

Штарка [2] из-за большой ширины уровня $2P$ (Γ_4^-) экспериментально не наблюдается. Воспользовавшись оценками для отношений величин $|D_i|$ из работы [3], для $E \parallel \langle 001 \rangle$ находим, что $I_0 : I_{\langle 001 \rangle} : I_{\langle 111 \rangle} : I_{\langle 1\bar{1}0 \rangle} = 1 : 1 : 5/9 : 1/3$, где I_0 — интенсивность поглощения в произвольной поляризации в стационарном случае, I_ξ — суммарная интенсивность в поляризации ξ в условиях ДОР. Для $E \parallel \langle 110 \rangle$ имеем $I_0 : I_{\langle 110 \rangle} : I_{\langle 010 \rangle} : I_{\langle 001 \rangle} : I_{\langle 1\bar{1}0 \rangle} = 1 : 1 : 2/3 : 9/25 : 1/3$. Экспериментальное измерение предсказываемой анизотропии поглощения слабого света в условиях ДОР позволит оценить величины $|D_i|$ и таким образом прозондировать оптически неактивные экситонные уровни Γ_5^- , Γ_3^- , Γ_2^- .

В заключение обратим внимание на следующее. Энергия кванта CO_2 -лазера такова, что наряду с переходом $1S \leftrightarrow 2P$ возможен также и переход $2P$ -зона проводимости. В силу закона сохранения импульса и из-за квазимонохроматичности лазерного излучения последнее свяжет уровень $2P$ с состояниями непрерывного спектра электронно-дырочной пары только в узком энергетическом интервале порядка ширины уровня $2P$. Это приводит нас к рассмотрению четырехуровневой системы, поскольку сама по себе система $1S-2P$ в резонансном поле является аналогом трехуровневой системы по той простой причине, что уровень $2P$ (Γ_4^-) связывается лазерным полем с остальными уровнями $2P$ -типа только через уровень $1S$ (Γ_5^+). Поскольку вероятность образования электронно-дырочной пары с кинетической энергией порядка 0.1 эВ (энергия кванта CO_2 -лазера) исчезающе мала, то переход $2P$ -зона проводимости является «слабым» и им можно пренебречь [2] при рассмотрении системы $1S-2P$ в резонансном поле.

Авторы выражают признательность С. А. Москаленко за плодотворные обсуждения работы.

Литература

- [1] М. И. Шмиглюк, П. И. Бардецкий, Е. В. Витну. В сб.: Собственные полупроводники при больших уровнях возбуждения, 91. Изд. «Штиинца», Кишинев, 1978.
- [2] М. И. Шмиглюк, П. И. Бардецкий. Лазерная спектроскопия экситонов в полупроводниках. Изд. «Штиинца», Кишинев, 1980.
- [3] М. И. Шмиглюк. ФТТ, 14, 816, 1972.

Поступило в Редакцию 13 февраля 1980 г.

УДК 535.854

ЦЕНА ПОЛОСЫ ИНТЕРФЕРОМЕТРА С ТРЕХЗЕРКАЛЬНЫМ ОТРАЖАТЕЛЕМ

В. Н. Кологривов

Измеритель перемещений с трехзеркальным отражателем предложен Трофимовой в 1965 г. [1, 2]. Позднее было указано на свойство такой системы реагировать на движение не только вдоль луча, но и в перпендикулярном направлении [3]. Особенно ценна для практики возможность получать с помощью этого инверсора любую удобную для измерений цену полосы. Измерители такого типа пригодны не только для метрологических работ. Они могут использоваться везде, где требуется точно определять величину небольшого перемещения, и, в частности, в геофизических приборах (деформометрах, наклономерах, гравиметрах) с автоматической регистрацией. Анализ работы интерферометра с трехзеркальным инверсором до сих пор не опубликован.

Трехзеркальный инверсор (рис. 1 и 2) выполняет функцию зеркала измерительной ветви интерферометра Майкельсона. В зависимости от того, подвижно или нет наклонное зеркало, вблизи какого из параллельных зеркал оно располагается и где находится точка инверсии, возможны, вообще говоря, восемь вариантов работы отражателя.

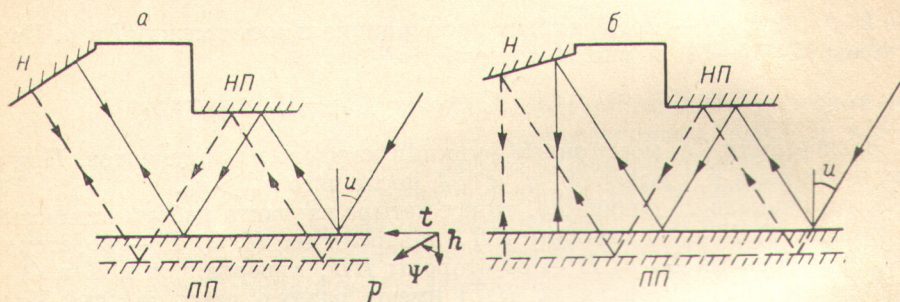


Рис. 1. Трехзеркальный отражатель с неподвижным наклонным зеркалом.

НП и ПП неподвижное и подвижное параллельные зеркала; Н — наклонное зеркало; вариант а — точка инверсии на Н; б — на ПП.

Штриховыми линиями показаны ПП и ход лучей после перемещения.

Наиболее просты для анализа случаи, когда наклонное зеркало неподвижно. При этом система реагирует только на нормальную составляющую перемещения, и три варианта работы инверсора (когда Н находится со стороны ПП, а инверсия за счет Н или НП, и когда Н со стороны НП, а инверсия от Н) дают одинаковый результат; таким образом, есть только два варианта, представленные на рис. 1. Из этого рисунка видно

$$h = p \cos \psi, \quad t = p \sin \psi, \quad (1)$$

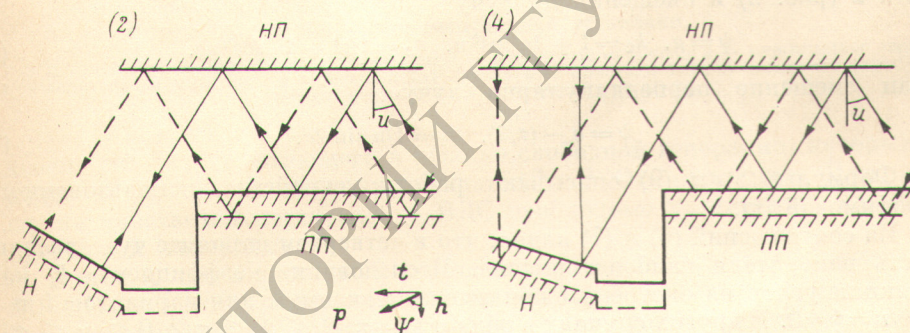


Рис. 2. Варианты (2) и (4) отражателя с подвижным наклонным зеркалом.

(2) — точка инверсии на Н; (4) — на НП. Штрихом показаны Н, ПП и ход лучей после перемещения по нормали к параллельным зеркалам.

где h и t — нормальная и тангенциальная составляющие перемещения p ; ψ — угол между нормалью к параллельным зеркалам и перемещением. Из рис. 1 следует, что после перехода ПП в новое положение приращение (Δ) геометрической длины пути света для вариантов а и б (l_a и l_b) составит

$$l_a = h2n \cos u, \quad l_b = h [1 + 2(n - 1) \cos u], \quad (2)$$

где n — число отражений от ПП в прямом (или обратном) ходе луча; u — угол падения. Изменение (Δ) оптической длины пути света линейно связано с l

$$\Delta = 2\nu l \quad (3)$$

(ν — показатель преломления среды в пространстве отражателя). Цена полосы (u) есть приращение перемещения, соответствующее изменению

Δ на длину волны света в вакууме λ . В обычном интерферометре Майкельсона цена полосы (u_m) составляет $\lambda/2\nu$. Удобно пользоваться приведенной величиной (\bar{u}), равной отношению u/u_m . Формула (3) позволяет написать

$$q = 1/k, \quad (4)$$

где $k = k(n, u, \psi)$ — коэффициент пропорциональности между l и p . Из соотношений (1)–(4) и рис. 1 следует

$$q_a = 1/2n \cos u \cos \psi, \quad q_b = 1/[1 + 2(n-1) \cos u] \cos \psi. \quad (5)$$

Зависимости (5), монотонные функции каждого из аргументов. При одних и тех же n и ψ до $u=60^\circ$ $q_a < q_b$, после чего $q_a > q_b$.

Если зеркало H подвижно, то все четыре варианта работы отражателя [а именно 1) H — со стороны HP , инверсия на H , 2) H — со стороны PP , инверсия на H , 3) H — со стороны HP , инверсия на HP и 4) — со стороны PP , инверсия на HP] имеют разную цену полосы. Чтобы вычислить ее, учтем, что каждая из компонент перемещения (h и t) вызывает свою часть приращения геометрической длины пути света (l_h и l_t). Сложив соответствующие приращения разности хода, получим реакцию системы. Если вычертить ход лучей до и после тангенциального и нормального движений по отдельности (подобно рис. 2), можно найти

$$\left. \begin{aligned} l_{it} &= t \sin u = p \sin u \sin \psi, \quad l_{ih} = hb_i = pb_i \cos \psi, \\ b_1 &= (2n-1) \cos u, \quad b_2 = (2n+1) \cos u, \quad b_3 = 1 + b_1, \quad b_4 = 1 + b_2, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$k_i = \sin \psi \sin u + b_i \cos \psi. \quad (7)$$

Индекс i указывает номер варианта ($i=1-4$). Соотношения (6) и (7) позволяют вычислить цену полосы при любой ориентации луча и перемещения относительно отражателя и друг друга. Например, для варианта 2 (рис. 2) и смещения по лучу

$$\psi = u, \quad k_2 = 1 + 2n \cos^2 u, \quad q_2 = 1/(1 + 2n \cos^2 u), \quad (8)$$

если смещение перпендикулярно лучу

$$\psi = u - (\pi/2), \quad q_2 = 1/n \sin 2u. \quad (9)$$

Формулы (8) и (9) описывают работу устройства, использованного Трофимовой [2].

Из соотношений (6) и (7) видно, что в четвертом варианте чувствительность измерителя наиболее высока. Исследование коэффициента k_i как функции углов на экстремум показывает максимум для вариантов 1 и 2 при $u = \psi = 0$. В других случаях в области $(-\pi/2) \leq \psi \leq \pi/2$, $0 \leq u \leq \pi/2$ экстремумы не достигаются.

Литература

- [1] Н. В. Трофимова. Авт. свид. № 188064, Бюл. изобр. № 21, 1965.
 [2] Н. В. Трофимова. Тр. метрологических институтов СССР, вып. 101 (151), 86, 1968.
 [3] Н. В. Трофимова. Авт. свид. № 418711, Бюл. изобр. № 9, 1974.

Поступило в Редакцию 3 марта 1980 г.