

- [2] Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах. Справочник / Под ред. Н.Н. Евтихеева, М.: Радио и связь, 1987.
- [3] M a d a J., A s a m a A. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 9. P. 59914.
- [4] W i l t s C.H., Z e m b z o w s k y J., K o m a n o w K. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 9. P. 5878.
- [5] A l g r a H.A., D e R o d e W., H e n k e n s R.A., P o b e r t s o n J.M. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 3. P. 2385.
- [6] M a a r t e n s e l., S e a r l e C.W. // J. Appl. Phys. Lett. 1981. V. 34. N 1. P. 115-117.
- [7] Б о й к о А.П., И л ь ч и ш и А.П., П а с ы н к о в А.С. Тез. докл. XI Всес. школы-семинара по новым магнитным материалам микроэлектроники. Ташкент. 1988.
- [8] L i n d h a r d J., N i e l s e n V., S h a r f f M. // Mat. Fys. Med. Dan. 1968. V. 36. N 413.

Донецкий государственный
университет

Поступило в Редакцию
13 марта 1989 г.
В окончательной редакции
21 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 20

26 октября 1989 г.

07

ЗАПИСЬ И СЧИТЫВАНИЕ ТОНКИХ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ
ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ
РАЗДЕЛА ДИЭЛЕКТРИК-ПАРЫ МЕТАЛЛА

А.Е. К о р о л е в, В.Н. Н а з а р о в,
Д.И. С т а с е л ь к о

Резонансные динамические голограммы (ДГ) представляют значительный интерес для оптической обработки низкоинтенсивных быстроменяющихся сигналов. Однако применение таких ДГ ограничивается объемным характером записи [1].

В данной работе исследованы возможности регистрации геометрически тонких резонансных ЛГ, не селективных к направлению распространения считывающего пучка. Для реализации такого свойства нами использовалась запись отражательных ДГ вблизи границы раздела диэлектрик-пара металла, применявшаяся ранее в экспериментах по фазовому сопряжению [2] и бездоплеровской спектроскопии

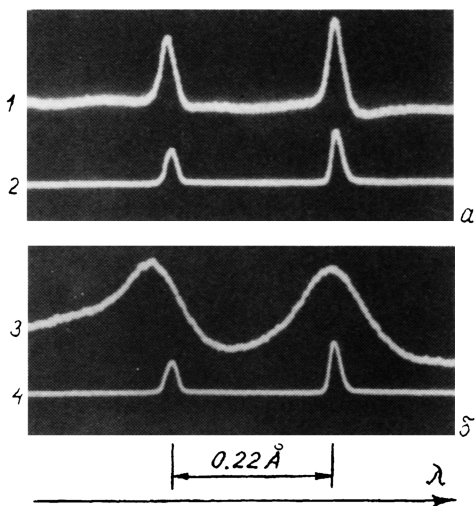


Рис. 1. Спектральные зависимости эффективности дифракции излучения лазера на отражательных ДГ (1, 3) и сигналы люминесценции цезия в опорной кювете (2, 4). N_{Cs} , см^{-3} : а - $4 \cdot 10^{15}$, б - $4 \cdot 10^{16}$.

оптически плотных сред [3]. Исследуются важнейшие с точки зрения оптической обработки характеристики отражательных голограмм, обсуждаются особенности формирования пространственно-частотной характеристики (ПЧХ) ДГ и специфические источники шумов, затрудняющие регистрацию таких голограмм.

Два близких по интенсивности линейно поляризованных в одной плоскости пучка излучения одночастотного полупроводникового лазера, перестраиваемого вблизи D_2 -линии цезия [4], фокусировались линзой с фокусным расстоянием 1 м в область $\approx 1 \text{ мм}^2$ и сводились на внутренней поверхности сапфирового входного окна кюветы, содержащей насыщенные пары цезия (концентрация атомов $10^{15} - 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Пучки направлялись в кювету вблизи нормали к границе раздела, а угол схождения пучков мог изменяться от $4 \cdot 10^{-2}$ до $1.7 \cdot 10^{-1}$ рад. Ширина линии генерации лазера составляла $\approx 40 \text{ МГц}$, суммарная плотность мощности излучения в области фокусировки $\approx 1 \text{ Вт/см}^2$.

При перестройке частоты генерации лазера через резонанс со сверхтонкими компонентами D_2 -линии цезия [переходы $6^2S_{1/2}(F=3;4) \rightarrow 6^2P_{3/2}$, $\Delta\lambda = 0.22 \text{ \AA}$] возникали сигналы самодифракции записывающих ДГ пучков, которые регистрировались в отраженном от границы раздела свете в первом небрэгговском порядке. Одновремен-

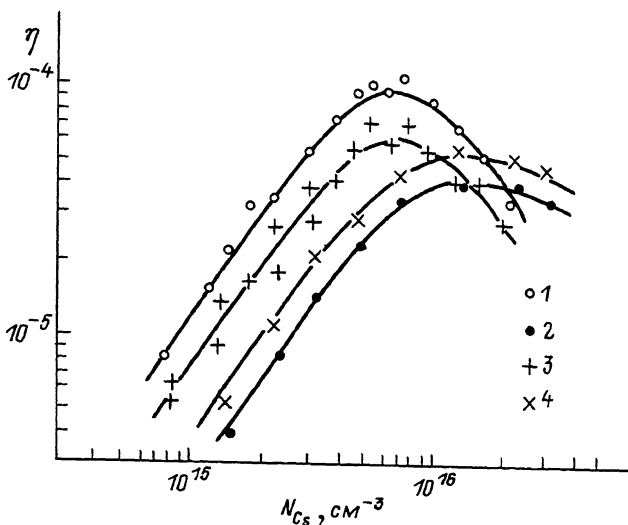


Рис. 2. Зависимость эффективности дифракций от концентрации резонансных атомов при плотности мощности излучения 1 Вт/см^2 . 1, 3 - чистые пары цезия; 4, 2 - пары цезия в смеси с гелием; 3, 2 - коротковолновая, 1, 4 - длинноволновая компоненты дифракции.

но наблюдались сигналы люминесценции паров цезия в опорной кювете, находившейся при комнатной температуре.

Спектральные зависимости сигналов приведены на рис. 1 (угол схождения пучков $4 \cdot 10^{-2}$ рад). С увеличением концентрации цезия в кювете сначала происходит рост величины дифракционной эффективности (ДЭ), более медленный, чем квадратичный, затем ДЭ достигает максимального значения и при дальнейшем увеличении концентрации спадает (рис. 2), что качественно соответствует типичным концентрационным зависимостям амплитуд модуляции параметров атомной среды [5]. Спектральная область наблюдения сигналов ДЭ при малых концентрациях ($N_{Cs} \lesssim 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) не превосходила ширины сигналов люминесценции, а максимумы спектральных зависимостей дифракции и люминесценции совпадали (рис. 1, а). При превышении оптимальной для записи ДГ концентрации $N_{opt} \approx \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ спектральные зависимости ДЭ заметно уширились (наблюдаемое уширение соответствовало величине столкновительного самоуширения [6]), а сигнал ДЭ на коротковолновой компоненте D_2 -линии, кроме того, смещался в коротковолновую область спектра на величину его спектральной полуширины (рис. 1, б). Максимальная величина ДЭ достигала $\approx 10^{-4}$ при $N_{opt} \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Зависимость ДЭ от плотности мощности записывающего ДГ излучения при оптимальной концентрации была близка к квадратичной (рис. 3, а). Аналогичные эксперименты проделаны с использованием паров цезия в смеси с буферным газом - гелием при $P = 20 \text{ Тор}$

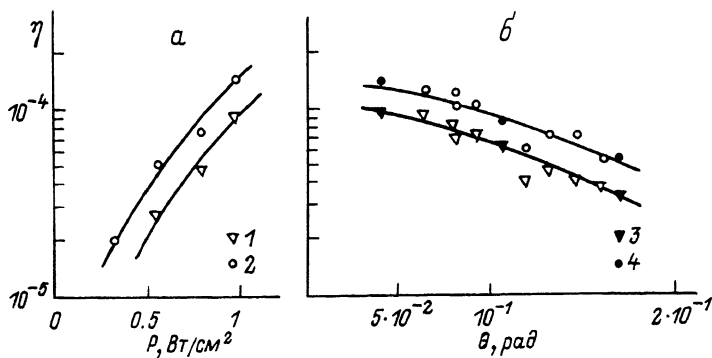


Рис. 3. Зависимость эффективности дифракции от плотности мощности излучения лазера на входном окне кюветы (а) и от угла схождения записывающих ДГ пучков (б). 1 – коротковолновая, 2 – длинноволновая компоненты, 3, 4 – результаты считывания ДГ независимым пучком ортогональной поляризации.

(однородное уширение компонент поглощения порядка доплеровского [7]). Характер зависимости величины ДЭ от концентрации паров в этом случае (рис. 2), а также вид спектральных зависимостей (включая положение максимумов ДЭ, ширину и сдвиг сигналов при высоких концентрациях) были близкими к описанным выше для чистых паров цезия.

Исследование зависимости ДЭ от геометрии эксперимента проводилось при оптимальной концентрации паров (величина столкновительного самоуширения порядка доплеровской, буферный газ отсутствовал). ДГ считывалась дополнительным пучком с поляризацией, ортогональной поляризации записывающих пучков, направленных под небольшим углом к одному из них ($\approx 4 \cdot 10^{-2}$ рад), и регистрировался сигнал, соответствующий восстановленной в брэгговском порядке волны, либо сигнал самодифракции записывающих пучков. Величины ДЭ для обоих случаев совпадали во всем диапазоне изменения угла между записывающими пучками, демонстрируя практические отсутствие угловой селективности отражательных ДГ, характерной для записи пропускающих ДГ в протяженной атомной среде [1].

При увеличении угла между записывающими пучками ДЭ слабо менялась и уменьшалась в 2–2,5 раза при $\theta \approx 1,7 \cdot 10^{-1}$ рад, т.е. ПЧХ записи отражательных ДГ была практически равномерной до частот $\approx 200 \text{ мм}^{-1}$ (рис. 3, б). При этом было проверено, что наблюдаемый спад ДЭ не связан с изменением отражения на входном окне кюветы и площади пучков, а также, как указывалось выше, не является проявлением угловой селективности ДГ, поэтому регистрируемая ПЧХ определяется процессами формирования и стирания ДГ вблизи границы раздела.

Ранее при исследовании ДГ, регистрируемых в объеме резонансной среды атомов с однородным уширением линии поглощения, было показано, что ПЧХ определяется отношением величины среднего

смещения атомов при их тепловом движении за время записи ДГ t_3 к пространственному периоду записываемого голограмму поля [8, 9]. В случае записи отражательных ДГ в оптически плотной среде, рассматриваемом здесь, голограмма формируется в тонком приграничном слое атомов, а время записи ДГ будет определяться при этом протетным временем взаимодействия атомов с излучением. Оценка величины t_3 по спаду ПЧХ, проведенная согласно [8], дает t_3 примерно на порядок меньше радиационного времени жизни атомов цезия в возбужденном состоянии, что для свободного пролета атомов соответствует смещению ≈ 1 мкм. Такая величина смещения согласуется с глубиной проникновения резонансного излучения в среду атомов в условиях слабого насыщения перехода, близких к нашему эксперименту [10]. Это свидетельствует, по нашему мнению, о применимости представлений [8, 9], использующих движение частиц, для анализа ПЧХ отражательных ДГ в плотной среде, хотя более полный анализ должен включать и процессы переноса возбуждения.

Отметим, что в наших экспериментах уровень светового шумового фона при регистрации сигналов дифракции составлял $\approx 3 \cdot 10^{-6}$ от интенсивности записываемых пучков и одним из основных источников шума помимо рассеяния на оптике было интенсивное свечение паров в области фокусировки лазерного излучения, наблюдавшееся на частоте возбуждающего атомы света, а также в синей и красной областях видимой части спектрального диапазона. Сравнение спектра свечения со спектром цезиевой лампы показало, что в условиях записи ДГ происходит подобно [11] возбуждение высоко-расположенных уровней цезия (до энергий возбуждения ≈ 3.72 эВ) с последующими каскадным распадом возбуждения и высвечиванием практически всех сильных спектральных линий цезия (наблюдались также линии, соответствующие переходу $5D-6S$).

Нами было замечено также, что в месте облучения входного окна кюветы записываемыми ДГ пучками наблюдается образование слоя цезия на поверхности сапфира, при этом сигналы ЛЭ быстро спадали по величине. При фиксировании частоты генерации лазера вблизи компонент D_2 -линии и оптимальных для записи ДГ концентраций цезия слой с оптической плотностью ≈ 0.5 образовывался за несколько минут. Оседания цезия на поверхность сапфира, так же как и свечения, не наблюдалось при отстройке лазера от резонанса на величину межмодового интервала ≈ 2 Å. Указанные выше эффекты имели место как в чистых парах цезия, так и в присутствии буферного газа, затрудняя регистрацию сигналов ДЭ; они требуют дальнейшего изучения.

Высокая равномерность ПЧХ резонансной среды при регистрации отражательных голограмм, а также практическое отсутствие угловой селективности указывают на перспективность применения таких ДГ для построения систем преобразования маломощных световых сигналов с широким пространственным спектром частот и обработки изображений в реальном времени [1].

Авторы выражают благодарность Т.А. Вартамяну за полезные

обсуждения, В.И. Малаховой и С.Д. Якубовичу за предоставление полупроводниковых излучателей.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Королев А.Е., Назаров В.Н., Стаселько Д.И. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 12. С. 732-737.
- [2] V ö l g e r В. // JOSA. 1978. V. 68. N 11. P. 1622.
- [3] Акульшин А.М., Величанский В.Л., Вартанян Т.А. и др. // Опт. и спектр. 1989. Т. 66. В. 4. С. 723-725.
- [4] Малахова В.И., Ривлин Л.А., Тамбиев Ю.А., Якубович С.Д. // Квант. электрон. 1980. Т. 7. В. 6. С. 1252-1256.
- [5] Королев А.Е., Стаселько Д.И. // Опт. и спектр. 1984. Т. 57. В. 2. С. 299-305.
- [6] Акульшин А.М., Саутенков В.А., Вартанян Т.А. и др. // Кр. сообщ. по физике ФИ АН СССР. 1987. № 5. С. 42-44.
- [7] V e r n a b e u E., A l v a r e z J.M. // Phys. Rev. A. 1980. V. 22. N 6. P. 2690-2695.
- [8] Королев А.Е., Назаров В.Н. // Тез. докл. У Всес. конф. по голографии. Рига, 1985. С. 132-133.
- [9] S t e e l D.G., L i n d R.C., L a m J.F., G i u l i a n o C.R. // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 35. N.5. P. 376-379.
- [10] Z a j o n c A.G., P h e l p s A.V. // Phys. Rev. A. 1981. V 23. N 5. P. 2479-2487.
- [11] A l l e g r i n i M., G a b b a n i n i C., M o i L. // J. de Phys. 1985. V. C1. V. 46. P. C1-61-C1-73.

Поступило в Редакцию
28 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 20

26 октября 1989 г.

11

**ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫЙ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИЙ
ИСТОЧНИК ИОНОВ ОЛОВА**

**В.В. Кавицкий, В.Б. Казначеев,
А.Б. Мокров**

Перспективы субмикронной ионно-пучковой литографии в значительной степени определяются достижениями в области жидкометаллических источников ионов (ЖМИИ). Большинство опубликованных