07

ЗАВИСИМОСТЬ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ–ШУМ ОТ ПЛОТНОСТИ ЗАПИСИ У ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ НА ФОТОВЫЖИГАНИИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРОВАЛОВ

П.В.Адамсон

В настоящее время оптические методы с побитовой формой записи информации на двухмерных носителях [1] оказывают значительное влияние на развитие вычислительной техники. С точки зрения их физико-технических параметров чрезвычайно важной является задача повышения поверхностной плотности записи. Одним из перспективных направлений в этом плане сейчас считается частотно-селективная запись (т.е. частотное уплотнение записи) посредством фотовыжигания спектральных провалов в неоднородно уширенных спектрах поглощения примесных центров в низкотемпературных твердотельных матрицах, позволяющая, в принципе, на несколько порядков (до $10^3 - 10^4$ раз) увеличить плотность записи [2,3]. Однако при больших поверхностных плотностях записи для одной фиксированной частоты важной становится величина отношения сигнал–шум (с/ш) в процессе считывания информации. Причиной этого является то обстоятельство, что при высоких плотностях записи решающую роль играет реальная дифракционная картина сфокусированного светового пятна. В известных из литературы расчетах с/ш [4–6] влияние дифракции не учитывается (распределение поля в фокальной плоскости считается однородным). Поэтому даже теоретически не ясно, какие максимальные плотности записи можно использовать.

Цель работы — получить количественные зависимости величины с/ш от одночастотной плотности записи для тонкопленочной оптической памяти такого типа с учетом конкретной дифракционной структуры светового поля в фокусе.

Рассмотрим прямое фотодетектирование в режиме достаточно сильного сигнального излучения, когда на входе детектора доминируют флуктуации лишь самого сигнального излучения (фоновое излучение подавлено) и собственные шумы приемника, т.е. темновой ток и тепловые шумы нагрузки, существенной роли не играют [7]. Считаем также, что источник сигнального излучения не обладает техническими шумами, а среда распространения статистическими флуктуациями параметров, в том числе флуктуациями плотности примесных центров. В этих условиях влиянием избыточных шумов можно пренебречь (распределение фотоотсчетов определяется законом Пуассона) и с/ш можно записать следующим образом:

$$\text{с/ш} = (i_1 - i_0)\left(\langle i_1\rangle^2 + \langle i_0\rangle^2\right)^{-1/2}, \qquad (1)$$

где i_1 — ток в приемнике при считывании "единицы" (одного бита), i_0 — ток, возникающий при считывании "нуля", $\langle i_{1,0}\rangle^2$ — среднеквадратичное отклонение фототока (средняя мощность дробового шума), причем $\langle i_{1,0}\rangle^2 = e i_{1,0}/\tau$, e — заряд электрона, τ — длительность импульса.

Величину i_1 рассчитаем для такой геометрии двоичной записи, где она будет наименьшей (рис. 1, *а*), а величину i_0, наоборот, в случае, когда она будет наибольшей (рис. 1, *б*). Тогда в любой ситуации, возникающей при считывании информации, с/ш не будет меньше величины, определяемой формулой (1).

Пусть действительная часть показателя преломления пленки совпадает с показателем преломления окружающей среды, а мнимая часть значительно меньше единицы, что дает возможность не учитывать влияние последней на дифракционное изображение светового поля в области фокуса. Толщину пленки считаем достаточно малой — такой, что в ее пределах можно пренебречь продольным (вдоль оптичсекой оси) расплыванием поля. Предполагаем также, что как при записи, так и при считывании используются световые импульсы с одинаковой пространственной структурой и направление оптической оси фокусирующей системы перпендикулярно плоскости пленки, а поверхность пленки совпадает с фокальной плоскостью системы.

Ограничимся случаем слабых интенсивностей, когда насыщение электронных переходов отсутствует. Деградация записи при многократном считывании исключается путем двухступенчатого фотовыжигания [2,5].

В таком случае

$$i_1 = (eqP_0/\hbar\omega)\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} p(r,\varphi)e^{-\alpha_m d(1-\eta w(r,\varphi))} r\,dr, \qquad (2)$$

$$i_0 = (eqP_0/\hbar\omega)\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} p(r,\varphi)e^{-\alpha_m d(1-\eta w_0(r,\varphi))} r\,dr, \qquad (3)$$

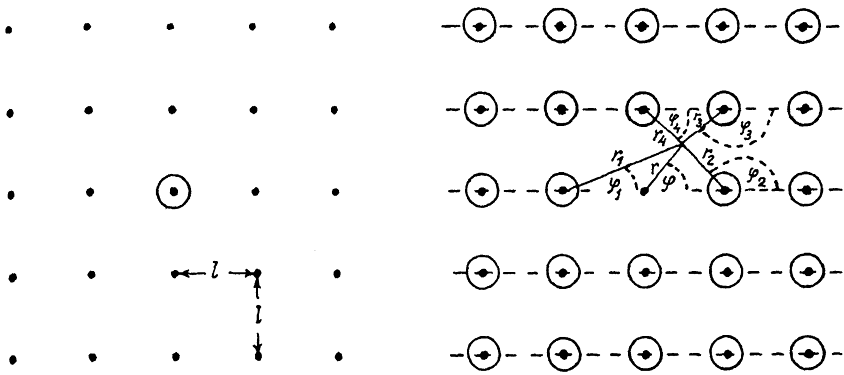

Рис. 1. Схемы бинарной записи. ⊙ и • — точки адресовки, соответствующие "единице" (одному биту) и "нулю" соответственно; *пунктир* — направление линейной поляризации падающего светового пучка, l — истинное расстояние между точками адресовки, вместо которого в качестве параметра процесса фокусировки света в статье используется и бездименсионная величина (приведенное расстояние) $L = 2\pi l \cdot \sin\alpha_{\max}/\lambda$.

где r, φ — полярные координаты, q — квантовый выход фотоприемника, $\hbar$ — константа Планка, ω — круговая частота, α_m — однородный коэффициент поглощения в пленке перед записью, d — толщина пленки, $P_0 p(r,\varphi)$ — распределение продольной компоненты плотности потока z — компоненты вектора Пойнтинга в поверхности пленки во время считывания, причем P_0 — его максимальное значение, η — величина, показывающая, какую часть составляет уменьшение коэффициента поглощения в результате выжигания от первоначального значения α_m в точке, где плотность электрической энергии максимальна, $w(r,\varphi)$ — относительное распределение плотности электрической энергии сфокусированного пучка в пленке во время записи одного бита, которое нормировано так, что его максимальное значение равно единице. Выражение $\alpha_m(1-\eta w(r,\varphi))$ определяет коэффициент поглощения пленки около точки адресовки, соответствующей записанному биту в случае, изображенном на рис. 1, *а*, а величина $\alpha_m(1-\eta w_0(r,\varphi))$ описывает коэффициент поглощения пленки в окрестности "нуля", если запись происходит по схеме, представленной на рис. 1, *б*, причем

$$w_0(r,\varphi) = \sum_{i=1}^{N} w(r_i,\varphi_i). \tag{4}$$

В формуле (4) $w(r_i, \varphi_i)$ — плотность электрической энергии в области "нуля" в точке с координатами r, φ, возникающая при записи "единицы" в соседней точке адресовки с номером i (см. рис. 1, *б*); N — число учитываемых соседних точек. Координаты r_i и φ_i элементарным образом выражаются через расстояние между точками адресовки l и координаты r, φ. Например, $r_1 = ((l + r\cos\varphi)^2 + r^2\sin^2\varphi)^{1/2}$, $\varphi_1 = \arcsin(r\sin\varphi/r_1)$, $r_2 = ((l - r\cos\varphi)^2 + r^2\sin^2\varphi)^{1/2}$, $\varphi_2 = \pi - \arcsin(r\sin\varphi/r_2)$, и т.д.

С точки зрения практической реализации данной памяти актуален случай $\eta \ll 1$, так как у большинства материалов квантовый выход необратимого фотопревращения малая величина. Поэтому в дальнейшем предположим, что $\eta \ll 1$. Тогда, разлагая (1)–(3) в ряд по малому параметру η и учитывая только члены содержащие η не выше первой степени, получим следующее выражение для с/ш:

$$\text{с/ш} = (qP_0\tau/\hbar\omega)^{1/2}\,\eta\,(\alpha_m d/2)\exp\left(-\alpha_m d/2\right)v(L), \tag{5}$$

$$v(L) = \int_0^\infty r\,dr \int_0^{2\pi} (w(r,\varphi) - w_0(r,\varphi))\,p(r,\varphi)\,d\varphi \times$$
$$\times \left[\frac{1}{2}\int_0^\infty r\,dr \int_0^{2\pi} p(r,\varphi)\,d\varphi\right]^{-1/2}. \tag{6}$$

Из этих формул следует, что в случае $\eta \ll 1$ максимальное значение с/ш по параметру $\alpha_m d$ не зависит от конкретного распределения поля в фокальной плоскости и имеет вид с/ш $(\alpha_m d = 2) = (qP_0\tau/\hbar\omega)^{1/2}\eta F(L)$, где $F(L) = v(L)/\exp(1)$. Заметим, что сделав очень грубое, по существу "не физическое" приближение, где $w = p = \text{const} = 1$ внутри определенного круга и $w = p = 0$ вне его, а также $w_0 = 0$ (т.н. "crosstalk" отсутствует), для с/ш приходим к простому результату, представленному в [2].

В действительности функции $p(r, \varphi)$ и $w(r, \varphi)$ определяются дифракцией и, как правило, имеют весьма сложный вид. Для их расчета предполагалось, что фокусирующая система является центрированной, безаберрационной и удовлетворяет условию Аббе [8] и характеризуется числом Френеля $\gg 1$. Превращение плоской волны в сферическую, т.е. поле на выходном зрачке (выходной сфере) находилось в геометрическом приближении. Поскольку при больших апертурах пучка требуется учет векторного характера поля, то использовался дифракционный интеграл Лунеберга–Дебая [9].

Если фокусируемый пучок света обладает линейной поляризацией и плоским волновым фронтом с постоянной амплитудой, то выражения для $w(r,\varphi)$ и $p(r,\varphi)$ в фокальной плоскости имеют вид [9,10]: $w(r,\varphi) = W(r,\varphi)/W(r=0)$, $p(r,\varphi) \equiv p(r) = P(r)/P(r=0)$, где

$$W(r,\varphi) = (1/8\pi)\left(I_0^2 + 4I_1\cos^2\varphi + I_2^2 + 2\cos 2\varphi I_0 I_2\right), \tag{7}$$

$$P(r) = (c/8\pi)\left(I_0^2 - I_2^2\right), \tag{8}$$

$$I_n = \int_0^{\alpha\,\max} \sqrt{\cos\alpha}\, t(\alpha) f_n(\alpha) J_n(\sin\alpha 2\pi r/\lambda)\, d\alpha, \tag{9}$$

$$f_0 = \sin\alpha(1+\cos\alpha), \quad f_1 = \sin^2\alpha, \quad f_2 = \sin\alpha(1-\cos\alpha), \tag{10}$$

J_n — функция Бесселя первого рода с целочисленным индексом n, c — скорость света, λ — длина волны, $\alpha_{\max}$ — половина апертурного угла в пространстве изображения, $t(\alpha)$ — относительная угловая зависимость амплитуды на выходном зрачке, φ определяется относительно оси, вдоль которой направлен электрический вектор падающего пучка.

Конкретные расчеты величины F проводились на ЭВМ по формуле (5) (ее относительная ошибка $\approx \eta$, как показало сравнение с точными выражениями (1)–(3)) для двух разных видов $t(\alpha)$. Во-первых, $t(\alpha) = 1$ (однородно облучаемый выходной зрачок). Во-вторых, рассматривался случай, когда фокусирующая система содержит амплитудный фильтр с гауссовой функцией пропускания $\sim \exp(-h^2/2h_G^2)$, где h — высота луча относительно оптической оси, формирующей на выходном зрачке гауссовое распределение поля, с учетом условия синусов $t(\alpha) = \exp(-\sin^2\alpha/2\sin^2\alpha_G)$, где α_G — эффективная полуапертура гауссового распределения. Зависимость функции F от поверхностной плотности записи, которая определеяется как l^{-2}, представлена на рис. 2. Видно, что число N в выражении (4) должно быть достаточно большим лишь при значениях l, сравнимых с диаметром центрального пятна дифракционной картины. Разумеется, если центральные пятна хорошо разделены (параметр $L \gtrsim 15$), то $w_0 \to 0$ и F от l^{-2} практически не зависит. В этом случае F определяется только свойствами фокусирующей системы. Например, при полуапертуре $\alpha_{\max} = 45°$ для $t(\alpha) = 1$,

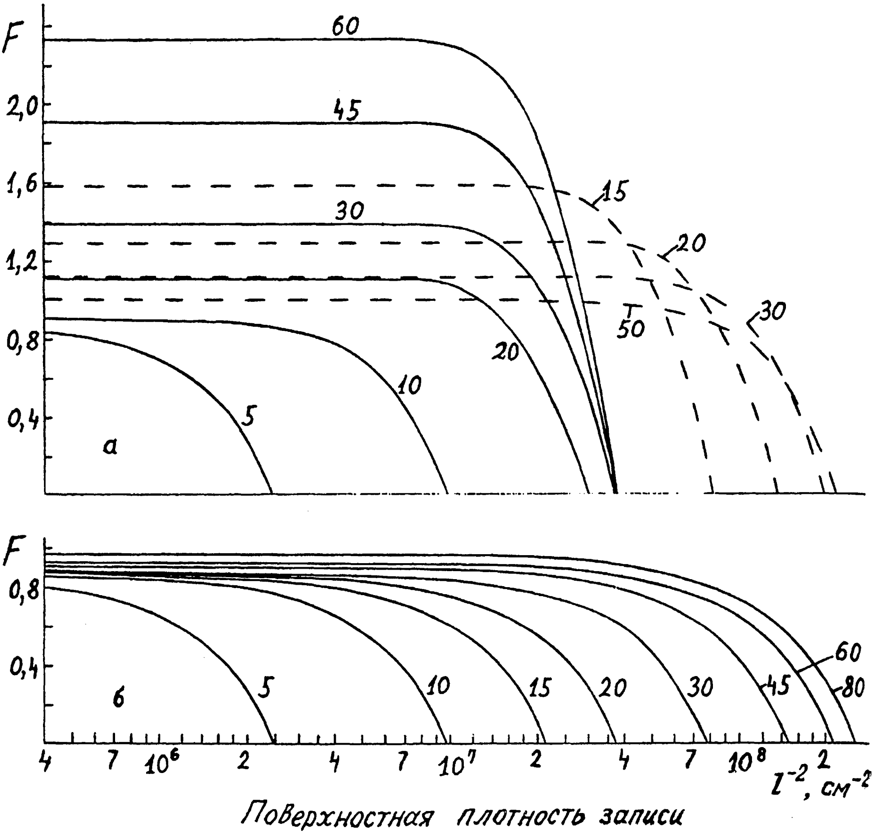

Рис. 2. Зависимость функции F от поверхностной плотности записи при длине волны $\lambda = 1$ мкм для двух видов распределения амплитуды светового поля на выходном зрачке: *а* — гауссовое: *сплошные кривые* — $\alpha_G = 10°$, номер у кривых указывает значение α_{max} в градусах; *штриховые кривые* — $\alpha_{max} = 60°$, номер у кривых указывает значение α_G в градусах; *б* — однородное: номер у кривых указывает значение α_{max} в градусах. В случае длин волн $\lambda \neq 1$ мкм поверхностную плотность (цифры на горизонтальной оси) следует умножить на величину λ^{-2}, где λ взято в мкм.

$F(l \to \infty) \approx 0.9$, а для гауссового распределения с $\alpha_G = 50$, 30 и 10° $F(l \to \infty) \approx 0.96$ 1.0 и 1.9 соответственно.

На основе полученных результатов можно сделать следующие выводы. Для достижения максимальных плотностей записи классические гауссовы пучки света [11] (т.е. параксиальные пучки с $\alpha_G \ll \alpha_{max}$, при которых отсутствует усечение пучка) не пригодятся. В этом плане лучше работать с пучками постоянной амплитуды. Кроме того, практически нет никакой необходимости стремиться к созданию сверхвысокоапертурных фокусирующих систем, так как в области $\alpha_{\max} \gtrsim 40^\circ$ с/ш уже достаточно слабо зависит от апертурного угла. При меньших плотностях записи, наоборот, более высокие значения с/ш получаются, если использовать гауссовый амплитудный фильтр, причем для гауссового распределения амплитуды существует оптимальное значение этого распределения, когда с/ш оказывается максимальным.

Список литературы

[1] *Михайлов В.И., Князев Г.И., Макарычев П.П.* Запоминающие устройства на оптичсеких дисках. М.: Радио и связь, 1991. 224 с.

[2] *Persistent* Spectral Hole Burning: Science and Applications. Topics in Current Physics /Ed. by W.E. Moerner. V. 44. Berlin: Springer-Verlag, 1988. 315 p.

[3] *Zero* Phonon Lines and Spectral Hole Burning in Spectroscopy and Photochemistry. / Ed. by O. Sild, K. Haller. Berlin: Springer-Verlag. 1988.

[4] *Moerner W.E., Levenson M.D.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1985. V. 2. N 6. P. 915–924.

[5] *Lenth W., Moerner W.E.* // Opt. Commun. 1986. V. 58. N 4. P. 249–254.

[6] *Murase N., Horie K., Terao M., Ojima M.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1992. V. 9. N 6. P. 998–1005.

[7] *Хинрикус Х.В.* Шумы в лазерных информационных системах. М.: Радио и связь, 1987. 108 с.

[8] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.

[9] *Солимено С., Крозиньяни Б., Ди Порто П.* Дифракция и волноводное распространение оптического излучения. М.: Мир, 1989. 664 с.

[10] *Stamnes J.J.* Waves in Focal Regions. Bristol and Boston: Adam Hilger, 1986. 600 p.

[11] *Гончаренко А.М.* Гауссовы пучки света. Минск.: Наука и техника, 1977. 144 с.

Институт физики
Тарту

Поступило в Редакцию
13 ноября 1993 г.