

ФУРЬЕ-КОНТРОЛЬ ДЕФЕКТНОСТИ ФОТОШАБЛОНОВ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

Г. Г. Веревкин ¹, И. В. Загинайло ², Ю. В. Ковалев ³, Н. В. Чулкова ³

¹ Одесский государственный университет им. И. И. Мечникова

² Одесская государственная академия строительства и архитектуры

³ Одесский государственный политехнический университет

Предлагаемый в статье метод дифракции в слабосходящемся пучке когерентного монохроматического излучения показывает высокие результаты по чувствительности к дефектам фотошаблонов. При этом важную роль играет правильный выбор фотоматериала для изготовления пространственного фильтра.

Аппаратная реализация предлагаемого метода контроля дефектности фотошаблонов легко реализуется на базе современного стандартного оборудования, что может быть полезным для повышения качества производства интегральных схем с высокой плотностью размещения элементов.

Современные технологии производства интегральных схем (ИС) предъявляют высокие требования к качеству фотошаблонов (ФШ). Постоянный рост степени интеграции и уменьшение размеров отдельных элементов ИС приводят к необходимости разработки эффективного метода контроля качества многократно используемых ФШ. Метод должен быть экспрессным, позволять осуществление 100% контроля ФШ, его работа не должна зависеть от субъективных факторов. Одним из методов, позволяющих удовлетворить эти требования, является дифракционный. Суть его состоит в сравнении пространственных частот и амплитуд дифракционных экстремумов, получаемых при освещении пучком когерентного света эталонного и контролируемого объектов. Операция сравнения производится с помощью пространственной фильтрации в оптическом Фурье-процессоре.

Для контроля дефектности ФШ представляется перспективным использовать разновидность дифракционного метода, разработанную при участии одного из авторов, — а именно метод дифракции Фраунгофера в слабосходящемся пучке [1]. Его преимуществами являются отсутствие искажений фронта продифрагировавшей волны Фурье-объективом и инвариантность дифракционной картины относительно положения контролируемого объекта в пучке света. Для оценки данного метода нами проведено математическое моделирование работы Фурье-процессора, ориентированного на контроль дефектов ФШ. При этом ставились следующие задачи: 1) определить геометрические размеры Фурье-процессора, удовлетворяющие критериям применимости метода; 2) опреде-

лить, как влияют параметры фотоматериала, из которого изготовлен пространственный фильтр (ПФ), на чувствительность Фурье-процессора к дефектам ФШ и выбрать схему регистрации.

Проанализируем ограничения, налагаемые методом на расстояние от ФШ до зоны наблюдения. Условия зоны Фраунгофера задаются следующим неравенством:

$$\frac{d^2}{\lambda} \ll L, \quad (1)$$

где L — расстояние от контролируемого объекта до плоскости наблюдения (фокальной плоскости Фурье-объектива), d — размер контролируемого объекта, λ — длина волны света. Учитывая, что наибольшее распространение на сегодняшний день

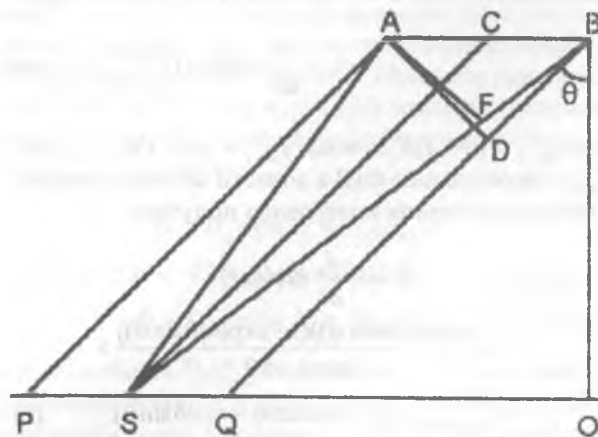


Рис. 1. Дифракции Френеля и Фраунгофера на объекте AB в направлении CS . $AP \parallel CS \parallel BQ$, $AC = BC$, $OB \perp AB$, $BO \perp OP$, $AD \perp BQ$ и $SA = SF$ по построению; $AB = d$, $BO = L$

получили ФШ, изготавливаемые на основе железно-окисных пленок, край поглощения которых лежит в окрестности 450 нм, наиболее удобным представляется выбор излучения He-Cd лазера с $\lambda = 440$ нм. Размеры единичного модуля ФШ как правило не превышают 5×5 мм. Таким образом, условие (1) выполняется при $L \gg 60$ м., что нереально для Фурье-процессора, эксплуатируемого в условиях производства.

Однако, данный критерий не учитывает, что при малых углах дифракции различия в фазах интерферирующих лучей для дифракции Фраунгофера и дифракции Френеля окажутся незначительными. В этом случае распределение интенсивностей в окрестности центра результирующей картины будут практически совпадать. Рассмотрим

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left[d \sin \theta - L \left(\sqrt{1 + \left(\operatorname{tg} \theta - \frac{d}{2L} \right)^2} - \sqrt{1 + \left(\operatorname{tg} \theta + \frac{d}{2L} \right)^2} \right) \right], \quad (2)$$

где θ — угол дифракции. Допустимую разность фаз можно определить, как такую, при которой смещение D дифракционного экстремума в плоскости ПФ от максимального элемента ФШ не превышает погрешности b расположения элементов ПФ.

На рис. 2 показаны абсолютные величины смещений положения дифракционных экстремумов, рассчитанные с помощью (2) при $d = 5$ мм в зависимости от θ при различных L . Видно, что для $b \approx 0,5$ мкм при $L > 1$ м возможно помещение ПФ

рис. 1, поясняющий оба случая дифракции. Отрезок $AB = d$ — контролируемый объект. Лучи, параллельные CS , проходящие через точки A и B , представляют собой дифракцию в параллельных лучах (приближение Фраунгофера). Если фокальная плоскость Фурье-объектива (на рисунке не показан) содержит прямую SO , то продифрагировавшие лучи будут собираться в точке S . Лучи AS и BS представляют собой случай дифракции в ближней зоне (приближение Френеля). Максимальные изменения фазы для лучей, исходящих из точки B , относительно лучей, исходящих из точки A , в случаях дифракции Френеля и Фраунгофера будут возникать за счет приращений длин — отрезков BF и BD соответственно. Найдем это различие фаз:

в угловом диапазоне $0-0,25$ рад. по θ . Эта величина вполне реализуема в условиях производства.

Для исследования свойств ПФ мы рассчитывали распределение интенсивности света в дифракционной картине, получаемой от модельного ФШ, по ниже описанному алгоритму.

Если на контролируемый ФШ размером $a \times b$ падает электромагнитная волна $S_0 = A_0 \exp(i\omega t)$, то продифрагировавшую в направлении φ и θ волну $S_1 = A_0 \exp(i\omega t + i\Phi(\varphi, \theta))$ можно вычислить как

$$S_1 = \frac{A_0}{ab} \int_0^a \int_0^b f(x, y) \exp(i\omega t - iqx \sin \varphi - iqy \sin \theta) dx dy, \quad (3)$$

где $f(x, y)$ — коэффициент пропускания ФШ в точке с координатами x, y (считался равным 0 или 1), $t = \sqrt{-1}$, $q = \frac{2\pi}{\lambda}$.

В рисунке ФШ можно так задать шаг дискретизации δ , чтобы в его пределах коэффициент про-

пускания оставался постоянным, и при этом в размерах ФШ укладывалось бы целое число шагов дискретизации: $a = \delta \cdot N$, $b = \delta \cdot M$. Тогда при вычислении S_1 можно перейти от интегрирования по всему ФШ к суммам интегралов, каждый из которых взят в пределах шага дискретизации:

$$S_1 = \frac{A_0}{ab} \exp(i\omega t) \sum_{n=1}^N \left[\sum_{m=1}^M f_{mn} \int_{y_{m-1}}^{y_m} \exp(-iqy \sin \theta) dy \right] \int_{x_{n-1}}^{x_n} \exp(-iqx \sin \varphi) dx, \quad (4)$$

где $x_{n-1} = (n-1)\delta$, $x_n = n\delta$, $y_{m-1} = (m-1)\delta$, $y_m = m\delta$, f_{mn} — пропускание ФШ в области интегрирования. После вычисления интегралов получаем:

$$S_1 = -\frac{A_0}{ab} \exp(i\omega t) \times \frac{(1 - \exp(iq\delta \sin \varphi))(1 - \exp(iq\delta \sin \theta))}{q^2 \sin \varphi \sin \theta} \times \sum_{n,m=1}^{N,M} f_{mn} \exp(-iqn\delta \sin \varphi - iqm\delta \sin \theta). \quad (5)$$

Отметим, что сумма $\frac{1}{\sqrt{NM}} \times \sum_{n,m=1}^{N,M} f_{mn} \exp(-iqn\delta \sin \varphi - iqm\delta \sin \theta) = F(v, \xi)$ есть ни

что иное, как двумерное дискретное преобразование Фурье функции $f(x, y)$, где волновые вектора v, ξ связаны с углами дифракции соотношениями $v = q \sin \varphi$ и $\xi = q \sin \theta$. Переходя в (5) к волновым векторам и опуская зависящий от времени множитель, находим:

$$S_1 = -\frac{A_0 \sqrt{NM}}{ab} \frac{(1 - \exp(i\delta v))(1 - \exp(i\delta \xi))}{v \xi} F(v, \xi). \quad (6)$$

Выделим в выражении (6) амплитуду, предполагая, что фазовый множитель имеет вид: $\exp(i\Phi) = C(v, \xi)F(v, \xi)$, где $C(v, \xi)$ — действительная функция. Очевидно, что в этом случае $C^2(v, \xi)F^*(v, \xi)F(v, \xi) = 1$, или

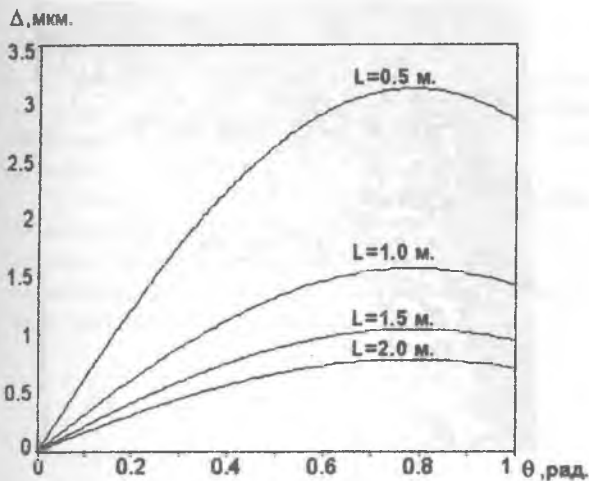


Рис. 2. Смещение Δ положения экстремума, получаемого в параллельных лучах дифракция Фраунгофера), по отношению к дифракционному экстремуму, получаемому в сходящихся лучах (дифракция Френеля) при различных расстояниях L от контролируемого объекта до фокальной плоскости Фурье-объектива; θ — угол дифракции Френеля.

$$\frac{1}{C^*(v, \xi)} = F^*(v, \xi) F(v, \xi), \quad (7)$$

где $*$ — знак комплексного сопряжения. Амплитуда продифрагировавшей волны в этом случае выражается соотношением:

$$A_1 = -\frac{A_0 \sqrt{NM}}{ab} \frac{(1 - \exp(i\delta v))(1 - \exp(i\delta \xi))}{v\xi \cdot C(v, \xi)}, \quad (8)$$

Регистрируемая интенсивность света пропорциональна квадрату модуля амплитуды волны и составляет с учетом соотношения (7):

$$I = A_1^* A_1 = \left(\frac{A_0}{ab} \right)^2 \times \frac{16NM \sin^2\left(\frac{\delta v}{2}\right) \cdot \sin^2\left(\frac{\delta \xi}{2}\right)}{v^2 \xi^2} F^*(v, \xi) F(v, \xi). \quad (9)$$

Дискретное преобразование Фурье от функции пропускания ФШ мы находили по алгоритму быстрого преобразования Фурье (БПФ), подбирая число шагов дискретизации по обеим координатам так, чтобы они составляли целую степень двойки. При этом Фурье-образ исходной функции определяется для фиксированного набора волновых векторов: $v_k = \frac{2\pi}{\delta N} \cdot k$, $k = 1 \dots \frac{N}{2}$; $\xi_l = \frac{2\pi}{\delta N} \cdot l$, $l = 1 \dots \frac{M}{2}$. Таким образом, с помощью БПФ мы находим интенсивности

$$I_{k,l} = \left(\frac{A_0 \delta}{ab} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\pi k}{N}\right)}{\frac{\pi k}{N}} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\pi l}{M}\right)}{\frac{\pi l}{M}} \right)^2 F_{k,l}^* F_{k,l}, \quad (10)$$

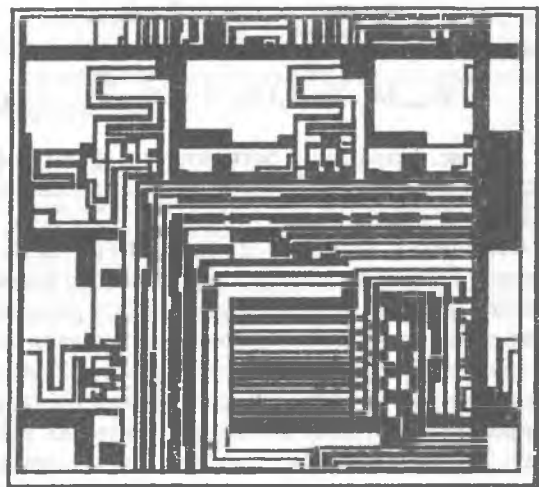


Рис. 3. Модельный ФШ (фрагмент размером 256×256 мкм)

где индексы k и l определяют углы дифракции

$$\varphi_k = \arcsin\left(\frac{\lambda k}{N\delta}\right) \text{ и } \xi_l = \arcsin\left(\frac{\lambda l}{M\delta}\right).$$

В качестве модельного мы использовали участок реального ФШ в форме квадрата с длиной стороны $d = 256$ мкм. (показан на рис. 3). Минимальный размер элемента топологии ФШ составлял $\delta = 2$ мкм. На ФШ моделировались дефекты типа «прокол» и «пылинка».

В качестве ПФ использовалось негативное фотографическое изображение Фурье-образа бездефектного ФШ. В силу того, что ФШ содержит только прямоугольные элементы, его Фурье-образ обладает симметрией точечной группы C_{2v} . Поэтому для моделирования пространственной фильтрации достаточно использовать только один квадрант Фурье-образа ФШ. Оптическая плотность фотографического изображения Фурье-образа рассчитывалась нами по характеристикам фотоматериала — фоточувствительности по ГОСТ $S_{0,2}$, градиенту кривой почернения g , максимальной оптической плотности $D_{\max}$, оптической плотности вуали D_0 [2], — и по экспозиции H . При этом для расчета оптической плотности ПФ нами применена кусочно-линейная аппроксимация кривой почернения фотоэмульсии:

$$\begin{aligned} D &= D_0 \text{ при } H < H_0(S_{0,2}), \\ D &= D_0 + g(H - H_0(S_{0,2})) \text{ при } H_0(S_{0,2}) \leq H \leq H_{\max}(S_{0,2}), \\ D &= D_{\max} \text{ при } H > H_{\max}(S_{0,2}), \end{aligned} \quad (11)$$

где экспозиция $H_0(S_{0,2})$ соответствует пересечению линейного участка кривой почернения с линией плотности вуали, а экспозиция $H_{\max}(S_{0,2})$ соответствует пересечению линейного участка кривой почернения с линией максимальной оптической плотности; эти экспозиции можно определить из уравнений

$$H_o(S_{0,2}) = \frac{0,2}{g} - \frac{1}{S_{0,2}},$$

$$H_{\max}(S_{0,2}) = H_o(S_{0,2}) + \frac{D_{\max} - D_o}{g}. \quad (12)$$

На рис. 4 показано рассчитанное фотографическое изображение Фурье-образа бездефектного ФШ.

Оценивая чувствительность Фурье-процессора полезно сравнить ее с чувствительностью классического теневого метода. Вклад дефекта размером $\delta \times \delta$ в суммарную интенсивность света позади ФШ составляет $(\delta/d)^2 \approx 6 \cdot 10^{-5}$. Изменения интенсивности продифрагировавшего света в плоскости регистрации, очевидно, составляет такую же величину. Это соотношение можно улучшить при использовании пространственной фильтрации. Для оценки эффективности пространственной фильтрации введем понятие функционала невязки:

$$U = \frac{I_1 - I_0}{I_0}, \quad (13)$$

где I_0 — суммарная интенсивность света, прошедшего ПФ при дифракции на идеальном ФШ, I_1 — суммарная интенсивность света, прошедшего ПФ при дифракции на контролируемом ФШ. Коэффициент пропускания ПФ рассчитывается как $10^{-D(x,y)}$, где x и y — координаты точки ПФ.

На рис. 5 показаны зависимости U от времени экспонирования t , полученные на ФШ с одним дефектом размера $\delta \times \delta$ при использовании ПФ, изготовленных на фотоэмульсии марки ЛИТ ($S_{0,2} = 1,1$ ед.; $g = 3,4$; $D_{\max} = 3,6$) и на негативной фотопленке ($S_{0,2} = 250$ ед.; $g = 0,62$; $D_{\max} = 1,6$). При этом предполагалось, что в качестве излучателя используется одномодовый He-Cd лазер ЛГ-70, обеспечивающий мощность излучения 25 мВт, а световой пучок расширяется до размеров апертурной диафрагмы, обеспечивающей контроль модулей с максимальными габаритами 5×5 мм.

Следует отметить, что интенсивность центрального максимума намного выше интенсивностей остальных экстремумов, что значительно снижает чувствительность регистрирующей аппаратуры к относительным изменениям в структуре Фурье-образа. Поэтому область ПФ, перекрывающая центральный максимум до углов порядка $1/L$, считалась полностью непрозрачной.

Расчет показывает, что для пленки 250 ед. максимальное значение функционала невязки не превышает 0,035. Для пластинок ЛИТ наблюдается рост U с увеличением времен экспонирования в интервале 10—1000 сек. Однако, при 180 сек. ослабление светового пучка в ПФ составляет примерно 80 дБ, и в результате на фотоприемник падает световой поток порядка 10^{-8} лм. Для регистрации столь малых световых потоков данной длины волны можно использовать ФЭУ. Оптимальные времена экспонирования фотопластинок ЛИТ

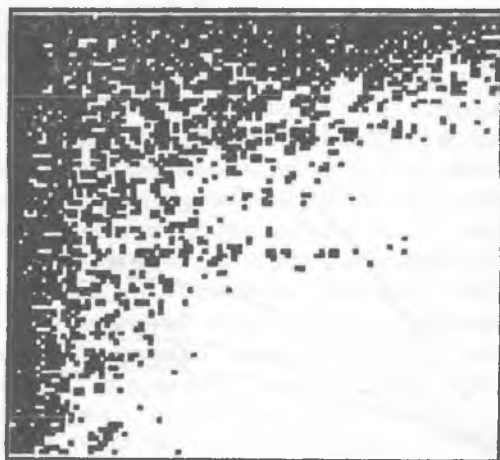


Рис. 4. Фотографическое изображение Фурье-образа модельного ФШ (фрагмент $0,05 \times 0,05$ рад)

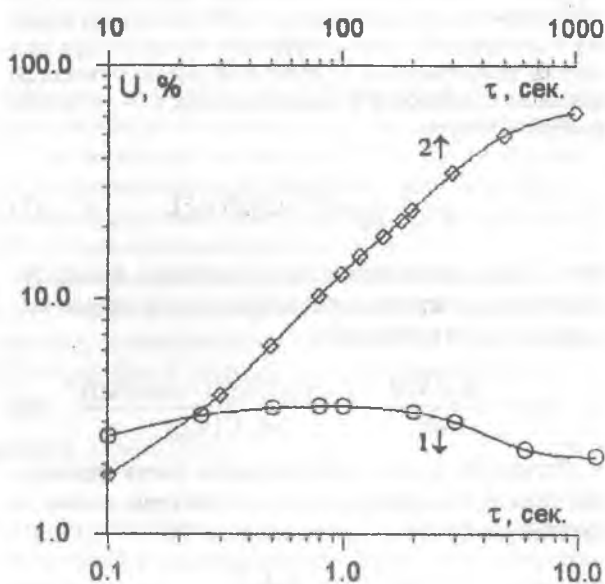


Рис. 5. Зависимость функционала невязки от времени экспонирования ПФ: 1 — негативная фотопленка 250 ед. ГОСТ, 2 — фотопластинки ЛИТ

лежат в диапазоне 500—2000 с., при этом обеспечивается значение U в пределах 0,5—0,6, в то время, как для надежной регистрации дефекта с помощью стандартных аппаратных средств достаточно обеспечить $U > 0,1$.

Для исследования влияния положения дефекта на величину U моделировались дефекты обоих типов одинакового размера в различных точках ФШ. Расчеты показывают, что знак U всегда оказывается положительным. Отметим, что дефекты типа «прокол» и «пылинка» одинаковых размеров, расположенные вблизи одной и той же точки ФШ, приводят к значениям U , отличающимся не более чем на 10%. Неравномерность чувствительности к дефекту в поле апертурной диафрагмы не превышает 15%.

Резюмируя результаты проведенного модели-

рования процессов Фурье-контроля дефектности ФШ ИС, подчеркнем следующее:

1. Метод дифракции в слабосходящемся пучке обладает высокой чувствительностью к дефектам ФШ при достаточной ее равномерности по полю апертурной диафрагмы.

2. Важную роль играет правильный выбор фотоматериала для изготовления ПФ. Предпочтение следует отдавать фотоэмульсиям, обеспечивающим максимальную оптическую плотность, например фотоматериалам марки ЛИТ.

3. Аппаратная реализация обсуждаемого метода контроля дефектности ФШ не представляет сложности на базе стандартного измерительного оборудования.

Литература

1. Ковалев Ю. В., Тараненко А. В. Способ измерения движущихся длинномерных объектов. — а. с. № 1413414, СССР.
2. Редько А. В. Основы черно-белых и цветных фото-процессов. — М.: Искусство, 1990. — 256 с.



17-990034