

- [1] Дмитриев В.А., Иванов П.А., Коркин И.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 4. С. 238-241.
- [2] Dmitriev V.A., Levinshtein M.E., Vainshtein S.N., Chelnokov V.E. // Electronics Letters. 1988. V. 24. N 16. P. 1031-1033.
- [3] Дмитриев В.А., Коган Л.М., Морозенко Я.В. и др. // ФТП, 1989. Т. 23. В. 1. С. 39-43.
- [4] Дмитриев В.А., Попов И.В., Челноков В.Е. В кн.: Процессы роста полупроводниковых кристаллов и пленок. Тез. докл., Новосибирск, 1988. С. 74-81.

Поступило в Редакцию
13 декабря 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 4

26 февраля 1991 г.

01; 06.3; 07

© 1991

МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ОПТИЧЕСКИ БИСТАБИЛЬНОЙ СРЕДЕ

Х.В. Н е р к а р а р я н

Недавно было обнаружено, что в средах, где при увеличении входной интенсивности возрастает коэффициент поглощения, наблюдается явление безрезонаторной оптической бистабильности [1, 2]. В этих условиях при заданном значении входной интенсивности среда может находиться в двух устойчивых состояниях, один из которых характеризуется относительно слабым, а другой – сильным поглощением излучения. В настоящей работе будет показано, что из-за особенностей граничных условий на поверхности раздела между линейной и нелинейной средами может возникнуть ситуация, когда ни одно из указанных устойчивых состояний не реализуется. Тогда входящая в среду волна находится в неустойчивом состоянии, в результате чего излучение модулируется.

В оптически бистабильной среде нарастание коэффициента поглощения может быть обусловлено увеличением либо температуры образца, либо концентрации взаимодействующих квазичастиц. Для определенности здесь мы будем рассматривать вторую из указанных ситуаций, которую можно описать с помощью следующей системы уравнений:

$$\frac{\partial I}{\partial t} = v \left[\alpha(N)I + \frac{\partial I}{\partial z} \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \alpha(N)I - \frac{N}{\tau}, \quad (2)$$

где I – интенсивность излучения, выраженная в числах фотонов, N – концентрация квазичастиц, α – коэффициент поглощения, v – скорость фотонов в среде, τ – время жизни квазичастиц. В рассмотренном нами случае длина диффузии квазичастиц l_D значительно меньше всех характерных расстояний задачи. Явление оптической бистабильности можно наблюдать лишь в том случае, если имеется область значений N , где выполняется условие

$$\frac{\partial \alpha(N)}{\partial N} > \frac{\alpha}{N}. \quad (3)$$

Пусть оптически бистабильная среда занимает полупространство $z \geq 0$. Для рассматриваемой задачи принципиальное значение имеет определение $I_0 = I(z=0)$ и $N_0 = N(z=0)$, которые в качестве граничных условий должны выступать в решениях системы уравнений (1) и (2). В стационарном режиме связь между I_0 и N_0 можно найти из уравнения (2).

На рисунке кривая 1 показывает схематическую зависимость I_0 от N_0 согласно уравнению (2). В случае реализации явления оптической бистабильности из точек (I_+, N_+) и (I_-, N_-) происходит скачкообразный переход соответственно в состояния сильного и слабого поглощения. Заметим, что условие (3) выполняется в области $N_+ < N < N_-$.

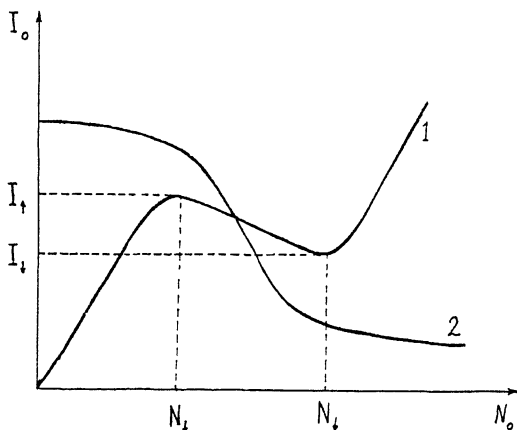
Вместе с тем следует считать заданной интенсивность падающего на среду излучения $I_{пад}$, которая связана с соотношением

$$I_0 = T(N_0)I_{пад}, \quad (4)$$

где $T(N_0)$ – коэффициент прохождения. Особенность задачи заключается в том, что будучи функцией от диэлектрических констант, коэффициент прохождения T может существенно меняться в зависимости от концентрации квазичастиц. Таким образом, граничные значения N_0 и I_0 можно определить, решив систему уравнений (2) и (4). Пусть с ростом N_0 коэффициент прохождения уменьшается. Если при этом выполняются условия

$$I_+ < T(N_+)I_{пад}, \quad I_- > T(N_-)I_{пад}, \quad (5)$$

то возникает ситуация, когда явление оптической бистабильности не реализуется. Первое из неравенств (5) указывает на то, что система не может находиться в состоянии слабого поглощения, поскольку из-за достаточно большого значения коэффициента прохождения $T(N_+)$, интенсивность входного излучения превосходит



пороговое значение I_1 . Второе из неравенств (5) указывает на то, что система не может находиться также в состоянии сильного поглощения, поскольку из-за малого значения коэффициента прохождения $T(N_1)$ интенсивность входного излучения меньше порогового значения I_1 . На рисунке кривая 2 показывает ход функции (4) в условиях применимости (5). Точка пересечения кривых 1 и 2 определяет ту единственную пару значений N_0 и I_0 , которые в качестве граничных условий должны выступать в решениях системы уравнений (1) и (2). Тогда в приграничной области выполняются условия (3) и $\partial I / \partial N < 0$. В этой связи правомерно обсуждение вопроса об устойчивости возникшего состояния.

Пусть $I_c(\mathbf{z})$ и $N_c(\mathbf{z})$ являются решением системы уравнений (1) и (2) в стационарном режиме, которые удовлетворяют описанным выше граничным условиям. Тогда нестационарное решение этой же системы уравнений можно искать в следующем виде:

$$I_1(\mathbf{z}, t) = I_c(\mathbf{z}) \left\{ 1 + A e^{\chi \mathbf{z}} \cos \left[\Omega t - \frac{\Omega}{v_1} \mathbf{z} + \varphi \right] \right\}, \quad (6)$$

$$N_1(\mathbf{z}, t) = N_c(\mathbf{z}) \left\{ 1 + B e^{\chi \mathbf{z}} \cos \left[\Omega t - \frac{\Omega}{v_1} \mathbf{z} \right] \right\}. \quad (7)$$

Задача рассматривается в случае, когда

$$A e^{\chi \mathbf{z}}, B e^{\chi \mathbf{z}} \ll 1. \quad (8)$$

Прежде чем определить конкретные условия, при выполнении которых (6) и (7) являются нестационарным решением системы уравнения (1) и (2), необходимо отметить следующее. Существование нестационарного решения типа (6) и (7) указывает на то, что в случае $\chi > 0$, функции $I_c(\mathbf{z})$ и $N_c(\mathbf{z})$ являются неустойчивым решением системы уравнений (1) и (2). При этом неустойчи-

ность имеет модуляционную природу. Указанное явление доступно для экспериментального исследования, если в процессе формирования модуляции волна не успевает поглотиться, то есть выполняется условие

$$x \gg \alpha. \quad (9)$$

Подставляя (6) и (7) в систему уравнений (1) и (2) для инкремента неустойчивости получим:

$$x = \alpha I_c N_c \frac{\partial \alpha}{\partial N_c} \frac{(N_c \frac{\partial \alpha}{\partial N_c} - \alpha) I_c}{\Omega^2 N_c^2 + (\alpha - N_c \frac{\partial \alpha}{\partial N_c})^2 I_c^2}. \quad (10)$$

Нетрудно убедиться, что в области $\partial \alpha / \partial N_c > \alpha / N_c$ должно наблюдаться явление модуляционной неустойчивости. Таким образом, когда граничные условия обеспечивают выполнение (5), система находится в неустойчивом состоянии. Заметим, что (10) применима при $x l_D \ll 1$, в случае же $x l_D \sim 1$ необходимо учесть диффузионные процессы.

Укажем на три различные экспериментальные ситуации, которые позволят создать в системе неустойчивое состояние. В реальных условиях, когда нелинейная добавка к диэлектрической проницаемости — малая величина, неравенства (5) могут выполняться при близких значениях диэлектрических проницаемостей граничащих сред и малом угле скольжения. Неравенства (5) могут выполняться также в случае, когда углы Брюстера и полного внутреннего отражения очень близки. Рассмотрим, наконец, третью ситуацию, когда процесс отражения происходит не от передней, а от задней грани образца. Тогда, в условиях (5), приводящих к возникновению неустойчивого состояния, значение интенсивности прошедшего излучения необходимо заменить интенсивностью отраженного излучения. Здесь также угол падения должен быть одновременно близок к углам Брюстера и полного внутреннего отражения. Это реализуется в случае, когда диэлектрическая проницаемость нелинейной среды значительно превосходит аналогичную величину нелинейной среды. Поскольку обычно в качестве оптически бистабильных сред выступают полупроводники, значения диэлектрической проницаемости которых достаточно велики, то третью ситуацию значительно легче реализовать в эксперименте.

В работах [3–5] сообщается о регистрации эффекта пульсации прошедшего через полупроводник (кристаллы $ZnSe$ или $GaSe$) лазерного излучения. Рассмотренная в настоящей работе третья ситуация, когда на задней грани образца формируется неустойчивое состояние, во многом напоминает экспериментальную ситуацию, указанную в [3–5].

- [1] Н е н н е б е r g e r F.N. // Phys. Stat. Sol. B, 1986. V. 137. P. 371.
- [2] Г и б с с X. Оптическая бистабильность. М.: Мир, 1988. С. 108.
- [3] С т а д н и к В.А. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 142.
- [4] С т а д н и к В.А. // ФТТ. 1987. Т. 29. С. 35-94.
- [5] С т а д н и к В.А. // ФТТ. 1988. Т. 30. С. 35-71.

Ереванский
государственный
университет

Поступило в Редакцию
1 июня 1990 г.
В окончательной редакции
5 декабря 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 4

26 февраля 1991 г.

07; 12

© 1991

ВЛИЯНИЕ АСИММЕТРИИ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ
ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА НА ИЗМЕРЕНИЕ
АСТИГМАТИЧЕСКОГО РАССТОЯНИЯ

В.Л. В е л и ч а н с к и й, А.С. З и б р о в,
С.П. К о т о в а, Г.Т. П а к,
А.К. Ч е р н ы ш о в

Хорошо известно, что в волновом фронте, излучаемом полупроводниковым лазером, доминирующим типом aberrаций является астигматизм. В работе [1] отмечалось, что в этот вид aberrаций дают вклад асимметрия ближнего поля и различие механизмов образования волновода в двух ортогональных направлениях (далее „главных“), одно из которых параллельно р-п переходу. Очевидно также, что разработчикам полупроводниковых лазеров и оптических систем для них важно знать вклад от каждого из факторов по отдельности. В связи с этим методики, подобные опубликованным в [2], несмотря на высокую точность измерения волновых aberrаций, дают не совсем полную информацию, поскольку не различают причин появления астигматизма. Поэтому на практике дополнительно измеряют величину астигматического расстояния ΔZ для оценки волноводного вклада в искажение типа астигматизм. Связь между ΔZ и величиной волновой aberrации приводится в [3].

Поскольку, как отмечалось выше, существуют два механизма образования астигматического волнового фронта, то можно пред-