2(l_x/2, t)$ , рассчитанных для параметров образца из NaCl по формуле (7). Качественно ход кривой  $T(l_x/2, t)$  можно объяснить следующим образом. В точке  $x = l_x/2$  температура сначала растет из-за объемного поглощения излучения. Через некоторое время  $\tau_0$  до этой точки доходит тепловой фронт

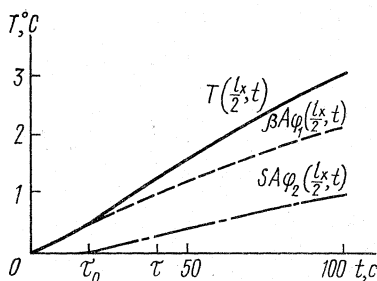


Рис. 2. Начальный участок роста температуры в точке  $x = l_x/2$  (образец NaCl  $5 \times 5 \times 42 \text{ мм}$ ;  $P_T = 2 \text{ Вт}$ ;  $\beta = 5,6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ;  $S = 14 \cdot 10^{-3}$ ).

от торцов, обусловленный поглощением на их поверхности, и рост температуры ускоряется. Из анализа (7) следует, что  $\tau_0 \approx (l_x/2)^2/(6\alpha)$ . В нашем случае  $\tau_0 \approx 19$  с. Кроме того, при  $\tau_0 < t \leq \tau \ll (\alpha\gamma_1)^{-1}$  функции  $\varphi_1(l_x/2, t)$  и  $\varphi_2(l_x/2, t)$  практически линейны на участке  $(\tau_0, \tau)$ . Так как для исследуемых образцов  $(\alpha\gamma_1)^{-1} \approx 250$  с, то за экспериментально выбранное время  $\tau = 40$  с мы можем легко определить  $\beta$  и  $S$  непосредственно по наклону экспериментальной кривой  $T(l_x/2, t)$ :

а)  $0 \leq t < \tau_0$ :

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{1}{A} \frac{\partial \varphi_1(l_x/2, 0)}{\partial t} \frac{\partial T(l_x/2, 0)}{\partial t} \approx \frac{kl_y l_z}{P} \frac{1}{\alpha f_1(0)} \frac{\partial T(l_x/2, 0)}{\partial t} = \\ &= \frac{kl_y l_z l_x}{Pl_x} \frac{c\rho}{kf_1(0)} \frac{\partial T(l_x/2, 0)}{\partial t} = \frac{mc}{Pl_x f_1(0)} \frac{\partial T(l_x/2, 0)}{\partial t}, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $m$  — масса образца;  $f_1(0)$  — значение в точке  $t = 0$  функции  $f_1(t)$ :

$$f_1(t) = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \varphi_1(l_x/2, t)}{\partial t} = \sum_m^{\infty} Z_m^2 P_1 u(\varepsilon_m, l_x/2) \exp(-\alpha\gamma_m t); \quad (9)$$

при  $t = 0$   $f_1(0) = 1$ , и формула (8) совпадает с формулой, приведенной в работе [3];

б)  $\tau_0 < t \leq \tau$ :

если ввести для удобства функцию

$$f_2(t) = \frac{l_x}{\alpha} \frac{\partial \varphi_2(l_x/2, t)}{\partial t} = l_x \sum_m^{\infty} Z_m^2 P_2 u(\varepsilon_m, l_x/2) \exp(-\alpha\gamma_m t), \quad (10)$$

то можно получить выражение для  $S$ , аналогичное (8):

$$\begin{aligned} S &= \frac{1}{A} \frac{\partial \varphi_2(l_x/2, \tau)}{\partial t} \left[ \frac{\partial T(l_x/2, \tau)}{\partial t} - f_1(\tau) \frac{\partial T(l_x/2, 0)}{\partial t} \right] = \\ &= \frac{kl_y l_z}{P} \frac{l_x}{\alpha f_2(\tau)} \left[ \frac{\partial T(l_x/2, \tau)}{\partial t} - f_1(\tau) \frac{\partial T(l_x/2, 0)}{\partial t} \right] = \\ &= \frac{mc}{P f_2(\tau)} \left[ \frac{\partial T(l_x/2, \tau)}{\partial t} - f_1(\tau) \frac{\partial T(l_x/2, 0)}{\partial t} \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Для  $\tau = 40$  с  $f_1(40) = 0,84$ ,  $f_2(40) = 0,76$ .

2. *Исследование временной зависимости.* Если измерить температуру образца в фиксированной точке  $x_0$  в момент времени  $t_1$  и  $t_2$ , то из уравнения (7) получим систему

$$\begin{cases} \frac{1}{A} T(x_0, t_1) = \beta \varphi_1(x_0, t_1) + S \varphi_2(x_0, t_1), \\ \frac{1}{A} T(x_0, t_2) = \beta \varphi_1(x_0, t_2) + S \varphi_2(x_0, t_2). \end{cases} \quad (12)$$

Рассчитав величины  $A$ ,  $\varphi_1(x_0, t_1)$ ,  $\varphi_1(x_0, t_2)$  и  $\varphi_2(x_0, t_1)$ ,  $\varphi_2(x_0, t_2)$ , можно из системы (12) найти  $\beta$  и  $S$ . Усредняя значения, полученные для разных  $t_1$  и  $t_2$ , можно повысить точность измерений.

3. *Исследование пространственной зависимости.* Если измерить температуру в фиксированный момент времени  $t_0$  в точках  $x_1$  и  $x_2$ , можно получить из уравнения (7) систему уравнений, аналогичную системе (12):

$$\begin{cases} \frac{1}{A} T(x_1, t_0) = \beta \varphi_1(x_1, t_0) + S \varphi_2(x_1, t_0), \\ \frac{1}{A} T(x_2, t_0) = \beta \varphi_1(x_2, t_0) + S \varphi_2(x_2, t_0). \end{cases} \quad (13)$$

Рассчитав  $A$ ,  $\varphi_1(x_1, t_0)$ ,  $\varphi_1(x_2, t_0)$  и  $\varphi_2(x_1, t_0)$ ,  $\varphi_2(x_2, t_0)$ , из системы (13) легко определить  $\beta$  и  $S$ . Усреднение значений, полученных для разных  $t_0$  повышает точность результата. Подобный способ измерения был описан в работе [7].

4. Измерение полного поглощения в образцах разной длины. Этот способ, описанный в работе [6], наиболее часто встречается в литературе. В этом методе строится зависимость  $(\beta l_x + S)$  от длины образца  $l_x$ . Экстраполяция этой зависимости к  $l_x = 0$  дает величину поверхностного поглощения, а наклон соответствующей прямой — величину объемного поглощения. В этом способе продольное распределение температуры в образце считается однородным.

### 3. Техника эксперимента

Измерения проводились на установке, изображенной на рис. 3. Подобно подобная установка описана в работе [5]. В исследованиях особое внимание уделялось точности измерений температуры образца. Для этого было проведено сравнение истинной температуры на поверхности образца  $T_{\text{пов}}$  и температуры, измеряемой с помощью термопары  $T_{\text{пзм}}$ . Измеряемая температура всегда была ниже истинной, в частности, из-за конечности размеров спая термопары и неидеальности его теплового контакта с поверхностью. Мы измеряли коэффициент пропорциональности истинной и измеряемой температур  $\kappa = T_{\text{пов}}/T_{\text{пзм}}$  для двух медь-константановых термопар с диаметрами проволоки 0,05 и 0,1 мм в зависимости от способа их прикрепления к образцу. Для этих измерений был изготовлен калибровочный образец из КС1 размером 0,5×0,5×8 см, вдоль оси которого была пропущена проволока. Зная количество джоулевого тепла, выделяемого в проволоке электрическим током, можно было рассчитать  $T_{\text{пов}}$ . Отметим, что образец КС1 указанных размеров можно с достаточной точностью рассматривать как однородно нагретое тело. При этом выражение для определения  $\kappa$  сильно упрощается и имеет вид

$$\kappa = \frac{JU}{ct \frac{\partial T(l_x/2, 0)}{\partial t}}, \quad (14)$$

где  $J$  — ток в проволоке;  $U$  — напряжение на участке проволоки, находящемся в образце.

В табл. 1 приведены значения  $\kappa$ , каждое из которых представляет собой среднее значение пяти экспериментально измеренных величин, полученных для данного способа теплового контакта спая термопары с поверхностью образца. Из табл. 1 видно, что величина  $\kappa$  может сильно меняться в зависимости от способа крепления спая термопары, и, таким образом, существен-

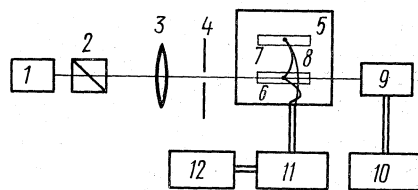


Рис. 3. Экспериментальная установка для калориметрических измерений:

1 — CO<sub>2</sub>-лазер; 2 — затвор; 3 — линза с фокусным расстоянием 30 см; 4 — диафрагма; 5 — теплоизолирующая камера; 6 — исследуемый образец; 7 — опорный образец; 8 — медь-константановая термопара; 9 — датчик измерителя мощности; 10 — измеритель мощности; 11 — усилитель; 12 — самописец.

Таблица 1

Величина  $\kappa$  для разных видов контакта

Вид контакта	Диаметр проволоки термопары, мм	
	0,1	0,05
Прижатие к поверхности сухого спая	$5,1 \pm 1,0$	—
Прижатие с использованием силиконовой пасты	$4,5 \pm 0,3$	—
Прижатие с использованием термопроводящей пасты DC 340	$2,0 \pm 0,2$	—
Прижатие с использованием термопроводящей пасты TOR	$1,6 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,2$
Приклеивание клеем БФ-2	$5,2 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,1$

но влиять на точность измерения температуры. Мы использовали термопару с диаметром проволоки 0,05 мм, которая крепилась к поверхности образца клеем БФ-2. Этот вид контакта, помимо относительно малого значения  $\kappa$ , имеет еще и хорошую воспроизводимость величины  $\kappa$  от эксперимента к эксперименту ( $\kappa = 1,3 \pm 0,1$ ).

#### 4. Результаты эксперимента

В настоящей работе были измерены коэффициенты объемного и поверхностного поглощения в образцах KCl ( $0,5 \times 0,5 \times 4,5$  см) и NaCl ( $0,5 \times 0,5 \times 4,2$  см), изготовленных путем скалывания монокристаллической заготовки. Результаты, полученные разными способами (табл. 2), отличаются друг от друга не более чем на 25 %, что позволяет говорить о применимости любого из этих способов для определения  $\beta$  и  $S$  с указанной точностью.

Вместе с тем результаты эксперимента позволяют судить о преимуществах и недостатках каждого способа. Как показывает эксперимент, наиболее удобным и точным является способ определения  $\beta$  и  $S$  по начальному наклону кривой  $T(l_x/2, t)$ . Он требует только одного прикрепления термопары к образцу и наиболее простого расчета. Исследование временной зависимости отличается от предыдущего способа только более сложным расчетом. Менее точным и удобным является исследование пространственного распределения  $T(x, t_0)$ . Одной из причин увеличения ошибки этого способа является разброс значений коэффициента теплового контакта, который входит в измерения при прикреплении термопары в двух местах. По полному поглощению в образцах разной длины мы определяли  $\beta$  и  $S$  только для одного образца (NaCl) из-за очевидных недостатков этого способа. Основными недостатками являются: а) необходимость измерения средней температуры при неоднородности продольного распределения; б) измерения  $S$  произво-

Таблица 2

Коэффициенты объемного и поверхностного поглощения, измеренные несколькими способами для образцов KCl и NaCl

Способ определения	KCl		NaCl	
	$\beta \cdot 10^3, \text{ см}^{-1}$	$S \cdot 10^3$	$\beta \cdot 10^3, \text{ см}^{-1}$	$S \cdot 10^3$
По начальному наклону	$2,2 \pm 0,1$	$14 \pm 2$	$5,5 \pm 0,2$	$13 \pm 2$
По временной зависимости	$1,8 \pm 0,2$	$20 \pm 2$	$5,4 \pm 0,3$	$12 \pm 2$
По пространственному распределению	$2,4 \pm 0,6$	$15 \pm 3$	$4,8 \pm 0,8$	$16 \pm 3$
По полному поглощению в образцах разной длины	—	—	$4,1 \pm 1,0$	$15 \pm 4$

дятся на разных торцевых поверхностях образца, так как образец укорачивался путем скалывания торцов; в) невозпроизводимость результатов, так как в процессе измерения образец раскалывается.

Говоря в целом о результатах измерений, можно сказать следующее. Измеренные величины коэффициентов объемного поглощения в KCl ( $\beta \approx 2,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ) и NaCl ( $\beta \approx 5,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ) существенно превышают значения, обусловленные многофононным поглощением:  $\beta \approx 7 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$  для KCl и  $\beta \approx 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$  для NaCl [9]. Коэффициенты поверхностного поглощения, полученные в эксперименте:  $S \approx 14 \cdot 10^{-3}$  для KCl и  $S \approx 13 \cdot 10^{-3}$  для NaCl. Видимо, эти величины зависят от способа обработки торцов, так как авторами работы [7], например, для образца KCl с полированными торцами получена величина  $S \approx 0,9 \cdot 10^{-3}$ .

Судя по результатам измерений, можно с определенностью сказать, что поверхность играет большую роль в поглощении излучения на длине волны 10,6 мкм. Так, например, в исследованном образце KCl поглощение на поверхности было эквивалентно полному объемному поглощению в стержне длиной 7 см.

В заключение авторы выражают свою признательность Е. В. Сисакян за полезные обсуждения.

1. E. Vernal. *Appl. Optics*, **14**, 314 (1975).
2. Т. И. Дарвойд, Е. К. Карлова, Н. В. Карлов, Г. П. Кузьмин, И. С. Лисицкий, Е. В. Сисакян. «Квантовая электроника», **2**, 765 (1975).
3. M. Nass, J. W. Davisson, H. V. Rosenstock, J. Babiskin. *Appl. Optics*, **14**, 1128 (1975).
4. A. Zaganaris. *Phys. Chem. Glasses*, **17**, 83 (1976).
5. Т. И. Брюшкова, Е. М. Дианов, Е. П. Никитин, А. М. Прохоров. «Квантовая электроника», **3**, 2500 (1976).
6. J. A. Harrington, D. A. Gregory, W. F. Otto. *Appl. Optics*, **15**, 1953 (1976).
7. H. V. Rosenstock, D. A. Gregory, J. A. Harrington. *Appl. Optics*, **15**, 2075 (1976).
8. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., ИТТЛ, 1952.
9. T. F. Deutsch. *J. Phys. Chem. Solids*, **34**, 2091 (1973).

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва

Поступила в редакцию  
1 июня 1977 г.

V. G. Artyushenko, E. M. Dianov, E. P. Nikitin. **A Calorimetric Method for Determination of Volume and Surface Absorption in Materials Transparent in the IR Region.**

Possible use is discussed of a calorimetric method for determination of coefficients of volume and surface absorption in materials transparent in the infrared spectral region. Results are presented of measurements of the volume and surface absorption in samples of KCl and NaCl crystals at the wavelenghts of 10.6  $\mu$ .