

- [1] Баскин Л.М., Контонистов А.А., Фурсей Г.Н., Широкин Л.А. // ДАН СССР. 1987. Т. 296. № 6. С. 1352.
- [2] Контонистов А.А., Радченко И.Н., Фурсей Г.Н., Широкин Л.А. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 9. С. 516-519.
- [3] Hata K., Ohya R., Hishigaki S., Tamura H., Noda T. // Japan. J. of Appl. Phys. 1987. V. 26. N 6. P. L896-L898.
- [4] Ананьев Л.Л., Богатский М.М., Борисов Д.А., Контонистов А.А., Фурсей Г.Н. // ПТЭ. 1983. № 5. С. 165-168.
- [5] Tonks L. // Phys. Rev. 1935. V. 48 ab. P. 512-568.

Поступило в Редакцию  
15 марта 1989 г.  
В окончательной редакции  
10 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 23                    12 декабря 1989 г.  
06.2; 06.3; 07

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ПЕРЕСТРОЙКА ХАРАКТЕРА  
ОПТИЧЕСКОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ  
В БИСТАБИЛЬНОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

А.В. Григорьянц, И.Н. Дюжиков

В поведении чисто оптических бистабильных систем значительную роль играют поперечные пространственные эффекты, связанные с дифракцией и самофокусировкой излучения, либо с диффузией в нелинейной среде [1]. В случае безрезонаторных систем с дисперсионной нелинейностью поперечные эффекты непосредственно используются для получения бистабильной характеристики. Причем, в зависимости от знака оптической нелинейности и конфигурации системы можно получить характеристику с различным направлением прямого (и соответственно обратного) переключения, т.е. с различными направлениями обхода гистерезисной петли [2], позволяющими реализовать логические операции „да” или „нет” над двумя оптическими сигналами [3].

В резонаторных системах поперечные эффекты проявляются в существовании волн переключения и гистерезиса профиля выходного пучка [4-7]. Здесь пространственные эффекты не являются причи-

ной возникновении бистабильности, однако и в этом случае нелокальность оптической нелинейности существенно влияет на выходную характеристику. В работе [8] теоретически показано, что благодаря диффузии в нелинейном полупроводниковом интерферометре характер оптического гистерезиса в различных частях поперечного сечения прошедшего лазерного пучка может отличаться качественным образом вплоть до изменения направления переключения на противоположное. В настоящей работе сообщается об экспериментальном наблюдении этого эффекта при бистабильном переключении в различных порядках интерференции, а также при возникновении макколловских осцилляций [9].

В качестве объекта исследования использовался интерферометр из  $InSb$ , возбуждаемый излучением перестраиваемого СО-лазера с длиной волны  $\lambda = 5.6$  мкм, отвечающей краю запрещенной зоны  $InSb$  при  $T = 80$  К. Известно, что в такой системе реализуется оптическая бистабильность, вызываемая дисперсионной нелинейностью, связанной с фотогенерацией электронно-дырочных пар [10]. Поперечные эффекты здесь вызываются преимущественно диффузией носителей тока [8, 11].

Лазерный пучок фокусировался на переднюю грань образца в пятно диаметром  $\sim 400$  мкм, задняя грань имела глухое отражающее покрытие из золота. Толщина образца составляла 525 мкм. Интенсивность входного излучения  $I_0$  модулировалась механическим прерывателем по трапецевидному закону. Изменение во времени интенсивности отраженного сигнала  $I_R$  регистрировалось фотоспротивлением  $Ge: Au$ . Исследование поведения отраженного сигнала в различных частях поперечного сечения расфокусированного лазерного пучка проводилось с помощью изменения угловой юстировки пучка относительно чувствительной площадки фотоприемника.

На рис. 1 представлены осциллограммы импульсов отраженного излучения, полученные в различных частях пучка и соответствующий им примерный характер оптического гистерезиса  $I_R(I_0)$ . В приосевой части пучка (рис. 1,а) характер прямого и обратного переключения аналогичен наблюдаемому при полной фокусировке отраженного пучка на фотоприемник. Осциллограммы в-д на рис. 1 получены при последовательном смещении фотоприемника к периферии пучка. При этом вначале наблюдается уменьшение амплитуды скачка  $I_R$  при обратном переключении вплоть до его полного исчезновения (рис. 1,в). Затем направление обратного переключения меняется на противоположное, т.е. реализуется предсказанный в [8] гистерезис типа „бабочки” с пересекающимися устойчивыми ветвями, в котором прямое и обратное переключение происходят в сторону падения  $I_R$  (рис. 1,г). На краю пучка (рис. 1,д) наблюдается „перевернутый” гистерезис [8, 12], у которого и прямое и обратное переключение имеют противоположное направление по отношению к интегральной по сечению пучка характеристике — прямое переключение направлено в сторону повышения  $I_R$ , а обратное в сторону понижения.

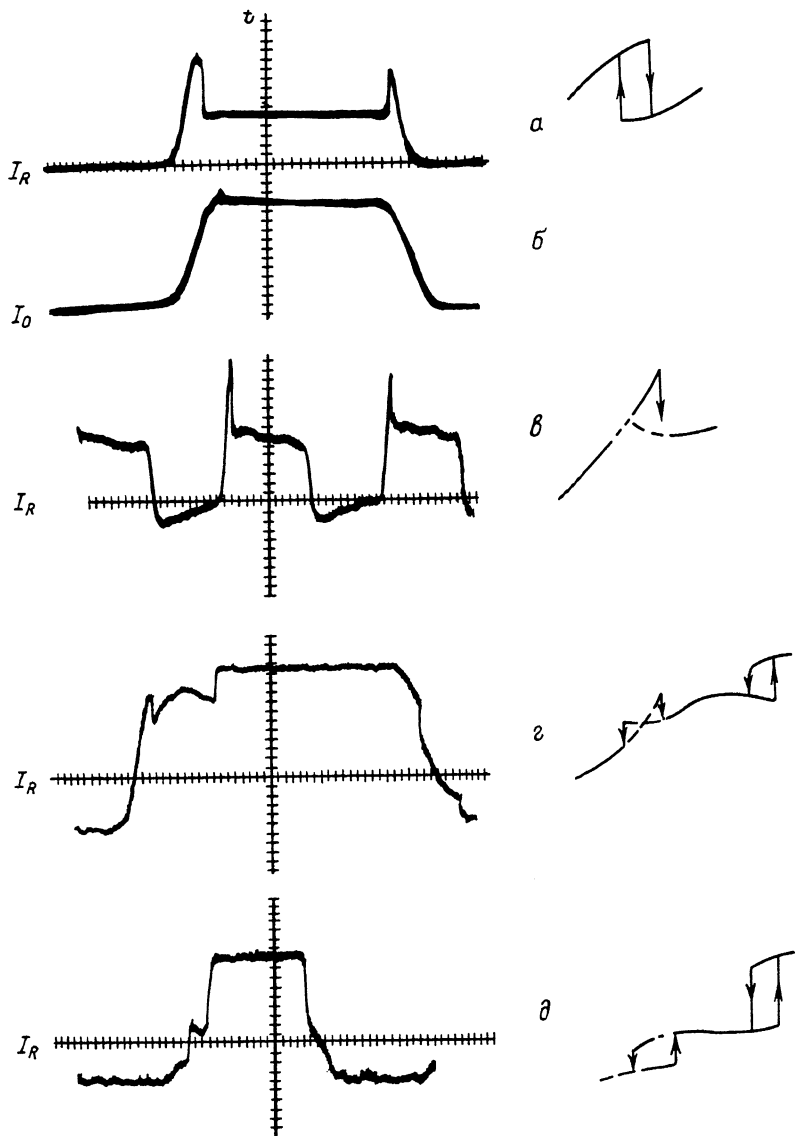
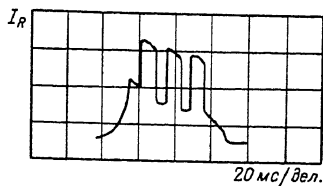


Рис. 1. Осциллограммы импульсов отраженного излучения, полученные в различных частях пучка, и соответствующий им примерный характер гистерезиса  $I_R$  ( $I_0$ ): а - отвечает приосевой части пучка; осциллограммы в-д получены при последовательном смещении к периферии пучка; б - форма входного импульса.  $I_0$  в случаях г, д больше, чем для а, в.

Рис. 2. Осциллограмма автоколебаний  $I_R$ , полученная для периферийной части пучка. Начальная фаза автоколебаний соответствует „перевернутому“ переключению.



Описанные выше режимы были получены численно [8] для переключения в одном порядке интерференции. На рис. 1, г, д интенсивность  $I_0$  достаточна для наблюдения переключения в двух последовательных порядках интерференции. При этом в выбранной части пучка характер переключения в первом и втором порядках может различаться. На рис. 1, г в первом порядке реализуется гистерезис типа „бабочки“, а во втором — „перевернутый“ гистерезис. На краю пучка (рис. 1, д) в первом и втором порядках получен одинаковый „перевернутый“ характер оптического переключения.

Изменение характера бистабильности в  $InSb$  и других полупроводниках (гистерезис типа „бабочки“, „перевернутый“ гистерезис, различное направление переключения в разных порядках интерференции) может наблюдаться также и для интегральной по пучку характеристики за счет комбинации нелинейной дисперсии и растущего поглощения [13–15]. В  $InSb$  растущее поглощение обусловлено температурным сдвигом края запрещенной зоны [14]. Для выяснения влияния нелинейного поглощения длительность импульсов  $I_0$  выбиралась как большей, так и меньшей характерного теплового времени образца  $\tau_T = 1.1$  мс, которое оценивалось теоретически в соответствии с [13]. При этом не зарегистрировано изменения характера локального переключения. При полной фокусировке отраженного пучка на фотоприемник (независимо от длительности импульса  $I_0$ ) характер переключения соответствовал рис. 1, а. Таким образом, полученные характеристики обусловлены лишь пространственными эффектами и не связаны с нагревом образца.

При нагреве излучением в  $InSb$  наблюдается также изменение показателя преломления, противоположное по знаку электронному вкладу, благодаря чему могут возникать макколловские автоколебания интенсивности выходного излучения [9, 16]. Такие автоколебания наблюдались нами при определенных условиях теплоотвода от образца и достаточной длительности импульсов  $I_0$  (40–50 мс). На рис. 2 показана форма автоколебаний  $I_R$ , полученная в периферийной области пучка. Как видно из рисунка, первое переключение при возникновении автоколебаний имеет „перевернутое“ направление — наблюдается увеличение  $I_R$  вместо его падения в случае интегральной характеристики [16]. То есть форма автоколебаний в различных частях пучка может различаться подобно характеру гистерезиса.

Таким образом, в данной работе экспериментально обнаружено предсказанное в [8] качественное изменение характера оптического переключения в различных частях поперечного сечения лазерного

пучка. Полученное изменение направления переключения позволяет одновременно реализовать над двумя оптическими сигналами логические операции „да“ и „нет“ в разных частях пучка. Показано, что в заданной части пучка характер переключения в различных порядках интерференции может различаться. То есть переход от одной логической операции (например, „нет“) к другой („да“) может быть выполнен с помощью изменения уровня поддерживающей входной интенсивности. В случае конкурирующих нелинейностей экспериментально продемонстрирована возможность управления начальной фазой автоколебаний с помощью пространственных эффектов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г и б б с Х.М. Оптическая бистабильность. М., Мир, 1988. 518 с.
- [2] L e B e r r e M., R e s s a y r e E., T a l l e t A., T a i K., G i b b s H.M. // IEEE J. Quantum Electron. 1985. V. QE-21. N 9. P. 1404-1418.
- [3] W a l k e r A.C. // Appl. Opt. 1986. V. 25. N 10. P. 1578-1585.
- [4] Р о з а н о в Н.Н. //ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 1. С. 96-108.
- [5] Г р и г о р ь я н ц А.В., Г о л и к Л.Л., Е л и н с о н М.И., Б а л к а р е й Ю.И. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 8. С. 1714-1716.
- [6] А п а н а с е в и ч С.П., К а р п у ш к о Ф.В., С и н и ц ы н Г.В. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 2. С. 387-390.
- [7] Г р и г о р ь я н ц А.В., Г о л и к Л.Л., Р ж а н о в Ю.А., Б а л к а р е й Ю.И., Е л и н с о н М.И. // Квантовая электроника. 1987. Т.14. № 6. С. 1247-1254.
- [8] F i r t h W.J., G a l b r a i t h I. // IEEE J. Quantum Electron. 1985. V. QE-21. № 9. P.1399-1403.
- [9] M c C a l l S.L. // Appl. Phys. Lett. 1978..V. 32. N 5. P. 284-286.
- [10] M i l l e r D.A.B., S m i t h S.D., J o h n s t o n A. // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 35. N 9. P. 658-660.
- [11] H a g a n D.J., M a c K e n z i e H.A., R e i d J.J.E., W a l k e r A.C., T o o l e y F.A.P. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 3. P. 203-205.
- [12] P o o l e C.D., G a r m i r e E. // IEEE J. Quantum Electron. V. QE-21. N 9. P. 1370-1378.
- [13] H a i t o J., J a n o s s y I. // Phill. Mag. B. 1983. V. 47. N 4. P. 347-366.
- [14] W h e r r e t t B.S., T o o l e y F.A.P., S m i t h S.D. // Opt. Comm. 1984. V. 52. N 4. P. 301-306.

- [15] Григорьянц А.В., Ржанов Ю.А., Балкарей Ю.И. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 23. С. 1465-1471.
- [16] MacKenzie H.A., Reid J.J.E., Al-Attar H.A., Abraham E. // Opt. Comm. 1986. V. 60. N 3. P. 181-186.

Институт радиотехники  
и электроники АН СССР,  
Москва

Поступило в Редакцию  
12 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 23

12 декабря 1989 г.

06.3

### ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ВОЛОКОННОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА НА ОСНОВЕ ДВУХКАНАЛЬНОГО СВЕТОВОДА

Э.А. Захидов, М.А. Касымджанов,  
В.В. Пан

Волоконно-оптические интерферометры на основе одномодовых световодов имеют высокую чувствительность к различным физическим полям. Но случайная модуляция фазы и поляризации излучения в световоде, обусловленная другими внешними возмущениями, может существенно (на несколько порядков) снизить реальные чувствительности датчиков на основе подобных интерферометров [1]. Двухканальный одномодовый волоконный световод (ДОВС) позволяет в значительной степени избавляться от подобных шумов при использовании двух световедущих каналов в качестве двух „плеч“ интерферометра [2]. К преимуществам ДОВС следует отнести также возможность контроля состояния поляризации излучения в каналах путем управления оптической анизотропией в них за счет изменения параметров световода.

Данная работа посвящена исследованию температурной чувствительности фазы (ТЧФ) излучения в ДОВС с целью определения физических причин дифференциального воздействия температурного поля на фазы излучения в каналах и возможности использования данного устройства в качестве датчика температуры. Был исследован световод на основе плавленого кварца, легированного двуокисью германия ( $\approx 4\%$ ), с двумя световедущими каналами (рис. 1,а) с диаметрами  $2\rho = 6$  мкм, расстоянием между ними 24 мкм и длиной волны отсечки  $\lambda_c = 0.63$  мкм. В качестве источника излучения использовался гелий-неоновый лазер ( $\lambda = 0.63$  и 1.15 мкм).

Рассмотрим возможные механизмы ТЧФ излучения в ДОВС. Абсолютная ТЧФ излучения в световоде на основе плавленого кварца зависит от  $\lambda$  и составляет на  $\lambda = 0.6$  мкм