

01;07

Волны переключения в толстых бистабильных интерферометрах при наклонном падении излучения

© И.Н. Дюжиков

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

Поступило в Редакцию 15 марта 2001 г.

Численным моделированием исследованы особенности распространения волн переключения в толстых ($L/\lambda \sim 100$) интерферометрах Фабри–Перо. Показано, что в этом случае эффекты, обусловленные изменением фазовой настройки интерферометра, сравнимы с угловой добавкой к скорости волн переключения.

Волны переключения, переводящие широкоапертурные бистабильные интерферометры (БИ) из одного устойчивого состояния в другое, подробно изучены как теоретически, так и экспериментально (см. монографию [1] и ссылки в ней). В подавляющем большинстве работ исследовалось нормальное падение излучения на нелинейный слой, в то время как общий случай наклонного возбуждения рассмотрен только для тонкослойных БИ, в которых можно пренебречь вариацией фазовой настройки резонатора $\delta \approx \frac{nL\gamma^2}{2\lambda} \ll 1$ (γ — угол падения излучения, nL — оптическая толщина БИ, λ — длина волны) [2]. Экспериментальные результаты, полученные на сравнительно толстых ($L/\lambda \sim 100$) БИ Фабри–Перо, плохо описываются тонкослойной моделью и требуют учета угловой зависимости δ , так как в этом случае при изменении угла наклона в диапазоне $0-0.05$ rad δ изменяется почти на 2π .

Настоящая работа посвящена численному моделированию волн переключения (ВП) в толстых БИ Фабри–Перо при наклонном падении излучения. Геометрия задачи представлена на рис. 1, *a*: на нелинейный слой, ограниченный зеркалами $R1$ и $R2$, наклонно падает плоская волна и распространяется внутри под углом γ к нормали; поглощение света вызывает фотогенерацию носителей N и фоторефракцию $n = n_0 + \sigma N$. Считается, что в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка, задача однородна. В качестве нелинейного материала использовались параметры InSb при 77 К [3].

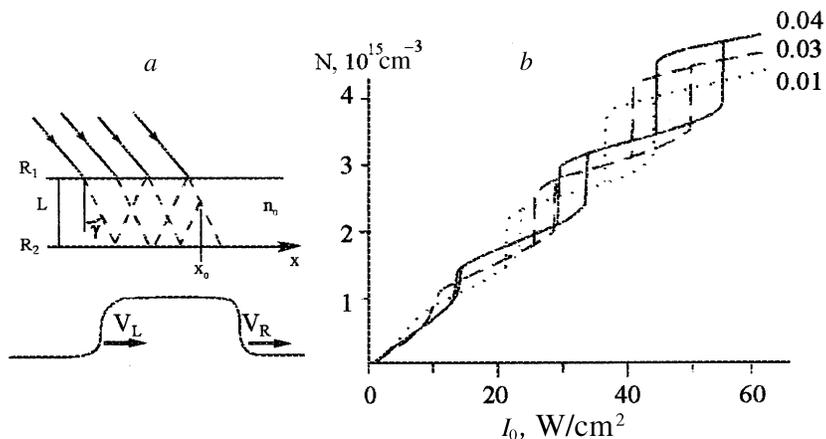


Рис. 1. *a* — схема задачи; *b* — выходные характеристики БИ для трех углов наклона.

Движение фронта переключения описывается уравнением диффузии с нелинейным источником и линейной рекомбинацией:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + G(I_0, x) - \frac{N}{\tau}, \quad (1)$$

где N — концентрация неравновесных носителей, τ — время их жизни, D — коэффициент диффузии. Интенсивность излучения внутри удобно представить как суперпозицию двух групп волн, распространяющихся во встречных направлениях. В каждой группе волны интерферируют между собой, и в этом случае для источника можно записать:

$$G(I_0, x) = (I_F + I_B) \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{h\nu L} \eta, \quad (2)$$

где $h\nu$ — энергия кванта, $\eta \approx 1$ — внутренний квантовый выход, α — коэффициент поглощения. Особенностью задачи являются не локальность и униполярность источника, так как интерферирующие лучи несут в своей фазе интегрально информацию о состоянии участка среды от точки входа до x_0 . Для лучей, распространяющихся в прямом

направлении, суммарная интенсивность равна:

$$I_F = I_0(1 - R_1) \sum_0^m (R_1 R_2 \exp(-2\alpha L / \cos \gamma))^m \times \cos \left(\delta_m - 2mn_0 \left(\frac{L}{\lambda} \right) \operatorname{tg} \gamma \sin \gamma \right), \quad (3)$$

где δ_m — фазовый набег, $\delta_m = \frac{2Lm}{\cos \gamma} \int_{x_m}^{x_0} n dx$, где $x_m = x_0 - 2mL \operatorname{tg} \gamma$.

Для встречных лучей использовалось аналогичное выражение. Учитывая, что с ростом m интенсивность уменьшается в геометрической прогрессии, суммирование ограничивалось лучами с $I \geq (10^{-3} - 10^{-4})I_0$. Уравнение (1) аппроксимировалось по неявной схеме, и система (1)–(3) решалась итерационным методом Зейделя.

Как известно, при нормальном падении пороговая интенсивность и положение бистабильной области по интенсивности зависят от начальной фазовой настройки резонатора. Аналогичная картина наблюдается и при наклонном падении, когда с изменением угла соответствующим образом изменяется и δ . Существенным является знак нелинейности, так как если нелинейная добавка отрицательна ($\Delta n < 0$), то порог бистабильности возрастает, а ее область существования расширяется; в противном случае наблюдается обратная зависимость.

На рис. 1, *b* представлены выходные характеристики БИ при $\Delta n < 0$ для трех углов. Шаг дискретизации по интенсивности выбирался равным $\sim 10^{-3}$ от максимального значения, выдержка в каждой точке составляла 4τ , что соответствует полному циклу развертки $1.6 \cdot 10^{-4}$ с. Для моностабильных и центральных участков бистабильных областей такой выдержки вполне достаточно, и только в областях перескока с одной ветви на другую это приводит к уширению петель на 10–15% по сравнению со стационаром. Характерным отличием от ситуации, рассмотренной в [1], является то, что с увеличением γ бистабильная область в низших порядках сдвигается в сторону высоких интенсивностей и плавно переходит в следующий порядок при зарождении новой петли гистерезиса. Вторым отличием является значительное расширение бистабильной области при ее сдвиге в сторону больших интенсивностей рис. 2. Увеличение при этом амплитуды V_R и V_L приводит к тому, что бистабильность сохраняется в низших порядках и при углах больших, чем предсказывается в [1–2].

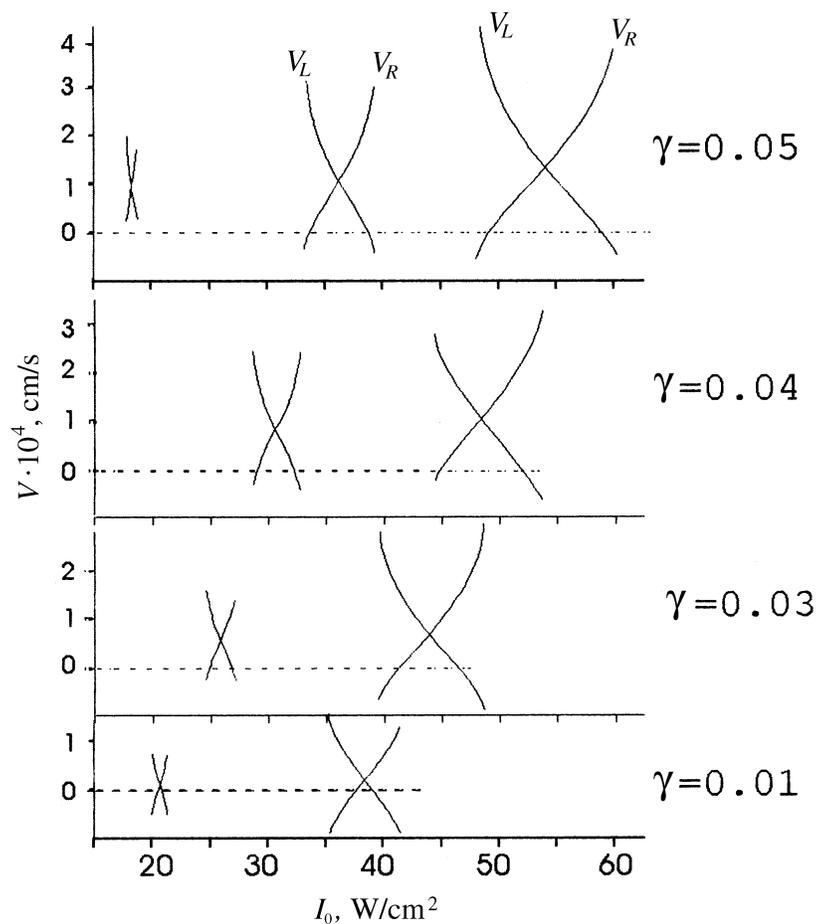


Рис. 2. Скорости волн переключения в низших порядках интерференции.

Угловая добавка к скорости качественно меняет динамику переключения. В зависимости от интенсивности переход с одной ветви на другую возможен традиционным способом, когда волны распространяются в противоположных направлениях и каждая бистабильная

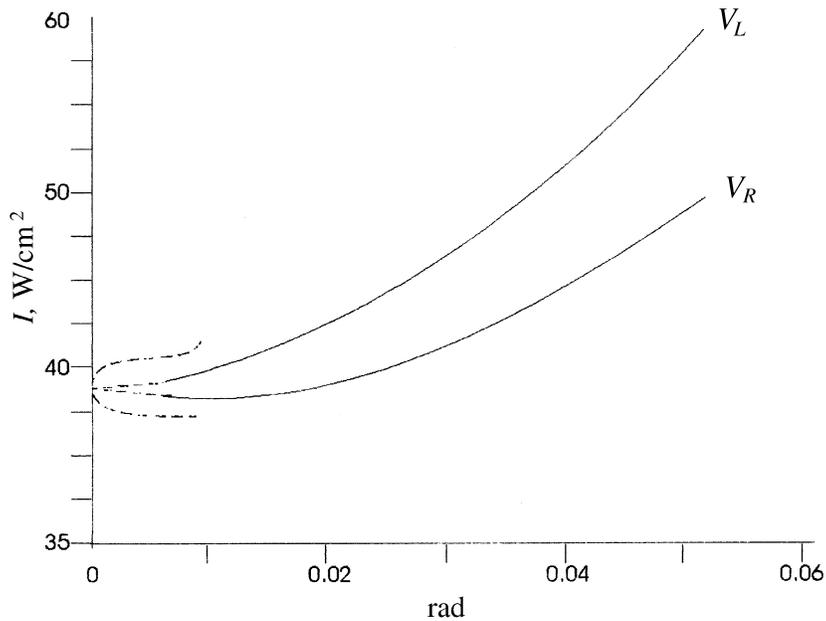


Рис. 3. Угловая зависимость максвелловской интенсивности.

область имеет 1–2 подобных участка на краях. В центре бистабильной области ВП движутся в одном направлении и переключение происходит в то состояние, скорость перехода в которое выше. В этом случае в бесконечном БИ будут наблюдаться дрейф и расширение второй фазы, причем левая часть (по рис. 1) останется в исходном состоянии. Для БИ конечных размеров эта область будет моностабильной, если не принять специальных мер, например свернув БИ в кольцо. Показательным в этом отношении является участок $18 \text{ W/cm}^2 < I_0 < 19 \text{ W/cm}^2$ на рис. 2 ($\gamma = 0.05$). Точечная модель здесь предсказывает бистабильность, а учет пространственных эффектов приводит к моностабильности.

Такое поведение БИ непосредственно связано с расщеплением максвелловской интенсивности (при которой ВП неподвижна) на две различные для левой и правой ВП. Величина этого расщепления является характерным параметром углового эффекта и непосредственно

влияет на область существования бистабильности. На рис. 3 представлены угловые зависимости максвелловской интенсивности ВП во втором порядке интерференции. Пунктиром качественно изображены эти же зависимости без учета фазового сдвига [2]. Видно, что для InSb с $L/\lambda \approx 10^2$ фазовая добавка по порядку величины близка к угловому расщеплению, и существование бистабильности определяется конкуренцией этих эффектов.

Подчеркнем, что приведенные на рис. 2–3 зависимости рассчитаны для излучения, распространяющегося под углом γ внутри интерферометра. При переходе к внешнему углу соответствующие угловые масштабы следует увеличить \sim в 4 раза.

Список литературы

- [1] Розанов Н.Н. Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах. М.: Наука, 1997.
- [2] Розанов Н.Н., Федоров А.В. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1988. Т. 52. № 3. С. 529–533.
- [3] Григорьянц А.В., Дюжиков И.Н. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 3. С. 909–917.