

МНОГОДИАПАЗОННЫЙ ФОТОПРИЕМНИК НА ЭФФЕКТЕ ФОТОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ГЕРМАНИИ ДЛЯ МОЩНЫХ ЛАЗЕРОВ И.К.-ДИАПАЗОНА

© 2019 г. В. Е. Роголин^а, С. А. Филин^б, И. А. Каплунов^{с,*}

^а Институт электрофизики и электроэнергетики РАН
Россия, 191186, Санкт-Петербург, Дворцовая наб. 18

^б Российский экономический университет им. Г.В. Плеханова
Россия, 117997, Москва, Стремянный пер., 36

^с Тверской государственный университет
Россия, 170100, Тверь, ул. Желябова, 33

*e-mail: kaplunov.ia@tversu.ru

Поступила в редакцию 19.03.2019 г.

После доработки 19.03.2019 г.

Принята к публикации 27.03.2019 г.

Предложена высокоэффективная модель фотоприемника на основе эффекта увлечения свободных носителей тока фотонами в полупроводниках, позволяющая оперативно изменять рабочую длину кристаллического элемента. При этом возможно осуществлять расширение диапазона измеряемых длительностей импульса за счет уменьшения или увеличения чувствительности фотоприемника.

DOI: 10.1134/S0032816219050094

ВВЕДЕНИЕ

Для исследования характеристик лазеров, генерирующих мощные короткие импульсы света в и.к.-области спектра, необходимы высокоэффективные фоторегистраторы, работающие при комнатной температуре. Для этой цели оказались пригодны охлаждаемые фотоприемники на основе эффекта увлечения свободных носителей тока фотонами в полупроводниках. Эффект приводит к тому, что поглощенный импульс электромагнитной волны перераспределяется между фотонной и электронной подсистемами. При этом появляется направленный поток носителей тока, т.е. возникает ток увлечения [1–3]; э.д.с. увлечения пропорциональна мощности воздействующего излучения.

Как и все нелинейные эффекты в материалах, эффект фотонного увлечения проявляется при воздействии интенсивного излучения. Обычно он заметен при плотностях мощности излучения $\sim 10^5$ – 10^7 Вт/см², что позволяет использовать это явление для метрологической аттестации излучения мощных лазеров. Проблема точного измерения временных и энергетических характеристик мощных лазеров актуальна, и для таких измерений обычно отводится и измеряется часть излучения с помощью оптического клина (от 3–4%). Кроме того, если для измерений используется

высокочувствительный фотоприемник, то входящее в него излучение приходится дополнительно ослаблять, чтобы не выходить из пределов динамического диапазона. В целом это снижает достоверность измерений. Поэтому использование фотоприемников на основе эффекта фотонного увлечения свободных носителей тока в полупроводниках стало весьма удачным техническим решением этой задачи.

Для импульсных CO₂-лазеров, излучающих в диапазоне длин волн 9–11 мкм (основная длина волны $\lambda = 10.6$ мкм), такие фотоприемники изготавливают из монокристаллов германия (Ge) р-типа проводимости. Для лазеров других типов используются иные полупроводниковые монокристаллы. Так для лазеров, излучающих на длине волны 1.3 мкм, используют фотоприемники на основе эффекта увлечения свободных носителей тока фотонами в монокристаллах арсенида галлия (GaAs) [4]. Фотоприемник выполнен на основе полностью обедненной легированной сверхрешетки GaAs, перекрывающей весь диапазон от 0.8 до 1.4 мкм. Известен фотоприемник лазерного излучения и.к.-диапазона, на основе InSb, легированного примесью донорного типа [5].

В работе [6] сообщается об экспериментах с германиевым фотоприемником для регистрации излучения $\lambda = 10.6$ мкм, так как он представляет

интерес для метрологии мощных лазеров в этой области спектра.

В данной статье представлен фотоприемник на основе германия, обеспечивающий регистрацию импульсов лазерного излучения в и.к.-диапазоне в широком диапазоне мощностей излучения и длительности импульса.

ФОТОПРИЕМНИКИ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Для измерения временных характеристик импульса CO_2 -лазера традиционно использовались фотосопротивления на основе германия, легированного примесями золота, ртути, цинка и др., либо на основе соединений CdHgTe . Их применение осложняется тем, что позволяет получить лишь качественные результаты, так как эти фотоприемники, предназначенные для регистрации слабых сигналов, обладают высокой чувствительностью ($\sim 10^{-10}$ В/Вт и даже выше, что вынуждает сильно ослаблять направляемое на них излучение), а также невысоким динамическим диапазоном. Кроме того, как правило, для работы требуется охлаждение кристалла до температуры жидкого азота (в некоторых случаях еще ниже), а также источник внешнего электропитания, что осложняет работу с прибором.

Эффект фотонного увлечения свободных носителей тока в полупроводниках впервые был обнаружен и исследован в работах [1–3]. Фотонное увлечение носителей тока происходит при “прямых” переходах между подзонами тяжелых и легких дырок в валентной зоне. Поглощенный импульс электромагнитной волны перераспределяется между решеткой и электронной подсистемой. При поглощении мощного электромагнитного излучения свободным носителям передается не только энергия излучения, но и импульс фотонов, перераспределение которого приводит к возникновению в кристалле направленного потока носителей зарядов, т.е. возникает электродвижущая сила фотонного увлечения (фото-э.д.с.). Впоследствии при исследовании влияния магнитного поля и анизотропии изоэнергетических поверхностей на ток увлечения были обнаружены фотомагнитный и анизотропный фотоэлектрические эффекты в полупроводниках [7].

Эффект фотонного увлечения был использован для создания быстродействующих субнаносекундных неохлаждаемых фотоприемников импульсного и.к. лазерного излучения [6, 7]. К достоинствам этих фотоприемников относится возможность работы при комнатной температуре, высокая помехоустойчивость, стабильность параметров, возможность изготовления приемников с большой апертурой, отсутствие электропитания, возможность регистрации не только формы лазерного

импульса, но и его мгновенной и средней мощностей. Следует отметить, что данные фотоприемники являются хорошими вторичными эталонами вследствие очень высокой стабильности своих характеристик.

Таким образом, приемники на эффекте фотонного увлечения стали удачным решением проблемы измерения мгновенной и средней мощностей, а также длительности импульса мощных CO_2 -лазеров.

ФОТОПРИЕМНИКИ НА ЭФФЕКТЕ ФОТОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ГЕРМАНИЯ

Квант излучения CO_2 -лазера ($h\nu = 0.117$ эВ) поглощается в германии, главным образом, за счет внутризонного перехода между подзонами тяжелых и легких дырок. Для выполнения законов сохранения энергии и импульса необходимо перемещение дырок относительно решетки в направлении распространения излучения. Это вызывает появление между торцами кристалла Ge разности потенциалов — э.д.с. фотонного увлечения (V). Основные параметры такого фотоприемника: временное разрешение до 10^{-10} с, большой динамический диапазон (10 – 10^7 Вт/см²), работа при комнатной температуре, чувствительность порядка 0.1 – 1.0 В/МВт. Временная постоянная фотоприемника определяется прохождением светового импульса в кристаллическом стержне и определяется по формуле

$$\tau = \frac{nc}{L}, \quad (1)$$

где n — показатель преломления, L — длина рабочего кристалла фотоприемника, c — скорость света.

Э.д.с. фотонного увлечения можно выразить зависимостью

$$V = \frac{CW_{p1}(1 - R_1)\rho}{Sh\omega}, \quad (2)$$

где $C = e(-\tau_h v_h + \tau_L v_L)$ — константа образца кристалла (v_h и v_L — групповые скорости тяжелых и легких дырок соответственно, τ_h и τ_L — времена релаксации импульса в двух системах дырок, e — заряд электрона); W_{p1} — пиковая мощность лазерного импульса; ρ — удельное сопротивление кристалла; S — площадь приемной площадки; R_1 — коэффициент отражения от поверхности приемника; h — постоянная Планка; ω — угловая частота лазерного излучения.

Для получения максимального значения V требуется оптимизация образца по параметрам ρ , S , L . Максимальное значение измеряемой э.д.с. наблюдается при максимальной длине кристалла. Известно [6, 7], что при комнатной температуре оптимальные значения $\rho \approx 1$ – 10 Ом см, $L = 4$ – 6 см, а

площадь приемной площадки должна соответствовать минимально возможному размеру сечения измеряемого лазерного луча. При большей длине кристаллического стержня поглощение излучения в германии будет искажать получаемые результаты [8]. Однако для измерения субнаносекундных импульсов приходится сознательно снижать чувствительность, уменьшая временную постоянную за счет укорочения кристалла.

Временное разрешение фотоприемника ограничивают следующие физические процессы:

1. Время релаксации носителей по импульсу τ_i ($\sim 10^{-12} - 10^{-13}$ с) — параметр не является определяющим, ограничивающим временное разрешение фотоприемника.

2. Время установления равновесия в системе “ток увлечения — электрическое поле” τ_m , определяющее наблюдаемую э.д.с. фотонного увлечения; оценки показывают, что это время также достаточно мало: при использовании Ge p -типа с $\rho = 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, оно составляет $\sim 10^{-11}$ с.

3. Время $\tau_{ин}$, определяемое сопротивлением и емкостью кристаллического стержня из Ge p -типа и измерительного устройства; без существенной потери фоточувствительности приемник может быть выполнен с сопротивлением $< 10 \text{ Ом}$, а емкость уменьшена до 10^{-11} Ф, $\tau_{ин} \leq 10^{-10}$ с.

4. Характеристическое время $\tau_{пр}$, которое для фотоприемника на основе продольного эффекта увлечения становится определяющим, — время прохождения света в кристаллическом стержне, например, для фотоприемника с длиной монокристалла Ge p -типа 4 см $\tau_{пр} \approx 3 \cdot 10^{-10}$ с; это время может быть уменьшено за счет уменьшения длины кристаллического стержня, что приведет к уменьшению фоточувствительности.

Таким образом, становится понятно, что для проведения измерений излучения лазеров со сравнительно “длинными” импульсами желательно использовать фотоприемник с максимально возможной длиной кристаллического стержня. Для исследования излучения субнаносекундных лазеров приходится жертвовать величиной измеряемого сигнала за счет уменьшения длины кристаллического стержня ради повышения временного разрешения.

В случае измерения характеристик лазеров с большим диапазоном перестройки длительности импульса использование фотоприемников с только “короткими” или только “длинными” кристаллами становится неудобным, и часто приходится периодически менять фотоприемники.

В данной работе сообщается о техническом решении, позволившем избежать этого.

Был изготовлен чувствительный элемент фотоприемника — кристаллический стержень дли-

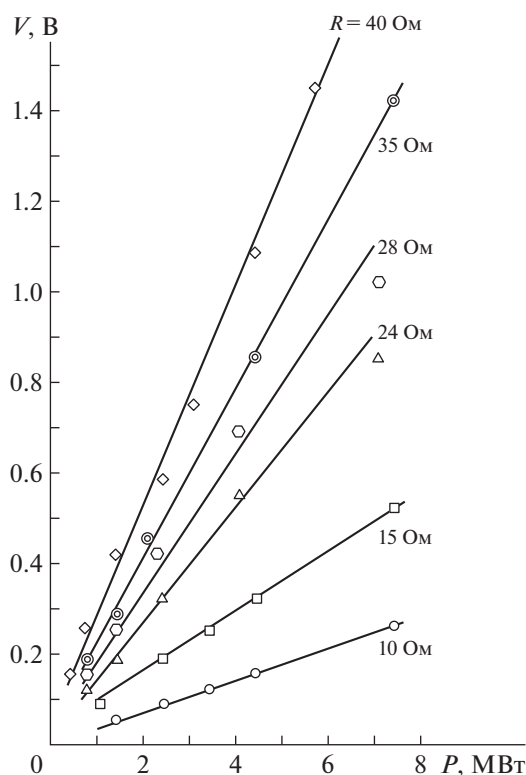


Рис. 1. Вольт-ваттные характеристики фотоприемника при различном R -сопротивлении участка кристалла, который использован для регистрации сигнала.

ной 6 см, на который было нанесено 7 омических контактов на равном расстоянии друг от друга нормально к оптической оси кристаллического стержня. Рабочий элемент — кристаллический стержень фотоприемника — имел квадратное сечение $10 \times 10 \text{ мм}^2$.

Прибор снабжен переключателем, позволяющим снимать фото-э.д.с. с любой пары контактов, тем самым оперативно меняя рабочую длину кристаллического стержня. Это позволило оперативно регулировать величину измеряемых параметров. Данная конструкция фотоприемника позволяет регистрировать фото-э.д.с. разными участками кристалла. Это сделано для того, чтобы измерять “быстрые” импульсы, для которых требуется малая длина кристалла и при этом уменьшается чувствительность фотоприемника. В случае необходимости измерения сравнительно длинных импульсов возможен рост чувствительности за счет увеличения рабочей длины кристалла (см. формулу (1)). Характеристики используемого лазера представлены в работе [9].

На рис. 1 приведены вольт-ваттные характеристики фотоприемника, а на рис. 2 — зависимость выходного сигнала фотоприемника от сопротивления кристалла.

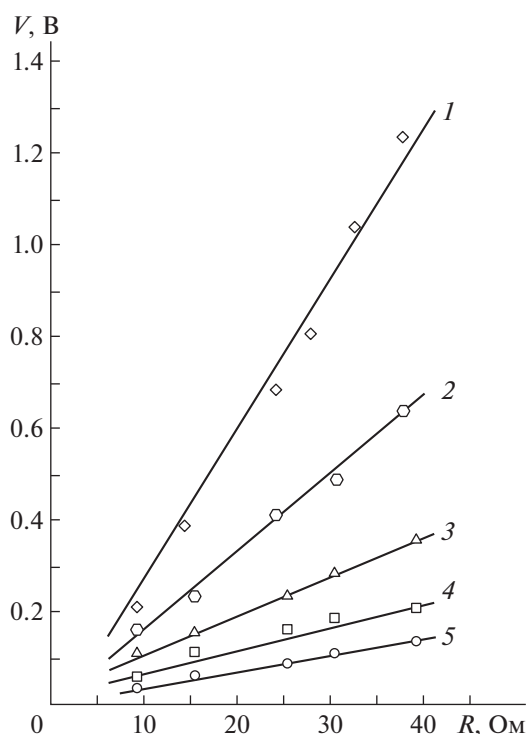


Рис. 2. Зависимость выходного сигнала V фотоприемника от сопротивления кристалла R . Диапазон мощностей воздействующего излучения: 1 – 7.24 МВт, 2 – 4.47 МВт, 3 – 2.24 МВт, 4 – 1.06 МВт, 5 – 0.49 МВт.

Калибровку фотоприемника проводили путем измерения его вольт-ваттных характеристик на шести рабочих диапазонах (рис. 1). Исследована также зависимость выходного сигнала от сопротивления кристалла (рис. 2). Эти измерения проведены в диапазоне мощностей воздействующего излучения 10^5 – 10^7 Вт. Видно, что при $W_{PI} \leq 5$ МВт/см², вольт-ваттные характеристики приемника линейны. Линейны также зависимости $V = f(R)$ при фиксированном уровне мощности, т.е. работа прибора возможна на любом из шести диапазонов.

Верхний предел динамического диапазона фотоприемника ограничивается разрушением материала под действием излучения и эффектом возможного просветления германия при больших интенсивностях. Эффект просветления полупроводника возникает, во-первых, вследствие того, что при высоких мощностях излучения оказываются заполненными состояния в “легкой” подзоне, куда могут переходить носители, и, во-вто-

рых, потому, что скорость перехода дырок под действием излучения из “тяжелой” подзоны в “легкую” может превысить скорость их поступления за счет междырочных столкновений с основной массой носителей в энергетический интервал, где они могут поглощать кванты света.

Наиболее высокая чувствительность F , как и следует из формулы (1), наблюдалась при максимальной рабочей длине стержня и составляла $(0.4\text{--}0.6) \cdot 10^{-6}$ В/Вт.

Следует отметить, что эти исследования проведены на непросветленном кристалле Ge. После просветления чувствительность F должна возрасти почти вдвое, так как германий легко просветляется однослойным четвертьволновым покрытием из ZnS или As₂S₃ [8].

ВЫВОДЫ

Разработана конструкция и создан универсальный фотоприемник на основе эффекта фотонного увлечения свободных носителей тока в полупроводниках, обеспечивающий регистрацию импульсов лазерного излучения в и.к.-диапазоне во всем весьма широком диапазоне времен и мощностей, заменяющий комплект фотоприемников.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Данишевский А.М., Кастальский А.А., Рывкин С.М., Ярошецкий И.Д. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. № 2. С. 544.
2. Gibson A.F., Kimmit M.F., Walker A.C. // Appl. Phys. Lett. 1970. V. 17. P. 75.
3. Гринберг А.А. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. № 3. С. 989.
4. Schneider W., Hübner K. // Phys. Lett. A. 1975. V. 53. Issue 1. P. 87.
5. Романов С.Г., Йатс Н.М., Пембл М.И., Аггер Д.Р., Андерсон М.В., Сотомайор К.М. Торрес, Бутко В.Ю., Кумзеров Ю.А. // ФТТ. 1997. Т. 39. № 4. С. 727.
6. Валов П.М., Гончаренко К.В., Марков Ю.В., Перишин В.В., Рывкин С.М., Ярошецкий И.Д. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 1. С. 95.
7. Ярошецкий И.Д. Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. ЛФТИ им. Иоффе. 1971. 49 с.
8. Каплунов И.А., Рогалин В.Е. // Фотоника. 2019. № 1. С. 88. <https://doi.org/10.22184/FRos.2019.13.1.88.106>
9. Аполлонов В.В., Васильковский Ю.М., Жаворонков М.И., Прохоров А.М., Ровинский Р.Е., Рогалин В.Е., Устинов Н.Д., Фирсов К.Н., Ценина И.С., Ямщиков В.А. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 1. С. 5.