

А.О. Варданян, А.К. Мкртчян, А.В. Синяевский

**АБСОЛЮТНЫЙ РАДИОМЕТР ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА
НА ОСНОВЕ САМОКАЛИБРУЮЩИХСЯ ФОТОДИОДОВ
С ГЕТЕРОСТРУКТУРОЙ $\text{Jn}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_x - n\text{Si}$**

Излагаются физические основы метода самокалибровки, приводятся параметры радиометра видимой области спектра (400÷750 нм) на основе самокалибрующихся кремниевых фотодиодов $\text{Jn}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_x - n\text{Si}$. Проведено комплексное измерение характеристик созданного радиометра.

Энергетические измерения световых потоков имеют большое значение в практике оптических исследований в атмосфере [1]. При этом применение радиометров не ограничивается лишь задачами измерения потоков излучения, но играет важную роль при калибровке источников и приемников света.

В описываемом радиометре нами использованы самокалибрующиеся кремниевые фотодиоды, спектральная характеристика которых измеряется непосредственно по их электрическим и оптическим параметрам [2, 3].

1. Физические основы метода самокалибровки

Метод самокалибровки фотодиодов, предложенный впервые в [3], заключается в том, что калибровка фотодиодов (ФД) по абсолютной спектральной чувствительности (АСЧ) осуществляется непосредственно по их электрическим и оптическим характеристикам. Достоинство метода заключается также в простоте его реализации и высокой точности измерения.

В данной статье были использованы самокалибрующиеся фотодиоды с гетероструктурой $\text{Jn}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_x - n\text{Si}$ типа полупроводник – туннельно-прозрачный диэлектрик – полупроводник. В этих структурах индуцированный в кремнии $p - n$ -переход непосредственно выходит на границу $n\text{Si} - \text{SiO}_x$.

В результате обмена зарядами между $n\text{Si}$ и вырожденным широкозонным полупроводником n -типа Jn_2O_3 вблизи поверхности раздела $n\text{Si} - \text{SiO}_x$ в кремнии индуцируется $p - n$ -переход. Глубина проникновения поля $p - n$ -перехода в кремний определяется соотношением

$$l = [2\varepsilon_0 \varepsilon (\varphi_0 + u) / en]^{1/2}, \tag{1}$$

где ε_0 – электрическая постоянная; ε – диэлектрическая проницаемость полупроводника; n – концентрация основных носителей в Si; e – заряд электрона; φ_0 – величина потенциального барьера; u – напряжение обратного смещения.

Монохроматический поток излучения $N(\lambda)$, падающий на фотодиод (ФД), частично отражается от его поверхности – $N(\lambda) \rho(\lambda)$, где $\rho(\lambda)$ – спектральный коэффициент отражения от поверхности ФД. Оставшаяся часть излучения $[1 - \rho(\lambda)] N(\lambda)$ проникает в глубь ФД.

Излучение с энергией кванта меньшей, чем ширина запрещенной зоны Jn_2O_3 (~3,6 эВ), практически не поглощается в Jn_2O_3 и проходит в Si, в котором эффективно поглощаются кванты с энергией большей, чем ширина запрещенной зоны Si (~1,1 эВ).

Вероятность образования электронно-дырочной пары в диапазоне энергий квантов (3,6÷1,1) эВ (спектральный диапазон 400÷1000 нм) близка к единице, т.к. поглощение на свободных носителях ничтожно мало ($\alpha_3 \sim 10^{-20} \lambda^2$).

Коэффициент сбора неосновных носителей фототока зависит от соотношения скоростей отвода неосновных носителей от области рекомбинации и эффективной скорости рекомбинации. Для данной структуры скорость отвода неосновных носителей составляет $10^8 \div 10^9$ см/с, а эффективная скорость рекомбинации равна $\sim 10^3$ см/с. Таким образом, коэффициент сбора неосновных носителей фототока $\varepsilon(\lambda)$ в ФД отличается от единицы на величину $10^{-5} \div 10^{-6}$, т.е. практически близок к единице. Чувствительность ФД при нулевом обратном смещении можно определить из соотношения

$$S(\lambda) = [1 - \rho(\lambda)] \varepsilon(\lambda) \lambda / k, \quad (2)$$

где $\varepsilon(\lambda) = J_0'/J_n$; J_0' , J_n – фототоки соответственно при значениях обратного смещения U_0 и U_n ; $k = 1,24$ мкм·Вт·А⁻¹.

В случае полного поглощения падающего монохроматического потока спектральная чувствительность самокалибрующегося ФД будет линейно зависеть от длины волны:

$$S(\lambda) = \lambda / k. \quad (3)$$

2. Результаты измерений характеристик самокалибрующихся фотодиодов

Абсолютная спектральная чувствительность (АСЧ) ФД определялась методом компарирования с опорным приемником с известной АСЧ [2]. В большинстве измерений в качестве опорных фотоприемников применялись кремниевые фотодиоды типа ФД-24 к.

АСЧ исследуемого фотодиода $S_\phi(\lambda)$ определялась измерением фототоков исследуемого $J_\phi(\lambda)$ и опорного ФД $J_{он}(\lambda)$ в выбранном спектральном диапазоне:

$$S_\phi(\lambda) = [J_\phi(\lambda) / J_{он}(\lambda)] S_{он}(\lambda), \quad (4)$$

где $S_{он}(\lambda)$ – АСЧ опорного ФД.

Результаты измерений показывают, что при толщине 30 мкм окисла In_2O_3 коэффициент отражения ФД в спектральном диапазоне 400÷1000 нм не зависит от длины волны, а АСЧ в диапазоне 400÷750 нм линейно зависит от λ (рис. 1) в соответствии с выражением (3).

Экспериментально установлено также, что при подаче обратного смещения на ФД увеличивается спектральный диапазон работы самокалибрующегося ФД до $\lambda = 900$ нм.

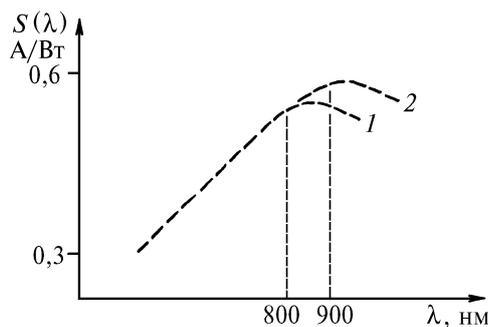


Рис. 1. Спектральная чувствительность фотодиодов при значениях удельного сопротивления кремния: кривая 1 – 100 и 2 – 400 Ом/см

Из физической модели самокалибрующегося ФД следует, что для фотодиодов со 100%-м коэффициентом сбора неосновных носителей фототока нет физических причин возникновения нелинейности ватт-амперной характеристики.

Нелинейность чувствительности ФД при нулевом обратном смещении определяется соотношением:

$$\eta = 1 - J_0 / J_n, \quad (5)$$

где J_0 – фототок при нулевом обратном смещении; J_n – фототок насыщения при обратном смещении на $p-n$ -переходе.

Результаты измерения зависимости фототока от величины обратного смещения на ФД представлены на рис. 2. Нелинейность η ФД в диапазоне фототока (10^{-7} – 10^{-2}) А не превышает 0,02%. Из приведенных данных следует, что нарушение линейности при нулевом обратном смещении на ФД наступает при фототоке $\sim 1,5$ мА, причем недобор фототока с увеличением освещенности возрастает. Подача обратного смещения восстанавливает область линейности работы ФД.

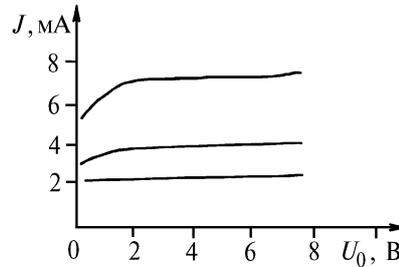


Рис. 2. Зависимость фототока от величины обратного смещения U_0 при различных уровнях освещенности E

Инерционность ФД в общем случае определяется временем диффузии или дрейфа неравновесных носителей через базу ($\tau_{\text{диф}}$), временем их пролета через область объемного заряда (ОПЗ) $p-n$ -перехода (τ_i) и постоянной времени цепи (τ_{RC}) [4]:

$$t_{\phi} = (\tau_{\text{диф}}^2 + \tau_i^2 + \tau_{RC}^2)^{1/2}, \quad (6)$$

где t_{ϕ} – постоянная времени ФД. Для одновременного удовлетворения требованиям быстродействия и высокого квантового выхода необходимо, чтобы область поглощения света находилась в пределах ОПЗ. В самокалибрующихся ФД с гетероструктурой $\text{In}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_x - n\text{Si}$ отсутствует передняя диффузионная область ($\tau_{\text{диф}} = 0$) и t_{ϕ} в этом случае зависит лишь от τ_i и τ_{RC} .

При удельном сопротивлении кремния 300–400 Ом/см глубина проникновения перехода в ФД составляет 10 мкм. В этом случае излучение в диапазоне 400–750 нм полностью поглощается в ОПЗ. Генерируемые носители ускоряются полем ОПЗ ($E_{\text{опз}} = 1,5 \cdot 10^5$ В/см) до скорости насыщения дрейфа, $V = 2 \cdot 10^4$ м/с для данной гетероструктуры. При размере фоточувствительной площади ФД 130 мм² с глубиной ОПЗ 10 мкм емкость перехода составляет $1,43 \cdot 10^3$ пф и, следовательно, $\tau_{RC} \approx 70$ нс.

Для определения временных характеристик отдельных гетерофотодиодов, входящих в радиометр, использовался лазер на алюмоиттриевом гранате в режиме самосинхронизации мод с выделением одиночного импульса из цуга. Длительность импульса излучения t_u была равна примерно 20 пс на длине волны второй гармоники $\lambda = 0,532$ мкм. Частота повторения 50 Гц. Импульс отклика регистрировался на стробоскопическом осциллографе С9-9. Время нарастания при фотодиодном включении равно 70 нс при нагрузке 50 Ом; при напряжении смещения $U_{\text{обр}} = 12$ В время нарастания составляет 45 нс [4].

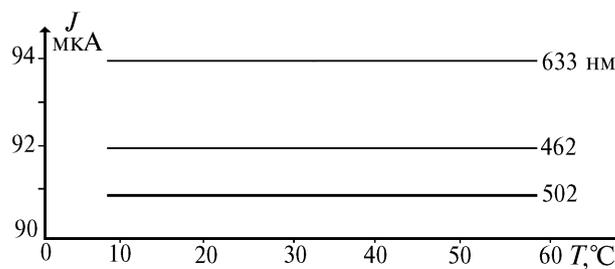


Рис. 3. Температурная зависимость АСЧ

Варданян А.О., Мкртчян А.К., Синяевский А.В.

Температурная зависимость спектральной характеристики ФД, измеренная методом [3], аналогичным методу измерения АСЧ, приведена на рис.3. В спектральном диапазоне 400÷750 нм температурный коэффициент чувствительности составляет 0,005 %/°С.

3. Конструкция радиометра

Из физической модели токопереноса в гетероструктуре $\text{Jn}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_x - n\text{Si}$ следует, что если падающий на ФД монохроматический поток полностью поглощается и коэффициент сбора неосновных носителей фототока равен единице, спектральная чувствительность ФД будет линейно зависеть от λ (4).

Разработанная конструкция радиометра состоит из четырех самокалибрующихся ФД, расположенных в корпусе таким образом, чтобы излучение, вошедшее в радиометр, испытало семь переотражений (рис. 4). Коэффициент отражения радиометра в спектральном диапазоне 400÷750 нм не зависит от λ и составляет 0,02%.

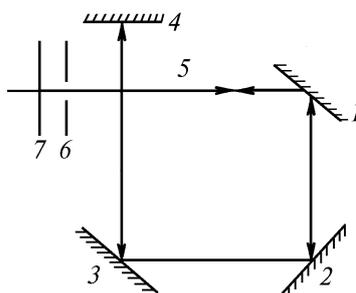


Рис. 4. Конструкция радиометра полного поглощения: кривые 1 – 4 – фотодиоды; 5 – пучок света; 6 – диафрагма; 7 – фильтр

Для самокалибровки разработанного радиометра по АСЧ достаточно определить отклонение коэффициента сбора неосновных носителей фототока от единицы при измерении зависимости фототока от величины обратного смещения.

При поэлементной оценке (с целью определения неисключенной систематической погрешности (НСП) измерения АСЧ радиометров полного поглощения) получено значение НСП, равное 0,06%.

Проведены также сравнения чувствительности нескольких радиометров на различных длинах волн. В течение одного года расхождение результатов измерений не превышало 0,19.

Выводы

Разработанный радиометр полного поглощения является самокалибрующимся и обеспечивает высокую линейность АСЧ в диапазоне фототоков $10^{-2} - 10^{-7}$ А; при этом температурный коэффициент не превышает 0,005%/°С в диапазоне температур (+10 ... +60 °С). Малая инерционность позволяет использовать также импульсные источники света при исследованиях. Линейность АСЧ в сочетании с другими характеристиками радиометра позволяет применять последний в широком круге задач атмосферной оптики, оптической локации и зондирования, калибровки СЧ фотоприемников и источников света.

1. Зуев В.Е., Кабанов М.В. Оптика атмосферного аэрозоля. Л.: Гидрометеиздат, 1987.
2. Мкртчян А.К. Высокоточные методы радиометрических измерений на основе гетерофотодиодов со структурой $\text{Jn}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_x - n\text{Si}$; Кандидатская диссертация, ВНИИОФИ, М, 1989.
3. Zalewski E.E., Geist J. // Appl. Opt. 1980. V. 19. N 8. P. 1214 – 1216.
4. Варданян А.О., Мкртчян А.К., Синявский А.В. // IV Всесоюзная школа по пикосекундной технике. (Тезисы докл.). М., 1991. С. 16 – 17.

A.O. Vardanyan, A.K. Mkrtychan, and A.V. Sinyavskii. **Absolute Radiometer for the Visible Region Based on Self-Calibrating Photodiodes with the Heterogeneous Structure of $\text{Jn}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_x - n\text{Si}$.**

We discuss in this paper the physical grounds of self-calibration technique and describe a radiometer for the visible region (400–750 nm) based on self-calibrating photodiodes of $\text{Jn}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_x - n\text{Si}$. A complex measurements of the parameters of this radiometer are also discussed in the paper.