

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Ашкрофт, Н. Физика твердого тела / Н. Ашкрофт, Н. Мермин. – М: Мир, 1979. – 390 с.
- 2 Абрикосов, А. А. Основы теории металлов / А. А. Абрикосов. М.: Наука, 1987. – 520 с.
- 3 Соболев, В. Р. Электродинамика криопроводников в неоднородном стационарном магнитном поле / В. Р. Соболев, О. Н. Мазуренко. – Минск: Беларуская навука, 2003. – 198 с.
- 4 Гостищев, В. И. Особенности низкотемпературного теплопроводности алюминия в магнитном поле / В. И. Гостищев, А. А. Дрозд, В. Р. Соболев // ФНТ. – 1988. – Т. 14, № 6. – С. 594–598.
- 5 Федотов, А. О. Непригодность закона Видемана-Франца для описания соотношений между теплопроводностью и электропроводностью пластически деформированных кристаллов / А. О. Федотов, Л. П. Мещеряков, Деглин, А. Ю. Касумов // ФТТ. – 1981. – Т. 23, вып. 1. – С. 311–313.

УДК:537.312.62:541.123.3:546.562

**В.Р. СОБОЛЬ, Т.В. ВОЛЧИК; Н.А. КАЛАНДА; С.М. АРАБЕИ
И.И. МАКОЕД**

Минск, БГТАТУ; ОИФТТП НАНБ; ИМАФ НАНБ;
Брест, БрГУ имени А.С.Пушкина

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ИТТРИЕВОГО ФЕРРОГРАНАТА

Использование света в системах записи и обработки информации основано на применении материалов, способных модулировать направление оптического луча с помощью эффектов Керра и Фарадея. Для материалов, работающих в режиме пропускания важной характеристикой является оптическая добротность при достаточной прозрачности. В этом смысле материал красной области спектра среди гранатов перспективен иттриевый гранат $Y_3Fe_5O_{12}$, а также производные на его основе [1; 2]. По сути $Y_3Fe_5O_{12}$ является базовым для частично замещенных твердых растворов. Существует то, что замещенные растворы $Bi_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$ обнаруживают даже большую оптическую активность, чем у исходного материала, однако несоответствие ионных радиусов Bi, Pb и Y означает, что внедренные в кристаллическую ячейку элементы являются точечными дефектами. Не исключено, что путь для пути снижения упругих напряжений можно получить дополнительные

резерв улучшения свойств этих материалов. Следует отметить, что в микроэлектронном материаловедении все большее распространение приобретают пленочные технологии, которые практичнее получения объемных заготовок высокого качества с последующим их разделением на микроэлементы. Перспективы повышения качества замещенных растворов можно оценить сопоставляя их со свойствами исходного материала. При многообразии данных по оптическим и другим свойствам $Y_3Fe_5O_{12}$ существует много вопросов, поскольку результаты различных авторов не всегда однозначны, что, по всей видимости, обусловлено неидентичностью и сложностью применяемых методик синтеза, а также разнообразием экспериментальных подходов по тестированию и расшифровке их спектров.

В сообщении представлены результаты эксперимента по изучению оптических свойств монокристаллических объемных и пленочных образцов $Y_3Fe_5O_{12}$ и предварительные оценки по интерпретации данных эксперимента на основе численного моделирования оптических констант. Объемные цилиндрические образцы с длиной и диаметром около 3 мм были синтезированы методом направленной динамической кристаллизации, а пленочные структуры – жидкофазной эпитаксией на монокристаллические подложки из галлий гадолиниевого граната. Шихта, применяемая для получения исходного раствора в расплаве, составлялась из компонент с классификацией как особо чистые, для которых производилось последовательное наплавление в платиновом тигле объемом 1000–1200 мл при температуре 1370 К с весовым контролем каждого компонента.

При изучении оптических свойств регистрировали спектры пропускания материалов с использованием спектрофотометра, который позволял записать оптическую плотность как натуральный логарифм отношения интенсивностей падающего I_0 и прошедшего излучения I (рисунок 1, рисунок 2). Характерно, что для объемных образцов оптическая прозрачность, как граничное значение длины волны, при которой интенсивности прошедшего света отличается от интенсивности падающего излучения в e раз, начинается с диапазона около 1100 нм. В то же время для пленочной структуры эта область распространяется до 800 нм.

Сравнительный анализ спектров объемного и пленочного образцов показывает, что уменьшение пропускания света в диапазоне 800–1100 нм в объемных материалах обусловлено преимущественно ростом коэффициента поглощения света, а влияние вещественной части показателя преломления незначительно. Действительно, характерные интерференционные осцилляции интенсивности в спектре пропускания пленочных образцов позволяют оценить толщину пленки как имеющую порядок 5 мкм. Роль границы раздела на переходе подложка-воздух не может проявиться в формировании границы поглощения, поскольку по результа-

там записи спектра подложки вещественная часть показателя почти не изменяется, а мнимой составляющей можно пренебречь. Для объемного образца в приближении традиционных подходов анализа выполняются следующие соотношения, связывающие коэффициент отражения R и оптическую плотность $D = \ln(I_0/I)$ и вещественной (n) и мнимой (k) компонентами показателя преломления

$$\ln \frac{I_0}{I} = -2 \ln \left(\frac{4n}{n^2 + 2n + 1 + k^2} \right) + \frac{2\pi k d}{\lambda} \quad (1)$$

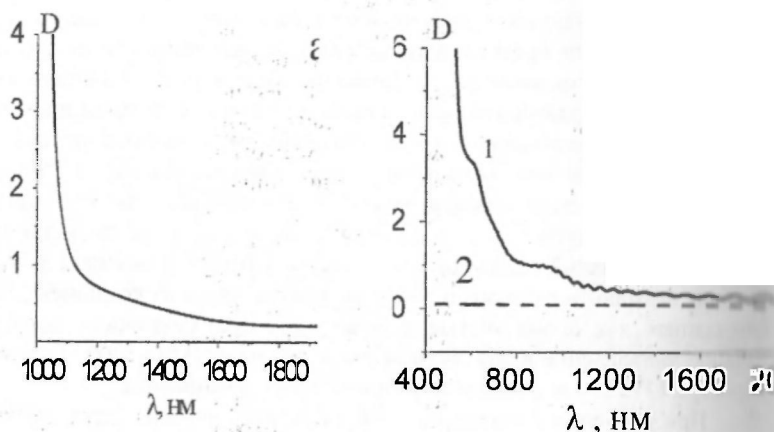


Рисунок 1 – Спектры оптической плотности иттриевого феррограната: а) – объемный образец толщиной 3мм, б) пленочная структура на подложке из галлий гадолиниевого граната (1), оптическая плотность подложки (2)

Сопоставление полученных соотношений с результатами эксперимента при 2 мкм показывает, что выражение для оптической плотности подержащее и компоненты показателя преломления и толщину образца может быть удовлетворено, если последнее слагаемое вида $\frac{2\pi k d}{\lambda}$, имеющее в области 2 мкм масштаб $3000 \pi k$ будет пренебрежимо мало. Действительно, подстановка пробного значения для n порядка двух приводит к выражению

$$\ln \frac{I_0}{I} = -2 \ln \frac{8}{9} + 2 \ln \left(1 + \frac{k^2}{9} \right) + 3000 \pi k, \quad (2)$$

которое удовлетворяет эксперименту ($D = 0.2$) если $k < \frac{0.2}{3000 \tau}$. Если же исходить из тезиса, что вклад в оптическую плотность формируется за счет мнимой составляющей при $n = 1$, то получаем $n_{I_0} = 2 \ell n \left(1 + \frac{\lambda^2}{4} \right) + 3000 \pi k$.

Видно, что последнему выражению можно, если второе слагаемое будет порядка зарегистрированной величины 0.2, что означает опять-таки прежний предел для k . С учетом малости параметра k для области длин волн свыше 1200 нм была рассчитана спектральная зависимость n (рисунок 2). Из представленных на рисунке 2 данных следует, что значение показателя преломления в красной области этого участка спектра действительно формируется только частичным отражением на передней и задней гранях исследуемого образца. Для верификации результатов расчета в коротковолновой области следует более тщательно проанализировать возможное влияние уменьшения вещественной составляющей показателя преломления. Это следует из того, что при формальном уменьшении n в область значений меньше единицы с последующим устремлением его к нулю можно достичь любых уровней оптической плотности вплоть до бесконечности при сохранении малости мнимой компоненты. Такое поведение напоминало бы ситуацию, которая реализуется в металлах, у которых в области частот ниже частоты плазменных колебаний показатель преломления становится мнимой величиной.

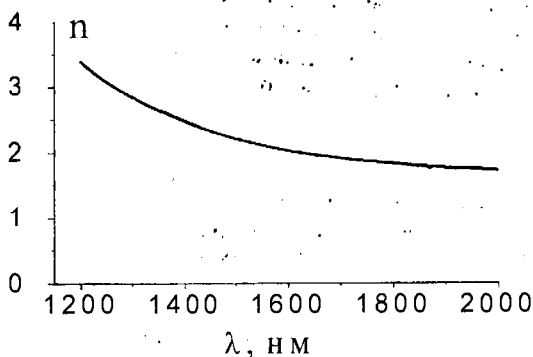


Рисунок 2 — Спектральная зависимость вещественной части показателя преломления иттриевого феррограната.

Естественно, что для повышения точности обработки результатов по представленной методике, целесообразно применять образцы с наиболее малым уровнем поглощения, которое можно реализовать либо за счет ма-

лости мнимой составляющей k , либо за счет малости толщины образца при конечном значении мнимой компоненты показателя преломления. Это подтверждается данными по оптической плотности пленочных структур, у которых область прозрачности сдвинута в фиолетовую часть исследуемого диапазона длин волн в большей степени, чем у объемного образца.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Huang, M Structural, Magnetic and Magneto-Optical Properties of $(\text{YbBi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Single Crystal for High-Performance Magneto-Optical Applications // M. Huang, S. Zhang // Phys. Stat. Sol. – 2001. – V. A185, № 2. – P. 487–492.

УДК 519.6:536

В.Р. СОБОЛЬ, П.Н. ЛОГВИНОВИЧ

Минск, БГАТУ, ОИФТТ НАНБ

О ДИСЛОКАЦИОННЫХ МЕХАНИЗМАХ ПОГЛОЩЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Как известно на распространение ультразвуковых колебаний в сплошных средах воздействует явление микропластичности, приводящее к росту диссипативных процессов. Даже незначительное смещение дислокационных сегментов в поле напряжений волны приводит к частичной необратимой деформации с потерей упругих свойств и уменьшением скорости ультразвука. Применительно к нестационарным частотно-фазовым методам измерения физических параметров среды, основанным на отслеживании изменения разности фаз между зондирующей и опорной ультразвуковыми волнами, указанное явление частичного изменения скорости звука требует дополнительного анализа [1; 2]. Здесь рассмотрены некоторые особенности поведения дислокационного отрезка, находящегося в условиях воздействия знакопеременного напряжения при учете влияния температурных механизмов на упругое взаимодействие примесей замещения с дислокациями в окружающих дислокации атмосферах точечных дефектов. Проанализирован вклад указанных процессов в явление микропластичности на примере распространения акустических волн.

Известные принципы динамики дислокационного сегмента при описании внутреннего трения в приближении струнной модели [2; 3] адаптированы в рамках настоящей задачи к проблеме учета не только инерционных, вязких и упругих сил, но и дополнительных сил взаимодействия с примесными атомами. В соответствии с расширением дислокационной теории поглощения энергии упругих колебаний Келера–Гранато [2] было