

05;06.3;12

Оптическая бистабильность на основе магнитных решеток

© В.А. Табарин, Г.А. Шадрин

Сургутский государственный университет

Поступило в Редакцию 16 января 2001 г.

Приведены результаты теоретического и экспериментального исследований амплитудного гибридного бистабильного элемента на основе магнитной дифракционной решетки (МДР) в железоиттриевом гранате (ЖИГ). В частности, рассчитаны бистабильный режим, параметры обратной связи и передаточная характеристика. Описана экспериментальная установка и приведены результаты измерений.

В основу данного исследования положено упорядочение доменных структур во внешнем магнитном поле. В кристаллах ферритов с фактором качества ≥ 1 происходит образование полосовой доменной структуры (ПДС) [1], которая может служить фазовой дифракционной решеткой [2]. Процессы, происходящие в МДР при изменении магнитного поля, позволяют создать на их основе дифракционный оптический гибридный бистабильный элемент [3].

Кристалл феррита обычно имеет лабиринтную доменную структуру [1], образовавшуюся в результате спонтанного намагничивания в отсутствие внешнего магнитного поля. При наложении поля перпендикулярно плоскости образца происходит упорядочение доменов и при определенной напряженности образуется полосовая доменная структура, состоящая из чередующихся полос с противоположной ориентацией доменов. При дальнейшем увеличении поля происходят перестройка периода МДР, изменение размеров доменной структуры и при некотором значении напряженности поля доменная структура исчезает совсем, т. е. кристалл переходит в однодоменное состояние.

Оптическое бистабильное устройство, предложенное в данном сообщении, работает следующим образом (рис. 1). Лазерное излучение с длиной волны $\lambda = 1.15 \mu\text{m}$, падающее на диск из ЖИГ, отражается зеркалом 3 и попадает на фотоприемник 5, выпрямленный ток которого после усиления в устройстве обратной связи 7 (УОС), поступает на

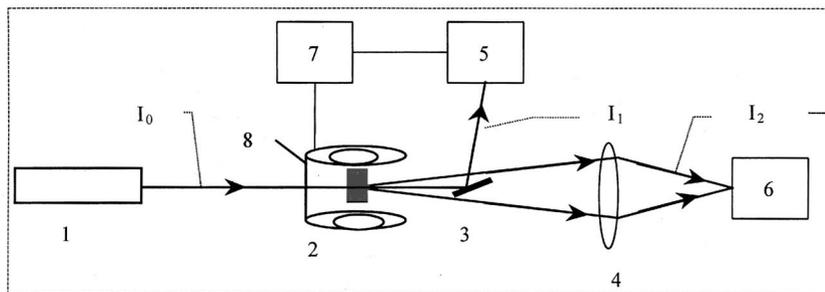


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 — He-Ne-лазер на $\lambda = 1.15 \mu\text{m}$, 2 — основной узел, 3 — плоское зеркало, 4 — собирающая линза, 5, 6 — фотоприемники (фототранзисторы), 7 — устройство обратной связи (усилитель тока), 8 — катушки Гельмгольца, I_0 — интенсивность входного луча, I_1 — интенсивность нулевого максимума, I_2 — интенсивность боковых максимумов.

катушки Гельмгольца 8. При этом на фотоприемник 6 практически ничего не поступает. С увеличением интенсивности падающего на диск 2 излучения поле, создаваемое катушками, будет возрастать и при определенной величине интенсивности, превышающей пороговое значение, поле катушек создаст в диске ЖИГ полосовые домены, что приведет к появлению дифракционной картины. Интенсивность излучения, сфокусированного линзой 4 и поступающего на фотоприемник 6, равна суммарной интенсивности дифракционных максимумов более высоких порядков. И следовательно, зависимость выходной интенсивности от входной должна носить нелинейный характер (рис. 2). При снятии данной характеристики в обратном направлении исследуемая зависимость будет иметь характер гистерезиса.

Интенсивность излучения, падающего на диск и являющегося входным сигналом, обозначим через I_0 . Излучение, прошедшее через диск, можно разбить на две части, интенсивности которых обозначим как I_1 и I_2 . I_1 — интенсивность излучения на фотоприемнике 5, образуемого либо нулевым максимумом дифракционной картины, либо в случае однодоменного состояния — недифрагированным лучом. I_2 обусловлена излучением максимумов более высоких порядков, сфокусированных на чувствительную площадку фотоприемника 6 (рис. 1).

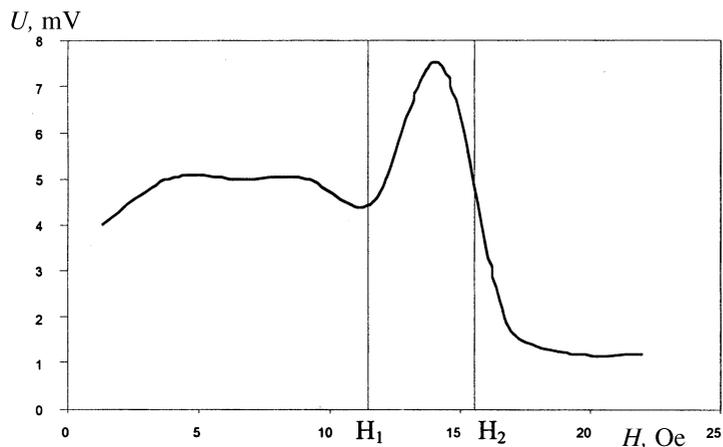


Рис. 2. Экспериментальная зависимость интенсивности излучения на фотоприемнике *б* (рис. 1) при изменении тока в катушке: от 0 до H_1 имеет место лабиринтная доменная структура; от H_1 до H_2 — ПДС; от H_2 и более — однодоменное состояние.

Основные параметры установки следующие:

Размеры диска: диаметр 3 mm, толщина 0.4 mm, $I_0 = 10$ mW, $I_1 = 5$ mW, $I_2 = 1.4$ mW, расстояние от диска до фотоприемника равно 1 m.

Интенсивность света в плоскости фотоприемника *б* может быть найдена из следующей формулы [2]:

$$I_2 = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2} \frac{\sin^2 Nv}{\sin^2 v}, \quad (1)$$

где $u = \frac{b}{\lambda} \sin \phi$ и $v = \frac{d}{\lambda} \sin \phi$ — дифракционные параметры, λ — длина волны излучения, ϕ — угол дифракции, d — период решетки, b — размер доменов, ориентированных по полю, N — число полос на диаметре образца.

С другой стороны, интенсивность излучения, падающего на фотоприемник *б*, можно представить в следующем виде:

$$I_1 = \gamma_1 I_0, \quad \gamma_1 = \exp(\alpha \delta), \quad (2)$$

где α — показатель поглощения кристалла, δ — толщина кристалла.

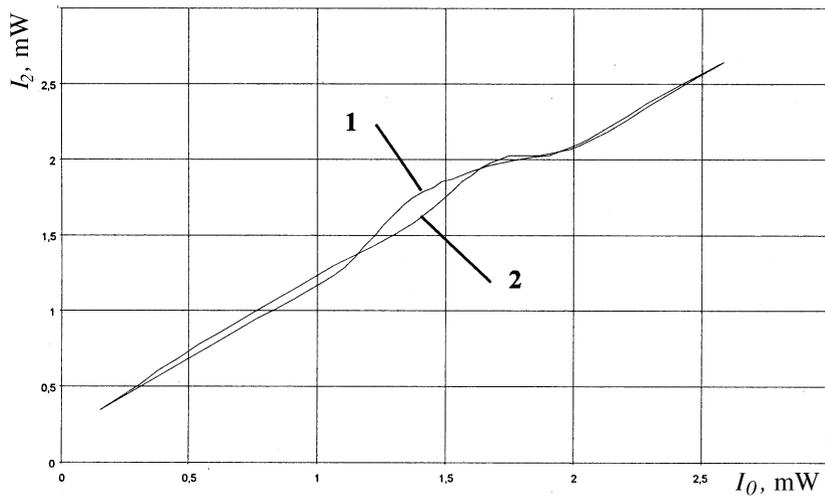


Рис. 3. Экспериментальная зависимость I_2 от I_0 . Кривая 1 снята при увеличении I_0 , кривая 2 — при уменьшении I_0 .

Пропускание бистабильного элемента может быть найдено по формуле:

$$\tau = \frac{I_2}{I_0} = \frac{\sin^2 u}{u^2} \frac{\sin^2 Nv}{\sin^2 v}. \quad (3)$$

В случае $d \approx 2b$ соотношение (3) можно представить в виде:

$$\tau = \frac{I_2}{I_0} = \frac{\sin^2 u}{u^2} \frac{\sin^2 2Nu}{\sin^2 2u}. \quad (4)$$

Введем приближенную зависимость ширины домена b от интенсивности I_1 :

$$b \approx b_0 + k_b I_1, \quad (5)$$

где b_0 — ширина ориентированных по полю доменов в момент образования ПДС.

Очевидно, $k_b = k_1 \cdot k_2$, где k_1 — коэффициент, связанный с изменением ширины домена при повышении магнитного поля, k_2 — коэффициент усиления устройства обратной связи.

Для схемы, используемой в работе:

$$k_1 = 250 \text{ м/А}, \quad k_2 = 50000 \text{ А/В}, \quad k_b = 7.5 \cdot 10^6 \text{ м/В}.$$

Исходя из этого, запишем зависимость дифракционного параметра от интенсивности света I_1 : $u = u_0 + kI_1$, где u_0 — дифракционный параметр при отсутствии обратной связи; $k = \gamma_1 \frac{k_b}{\lambda} \sin \phi$ $k = 6.8 \cdot 10^7 \text{ 1/В}$.

Для бистабильного режима необходимо, чтобы функция $u(I)$ (уравнение прямой линии) пересекала график $\tau(u)$ не менее чем в трех точках (рис. 4). Как видно из рис. 3, для прямых, лежащих между B и C ,

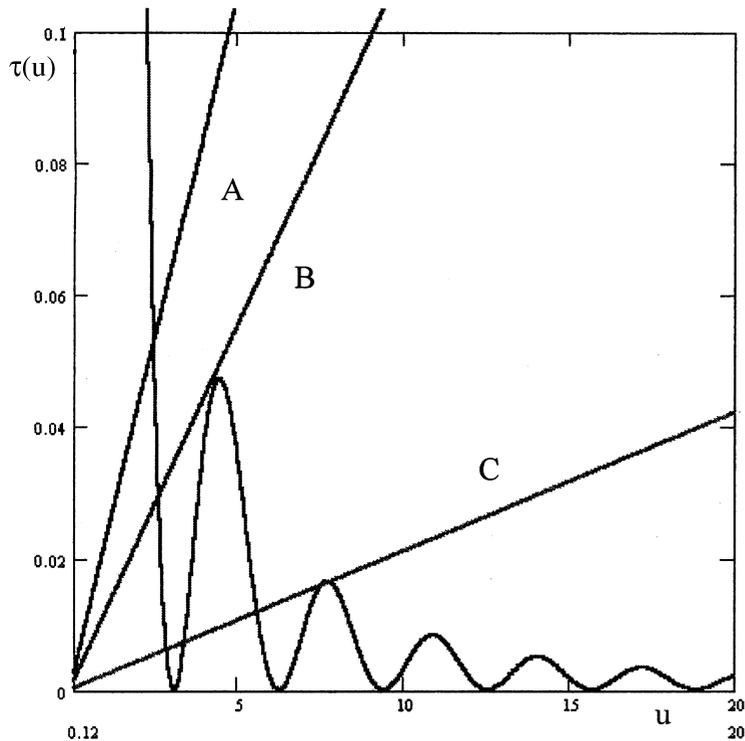


Рис. 4. Зависимость пропускания элемента $\tau(u)$ как функция дифракционного параметра u , наклонные прямые дают связь между u и τ при различной интенсивности I_0 .

существуют три точки пересечения, что свидетельствует о бистабильном режиме.

Теоретический расчет максимального среднего пропускания τ ведется по формуле [1]:

$$\tau = \frac{h}{h_{opt}} \frac{4}{\pi^2} \sin^2(\arctg \Psi) \exp[-(2/\Psi)\arctg \Psi], \quad (6)$$

где h — толщина кристалла, $h_{opt} = \theta_f^{-1} \arctg \Psi$, Ψ — магнитооптическая добротность, θ_f — коэффициент фарадеевского вращения. Расчет τ по формуле (7) дает 16%.

Экспериментальный расчет максимального среднего пропускания τ ведется по формуле $\tau = \gamma_2 \frac{h}{l_1}$, где $\gamma_2 = \exp(\beta\delta)$, β — показатель поглощения оптической системы, δ — оптическая толщина. Эксперимент для τ дает 14%.

Таким образом, теоретическое и экспериментальное значения τ близки по величине.

Мы показали возможность получения оптической бистабильности при использовании МДР и внешней оптоэлектронной обратной связи.

Список литературы

- [1] Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 280 с.
- [2] Балбашов А.М., Червоненкис А.Я. Магнитные материалы для микроэлектроники. М.: Энергия, 1979. 190 с.
- [3] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. 510 с.