

Для выяснения соотношения различных факторов лазерного воздействия в дефектообразовании оценим возможную концентрацию N указанных выше антиструктурных дефектов, возникающих за счет термических флуктуаций при лазерном нагреве. Из нашего расчета температурных полей в GaAs следует, что для $W=25$ мДж/см² максимальная температура поверхности составляет ~ 400 К. Явно завышая оценку, предположим, что за время существования состояния с повышенной температурой (десятьки наносекунд) устанавливается равновесная концентрация дефектов. Тогда в соответствии с известными термодинамическими соотношениями [13] получаем $N \sim 4 \cdot 10^{13}$ см⁻³, что в пересчете на поверхностную плотность составляет $\sim 10^9$ см⁻². Эта величина заведомо меньше предела обнаружения для поверхности GaAs [14]. Наблюдаемое нами существенное изменение характеристик барьеров Шоттки при ИЛО может быть объяснено, на наш взгляд, двумя причинами: значительным снижением энергии активации образования дефектов E_a на поверхности или проявлением электронного и деформационного возбуждений, понижающих величину E_a [7]. Для разделения влияния указанных процессов необходимы дополнительные эксперименты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Laser Annealing of Semiconductors in Physical Processes in Laser-Material Interactions/Ed. M. Bertolotti. N. Y.; L., 1981.
2. Дзуреченский А. В., Качурин Г. А., Нидаев Г. А., Смирнов Л. С. Импульсный отжиг полупроводников/М., 1982.
3. Lowndes D. H.//Semicond. and Semimet. 1984. 23. P. 471.
4. Карпов С. Ю., Ковальчук Ю. В., Погорельский Ю. В.//ФТП. 1986. 20, № 11. С. 1945.
5. Tulinov A. F., Chechenin N. G., Kashkarov P. K., Efimova A. I.//Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1988. 33, P. 844.
6. Ефимова А. И., Кашкаров П. К., Петров В. И., Тимошенко В. Ю.//Поверхность. Физика, химия, механика. 1990. № 8. С. 94.
7. Emel'janov V. I., Kashkarov P. K.//Appl. Phys. 1992. A55. P. 161.
8. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 2. М., 1984.
9. Scheer J. J., van Laar J.//Surf. Sci. 1969. 18. P. 130.
10. Spicer W. E., Lindau T., Skeath P., Su C. Y.//J. Vac. Sci. Technol. 1980. 17, N 5. P. 1019.
11. Milnes A. G.//Adv. in Electronics and Electron Physics. 1983. 61. P. 64.
12. Машовед Т. В.//ФТП. 1982. 16, № 1. С. 3.
13. Болтакс Б. И. Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках. Л., 1972.
14. Physics and Chemistry of III—V Compound Semiconductor Interface/Ed. C. W. Wilmsen. N. Y.; L., 1985.

Поступила в редакцию
22.06.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 3

УДК 538.245

ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

А. И. Акимов, Л. М. Коренкова, Т. Н. Легова, И. М. Сараева, Н. Н. Шумихина
(кафедра общей физики)

Монокристаллические пленки состава $(YSmCa)_3(FeGe)_5O_{12}$ облучались импульсом рубинового лазера длительностью 25 нс с длиной волны $\lambda=347$ нм. Максимальная освещенность при диаметре пучка 6 мм составляла 10^7 Вт/см². Магнитные параметры пленок: намагниченность M_s , константы анизотропии (одноосной, K_u , и кристаллографической, K_1) измерялись на торсионном магнитометре. Облучение привело к увеличению M_s и K_u , которое при дозе (0,13—0,16) Дж/см² составило 25 и 18%

соответственно; величина K_1 не изменилась. Оптические спектры показали, что пропускание облученных пленок при $\lambda=540-640$ нм уменьшается. Изменение параметров объясняется перераспределением ионов Ge^{4+} и Fe^{3+} между подрешетками.

Введение

Пленки ферритов-гранатов (ФГ) с цилиндрической доменной структурой применяются в микроэлектронике в различных приборах. Надежность работы последних зависит от устойчивости пленок к различного рода внешним воздействиям, в частности к термоудару.

Известно, что облучение лазерным пучком широко используется для изменения свойств различных материалов, в том числе и ФГ-пленок, причем наиболее изучено воздействие сканирующим пучком лазера непрерывного действия [1, 2].

В настоящей работе исследовалось влияние лазерного облучения на магнитные свойства ФГ-пленок: намагниченность и магнитную анизотропию. Использовался импульсный лазер высокой мощности.

Эксперимент

Исследовались монокристаллические ФГ-пленки состава $Y_{1,94}Sm_{0,1}Ca_{0,96}Fe_{4,04}Ge_{0,96}O_{12}$, полученные методом жидкофазной эпитаксии на плоскости (111) Gd—Ga-граната в качестве подложки. Пленки осаждались из раствора $PbO-B_2O_3$ в расплаве, температура выращивания была $904^\circ C$ при скорости вращения подложки 120 об./мин. Кристаллографическая ориентация образцов осуществлялась с точностью 1° по лауэграммам на рентгеновской установке УРС-20.

Для облучения использовалась вторая гармоника излучения монопериодного рубинового лазера с модулированной добротностью на длине волны $\lambda=347$ нм. Длительность импульса составляла 25 нс. На рис. 1 представлена оптическая схема облучения образцов. Луч лазера направлялся на исследуемый образец 6.

Для коррекции формы и размеров светового пятна на образце использовалась цилиндрическая линза 3. Светоделительная пластинка 5 позволяла получить опорный луч, измеряя энергию которого, можно было определить и энергию, падающую на образец. Дозировка энергии, падающей на поверхность, осуществлялась с помощью нейтральных светофильтров из стандартного набора, а также стеклянных пластинок 2 толщиной 1 мм каж-

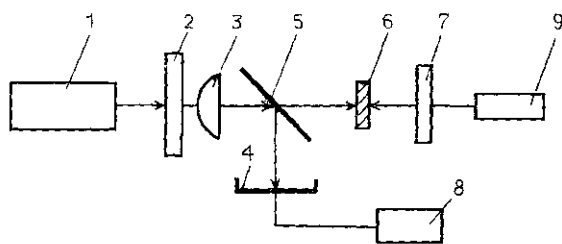


Рис. 1. Оптическая схема облучения образцов: 1 — рубиновый лазер; 2 — нейтральный светофильтр; 3 — цилиндрическая линза; 4 — калориметрический измеритель энергии в опорном луче; 5 — светоделительная стеклянная пластинка; 6 — образец; 7 — защитный экран; 8 — микровольт-микроамперметр; 9 — кюстеровочный гелий-неоновый лазер

дая. Энергию облучения можно было изменять в пределах от 0,03 до 0,11 Дж. Точная установка образца проводилась с помощью гелий-неонового лазера 9. Для получения возможно более равномерной освещенности образца лазерный луч специально расфокусировался. Для пятна диаметром 6 мм максимальная освещенность P составляла 10^7 Вт/см², а максимальная плотность падающей энергии $E=0,28$ Дж/см².

Магнитные параметры образцов измерялись с помощью торсионного магнитометра. Для измерения намагниченности насыщения M_s определялась зависимость вращательного момента L образца от напряженности внешнего магнитного поля H . Намагниченность M_s определялась по методу, описанному в работах [3, 4]. Измерение константы одноосной магнитной анизотропии K_u проводилось классическим методом вращательных моментов. При этом образец подвешивался на тонкой кварцевой нити так, что его поверхность (111) располагалась вертикально, а горизонтальное направление в этой плоскости совпадало с кристаллографической осью [112]. Образец располагался в однородном горизонтально направленном магнитном поле, не менее чем в три раза превышающем поле анизотропии. Для определения K_u измерялась зависимость вращательного момента от угла между направлением внешнего поля и направлением кристаллографической оси [112]. Для исключения влияния формы образцы вырезались в форме дисков из двух больших кусков, близких по составу. Вращательный момент парамагнитной подложки из Gd—Ga-граната из общего момента вычитался.

Первая константа магнитной кристаллографической анизотропии K_1 определялась по кривым вращательного момента пленок, полученным во взаимно перпендикулярных магнитных полях. При этом плоскость образца располагалась горизонтально между полюсами электромагнита [5]. По этим кривым можно также определить кристаллографические оси в плоскости пленки с точностью 3° .

Оптические спектры пропускания образцов в диапазоне $\lambda=400\text{—}900$ нм были сняты на спектрофотометре «Specord M-40».

Результаты

Результаты измерения M_s и K_u ФГ-пленок серии М-5, вырезанных из одного куска, до и после облучения приведены в таблице. Для образцов серии М-9, вырезанных из другого куска, были получены аналогичные результаты.

Влияние лазерного облучения на магнитостатические параметры ФГ-пленок; толщина пленок 5,8 мкм

Образец	E , Дж/см ²	$P \cdot 10^{-6}$, Вт/см ²	M_s , Гс		$\Delta M_s / M_s$, %	$K_u \cdot 10^{-3}$, эрг/см ³		$\Delta K_u / K_u$, %
			до облучения	после облучения		до облучения	после облучения	
М-5и	0,27	11	9,9	11,2	15	5,0	5,6	12
М-5-9	0,27	11	9,8	10,5	15	5,1	5,7	12
М-5л	0,16	6	10,6	13,6	27	5,0	5,7	14
М-5г	0,15	6	9,3	10,3	23	4,4	5,5	25
М-5"'	0,13	5	10,6	13,3	26	4,8	5,5	15

Из таблицы видно, что облучение при указанных плотностях энергии приводило к значительному увеличению намагниченности насыщения M_s . Относительное изменение намагниченности $\Delta M_s/M_s$ определялось с погрешностью, не превышающей 4%. При плотности падающей энергии $E=0,13-0,16$ Дж/см² наблюдалось наибольшее увеличение M_s , составляющее в среднем 25%. На рис. 2 приведены зависимости L/H от H , по которым определялась намагниченность для об-

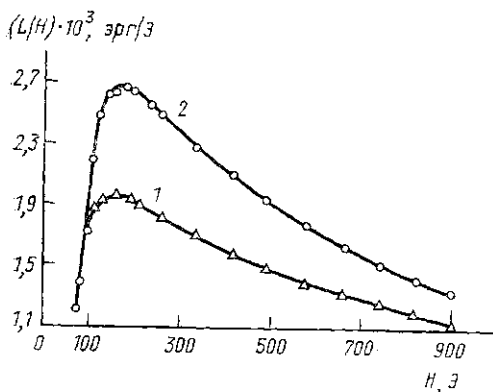


Рис. 2. Зависимость L/H от H , по которой определяется M_s , для образца М-5г до (1) и после облучения (2) при $E=0,15$ Дж/см²

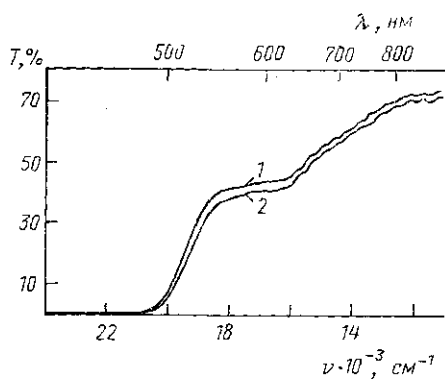


Рис. 3. Оптические спектры пропускания ФГ пленок образца М-5'' до (1) и после облучения (2) при $E=0,13$ Дж/см²

разца М-5г до и после облучения при $E=0,15$ Дж/см². При $E=0,27$ Дж/см² увеличение M_s составило 15%. Пороговая плотность падающей энергии, при которой увеличение M_s превысило погрешность измерения, составила, по нашим данным, 0,04 Дж/см², что соответствует освещенности $P \approx 1,5 \cdot 10^6$ Вт/см².

Как видно из таблицы, во всех исследованных нами случаях в результате лазерного облучения наблюдалось также возрастание K_u . Погрешность определения относительной величины этого возрастания ($\Delta K_u/K_u$) — не более 5%. При $E=0,13-0,16$ Дж/см² среднее увеличение K_u составило 18%, а при $E=0,27$ Дж/см² — 12%.

Следует заметить, что погрешность измерения абсолютных значений M_s и K_u выше и составляет $\sim 10\%$. При относительных же измерениях исключается погрешность определения объема образца и упругой константы измерительной кварцевой нити.

Первая константа магнитной кристаллографической анизотропии для исследованных нами пленок составляла $K_1 = -1,1 \cdot 10^3$ эрг/см³ и после облучения не изменялась; погрешность измерения $\sim 10\%$.

На рис. 3 показаны оптические спектры пропускания необлученного образца М-5'' (кривая 1) и этого же образца при $E=0,13$ Дж/см² (кривая 2). В результате лазерного облучения уменьшилось пропускание в диапазоне длин волн $\lambda=480-900$ нм. Наибольшее изменение пропускания приходится на область 540—640 нм.

Обсуждение результатов

Наблюдавшиеся нами изменения намагниченности ФГ-пленок могут быть результатом следующих процессов. При облучении лазерным импульсом пленка испытывает термоудар, т. е. мгновенно нагревается до температуры достаточной, чтобы стимулировать перераспреде-

ние ионов между подрешетками. Наблюдаемые изменения M_s можно объяснить тем, что не менее 0,01 общего количества ионов Ge^{4+} переместилось из тетраэдрической в октаэдрическую подрешетку и соответственно увеличилось количество ионов железа Fe^{3+} в тетра-подрешетке. Намагниченность гранатовых пленок исследуемых составов определяется, согласно неелевской теории, разностью намагниченностей тетра- и окта-подрешеток, и даже небольшое изменение количества ионов железа в этих подрешетках приводит к сильному изменению намагниченности образца.

Возможность изменения параметров пленки можно оценить, зная температуру ее нагревания. Однако определение температуры в данном случае является непростой задачей. Пользуясь результатами теоретической работы [6], мы определили, что температура, до которой могли нагреваться пленки во время облучения лазерным импульсом, составляла несколько сотен градусов (100—600 °C). Это дает основание объяснять изменения M_s и K_u процессами перераспределения ионов.

Увеличение содержания ионов Fe^{3+} в тетра-подрешетке должно приводить к аналогичному увеличению K_u . Наблюдаемое нами увеличение K_u в результате лазерного облучения несколько меньше, чем увеличение M_s . Это, вероятно, объясняется более сложной природой анизотропии, на которую оказывает влияние также расположение ионов в додекаэдрической подрешетке и изменение механических напряжений на границе пленки и подложки. Известно, что в результате лазерного и термического отжига несоответствие периодов решеток пленки и подложки уменьшается [1], при этом уменьшается вклад в K_u от напряжений. Поэтому наблюдаемое нами увеличение K_u (18 и 12%) меньше, чем увеличение M_s (25 и 15%).

Увеличение M_s и K_u наблюдалось нами ранее [7] после облучения ФГ-пленок нейтронами с энергией 7 МэВ, достаточной для выбивания ионов из их позиций в подрешетках, и объясняется также перераспределением ионов Ge^{4+} и Fe^{3+} между окта- и тетра-подрешетками.

Вплоть до освещенности 10^7 Вт/см², создаваемой лазерным облучением, как мы полагаем, не происходит разрушения кристаллической структуры ФГ-пленок, т. е. аморфизации. На это указывает неизменность первой константы кристаллографической анизотропии K_1 , которая характеризует симметрию кристаллической структуры. Проведенное нами ранее [8] облучение быстрыми нейтронами ФГ-пленок аналогичного состава на Gd—Ga-гранатовых подложках приводило к уменьшению K_1 на 35%, что свидетельствовало о частичной аморфизации образцов и подтверждалось рентгеноструктурным анализом.

После нейтронного облучения наблюдался сдвиг коротковолновой границы поглощения в спектре Gd—Ga-граната [9], т. е. даже происходило разрушение кристаллической структуры подложки. Измененность коротковолновой границы в спектре ФГ-пленки после проведенного в настоящей работе лазерного облучения указывает на сохранение кристаллической структуры граната.

Наблюдаемое нами после лазерного облучения уменьшение оптического пропускания ФГ-пленок, по-видимому, обусловлено образованием точечных дефектов. В диапазоне $\lambda=540-640$ нм уменьшение пропускания может быть следствием изменения распределения ионов Fe^{3+} между окта- и тетра-подрешетками [10]. Изменения в оптических спектрах подтверждают наши предположения о механизмах воздействия лазерного импульса на основные магнитостатические параметры ФГ-пленок: M_s , K_u и K_1 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Macdore M., Gerard P., Jouye H.//J. Appl. Phys. 1982. 53, N 3. P. 2510.
2. Вейко В. П. Лазерная обработка пленочных элементов. Л., 1986.
3. Neugebauer C. A.//Phys. Rev. 1959. 116, N 6. P. 1441.
4. Коренкова Л. М., Летова Т. Н., Сараева И. М.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1983. 24, № 6. С. 44.
5. Ushisiba H., Obokata T., Asama T.//Japan. J. Appl. Phys. 1977. 16, N 12. P. 2291.
6. Shin S. C.//J. Magn. and Magn. Mat. 1986. 61, N 3. P. 301.
7. Телеснин Р. В., Коренкова Л. М., Летова Т. Н. и др.//Микроэлектроника. 1985. 14, № 2. С. 184.
8. Кемерс Р. Я., Коренкова Л. М., Летова Т. Н. и др.//Изв. АН Латв. ССР. Сер. физ.-техн. 1988. № 4. С. 28.
9. Коренкова Л. М.//Письма в ЖЭТФ. 1983. 9, № 17. С. 1074.
10. Балбашов А. М., Бахтеузов В. Е., Цветкова А. А. и др.//Журн. прикл. спектр. 1981. 34, № 3. С. 537.

Поступила в редакцию
27.06.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 3

УДК 537.534.6

КИНЕТИКА РОСТА ТОНКИХ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ ПЛЕНОК

П. В. Шибает, К. Шамбург*), К. Брюнфельдт*), А. Ф. Александров,
М. Э. Тимофеева, Н. А. Смирнова

(кафедра физической электроники)

Представлена модель роста ориентированных тонких пленок, основанная на рассмотрении кинетики системы жестких стержней решеточного газа. Выведены определенные соотношения между молекулярными кинетическими параметрами и величинами, характеризующими рост нормальных и планарных кластеров.

Введение

В экспериментальных работах, посвященных приготовлению тонких ориентированных молекулярных пленок вакуумным осаждением [1—4], показано, что молекулярная ориентация пленок парафина и карбоксильной кислоты, полученных на подложке NaCl, может быть изменена от нормальной к планарной путем уменьшения температуры подложки. В случае дикарбоксильной кислоты более сильная энергия взаимодействия между молекулой и поверхностью не допускает изменения молекулярной ориентации [3]. В статье [4] показано, что ориентация кристаллов в пропилен- и гексилосицианобифенильных пленках зависит от интенсивности молекулярного потока: чем выше интенсивность, тем меньше нормально ориентированных кристаллитов можно найти в пленке.

Было предложено несколько моделей для объяснения ориентационного характера роста тонких пленок. В частности, одна из них основывается на анализе молекулярного движения и объясняет длительное существование молекул в нормальной ориентации их прецессией [2]. Несмотря на важность этого фактора, нельзя объяснить только с его помощью главные особенности формирования тонких ориентированных органических пленок. Другая модель [2] базируется на де-

*) Копенгагенский университет, CSMI.