

Кинетика фотопроводимости для исследованных структур, полученная из анализа зависимостей $\text{tg } \Delta \varphi(\omega)$, где $\Delta \varphi$ — фазовый сдвиг между световым потоком и сигналом неравновесной проводимости, была существенно неэкспоненциальной и характерной для барьерных структур. В этом случае [2]

$$\tau \sim \tau_0 \exp\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right), \quad (1)$$

где τ_0 — время жизни в однородном материале, ε — величина рекомбинационного барьера.

Профилограммы распределения $\tau = (\text{tg } \Delta \varphi) / \omega$ в плоскости отдельных структур характеризовались наличием экстремумов τ на точечных с диаметром менее 0.5 мм или слегка протяженных до нескольких миллиметров узких участках (см. рисунок). С помощью электронно-оптических исследований и количественного микроанализа установлено, что участки структур с аномальным поведением τ представляют собой области с отличающейся от среднего фона концентрацией легирующей примеси в эпитаксиальном слое. Так как для слоистой структуры с концентрациями мелкой легирующей примеси в слоях N_1 и N_2 величина потенциального барьера на границе

$$\varepsilon \sim \ln \frac{N_1}{N_2}, \quad (2)$$

то наличие вкраплений с отличающейся концентрацией приводит к модуляции барьера на границе $n^+ - n$ - или $n - i$ -слоев и тем самым к изменению, согласно (1), величины измеряемого времени жизни. Данные микроанализа и оценки с использованием (1) и (2) показали, что концентрация носителей заряда в аномальных областях может на несколько порядков отличаться от средней в слое. Моделирование неоднородной системы путем изготовления периодических $n^+ - n$ -структур в плоскости пластины и измерение их характеристик подтвердили сделанные выводы. Неоднородность свойств эпитаксиальных слоев, с одной стороны, может быть следствием наличия и наследственного проявления при выращивании пленок структурных дефектов в материале подложек, с другой — отклонениями в технологическом процессе изготовления структур.

Полученные результаты, таким образом, свидетельствуют о ряде проблем эпитаксиального наращивания арсенида галлия и дают основание сделать вывод, что использование метода локального бесконтактного измерения времени жизни для неразрушающего контроля качества эпитаксиальных структур имеет определенные преимущества по сравнению с традиционными.

Список литературы

- [1] Бураков А. В., Якубеня С. Н., Янченко А. М. // ПТЭ. 1986. № 4. С. 226.
 [2] Шейкман М. К., Шик А. Я. // ФТП. 1976. Т. 10. Вып. 1. С. 209—233.

Белорусский государственный университет им. В. И. Ленина
 Минск

Поступило в Редакцию
 23 марта 1989 г.

05; 07; 12

Журнал технической физики, т. 60, в. 6, 1990

© 1990 г.

ПРИМЕНЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ УПРУГИХ СВОЙСТВ ТВЕРДОГО ТЕЛА

А. А. Камшилин, А. Олива, Э. Морено

Метод двухэкспозиционной голографической интерферометрии, как известно [1], позволяет измерять с высокой точностью малые смещения реальных диффузно рассеивающих свет объектов, возникающие под действием внешних сил. Измеряемый образец можно изготовить в виде плоскопараллельной пластины. Если один конец пластины закрепить, а к другому приложить силу определенной величины, то после измерения смещения по известным формулам [2] легко рассчитать величину модуля Юнга данного образца — один из основных па-

раметров, характеризующих упругие свойства твердого тела. Для автоматизации процесса измерения модуля Юнга различных образцов необходимо в первую очередь иметь возможность записывать и восстанавливать голограммы образцов многократно и за достаточно короткий период времени, т. е. иметь систему автоматизированного получения двухэкспозиционных голографических интерферограмм. Это можно сделать с помощью фоторефрактивных электрооптических кристаллов [3], являющихся реверсивными голографическими средами, в которых формируются динамические голограммы. В данной работе мы провели исследования упругих свойств ряда известных материалов на автоматизированной голографической интерферометрической установке с использованием фоторефрактивного электрооптического кристалла титаносилленита ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$).

В качестве источника когерентного излучения был использован гелий-неоновый лазер, генерирующий свет с длиной волны 0.6328 мкм. Данные лазеры в настоящее время технологи-

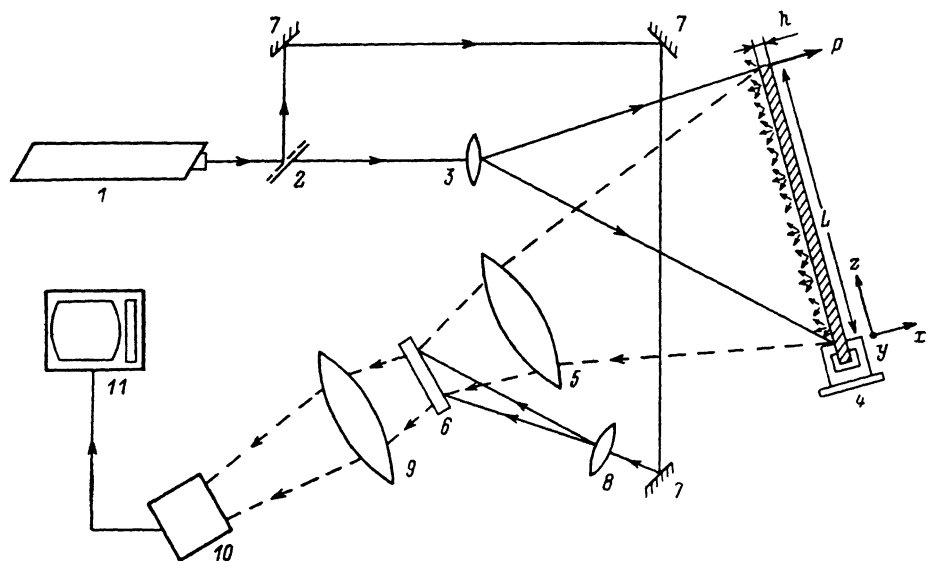


Рис. 1.

чески хорошо отработаны, легко доступны и имеют высокую степень надежности. Кристалл титаносилленита был выбран потому, что имеет наилучшую чувствительность в красной области спектра среди фоторефрактивных кристаллов [3]. Схема голографической установки показана на рис. 1. Лазерный луч 1 разделялся на опорный и предметный лучи с помощью светоделителя 2, представляющего собой обычную плоскопараллельную стеклянную пластинку. Предметный луч расширялся до необходимых размеров с помощью микрообъектива 3 и освещал исследуемый образец 4. Свет, рассеянный измеряемым образцом, фокусировался в объем фоторефрактивного кристалла 6 с помощью обычного фотографического объектива 5. В это же место кристалла с помощью зеркал 7 направлялся и опорный луч, расширенный линзой 8 до размеров предметного луча.

Фоторефрактивный кристалл 6 представлял собой образец монокристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ размером $6.4 \times 7.1 \times 15.0$ мм с оптическими поверхностями, параллельными кристаллографическим плоскостям (110). Голографическая запись осуществлялась без приложения внешнего электрического поля. Считывание голограммы осуществлялось одновременно с ее записью благодаря использованию явления анизотропной самодифракции записывающих голограмму лучей [4, 5]. При этом опорный луч является одновременно и считывающим лучом, что обеспечивает высокую надежность голографического интерферометра и позволяет работать с ним даже без специальных мер виброзащиты на обычном физическом столе.

Для выделения восстановленного с голограммы изображения кристалл был заключен между двумя пленочными поляридами, ориентированными таким образом, чтобы условия наблюдения анизотропной дифракции были оптимальными [4]. Восстановленное изображение с помощью объектива (9) фокусировалось на видиконе телекамеры 10. Это позволяло на экране телевизионного монитора 11, соединенного с телекамерой 10, непрерывно наблюдать либо изображение измеряемого объекта, либо интерферограмму этого объекта, образующуюся при приложении внешней силы.

Исследуемые объекты диффузно рассеивали световые лучи и имели размеры поверхности, смещение которой под действием силы необходимо было измерить, до 40×40 мм.

Процесс формирования двухэкспозиционной голографической интерферограммы в динамической регистрирующей среде существенно отличается от записи на обычных голографических материалах (галоидосеребряные фотопластинки, фототермопластинки). В нашем случае запись и считывание голограммы осуществляется непрерывно и одновременно без какого-либо перекрывания записывающих пучков. Только в определенные моменты времени t_0 к объекту прикладывается внешняя сила P , переводящая образец в новое положение в пространстве за время δt , много меньшее, чем время записи голограммы в кристалле τ_H . За это же время δt изменяется и фаза отраженного от объекта луча, которая потом остается неизменной и зависящей только от координаты поверхности образца $\Phi(y, z)$.

До момента t_0 в кристалле записывалась и непрерывно считывалась голограмма объекта, находящегося в состоянии покоя, и на экране телевизионного монитора мы наблюдали просто изображение поверхности объекта. В момент t_0 фаза предметного луча почти скачкообразно изменяется и в кристалле начинается записываться новая голограмма объекта с одновременным стиранием старой голограммы. Эти оба процесса происходят не моментально, а с некоторыми характерным временем τ_H , определяемым параметрами кристалла и интенсивностью света. В нашем случае $\tau_H = 5$ с. Причем как запись, так и стирание голограммы развиваются во времени по закону, близкому к экспоненциальному. Следовательно, в течение определенного времени, зависящего от τ_H , в кристалле существуют одновременно обе голограммы (старая и новая). Они интерферируют между собой, и восстановленное изображение в этот момент является двухэкспозиционной интерферограммой, видность полос которой зависит от времени. С течением времени интерферограмма исчезает и на экране монитора наблюдается снова изображение поверхности объекта. Если в момент времени t_1 снять действие силы, то на экране монитора мы снова будем наблюдать интерферограмму объекта, соответствующую двум положениям объекта в пространстве.

Детальный анализ показывает, что интенсивность восстановленного изображения с динамической голограммы в фоторефрактивном кристалле при скачкообразном изменении фазы предметного луча в момент t_0 на величину $\Phi(y, z)$ будет меняться во времени по следующему закону:

$$I(y, z) = I_0 \left\{ 1 - 2 [1 - \cos \Phi(y, z)] \left[1 - \exp \frac{t_0 - t}{\tau_H} \right] \exp \frac{t_0 - t}{\tau_H} \right\}. \quad (1)$$

Здесь τ_H — характерное время записи голограммы, I_0 — стационарное значение интенсивности света в восстановленном изображении. Выражение (1) достигает своего минимального значения независимо от величины фазы $\Phi(y, z)$ в момент времени $t = \tau_H \ln 2 + t_0$. Этот момент времени соответствует максимальной видности полос интерферограммы.

Время существования интерферограммы определяется временем записи голограммы и обратно пропорционально интенсивности записывающего света. Следовательно, изменяя интенсивность записывающего света, мы можем подобрать время существования интерферограммы достаточным для ее расшифровки. Достоинством применения фоторефрактивных кристаллов для получения голографических интерферограмм является возможность непрерывного приема интерферограммы телевизионной камерой. На выходе телевизионной камеры вся необходимая нам информация уже закодирована в электрическом сигнале. Это позволяет достаточно просто известными электронными методами осуществлять автоматическую расшифровку интерферограмм или их запоминание.

Из теории упругости хорошо известно [2], что смещение плоскопараллельной, зафиксированной с одного края пластины под действием силы P , приложенной к другому краю, определяется следующим выражением:

$$x = \frac{12P}{Ebh^3} \left(\frac{lz^2}{2} - \frac{z^3}{6} \right). \quad (2)$$

Здесь x — смещение пластины; E — модуль Юнга материала, из которого изготовлена пластина; h , b , l — соответственно толщина, ширина и длина пластины; z — текущая координата от зафиксированного края пластины к точке приложения силы (рис. 1).

Такое смещение пластины при ее освещении под углом, близким к нормальному, и наблюдении примерно под тем же углом (рис. 1) приводит к образованию интерферограммы, интерференционные полосы которой параллельны зафиксированному краю. Смещение незафиксированного края пластины легко определить, сосчитав количество интерференционных полос.

В работе проведено измерение модуля Юнга некоторых образцов стали, листового алюминия, дюрала, пластмассы. В качестве примера на рис. 2, а показана фотография интерферограммы образца стали при нагрузке 10 г. Фотография сделана с экрана телевизионного монитора. На рис. 2, б представлена типичная экспериментальная зависимость смещения незакрепленного конца пластины от величины приложенной силы. Эта зависимость имеет с высокой степенью точности линейный характер, как это и должно следовать из выражения (2). Угол наклона этой зависимости позволяет определить величину модуля Юнга исследуемого образца.

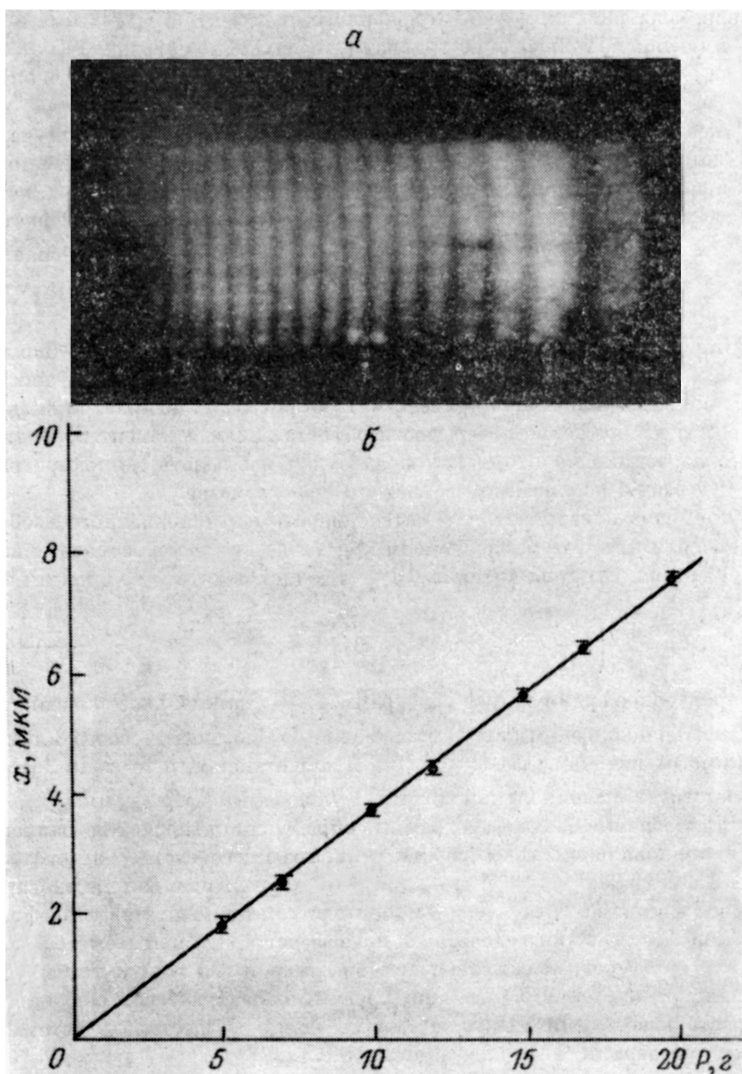


Рис. 2.

В таблице представлены значения полученных величин модуля Юнга для исследованных нами образцов. Они в пределах погрешности хорошо совпадают с известными табличными значениями. Следует отметить, что основная погрешность вычисления модуля Юнга происходит из-за неточности изготовления образца и измерения линейных размеров.

Проведенные экспериментальные исследования показали перспективность применения динамических регистрирующих сред в голографической интерферометрии. Голографические интерферометры, содержащие фоторефрактивные кристаллы в качестве регистрирующей среды, обладают следующими достоинствами.

1. Высокая надежность получения голографических интерферограмм, определяемая

адаптивные кристаллы с изменяющимися внешними условиями, позволяющие работать без специальных дорогостоящих виброзащитных устройств.

2. Реверсивность голографической записи на фоторефрактивных кристаллах и непрерывное считывание голограмм позволяет достаточно просто осуществлять автоматизацию процесса получения голографических интерферограмм и их расшифровку.

Материал	h , мм	l , мм	b , мм	E (н/м ²) · 10 ⁻¹⁰
Алюминий	3.25	33.0	15.5	5.9 ± 0.3
Дюралюминий	0.80	23.0	17.6	7.0 ± 0.3
Сталь	0.95	32.5	21.6	18.8 ± 0.5
»	2.0	30.0	21.0	17.7 ± 0.6
Винипласт I	4.9	29.7	10.1	0.31 ± 0.03
Винипласт II	2.6	28.6	28.4	0.35 ± 0.03
»	2.5	28.0	16.2	0.35 ± 0.03

3. Использование двухлучевой схемы записи и одновременного считывания голограмм, в которой опорный луч является одновременно и считывающим, позволяет конструировать голографические интерферометры с помощью оптических элементов невысокого качества, что приводит к снижению стоимости изготовления голографического интерферометра.

Список литературы

- [1] Вест Ч. Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 1982. 504 с.
- [2] Филоненко-Бородич М. М. Теория упругости. М.: Наука, 1968. 388 с.
- [3] Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983. 269 с.
- [4] Камшилин А. А., Петров М. П. А. С. 1208474. БИ. 1986. № 4.
- [5] Kamshilin A. A., Petrov M. P. // Opt. Comm. 1985. Vol. 53. N 1. P. 23—26.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
28 марта 1988 г.

01; 02

Журнал технической физики, т. 60, в. 6, 1990

© 1990 г.

ТРАНСПОРТНОЕ СЕЧЕНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЛЕГКИХ АТОМНЫХ ЧАСТИЦ НА СЛОЖНЫХ АТОМАХ

И. С. Тиминин

Изучение закономерностей упругого рассеяния ускоренных атомных частиц на сложных атомах занимает значительное место в задачах физики, ионно-лучевого легирования, корпускулярной диагностики твердого тела. Выполненные в последние годы работы по отражению и прохождению атомных частиц через вещество [1-6] показали, что транспортная длина упругого рассеяния l_{tr} наряду с линейным пробегом R_0 играют особую роль в вопросах взаимодействия ионов и атомов с твердым телом. В частности, в условиях интенсивного рассеяния, когда пробег существенно превосходит транспортную длину, $R_0 \gg l_{tr}$, коэффициенты отражения и распределение частиц по пробегам становятся универсальными функциями параметра $\epsilon = R_0/l_{tr}$ [2, 3, 6]. В этой связи представляет интерес уточнение и обобщение имеющихся данных о транспортном сечении упругого рассеяния $\sigma_{tr} \sim 1/l_{tr}$.

К настоящему времени аналитические выражения для σ_{tr} получены в борновском приближении для высоких энергий [7] и классически в области средних энергий [8, 9] сталкивающихся частиц. К сожалению, приближенные формулы, найденные в работах [8, 9], не обеспечивают перехода в результат борновского приближения в пределе высоких скоростей.