

07; 12

© 1990 г.

ПРИМЕНЕНИЕ РАСТРОВ В ТЕРМОВОЛНОВОМ
ДЕФЛЕКЦИОННОМ МЕТОДЕС.А. Винокуров, Н.А. Панкратов,
А.М. Скалерис

В термоволновом дефлекционном методе обычно регистрируют периодическое отклонение считывающего луча, проходящего через область градиента температуры и показателя преломления, т.е. через оптическое возмущение, возникающее над образцом или внутри него при воздействии модулированного излучения [1].

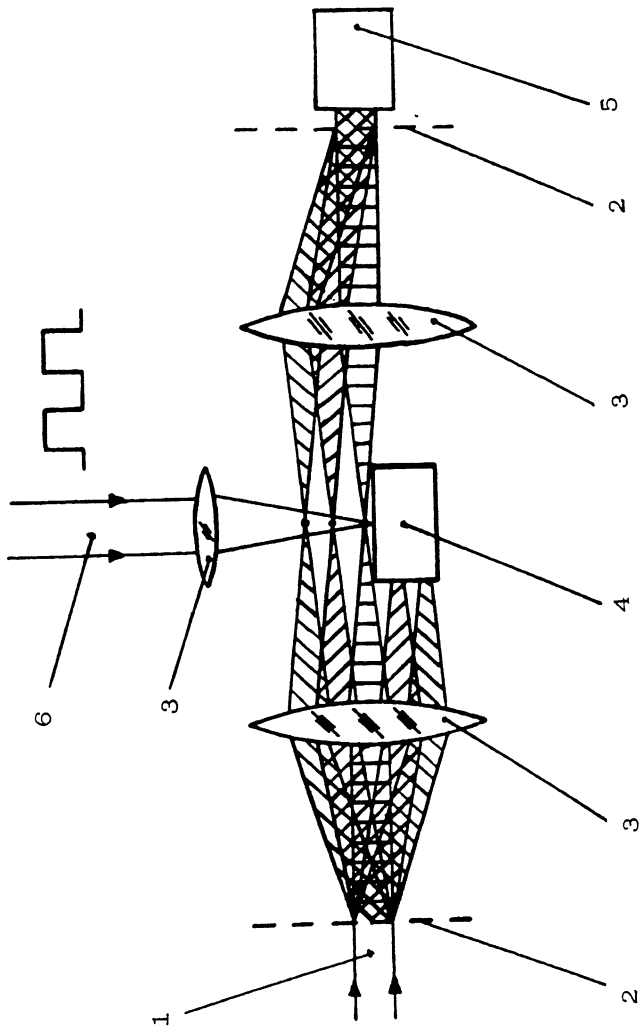
Подобные оптические возмущения могут быть с большой чувствительностью зарегистрированы также с помощью схем передачи оптического изображения. Например, существуют высокочувствительные растровые устройства регистрации малых колебаний мембран и пластинок, в которых малый периодический прогиб зеркальной поверхности искажает передаваемое изображение раstra [2, 3]

Нами предложена и реализована растровая схема для регистрации сигнала в термоволновом дефлекционном методе, позволяющая существенно повысить чувствительность и помехозащищенность метода. От обычных дефлекционных устройств эта схема отличается наличием двух растров и телескопической ретрансляционной системы для передачи изображения одного раstra на другой в масштабе 1:1 (см. рисунок). Штрихи растров параллельны. Излучение считывающего лазера проходит через них на фотодиод. Излучение когерентно, поэтому в фокальной плоскости за первой по ходу луча линзой телескопа имеем Фурье-образ раstra, представляющий линейку дифракционного спектра.

Совмещая плоскость Фурье-образа в фокусе линз с периодически нагреваемой возбуждающим лазером зоной над образцом или в нем самом, вносим периодически меняющийся фазовый сдвиг в часть порядков дифракции. В результате получаем периодическое изменение изображения на втором растре (фазовую селекцию изображения), т.е. периодическое изменение светового потока на датчике излучения.

Для теоретического анализа действия предложенной схемы можно воспользоваться стандартными приемами. Используем преобразование Фурье-функции распределения амплитуды световой волны на первом растре, результат домножаем на внесенное возмущение

Схема регистрации сигнала; 1 - излучение считывающего лазера, 2 - растры, 3 - линзы, 4 - образец, 5 - позиционный фотодиод, 6 - модулированное излучение возбуждающего лазера.



и снова подвергается преобразованию Фурье [4]. Получаем распределение амплитуды световой волны на втором растре. Умножая его на функцию пропускания второго раstra, получаем световую волну, прошедшую к датчику (в ближнем поле). Квадрат изменения амплитуды дает изменение интенсивности светового потока на фотодиоде, т.е. регистрируемый сигнал. Вносимый фазовый сдвиг определяем через среднее повышение температуры среды в активной зоне на пути излучения. Подробный расчетный анализ этой схемы будет опубликован отдельно.

Рассмотренная схема обладает следующими свойствами.

1. Величина сигнала прямо пропорциональна количеству штрихов растров в апертуре светового потока при данной плотности мощности излучения.

2. В зависимости от условий взаимодействия дифракционного спектра с периодически нагреваемой зоной меняется характер образования сигнала. В случае симметричного воздействия, например при внесении фазового сдвига в нулевой порядок дифракционного спектра и симметричного прохождения остальных порядков, смещения изображения не происходит, меняется только его контраст. При несимметричном воздействии, когда дифракционные порядки с одной стороны от нулевого порядка перекрыты (как показано на рисунке), происходит поперечное смещение изображения. В обоих случаях возникает периодическое изменение светового потока на фотодиоде.

Уменьшение количества прошедших через телескопическую систему дифракционных порядков изменяет профиль переданного изображения от прямоугольного до синусоидального.

3. При образовании сигнала за счет изменения контраста наибольший сигнал имеем при исходных поперечных смещениях изображения относительно второго раstra на 0° и 180° , т.е. *max* и *min* освещенности за вторым растром. В случае образования сигнала за счет смещения изображения при передаче прямоугольного профиля его величина не зависит от исходного смещения изображения, а при передаче синусоидального профиля наибольший сигнал — при исходном смещении на 90° . Так как уровень шума пропорционален засветке фотодиода, то для получения наибольшей чувствительности следует реализовывать ситуации, обеспечивающие *max* сигнал при *min* засветке.

В эксперименте использовали линейчатые черно-белые растры от оптического микрофона [5] с шириной штрихов и промежутков между ними по 0,05 мм. Считывающий лазер — ЛГ-72-1 (0,5 мВт, $\lambda = 0,63$ мкм).

Растры располагали в фокальных плоскостях телескопа, образованного двумя одинаковыми линзами с фокусными расстояниями по 25 или 60 мм. Вся схема размещалась на основании 20x35 см. Образцами служили диски из стекла К8 с покрытием из алюминия. Частота модуляции возбуждающего лазера составляла 12 Гц.

Проводили сравнительные измерения в схеме с растрами и по обычной дефлекционной схеме, для чего снимали растры и регистрировали сигнал отклонения позиционным фотодиодом.

В схеме с растрами нет необходимости в позиционном датчике. Использовали и обычный фотодиод, а компенсацию нестабильности излучения осуществляли за счет отведения части излучения до растров на дополнительный фотодиод и дифференциальной регистрации сигнала.

В сравнительных экспериментах с целью обеспечения большей идентичности и уменьшения влияния рассеянного излучения использовали позиционный фотодиод, а растры путем небольшого наклона или поворота выставляли так, чтобы сигнал на двух половинах датчика возникал в противофазе.

Результаты эксперимента следующие.

1. Величина сигнала с растрами мало различалась при симметричном и несимметричном воздействии оптического возмущения на дифракционный спектр. Она превышала сигнал отклонения без растров в 1,5–2 раза. При смещении растров от фокальной плоскости сигнал постепенно уменьшался. Так, при смещении на 2 см он снизился \sim в 3 раза.

2. Предложенная схема малочувствительна к вибрациям по сравнению с обычной дефлекционной схемой, поэтому отпадает необходимость помещения установки на виброизолированной плите.

3. Настраивая растры на получение темного поля на фотодиоде получили снижение потока излучения на фотодиоде \sim в 30 раз. Шум уменьшился \sim в 10 раз по сравнению со схемой без растров.

Основными составляющими шума в исходной схеме являются шум нацеливания лазера и дробовой шум фотодиода. Шум нацеливания пропорционален интенсивности излучения I , а дробовой шум $\sim \sqrt{I}$. В схеме с растрами шум нацеливания мало проявляется, т.к. не влияет на передачу изображения. Основной компонентой остается дробовой шум. По этой причине мало и влияние вибраций – малые отклонения или смещения луча также не вносят фазового сдвига и не изменяют передачи изображения.

Таким образом, чувствительность всей схемы регистрации увеличили в 15–20 раз. В результате отношение сигнал/шум = 1 для используемых образцов из стекла соответствовало поверхностное поглощение $\sim 10^{-5}$ при мощности возбуждающего лазера 1 Вт, частоте модуляции 12 Гц и полосе пропускания 1 Гц.

Дальнейшее повышение чувствительности можно получить с более частыми растрами.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Jackson W.B., Amer N.M., Boscara A.C., Fournier D. // Appl. Opt. 1981. V. 20. N 8. P. 1333–1344.

- [2] Панкратов Н.А. // ОМП. 1960. № 1. С. 37-48.
 [3] H a n e K., K a n i e T., H a t t o r i S. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 4. P. 2229-2232.
 [4] Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.
 [5] Панкратов Н.А. // ОМП. 1957. № 3. С. 7-12.

Поступило в Редакцию
 31 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 15 12 августа 1990 г.

01; 02

© 1990

ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫЙ АТОМ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

С.Т. З а в т р а к, Л.И. К о м а р о в

Исследование ридберговских (высоковозбужденных) состояний электронов в атомах представляет собой бурно развивающуюся область современной физики (см., например, [1-8]). В настоящей статье рассмотрен высоковозбужденный атом в поле электромагнитной волны, частота которой значительно больше частоты вращения электрона по боровской орбите. При этом возникает весьма экзотическое видоизменение потенциала взаимодействия электрона с ядром, приводящее к сдвигу атомных уровней.

В ридберговском состоянии электрон вращается вокруг ядра по эллиптической орбите с круговой частотой

$$\omega_n = \frac{Z^2 e^4 m}{\hbar^3 n^3} = \frac{4.83 \cdot 10^{16}}{n^3} Z^2 (c^{-1}), \quad (1)$$

где e - заряд электрона, m - его масса, $Z|e|$ - заряд ядра, n - главное квантовое число. С ростом n круговая частота ω_n быстро убывает по закону n^{-3} .

Сначала рассмотрим задачу с классической точки зрения. В нерелятивистском приближении движение электрона описывается уравнением [9]

$$m \ddot{\vec{r}} = e \vec{E} \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) - \frac{Z e^2 \vec{r}}{r^3}, \quad (2)$$

где \vec{E} и \vec{k} - соответственно амплитуда вектора напряженности электрического поля и волновой вектор падающей волны.