

Результаты анализа подтверждены снижением погрешности определения временного сопротивления разрыву стали 40X, подвергнутой отпуску после закалки, твердости HRC углеродистых сталей, подвергнутых отпуску после закалки, по результатам измерения их коэрцитивной силы H_c и остаточной намагниченности M_r по сравнению с использованием любого из этих параметров.

Выводы. Эффект снижения среднего квадратичного отклонения (с.к.о.) σ_F определения твердости стали (физической величины F) при использовании второго параметра x_2 в наибольшей степени проявляется при обратной корреляционной связи между параметрами x_1 и x_2 с максимальным модулем $|R|$ коэффициента R корреляции между ними. Наиболее существенно σ_F снижается при близких величинах с.к.о. σ_1 и σ_2 между истинными значениями F и значениями, рассчитанными по результатам косвенных измерений F с использованием каждого из параметров x_1 и x_2 .

Применение двухпараметрового метода не обеспечит снижение σ_F определения твердости стали по сравнению с однопараметровым методом, если с.к.о. σ_2 измерения F с использованием второго параметра x_2 более, чем 3 раза превосходит с.к.о. σ_1 измерения F с использованием пер-

вого параметра x_1 . На практике достижимо примерно четырехкратное снижение с.к.о. σ_F двухпараметрового измерения физической величины F по сравнению с однопараметровым

Область применения результата – измерения в неразрушающем контроле и смежных областях физики и техники. Результаты анализа позволят выбрать оптимальные параметры для косвенного двухпараметрового определения твердости сталей, оценить достижимую погрешность определения твердости.

Литература

1. Сандомирский С.Г. Статистический анализ взаимосвязей между механическими свойствами и твердостью стали 40X / С.Г. Сандомирский // Актуальные вопросы машиноведения. Сб. науч. трудов. – Вып. 7, 2018. – Минск, ОИМ НАН Беларуси. – С. 339–341.
2. Сандомирский С.Г. Влияние точности измерения и диапазона изменения физической величины на коэффициент корреляции / С.Г. Сандомирский // Измерительная техника. – 2014. – № 10. – С. 13–17.
3. Новицкий П.В. Оценка погрешностей результатов измерений / П.В. Новицкий, И.А. Зограф – Л.: Энергоатомиздат, 1985. – 248 с.
4. Sandomirski S.G. Analysis of Requirements and the Feasible Limit for Error Reduction in Two-Parameter Magnetic Determination of Steels' Hardness / S.G. Sandomirski // Приборы и методы измерений. – 2020. – Т. 11, № 3. – С. 236–244.

УДК 621.373:535

ОДНОМОДОВЫЙ ГАЗОВЫЙ ЛАЗЕР С ПРОИЗВОЛЬНОЙ ВЕЛИЧИНОЙ И ТИПОМ АНИЗОТРОПИИ РЕЗОНАТОРА Свирина Л.П.

Белорусский национальный технический университет
Минск, Республика Беларусь

В работе [1] установлено, что поляризация генерируемого излучения в газовом лазере определяется анизотропией активной среды, анизотропией резонатора и влиянием внешнего магнитного поля. Это утверждение справедливо для анизотропных лазеров со всеми известными в настоящее время активными средами.

Основной проблемой при теоретическом описании процесса генерации лазеров с анизотропными резонаторами является тот факт, что собственные состояния поляризации активной среды и резонатора различны (магнитное поле можно рассматривать как дополнительную анизотропию резонатора). В рамках разработанного в [2] формализма векторов и матриц Джонса вектор Джонса электромагнитной волны, а также матрицы Джонса активной среды и резонатора, имеющие в общем случае различные собственные вектора, записываются в едином декартовом базисе, что позволяет проследить эволюцию состояния поляризации генерируемого поля и учесть равноправное влияние анизотропии среды

и резонатора на формирование поляризации генерируемого излучения.

В настоящей работе для различных переходов между рабочими уровнями активной среды одномодового двухчастотного газового лазера и различных типов анизотропии резонатора описан непрерывный переход от изотропного к сильно анизотропному резонатору, что позволило предложить классификацию лазерных систем в зависимости от соотношения величин анизотропии среды и анизотропии резонатора.

В случае эллиптических ортогональных состояний поляризации и равных интенсивностей генерируемых волн в отсутствие продольного магнитного поля на активной среде, уравнения генерации двухчастотного линейного газового лазера принимают вид [3]:

$$\frac{dI_1}{d\tau} = 2I_1 \operatorname{Re} \left\{ \frac{P_1}{P} - \frac{1}{2\tau_0} \left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right) + I_1 (\theta_1 + \theta_2 th^2 2\beta_1) - \left(1 - \frac{\cos 2(\gamma_{1M} - \gamma_1)}{\operatorname{ch} 2\beta_{1M} \operatorname{ch} 2\beta_1} - th 2\beta_{1M} th 2\beta_1 \right) \right\}, \quad (1)$$

$$\frac{dz_1}{d\tau} = \frac{1}{2\tau_0} \left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right) \left(\frac{-\sin 2z_1}{\text{ch} 2\beta_{1M}} + i \text{th} 2\beta_{1M} \right) - (2)$$

$$iI_1 + \theta_2 \text{th} 2\beta_1.$$

Здесь I_1 – безразмерная интенсивность, $z_1 = \gamma_1 + i\beta_1$, γ_1 – азимут, $\xi_1 = \text{th} \beta_1$ – эллиптичность генерируемой волны 1, характеристики волны 2 определяются следующим образом: $I_2 = I_1$, $\gamma_2 = \gamma_1 + \pi/2$, $\xi_2 = -\xi_1$, τ – безразмерное время, индекс M отнесен к параметрам пустого резонатора. Обозначения остальных величин аналогичны принятым в [3].

В отсутствие магнитного поля уравнения (1), (2) инвариантны относительно преобразования

$$G = \{I_1, \gamma_1, \xi_1, \gamma_{1M}, \xi_{1M}\} \rightarrow \{I_1, -\gamma_1, -\xi_1, -\gamma_{1M}, -\xi_{1M}\}. \quad (3)$$

Эллиптические ортогональные собственные векторы в резонаторе линейного лазера можно создать, поместив в него пластинки с линейной 2ψ и циркулярной 2ϕ фазовой анизотропией:

$$\gamma_{1M} = 0, \sin 2\beta_{1M} = -\sin 2\phi \text{ctg} 2\psi, \quad (4)$$

$$\gamma_{2M} = \gamma_{1M} + \pi/2, \beta_{2M} = -\beta_{1M}.$$

На рисунке 1 приведена однопараметрическая диаграмма, иллюстрирующая поведение устойчивых стационарных и периодических решений для перехода $j_b = 1 \rightarrow j_a = 2$ между рабочими уровнями среды при изменении линейной фазовой анизотропии ψ ($\phi = 0$), т. е. при переходе от изотропного к сильно анизотропному резонатору.

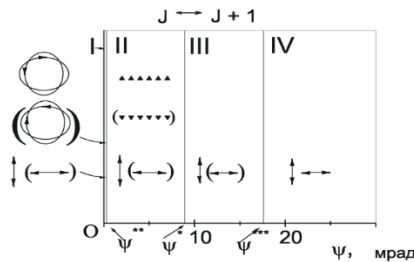


Рисунок 1 – диаграмма устойчивых решений уравнений генерации двухчастотного He-Ne лазера для $j_b = 1 \rightarrow j_a = 2$ перехода и линейной фазовой анизотропии резонатора

При переходе от изотропного к анизотропному резонатору в точке O происходит снятие вырождения собственных мод лазера по поляризации и переход от одночастотного к двухчастотному режиму генерации, что сопровождается явлением нарушения поляризационной симметрии, которое описывается бифуркацией типа вилки. При этом симметрия уравнений не зависит от параметров резонатора: $G = \{I_1, \gamma_1, \xi_1\} \rightarrow \{I_1, -\gamma_1, -\xi_1\}$, а бифуркация

типа вилки для устойчивых решений, схематически показанная на рис. 1а для перехода $j \rightarrow j+1$, описывается выражениями:

$$\Phi_1 = \pm \pi/4, \text{sh} 2\beta_1 = \pm \left\{ -\alpha/2q - (\alpha^2/4q^2 - 1)^{1/2} \right\},$$

$$\alpha = 2I_1\tau_0\theta_2, q = \sin 4\psi. \quad (5)$$

При прохождении бифуркационной точки $\psi = 0$ волна с линейной поляризацией распадается на две волны с циркулярными ортогональными состояниями поляризации (см. рисунок 2, а). Именно эти состояния поляризации являются собственными для активной среды лазера.

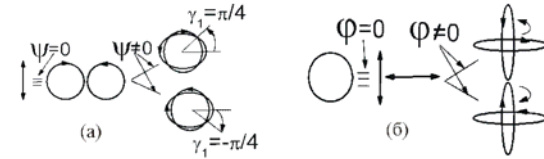


Рисунок 2 – снятие вырождения по поляризации и нарушение поляризационной симметрии для перехода $j \rightarrow j+1$ (а) и $j \rightarrow j$ (б)

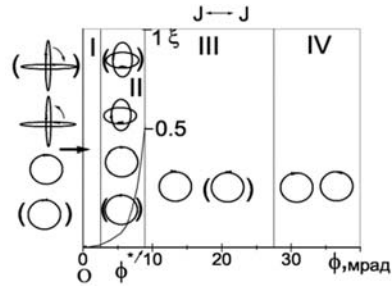


Рисунок 3 – диаграмма устойчивых решений уравнений генерации двухчастотного He-Ne лазера для перехода $j_b = 2 \rightarrow j_a = 2$ и циркулярной фазовой анизотропии резонатора

Поскольку для перехода $j \rightarrow j+1$ преобразование симметрии G не зависит от параметров резонатора, выбор режима в генерации полностью определяется флуктуациями поляризации в начальный момент. Это позволяет утверждать, что в данном случае имеет место спонтанное нарушение поляризационной симметрии. При $\psi > 0$ появляется бистабильность двухчастотных режимов с большими значениями эллиптичностей (практически циркулярно поляризованных), переходящих друг в друга при преобразовании симметрии G . На рисунке 1 эти режимы существуют в области I очень малых значений анизотропии резонатора по сравнению с анизотропией среды (лазер с квазиизотропным резонатором). Бистабильность режимов генерации на диаграмме показана скобками. В точке Ψ^{**} в результате бифуркации седло-узел рождается предельный цикл (отмечен треугольниками), существующий в области II, для которой анизотропия среды и резонатора сопоставима по величине с анизотропией среды (лазер со слабо анизотропным резонатором). В точке Ψ^* предельный цикл стягивается в точку и исчезает.

В области значений $\Psi > \Psi^*$ мы имеем «лазер с сильно анизотропным резонатором», одно- и двухчастотные режимы генерации которого подробно исследованы многими авторами. В областях I и II возможны режимы одночастотной генерации линейно поляризованных волн.

В лазере с циркулярной фазовой анизотропией резонатора φ ($\psi = 0$) для перехода $j \rightarrow j$ в результате бифуркации типа вилки волна с круговой поляризацией (см. рисунок 1, б) в точке $\varphi = 0$ распадается на две волны с ортогональными, линейными состояниями поляризации, которые являются собственными состояниями поляризации среды. При $\varphi > 0$ в области I появляется бистабильность двухчастотных режимов с близкими к линейным состояниями поляризации, азимуты которых вращаются в противоположные стороны (показаны на рисунке стрелками), а интенсивности и эллиптичности описываются выражениями:

$$I_1 = \frac{P_1/P - a}{\theta_1}, \quad \text{th } 2\beta_1 = \pm \frac{a\theta_1}{(P_1/P - a)\theta_2}, \quad (6)$$

$$a = (1 - \cos 4\varphi) / \tau_0.$$

УДК 621.78.014.5

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАГРЕВА КРЕМНИЕВЫХ ПЛАСТИН ПРИ БЫСТРОЙ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКЕ НА УСТАНОВКЕ «УБТО 1801»

Соловьёв Я.А.¹, Пилипенко В.А.¹, Яковлев В.П.², Хлопков Н.С.², Гринцевич Е.В.², Сарычев О.Э.¹

¹ОАО «ИНТЕГРАЛ» – управляющая компания холдинга «ИНТЕГРАЛ»
Минск, Республика Беларусь

²ООО «Перспективные инновационные технологии»
Минск, Республика Беларусь

Быстрая термическая обработка (БТО) кремниевых пластин является одной из ключевых операций в полупроводниковой технологии, значение которой возрастает одновременно с уменьшением размеров элементов интегральных схем [1]. Самым распространенным способом БТО является нагрев пластин до заданной температуры некогерентным световым излучением кварцевых галогенных ламп импульсами секундной длительности, который реализует режим теплового баланса, т.е. обеспечивается однородное распределение температуры по объему пластины [2]. При этом важно избегать неоднородного поглощения светового потока по площади пластины, что при БТО кремниевых подложек со сформированными *p-n*-переходами и топологическим рельефом может быть гарантировано только при их облучении с обратной стороны. Данная схема БТО целиком реализована в установке «УБТО 1801», в которой нагрев пластин осуществляется световым импульсом прямоугольной формы с задаваемой мощностью и длительностью, а контроль температуры рабочей стороны пластины осуществляется с по-

Выбор одного из этих решений, связанных с преобразованием G будет задаваться резонатором. Переход из области I в область II не сопровождается бифуркацией, и граница раздела между этими областями условна. Область II, где значение эллиптичности (сплошная линия на рисунке) возрастает от очень малой величины, задаваемой активной средой, до больших значений, задаваемых резонатором, соответствующих циркулярной анизотропии, можно рассматривать как область конкуренции анизотропии среды и резонатора (лазер со слабо анизотропным резонатором). В областях III и IV поляризация задается резонатором (лазер с сильно анизотропным резонатором).

Литература

1. De Lang H. Polarization properties of optical resonators, passive and active. // Philips Research Repts. Suppl. – 1967, No. 8. – P. 3–75.
2. Войтович А.П., Севериков В.Н. Лазеры с анизотропными резонаторами. – Минск: Наука и техника, 1988. – 272 с.
3. Svirina L.P. Polarization symmetry-breaking and restoration in vectorfield lasers // J of Optics B. – 2001. – Vol. 3, No. 1. – P. S133–S138.

мощью пирометра «Термоскоп-600-1С» и платино-родиевой термопары ТП-0188/2-1-ПП(S) [3]. Однако как термопарный, так и пирометрический контроль температуры поверхности кремниевых пластин при БТО в данных условиях нагрева имеют соответствующие ограничения. На показания термопары существенное влияние оказывает искажение температурного поля пластины в зоне их контакта [4], а также ее тепловая инерция [5]. Пирометрический контроль ограничен нижним порогом чувствительности пирометра, необходимостью учета степени черноты контролируемой поверхности пластины, определяемой материалом покрытия и температурной зависимостью степени его черноты, а также фазовыми изменениями в материале покрытия. Таким образом, для улучшения управляемости процесса нагрева БТО кремниевых пластин и точности контроля температуры необходимо установить зависимость температуры пластины от условий БТО.

Постановка задачи. Зависимость температуры кремниевой пластины при БТО описывается уравнением теплопроводности [1, 2]: