



УДК 620.19 : 778.4 : 621.382.002

А. З. НИКОЛАЕНЯ, В. А. ШУЛАКОВ,
Н. А. ГОЛИКОВА, И. И. КОЛЕСНИК

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ И ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

Применение методов голографической интерферометрии для контроля качества и надежности элементов конструкций полупроводниковых приборов и интегральных схем (ИС) в производственных условиях связано с необходимостью повышения чувствительности этих методов, упрощения условий записи голограмм и получения количественных данных.

Метод голографической интерферометрии, который в работе [1] использован для изучения температурных полей специальной тест-структуры, довольно трудоемкий. Кроме того, по этому методу изучаемую тест-структуру необходимо погружать в этиленгликоль, температурная зависимость показателя преломления которого во много раз сильнее аналогичной зависимости для воздуха. Однако применение этиленгликоля, как показала практика, имеет ряд негативных сторон, обусловленных сильным его окислением с изменением величины показателя преломления и длительной релаксацией оптических свойств после погружения в него исследуемого объекта.

Для достижения требуемой чувствительности температурных измерений на воздухе можно использовать [2] многократное прохождение зондирующего пучка через исследуемое пространство, а также интерференцию восстановленных голограммой сопряженных волн $+1$ -го и -1 -го порядков, в результате которой чувствительность метода увеличивается вдвое.

Для экспериментальных исследований тепловых полей ИС на воздухе пользовались оптической схемой повышенной чувствительности (рис. 1). В основу построения схемы положены способы увеличения чувствительности — многоходовой и сопряженных волн.

Луч лазера 1 полупрозрачными зеркалами 2 разделяется на три пучка, два из которых после отражения от зеркал 3 и прохождения коллиматоров 4 падают на голограмму 9 под одинаковыми углами ($\Theta = 20^\circ$) и являются опорными. В предметный пучок введены полупрозрачные зеркала 6 и 6' с расстоянием между ними 20 мм, что обеспечивает 10-кратное прохождение исследуемого пространства зондирующим пучком. Максимальное увеличение чувствительности, которое было получено по данной схеме, составило 20 раз.

Исследование тепловых полей ИС проводилось методом получения интерферограмм в полосах конечной ширины, расположенных перпендикулярно к теневой границе объекта 7, что позволяет получать информацию об изменении температуры во всем окружающем пространстве от области гомогенного фона до исследуемой поверхности. С этой целью в предметный пучок был введен стеклянный клин 5 с преломляющим углом $\gamma = 2^\circ$. Интерферограммы получали в реальном времени путем

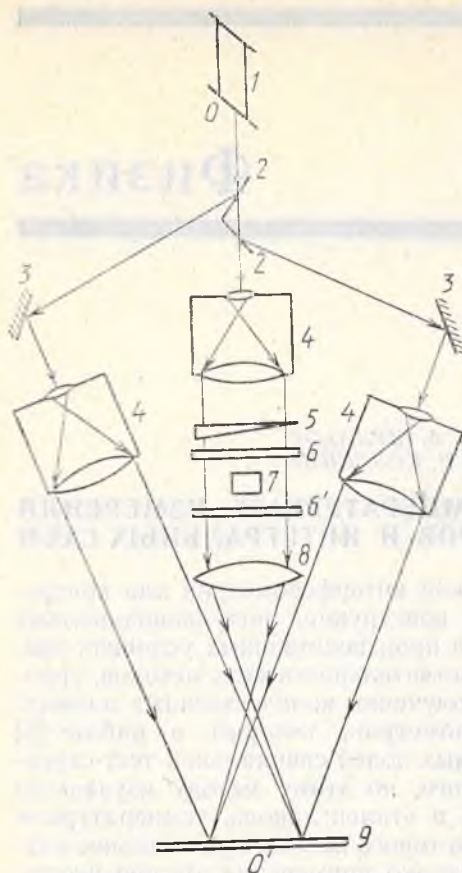


Рис. 1. Оптическая схема метода:

1 — He—Ne лазер; 2 — полупрозрачные зеркала; 3 — поворотные зеркала; 4 — коллиматоры; 5 — клин; 6, 6' — полупрозрачные зеркала резонатора; 7 — объект; 8 — линза; 9 — голограмма

экспонирования голограммы исходного состояния системы, поворота оптического клина 5 вокруг оси пучка OO' , подачи на кристалл определенной электрической мощности и фотографической регистрации сдвига полос.

С помощью формулы [2] $\nu = \frac{2\gamma(n-n_0)}{\lambda} \sin \frac{\alpha}{2}$, где n — показатель преломления материала клина; n_0 — показатель преломления окружающей среды; γ — преломляющий угол используемого клина; α — угол поворота клина вокруг оси OO' , определена частота полос интерференционной картины, которая составила $\nu = 3,5$ лин/мм.

На рис. 2, а представлена интерферограмма в полосах конечной ширины, образованных только поворотами клина без включения исследуемой ИС и соответствующих исходному состоянию системы. Благодаря использованию в схеме линзы 8, наблюдаемая интерференционная картина и теневое изображение ИС локализованы в плоскости голограммы. На рис. 2, б, в представлены интерферограммы теплового поля ИС при подаче на кристалл электрической мощности 0,75 Вт, регистрация которых производилась соответственно по классической двухпучковой схеме (б) и по предложенной схеме (в). Анализ рис. 2, б и 2, в показывает преимущество разработанной оптической схемы, позволяющей получать

интерферограммы с более значительным изгибом интерференционных полос, по которым становится возможным проведение температурных измерений.

При количественных измерениях каждой интерференционной полосе присваивался номер. Отсчет полос вели от невозмущенной тепловым полем зоны, т. е. от первой не претерпевшей искривления интерференционной полосы в направлении роста градиента толщины клина. На представленных интерферограммах (рис. 2, б, в) номера полосам присваивались справа налево вдоль верхней теневой границы ИС. Температурные измерения проводились по интерферограмме рис. 2, в. На исследуемой границе ИС выбрано одиннадцать точек с расстоянием между ними 1 мм (на интерферограмме через 0,5 см) и для каждой из них было определено значение Δk -величины сдвига интерференционных полос от своего первоначального положения. Величина Δk определялась как разница номеров интерференционной полосы, пришедшей в точку измерения, и полосы, которая проходила бы через эту точку в отсутствие возмущения.

На рис. 3 приведено изменение величины Δk вдоль исследуемой поверхности ИС для каждой из одиннадцати точек. Определенному сдвигу интерференционных полос соответствует определенное изменение показателя преломления [2]; $n(x, y) = \frac{\Delta k(x, y)\lambda}{l} + n_0$, где λ — длина волны используемого излучения; l — длина объекта в направлении OO' .

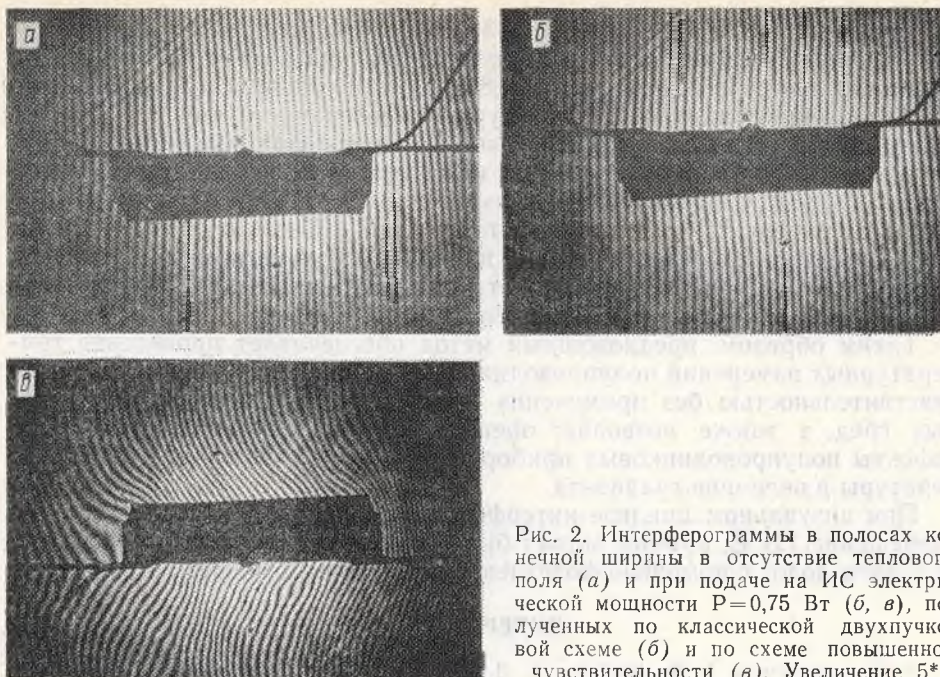


Рис. 2. Интерферограммы в полосах конечной ширины в отсутствие теплового поля (а) и при подаче на ИС электрической мощности $P=0,75$ Вт (б, в), полученных по классической двухлучковой схеме (б) и по схеме повышенной чувствительности (в). Увеличение $5\times$

С другой стороны, dn/dT для воздуха в температурном диапазоне $20-100^\circ\text{C}$ имеет значение $8,7 \cdot 10^{-7}$ град $^{-1}$ [3]. Учитывая эти зависимости, измеряли температуру в различных точках поверхности корпусов ИС. При этом температурное разрешение составило $1,8^\circ\text{C}$, что соответствует сдвигу интерференционной полосы в исследуемой зоне на интерферограмме, равному половине расстояния между интерференционными полосами.

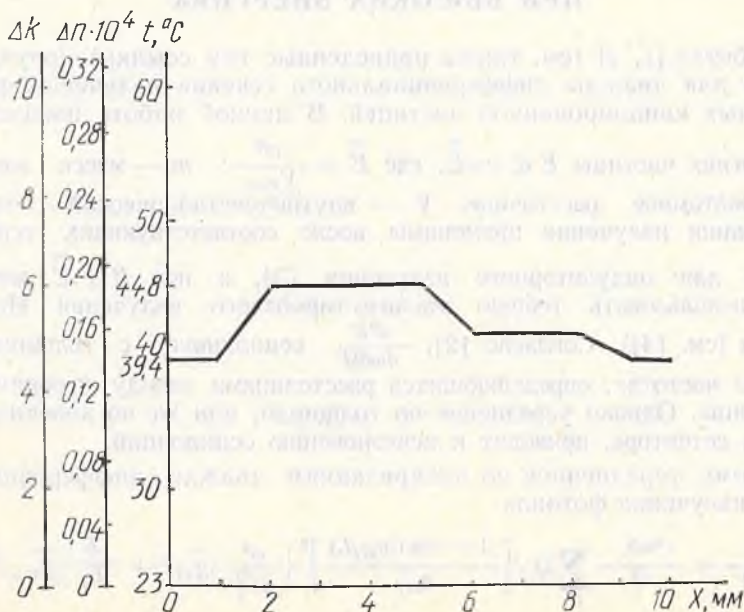


Рис. 3. Кривая измерения температуры вдоль поверхности исследуемой ИС, полученная при обработке интерферограммы рис. 2, в

Из анализа измерений (см. рис. 3) видно, что максимальное значение температуры, которое имеет исследуемая ИС при подаче электрической мощности $P=0,75$ Вт, составило $44,8^\circ\text{C}$. Можно также сделать заключение о наличии градиента температуры по поверхности корпуса ИС, который возникает из-за различия условий теплоотвода через выводы ИС. Разница значений температуры на исследуемой поверхности ИС составила $5,4$ град. Смещение зоны максимальной температуры свидетельствует о конструктивных особенностях данной ИС или о наличии каких-либо дефектов. В исследуемой ИС при микроскопическом обследовании обнаружен обрыв одного вывода от траверсы корпуса ИС, что привело к ухудшению теплоотвода и увеличению температуры.

Таким образом, предложенный метод обеспечивает проведение температурных измерений полупроводниковых приборов ИС с регулируемой чувствительностью без применения дополнительных термочувствительных сред, а также позволяет оценить конструктивные особенности и дефекты полупроводниковых приборов и ИС по разбросу значений температуры и величине градиента.

При визуальном анализе интерферограмм достигнуто температурное разрешение $1,8^\circ\text{C}$, которое может быть значительно увеличено при оценке сдвига полос с помощью фотоэлектрической регистрации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Николаева А. З., Буйко Л. Д., Шулаков В. А., Руденкова В. А. — Вестн. Белорусского ун-та. Сер. физ., мат. и мех., 1983, № 1, с. 6.
2. Островский Ю. И., Бутусов М. М., Островская Г. В. Голографическая интерферометрия. — М., 1977.
3. Краткий справочник по химии / Под ред. О. Д. Куриленко. — Киев, 1965.

Поступила в редакцию
15.10.80.

Кафедра физической электроники

УДК 539.121.7

В. В. ТИХОМИРОВ

СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В работах [1, 2] (см. также приведенные там ссылки) получено выражение для дважды дифференциального сечения излучения фотонов, излученных каналированной частицей. В данной работе показано, что

при энергиях частицы $E \ll md\tilde{E}$, где $\tilde{E} = \frac{m^2}{V_{\max}}$; m — масса электрона; d — межатомное расстояние; V — внутрикристаллический потенциал, для описания излучения применимы после соответствующих усреднений

формулы для ондуляторного излучения [3], а при $E \gg \tilde{E}$ для этого можно использовать теорию магнито-тормозного излучения Никишова и Ритуса (см. [4]). Согласно [2], $\frac{d^2N}{d\omega d\Omega}$ осциллирует с толщиной кристалла на частотах, определяющихся расстояниями между уровнями энергии частицы. Однако усреднение по толщинам, или же по конечному разрешению детектора, приводит к исчезновению осцилляций.

Поэтому усредненное по поляризациям дважды дифференциальное сечение излучения фотонов

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\omega S}{\pi^2} \sum_{if} Q_{if} \left[\frac{1 - \exp(iq_{zif}L)}{q_{zif}} \right]^2 \left\{ \frac{\omega^2}{2E_1^2} |\bar{g}_{if}|^2 + \frac{E}{E_1} |\bar{g}_{if\perp}|^2 \right\}, \quad (1)$$

где

$$\bar{g}_{if} = \frac{1}{2E} (\bar{I}_{zif} + E\bar{n}_{z\perp} J_{1if} - m\bar{n} J_{1if}), \quad \bar{g}_{if\perp} = \frac{1}{2E} (\bar{I}_{zif} + E\bar{n}_{z\perp} J_{1if}), \quad (2)$$