

воды, адсорбированной на OD-группах. Уменьшилась и полоса  $\sim 1200 \text{ см}^{-1}$  (рис. 1, б (3)). Но полоса координационно-связанной воды в спектре остается. После прогрева образца при  $400^\circ\text{C}$  (рис. 1, б (4)) в спектре еще видны слабые полосы  $\sim 2630$  и  $\sim 1200 \text{ см}^{-1}$ . Следовательно, на образце еще присутствуют молекулы  $\text{D}_2\text{O}$ . После откочки при  $500^\circ\text{C}$  образец возвратился в исходное состояние. Полоса  $2764 \text{ см}^{-1}$  примерно с  $300^\circ\text{C}$  остается без изменений. Опыты по десорбции показали, что координационная связь молекул воды с поверхностью довольно прочная.

Оценка числа центров адсорбции, проведенная на основании ИК-спектров для нашего силикагеля, составляет несколько процентов от числа атомов Si, выходящих на поверхность. Это указывает на то, что этими центрами не могут быть примеси, как утверждается в [5].

Итак, опыты по адсорбции и десорбции  $\text{D}_2\text{O}$  на силикагеле показали, что порции воды адсорбируются в виде молекул, по-видимому, на координационно-ненасыщенных атомах кремния поверхности, образуя прочные связи. После заполнения всех координационно-ненасыщенных центров адсорбция протекает по механизму водородных связей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Игнатъева Л. А., Чукин Г. Д. «Журн. прикладной спектроскопии», 7, 964, 1967.
2. Чукин Г. Д., Игнатъева Л. А. «Журн. прикладной спектроскопии», 8, № 5, 1968.
3. Сидоров А. Н. «Оптика и спектроскопия», 8, 806, 1960.
4. Йетс Д. Сб. «Катализ, новые физические методы исследования». М., ИЛ, 1964, стр. 253.
5. Киселев А. В. «Журн. физ. химии», 41, 2470, 1967.
6. Киселев А. В., Лыгин В. И. Сб. «1-я Всесоюзная конференция по теоретическим вопросам адсорбции», 1967, стр. 43.
7. Venesi H. A., Jones A. C. J. Phys. Chem., 63, 179, 1959.
8. Стишов С. М., Белов Н. В. ДАН СССР, 143, 951, 1962.
9. Айлер Р. Коллоидная химия кремнезёмов и силикатов. М., ИЛ, 1959.
10. Киселев А. В., Лыгин В. И. «Коллоидный журнал», 21, 581, 1959.

Поступила в редакцию  
4.2 1968 г.

Кафедра  
оптики

УДК 538.56 : 530.145

В. И. БАЛАХШИЙ, В. Н. ПАРЫГИН

## УЛЬТРАЗВУКОВОЙ РЕФРАКЦИОННЫЙ ДЕФЛЕКТОР ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА

Ультразвуковые рефракционные дефлекторы исследовались рядом авторов [1—4]. Однако ни в одной из этих работ не рассматривался подробно вопрос о выборе ширины светового пучка, падающего на дефлектор. Исследованию влияния апертуры пучка на разрешение дефлектора и посвящена данная работа.

Акустическая волна, распространяющаяся в оптически прозрачной среде, вследствие фотоупругого эффекта вызывает изменение показателя преломления среды. Так, стоячая акустическая волна, возбуждаемая по оси  $z$ , изменяет показатель преломления по закону

$$n = n_0 + \Delta n \cos \Omega t \sin Kz, \quad (1)$$

где  $n_0$  — показатель преломления среды в отсутствие акустической волны,  $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ ,  $\Omega$  — частота ультразвука. Если через такую среду перпендикулярно оси  $z$  пропустить луч света, то, пройдя в среде путь  $l$ , он отклонится на угол

$$Q = l \frac{dn}{dz} = Kl \Delta n \cos \Omega t \cos Kz \quad (2)$$

в сторону возрастания показателя преломления [1]. Максимальный угол отклонения получается, когда свет проходит через узлы стоячей волны (1). Он равен

$$Q_{\max} = Kl \Delta n. \quad (3)$$

Таким образом, пропуская луч света через узел стоячей ультразвуковой волны, получим сканирование луча с частотой  $f = \frac{\Omega}{2\pi}$  на угол  $2Q_{\max}$ .

Разрешение дефлектора  $N$  определяется как отношение максимального угла отклонения светового пучка  $Q_{\max}$  к угловой ширине пучка на выходе из дефлектора  $\Phi$ . Если угловая ширина пучка определяется только его расходимостью вследствие дифракции, то

$$\Phi = \varphi_d = \frac{\lambda}{a}, \quad (4)$$

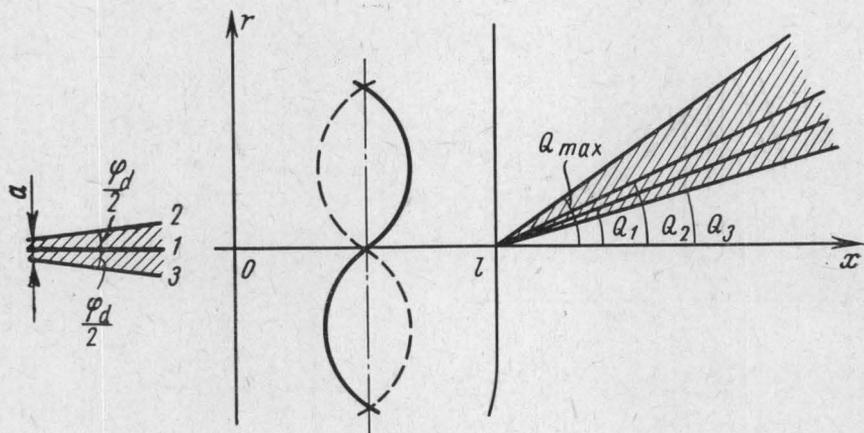


Рис. 1. Отклонение светового пучка

где  $\lambda$  — длина волны света,  $a$  — апертура пучка. Однако в ультразвуковом рефракционном дефлекторе угловая ширина пучка  $\Phi$  определяется не только дифракцией, но и дополнительной расходимостью, вносимой самим дефлектором [5]. Причина появления этой дополнительной расходимости заключается в том, что градиент показателя преломления, как это видно из формулы (2), меняется по косинусоидальному закону. Поэтому различные лучи пучка отклоняются на разные углы. Если предположить, что на дефлектор падает строго параллельный световой пучок ширины  $a$ , то его осевой луч 1 (рис. 1), проходящий через узел стоячей акустической волны, отклонится на угол  $Q_{\max} = Kl \Delta n$ , тогда как крайние лучи пучка — на меньший угол  $Q_1 = Kl \Delta n \cos K \frac{a}{2}$  (в момент времени  $t=0$ ). В результате пучок, выходящий из дефлектора, будет иметь расходимость

$$\varphi_s = Q_{\max} - Q_1 = Kl \Delta n \left( 1 - \cos K \frac{a}{2} \right). \quad (5)$$

С учетом дифракции крайний луч 2 отклонится на угол  $Q_2 = Q_1 + \frac{\varphi_d}{2}$ , а крайний луч 3 — на угол  $Q_3 = Q_1 - \frac{\varphi_d}{2}$ . Полная расходимость пучка на выходе из дефлектора будет равна

$$\Phi = \varphi_s + \frac{\varphi_d}{2} Kl \Delta n \left( 1 - \cos K \frac{a}{2} \right) + \frac{\lambda}{2a}. \quad (6)$$

Для уменьшения расходимости  $\varphi_s$  надо сужать световой пучок, но при этом возрастает дифракционная расходимость  $\varphi_d$ . Поэтому должна существовать оптимальная апер-

тура пучка, при которой полная расходимость  $\Phi$  будет минимальна, а разрешение  $N$  — максимально. Эта оптимальная апертура ( $a_0$ ) находится из уравнения

$$Kl \Delta n \left(1 - \cos K \frac{a}{2}\right) = \frac{\lambda}{2a}. \quad (7)$$

На рис. 2 показаны графики зависимости разрешения от апертуры пучка. В точке  $a = a_0$  функция  $N(a)$  достигает своего максимального значения, равного  $\frac{Kl \Delta n a_0}{\lambda}$ . Все полученные результаты справедливы при условии  $\frac{Q_{\max}}{n_0} l \ll \frac{\Lambda}{4}$ , которое обычно выполняется.

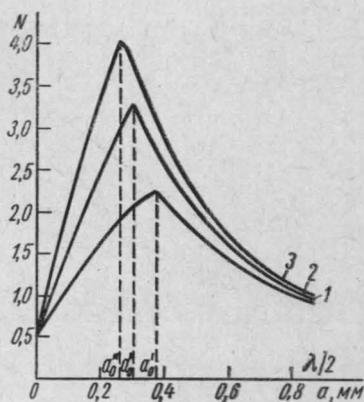
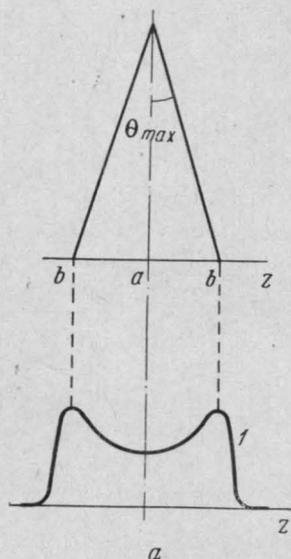


Рис. 2. Зависимость разрешающей способности от апертуры пучка  $\lambda = 3,39 \mu$ ,  $f = 3,23 \text{ мГц}$ ,  $l = 13,5 \text{ мм}$ . 1 —  $\Delta n = 4 \cdot 10^{-4}$ , 2 —  $\Delta n = 7 \cdot 10^{-4}$ , 3 —  $\Delta n = 10 \cdot 10^{-4}$



Экспериментальное исследование дефлектора подтвердило теоретические выводы о существовании оптимальной апертуры светового пучка. В дефлекторе был использован кристалл германия ( $n_0 = 4$ ), в котором возбуждались стоячие ультразвуковые волны. Источником света служил He—Ne лазер, дававший пучок инфракрасного излучения с длиной волны  $\lambda = 3,39 \mu$ . Из-за большой дифракционной расходимости получение значительного разрешения при сканировании инфракрасного света представляет большие трудности. Поэтому в нашем эксперименте при сравнительно больших углах отклонения пучка ( $Q_{\max} = 1^\circ, 1$  на частоте сканирования  $f = 3,23 \text{ мГц}$  и  $Q_{\max} = 0^\circ, 7$  на частоте  $f = 1,6 \text{ мГц}$ ) разрешение оказалось равным 2,3 и 2,2. В обоих случаях  $\Delta n$  было приблизительно  $4 \cdot 10^{-4}$ .

Особенность твердотельных дефлекторов заключается в возникновении под действием акустической волны искусственного двулучепреломления, в результате чего лучи разной поляризации, проходя кристалл, отклоняются на разные углы.

В нашем эксперименте падающий на кристалл свет был поляризован по оси  $z$ , так как именно эта поляризация давала наибольшее отклонение пучка.

В качестве приемника света использовалось фотосопротивление. Сигнал приемника был пропорционален интегральной интенсивности света, падающего на приемник за период сканирования. Так как отклонение пучка света происходит по синусоидальному закону, то этот сигнал минимален при положении приемника в точке  $a$  и максимален — в точке  $b$  (рис. 3,  $a$ ). Поэтому, перемещая приемник в плоскости сканирования и отмечая величину его сигнала, получим «двугорбую» кривую 1. Величина смещения приемника из положения  $a$  в положение  $b$  определяет максимальный угол

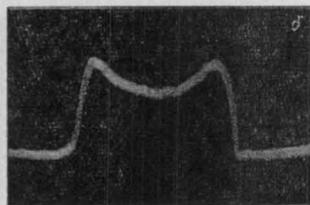


Рис. 3. Наблюдение сканирующего пучка света

отклонения пучка. А глубина провала в центре кривой  $I$  говорит о величине разрешения: чем он больше, тем больше разрешение.

На рис. 3, б приведена типичная экспериментальная кривая. Эта осциллограмма получена при механическом перемещении приемника, синхронном с разверткой осциллографа. Сравнение осциллограмм, полученных при различных апертурах светового пучка, показало, что на частоте сканирования  $f=3,23$  мГц максимальное разрешение получается при  $a=0,4$  мм, что хорошо совпадает с результатом теоретического расчета.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Girola A. J., Billeter T. R. Proc. IEEE, 51, 1150, 1963.
2. Kolb J., Loeber A. P. J. Acoust. Soc. Amer., 26, 249, 1954.
3. Lipnik R., Reich A., Schoen G. A. Proc. IEEE, 52, 853, 1964.
4. Lipnik R., Reich A., Schoen G. A. Proc. IEEE, 53, 321, 1965.
5. Ш у т и л о в В. А. «Акуст. журн.», 12, 2, 239, 1966.

Поступила в редакцию  
7.3 1968 г.

Кафедра  
физики колебаний

УДК 621.317.328.029.6

М. Н. ДЕВЯТКОВ

### О СПОСОБЕ ВИЗУАЛИЗАЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЧ ПОЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ ФОТОМАТЕРИАЛОВ

При исследованиях полей излучающих СВЧ систем, при решении задач радиодефектоскопии в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне и в ряде других случаев возникает необходимость регистрации распределения интенсивности излучения. Наиболее распространенные методы получения изображений электромагнитных полей СВЧ основаны на сканировании некоторой области пространства одним приемным элементом с последующей регистрацией продетектированного сигнала. Однако при таких способах, требующих специальной приемно-сканирующей аппаратуры, на получение картины распределения затрачивается сравнительно большое время и, к тому же, они не могут обеспечить высокой точности передачи пространственной структуры распределения из-за конечной ширины диаграммы направленности приемной антенны. Метод, описанный в работе [1] и основанный на тепловом действии СВЧ излучения, приводящем к изменению толщины тонкой масляной пленки в вакууме за счет испарения, позволяет получать непрерывную картину распределения поля сразу в некоторой плоскости, но реализация его довольно сложна. Хорошие результаты и гораздо более простым путем могут быть получены при использовании для регистрации СВЧ полей фотоматериалов. Так, в работе [2] изображение пространственного распределения СВЧ поля получалось за счет разрушения под действием падающего излучения предварительно созданного в фотоэмульсионном слое скрытого изображения; при этом автор отмечает, что лучшие результаты могут быть получены при увлажнении фоточувствительной пластинки проявителем. Эксперименты, проводившиеся нами, приводят к такому же выводу.

Метод, применявшийся при наших исследованиях, заключается в следующем. Фотоматериал в течение нескольких минут пропитывается раствором проявителя, затем равномерно засвечивается и помещается в ту область пространства, где необходимо получить изображение распределения СВЧ поля. Перед экспозицией в СВЧ поле фотоэмульсионный слой целесообразно плотно покрыть тонким листком слюды для выравнивания слоя проявителя и предохранения его от испарения и окисления. Все операции (кроме засветки) производятся при неактивном для данного фотоматериала освещении.

Процесс проявления скрытого изображения запасенным в эмульсионном слое проявляющим веществом, вообще говоря, начинается сразу же после засветки, но можно подобрать условия, когда между моментом засветки и началом появления почернения проходит некоторое время (так называемый период индукции). Поглощение СВЧ излучения в фотоматериале приводит к его нагреву, причем температур-