

УДК 535: 621.373.826: 539

DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-4-82-90

Исследование двухфотонного поглощения фемтосекундного ИК излучения методом «накачка – зондирование» в отражении от пластинки GaAs (001)

Н. Н. Рубцова¹, Г. М. Борисов^{1,2}, Д. В. Ледовских¹

¹ *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН
Новосибирск, Россия*

² *Новосибирский государственный университет
Новосибирск, Россия*

Аннотация

Исследовано отражение от подложки арсенида галлия ориентации (001) инфракрасного пробного фемтосекундного излучения в присутствии более мощных импульсов накачки того же излучения с пиковой мощностью до 1 ГВт/см². Лазер Yb³⁺:KY(WO₄)₂ с центральной длиной волны 1035 нм, с частотой повторения 70 МГц, длительностью импульсов 130 фс и средней мощностью не более 0,9 Вт работал в области прозрачности GaAs. Экспериментальная зависимость регистрируемого сигнала от интенсивности излучения накачки на качественном уровне совпадает с модельной зависимостью для двухфотонного поглощения. Результаты важны для правильной интерпретации кинетики отражения от слоя квантовых ям.

Ключевые слова

двухфотонное поглощение, накачка – зондирование, фемтосекундные импульсы излучения

Источник финансирования

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-29-20007 и гранта РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках научного проекта № 18-42-543001

Для цитирования

Рубцова Н. Н., Борисов Г. М., Ледовских Д. В. Исследование двухфотонного поглощения фемтосекундного ИК излучения методом «накачка – зондирование» в отражении от пластинки GaAs (001) // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 4. С. 82–90. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-4-82-90

Investigation of Femtosecond IR Radiation Two-Photon Absorption by Pump-Probe Method in GaAs (001) Plate Reflection

N. N. Rubtsova¹, G. M. Borisov^{1,2}, D. V. Ledovskikh¹

¹ *Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation*

² *Novosibirsk State University
Novosibirsk, Russian Federation*

Abstract

The reflection of probe infrared femtosecond radiation pulses from a gallium arsenide substrate of the (001) orientation in the presence of more powerful pump pulses of the same radiation with a peak power of up to 1 GW/cm² was investigated. A Yb³⁺:KY(WO₄)₂ laser with a central wavelength of 1035 nm, a repetition rate of 70 MHz, a pulse duration of 130 fs, and an average power of not more than 0.9 W worked in the GaAs transparency region. The experimental dependence of the recorded signal on the pump radiation intensity is in qualitative agreement with the model

© Н. Н. Рубцова, Г. М. Борисов, Д. В. Ледовских, 2019

ISSN 2541-9447

Сибирский физический журнал. 2019. Том 14, № 4
Siberian Journal of Physics, 2019, vol. 14, no. 4

dependence for two-photon absorption. The results are important for the correct interpretation of reflectivity kinetics of quantum wells.

Keywords

two-photon absorption, pump-probe, femtosecond radiation pulses

Funding

The study was financially supported by the RFBR grant No. 18-29-20007 and the RFBR grant and the Law-agencies of the Novosibirsk region in the framework of the scientific project no. 18-42-543001

For citation

Rubtsova N. N., Borisov G. M., Ledovskikh D. V. Investigation of Femtosecond IR Radiation Two-Photon Absorption by Pump-Probe Method in GaAs (001) Plate Reflection. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 4, p. 82–90. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-4-82-90

Введение

Двухфотонное поглощение в монокристаллических полупроводниках и в квантовых ямах давно является предметом изучения в силу большой роли этого явления в понимании нелинейных процессов в полупроводниковых устройствах, в том числе с использованием наноразмерных структур. В этой области науки сделано уже многое. Теоретически [1] установлена зависимость коэффициента двухфотонного поглощения β от ширины запрещенной зоны E_g полупроводника $\beta \sim (E_g)^{-1/3}$ для излучения в области прозрачности полупроводников, получено доказательство безынерционности процесса [2] для поглощения связанными носителями заряда, исследована анизотропия двухфотонного поглощения в полупроводниках [3]; рассчитана анизотропия двухфотонного поглощения в квантовых ямах [4] и т. д.

Интерес авторов к явлению двухфотонного поглощения обусловлен необходимостью учитывать его в некоторых экспериментах типа «накачка – зондирование» при исследовании элементов зеркал с насыщающимся поглощением [5–9]. Цель данной работы – обосновать условия, при которых возможно исследование кинетики квантовых ям, в особенности участка кинетики, связанного с формированием и гибелью экситонов, локализованных в квантовых ямах.

Теория

Общий случай двухфотонного поглощения в полупроводниках со структурой цинковой обманки ZnSe, ZnS, GaAs, CdTe, ZnTe рассмотрен в [10] для двух излучений разных частот (невыврожденное двухфотонное поглощение); рассмотрение включает вырожденное двухфотонное поглощение как частный случай. Применительно к одночастотным экспериментам типа «накачка – зондирование» система дифференциальных уравнений (4) из [10] может быть записана для интенсивности насыщающего излучения накачки I_s и пробного излучения I_{pr} в следующем виде:

$$\begin{aligned} dI_s/dz &= -\beta_{11} \cdot I_s^2 - 2 \cdot \beta_{12} \cdot I_s \cdot I_{pr}, \\ dI_{pr}/dz &= -\beta_{22} \cdot I_{pr}^2 - 2 \cdot \beta_{21} \cdot I_s \cdot I_{pr}. \end{aligned} \quad (1)$$

В формуле (1) I_{pr} – пробное излучение, I_s – излучение накачки, z – расстояние от входной поверхности образца; коэффициенты двухфотонного поглощения β_{ij} соответствуют поглощению двух фотонов излучения накачки либо двух фотонов пробного излучения, либо поглощению по одному фотону из каждого из этих двух пучков излучения. Граничные условия фиксируют значения интенсивности излучений накачки $I_s(0) = I_{s0}$ и пробного $I_{pr}(0) = I_{pr0}$ на входе в образец.

Аналитическое решение системы уравнений (1) можно получить лишь при условии, что пробное излучение имеет низкую интенсивность, т. е. $I_{pr}(z) \ll I_s(z)$ на всем протяжении образца. Несущие частоты излучений накачки и пробного одинаковы, поэтому значения всех коэффициентов двухфотонного поглощения считались одинаковыми (далее обозначены как β). Пренебрегая в уравнении для $I_s(z)$ вторым слагаемым правой части, для интенсивности накачки получаем выражение

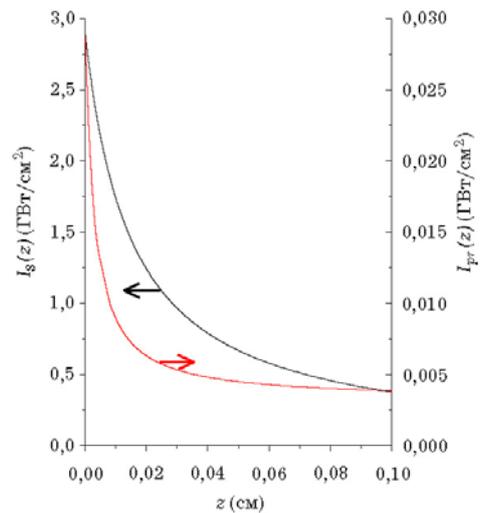
$$I_s(z) = I_{s0} / (1 + \beta \cdot I_{s0} \cdot z). \quad (2)$$

Из второго уравнения системы (1), пренебрегая квадратичным слагаемым правой части, для интенсивности пробного излучения получаем

$$I_{pr}(z) = I_{pr0} / (1 + \beta \cdot z \cdot I_{s0})^2. \quad (3)$$

Рис. 1. Расчетные зависимости интенсивностей излучения накачки и пробного излучения от длины пути в образце z в случае $I_{pr}(z) \ll I_s(z)$

Fig. 1. Estimated dependences of radiation intensities pump I_s and probe I_{pr} radiation versus the path length z in sample in the case $I_{pr}(z) \ll I_s(z)$

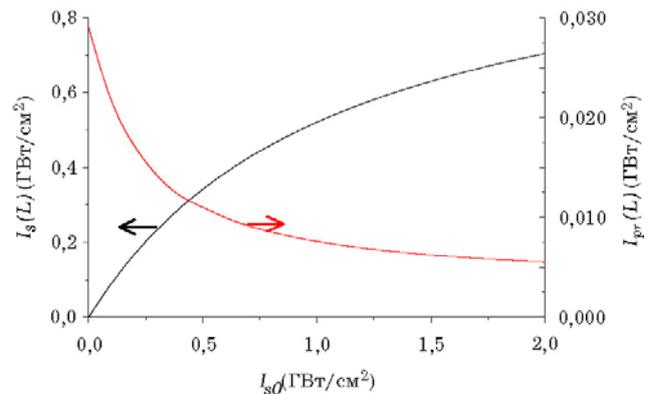


На рис. 1 показано поведение интенсивности излучения накачки и пробного излучения в зависимости от пути z , пройденного в образце. Излучение накачки ослабевает с ростом толщины образца не столь значительно, как интенсивность пробного излучения.

Из упрощенного аналитического решения видна разница в поведении накачки и пробного излучения на выходе из образца с длиной L (в расчетах использовано $L = 400$ мкм) в зависимости от входной интенсивности накачки. Результат показан на рис. 2.

Рис. 2. Расчетные зависимости интенсивностей излучения накачки и пробного излучения на выходе образца длины L от интенсивности накачки на входе в образец (случай $I_{pr}(z) \ll I_s(z)$)

Fig. 2. Estimated intensities of pump and probe radiation at the output of the sample of length L versus the pump intensity at the sample entrance ($I_{pr}(z) \ll I_s(z)$)



С ростом входной интенсивности накачки ее интенсивность на выходе образца нарастает. В то же время интенсивность пробного излучения на выходе образца уменьшается с ростом входной интенсивности накачки. Это может быть интерпретировано как повышение чувствительности пробного излучения к двухфотонному поглощению за счет процессов с одновременным поглощением одного фотона пробного излучения и одного фотона накачки. С ростом интенсивности накачки вероятность такого процесса растет, и выходное пробное излучение ослабляется значительно сильнее, чем в отсутствие излучения накачки.

В случае регистрации сигнала двухфотонного поглощения методом двойной модуляции [11] пробное излучение и излучение накачки прерываются на некратных частотах, а сигнал регистрируется на суммарной частоте. В результате регистрируемый сигнал оказывается пропорциональным произведению $I_{pr}(L) \cdot I_s(L)$, где L – длина образца. Для предельного случая $I_{pr}(z) \ll I_s(z)$ можно получить аналитическое выражение для регистрируемого сигнала:

$$S \sim I_{pr0} \cdot I_{s0} / (1 + \beta \cdot z \cdot I_{s0})^3. \quad (1)$$

Ожидаемая зависимость регистрируемого сигнала от интенсивности излучения накачки на входе в образец $S(I_{s0})$ показана на рис. 3; видно нарастание с насыщением и с последующим уменьшением сигнала при высокой интенсивности накачки.

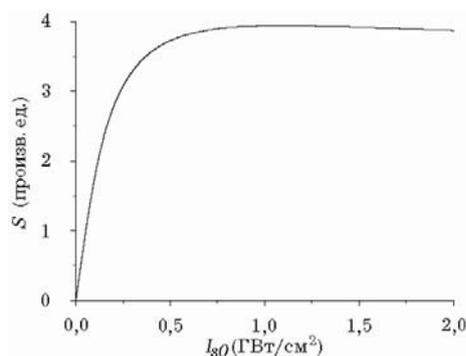


Рис. 3. Амплитуда регистрируемого сигнала как функция интенсивности накачки на входе в образец для случая $I_{pr}(z) \ll I_s(z)$ (аналитическое решение)

Fig. 3. The amplitude of the recorded signal as a function of the pump intensity at the sample entrance for the case $I_{pr}(z) \ll I_s(z)$ (analytical solution)

В экспериментах типа «накачка – зондирование» приходится изменять интенсивность накачки от максимально возможных значений в сторону уменьшения, и тогда условие $I_{pr}(z) \ll I_s(z)$ будет выполняться не всегда. В этом случае необходимо решать систему уравнений (1) численно. Характер зависимости от длины образца и от значений входной интенсивности накачки качественно остается таким же, как в упрощенном случае. Нахождение численных решений не представляет труда. Численные решения системы уравнений (1) использованы для сравнения с результатами эксперимента.

Метод измерения

Техника двойной модуляции, используемая нами для исследования кинетики просветления и восстановления зеркал или их элементов, подробно представлена в [11]. Используется излучение фемтосекундного лазера FL-1000 (фирма «Солар», Беларусь) с центральной частотой излучения 1035 нм, длительностью импульсов 130 фс, частотой следования около 70 МГц и средней мощностью излучения не более 0,9 Вт. Излучение делится стеклянной пластинкой на два пучка – насыщающий и пробный. Оптическая линия задержки, управляемая от компьютера, позволяет изменять время задержки пробного импульса относительно

импульса накачки в пределах от -10 до $+40$ пс с точностью около половины длительности импульсов. Каждый из пучков прерывался механически на своей частоте (частоты не кратные), фокусировался на образец под малым углом падения и под небольшим углом к другому пучку в пятно радиусом 30 микрон, а нелинейный отклик регистрировался на суммарной частоте прерывания. Все указанные углы не превышали $10-15^\circ$, а поляризации пробного излучения и излучения накачки были одинаковыми. Предельная чувствительность регистрации относительного изменения отражения составила $5 \cdot 10^{-6}$ [11].

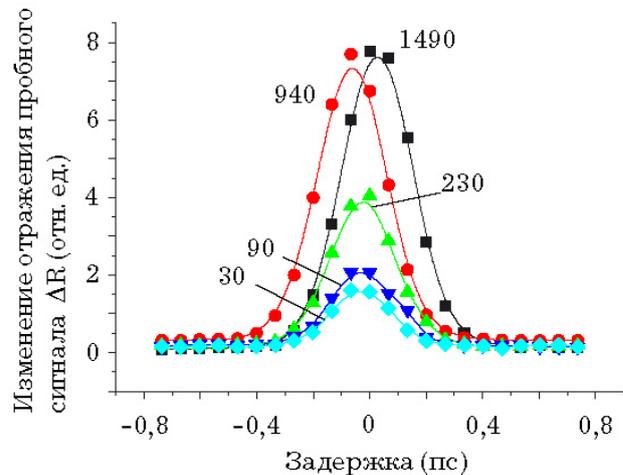
Результаты измерений и сравнение с расчетом

Измерения отражения от образца арсенида галлия ориентации (001) толщиной 400 микрон проведены при близком к нормали падении обоих пучков излучения (насыщающего и пробного) на образец. В экспериментах регистрировалось пробное излучение как функция времени задержки между пробным излучением и излучением накачки. Зависимость изменения интенсивности пробного излучения в зависимости от времени задержки пробного импульса относительно импульса накачки (насыщающего излучения) показаны на рис. 4.

Рис. 4. Зависимость изменения отражения пробного излучения ΔR как функция задержки пробного импульса относительно импульса накачки (значения интенсивности насыщающего излучения обозначены цифрами у кривых в $\text{МВт}/\text{см}^2$)

Fig. 4. The change in probe radiation reflection ΔR as a function of the probe pulse delay

relative to the pump pulse (the intensities of saturating radiation are indicated by numbers near the curves in MW/cm^2)



Некоторые сдвиги максимумов кривых по задержкам происходят из-за применения нейтральных фильтров для ослабления интенсивности насыщающего излучения, толщина которых несколько отличалась. Небольшой стационарный сигнал, на фоне которого регистрируются кривые для высокой интенсивности насыщающего излучения, соответствует вкладу свободных носителей, сформированных в результате двухфотонного поглощения. Этот вклад выглядит как стационарный из-за большого времени электронно-дырочной рекомбинации в монокристаллическом арсениде галлия, с характерным временем, превышающим период следования фемтосекундных импульсов – в нашем случае 14 нс.

Для расчетов использованы значения коэффициента двухфотонного поглощения $\beta = 0,010; 0,015$ и $0,020 \text{ см}/\text{МВт}$; длина образца $L = 0,04 \text{ см}$; интерференция пучков в образце не учитывалась. Решение системы уравнений (1) выполнено с применением программы Mathcad. Попытка учесть трехфотонное поглощение с коэффициентом, экстраполированным к использованной длине волны излучения, показала, что вклад этого процесса не превышает 20 % в условиях эксперимента.

Экспериментальные данные, соответствующие максимумам кривых на рис. 4, пересчитаны в относительное изменение отражения $\Delta R/R$, где R – отражение пробного излучения в линейном режиме без насыщающего излучения. Экспериментальные точки на рис. 5 соединены тонкой штриховой линией (сплайновая интерполяция). Ординаты точек соответствуют максимумам кривых рис. 4, пересчитанных в относительное изменение отражения $\Delta R/R$. Абс-

циссы поправлены на отражение от образца (для этого использованы измерения средней мощности накачки, падающей на образец и отраженной от него, а также размер пучка на образце). Ошибка измерений на рис. 5 примерно соответствует размеру экспериментальных точек.

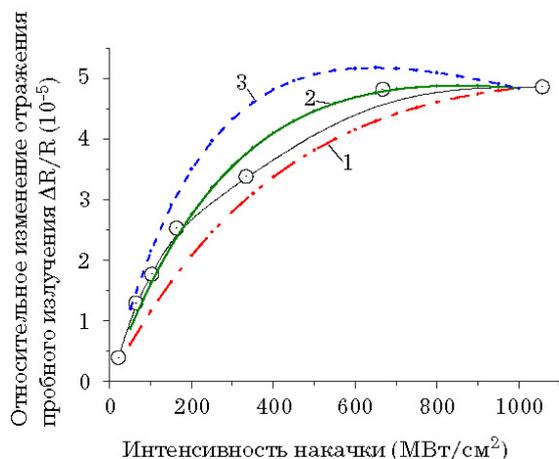


Рис. 5. Зависимость относительного изменения отражения пробного излучения $\Delta R/R$ от интенсивности накачки. Экспериментальные точки соединены штриховой тонкой линией методом сплайновой интерполяции. Сплошные кривые представляют расчет для коэффициентов двухфотонного поглощения $\beta = 10$ (кривая 1), $\beta = 15$ (кривая 2) и $\beta = 20$ (кривая 3) в $\text{см}/\text{ГВт}$

Fig. 5. The dependence of the relative probe radiation change $\Delta R/R$ versus the pump intensity. The experimental points are connected by a dashed thin line by B-spline interpolation method.

The solid curves represent the calculation for the coefficient of two-photon absorption $\beta = 10$ (curve 1), $\beta = 15$ (curve 2) and $\beta = 20$ (curve 3) in cm/GW

На рис. 5 показаны также расчетные кривые, соответствующие коэффициентам двухфотонного поглощения $\beta = 0,010; 0,015; 0,020$ $\text{см}/\text{МВт}$. К экспериментальным точкам ближе всего кривая 2. Для сравнения с экспериментом расчетные значения сигнала нормированы на величину $\Delta R/R$ относительного изменения пробного излучения в точке, соответствующей интенсивности накачки $1 \text{ ГВт}/\text{см}^2$.

Обсуждение

В данной работе отражение от подложки GaAs ориентации (001) импульсов пробного инфракрасного фемтосекундного излучения исследовано в присутствии более мощных импульсов накачки того же излучения с пиковой мощностью до $1 \text{ ГВт}/\text{см}^2$. Фемтосекундный лазер $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ с центральной длиной волны 1030 нм работал в области прозрачности GaAs; энергия импульсов лазера не превышала 2 нДж . Сигналы, соответствующие нелинейному взаимодействию пробного излучения и излучения накачки в образце, оказались большими – на рис. 4 видно, что отношение сигнал / шум высокое. Измеренная зависимость относительного изменения отражения пробного излучения $\Delta R/R$ от интенсивности накачки нарастает в области малых значений интенсивности накачки, насыщается и далее затухает с ростом интенсивности накачки. Затухание хорошо видно на модельной кривой 3 на рис. 5. Видно также, что расчетные кривые чувствительны к величине коэффициента двухфотонного поглощения β .

В литературе можно найти различные значения β для GaAs в области ближнего ИК диапазона. В [3] с помощью пикосекундного излучения с длиной волны излучения $1,06$ микрон при комнатной температуре измерены в арсениде галлия значения $\beta = 0,023\text{--}0,030 \text{ см}/\text{МВт}$. В [12] можно встретить для той же спектральной области значения $\beta = 0,026 \text{ см}/\text{МВт}$ и $\beta = 0,023 \text{ см}/\text{МВт}$.

Экспериментальные результаты данной работы не противоречат данным [12] и могли бы представлять интерес как полученные при использовании более коротких импульсов. Их вряд ли можно использовать для измерения (уточнения) коэффициентов двухфотонного поглощения β из-за применения сфокусированных лазерных пучков. В таких условиях неоднородности полей излучения, факторы пространственного совмещения пробного излучения и излучения накачки могут быть существенными. Для измерений β было бы правильнее

использовать более широкие пучки излучений, что невозможно в наших условиях малой энергии импульса фемтосекундного лазера. Поэтому мы считаем удовлетворительным совпадение формы экспериментальной зависимости на рис. 5 с одной из расчетных кривых с разумным значением β .

Полученные результаты дополняют данные работы [8], посвященной исследованию кинетики отражения слоя квантовых ям InGaAs, выращенных непосредственно на подложке GaAs. В [8] было показано, что кинетика такого образца усложнена влиянием процессов, происходящих в подложке: мощный сигнал двухфотонного поглощения в подложке арсенида галлия маскирует наиболее интересный начальный участок сигнала нелинейного отражения от квантовых ям, обусловленный вкладом фотогенерированных экситонов. Исследование процессов в подложке GaAs (001) в данной работе показало, что в области прозрачности арсенида галлия интенсивное излучение накачки оказывает заметное влияние на поведение пробного излучения – из-за двухфотонного поглощения. Очевидно, что при исследовании кинетики отражения фемтосекундного ИК излучения от слоя квантовых ям, выращенных на подложке GaAs (001), необходимо учитывать двухфотонное поглощение в подложке, несмотря на то, что пробное излучение находится в области прозрачности материала подложки. Из результатов данной работы следует, что вклад двухфотонного поглощения в начальный участок кинетической кривой для слоя квантовых ям на подложке GaAs вряд ли возможно удалить путем вычитания расчетной кривой типа рис. 4. Поэтому мы делаем вывод, что при исследовании нелинейных эффектов в квантовых ямах лучше по возможности устранять проявления двухфотонного поглощения в подложке, например, путем изоляции слоя квантовых ям от подложки слоями диэлектрического или полупроводникового зеркала. Это особенно важно для участка кинетической кривой в области малых задержек пробного импульса излучения относительно импульса излучения накачки. Появление этого участка кривой связано с формированием и ионизацией экситонов [13], а наличие именно этого участка обеспечивает старт процесса синхронизации мод при малых плотностях энергии в резонаторе лазера – при использовании зеркала с насыщающимся поглощением в слое квантовых ям.

Заключение

Полученная в работе экспериментальная зависимость регистрируемого сигнала двухфотонного поглощения от падающей на образец интенсивности излучения накачки на качественном уровне совпадает с модельной зависимостью. Поскольку в расчетах использованы уравнения для плоских волн, а в эксперименте применялась фокусировка излучения в образец, качественное согласие модели с экспериментом можно считать удовлетворительным. Наиболее важный вывод из полученных результатов заключается в том, что для подробного исследования кинетики слоя квантовых ям, предназначенных для пассивной синхронизации мод лазера ближнего ИК диапазона, необходимо изолировать этот слой от подложки арсенида галлия. Только это позволит получить надежные данные о кинетике отражения квантовых ям при воздействии импульса излучения накачки. В особенности это касается наиболее важного участка кинетической кривой, соответствующего формированию и ионизации экситонов, локализованных в квантовых ямах.

Список литературы

1. **Van Stryland Eric W., Woodall M. A., Vanherzeele H., and Soileau M. J.** Energy band-gap dependence of two-photon absorption. *Optics Letters*, 1985, vol. 10, no. 10, p. 490–492.
2. **Tomita Yasuo, Shibata Masa-aki, and Bergquist Johan.** Pulsewidth dependence of time-resolved two-photon absorption with picosecond pump–probe excitation. *J. Appl. Phys.*, 1992, vol. 71, p. 2102–2105.

3. **Bechtel J. H. and Smith W. L.** Two-photon absorption in semiconductors with picosecond laser pulses. *Phys. Rev. B.*, 1976, vol. 13, no. 8, p. 3515–3522.
4. **Pattanaik Himansu S., Reichert Matthew, Khurgin Jacob B., Hagan David J., and Van Stryland Eric W.** Enhancement of Two-photon Absorption in Quantum Wells for Extremely Nondegenerate Photon Pairs. *IEEE J. Quantum Electronics*, 2015, vol. 52, p. 2566611.
5. **Рубцова Н. Н., Борисов Г. М., Гольдорт В. Г., Ледовских Д. В., Ковалев А. А., Преображенский В. В., Путято М. А., Семыгин Б. Р.** Полупроводниковые зеркала для синхронизации мод: новое в диагностике и конструкции // Прикладная фотоника. 2018. Т. 5, № 3. С. 211–216.
6. **Kisel' V. E., Rudenkov A. S., Pavlyuk A. A., Kovalyov A. A., Preobrazhenskii V. V., Putyato M. A., Rubtsova N. N., Semyagin B. R., and Kuleshov N. V.** High power efficient SESAM-mode-locked Yb:KGW bulk laser. *Optics Letters*, 2015, vol. 40, no. 12, p. 2707–2710.
7. **Kovalyov A. A., Preobrazhenskii V. V., Putyato M. A., Rubtsova N. N., Semyagin B. R., Kisel' V. E., Rudenkov A. S., Kuleshov N. V., Pavlyuk A. A.** Efficient high power femtosecond Yb³⁺:KY(WO₄)₂ laser. *Laser Physics Letters*, 2015, vol. 12, p. 075801.
8. **Rubtsova N. N., Borisov G. M., Gol'dort V. G., Kovalyov A. A., Ledovskikh D. V.** Reflectivity kinetics of saturable absorbers for laser mirrors. *Laser Physics*, 2016, vol. 26, p. 025001.
9. **Борисов Г. М., Гольдорт В. Г., Ковалёв А. А., Ледовских Д. В., Рубцова Н. Н.** Фемтосекундная кинетика отражения зеркал с насыщающимся поглощением // Автометрия. 2016. Т. 52, № 2. С. 52–56.
10. **Hutchings D. C. and Van Stryland E. W.** Nondegenerate two-photon absorption in zinc blende semiconductors. *JOSA B*, 1992, vol. 9, p. 2065–2074.
11. **Борисов Г. М., Гольдорт В. Г., Ковалёв А. А., Ледовских Д. В., Рубцова Н. Н.** Техника регистрации субпикосекундной кинетики отражения или пропускания // ПТЭ. 2018. № 1. С. 87–91.
12. **Van Stryland E. W., Vanherzeele H., Woodall M. A., Soileau M. J., Smirl A. L., Guha Sh., Boddess T. W.** Two photon absorption, nonlinear refraction, and optical limiting in semiconductors. *Optical Engineering*, 1985, vol. 24 (4), p. 613–623.
13. **Борисов Г. М., Гольдорт В. Г., Ковалёв А. А., Ледовских Д. В., Рубцова Н. Н.** Кинетика отражения полупроводникового быстродействующего зеркала // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12, № 3. С. 109–115.

References

1. **Van Stryland Eric W., Woodall M. A., Vanherzeele H., and Soileau M. J.** Energy band-gap dependence of two-photon absorption. *Optics Letters*, 1985, vol. 10, no. 10, p. 490–492.
2. **Tomita Yasuo, Shibata Masa-aki, and Bergquist Johan.** Pulsewidth dependence of time-resolved two-photon absorption with picosecond pump–probe excitation. *J. Appl. Phys.*, 1992, vol. 71, p. 2102–2105.
3. **Bechtel J. H. and Smith W. L.** Two-photon absorption in semiconductors with picosecond laser pulses. *Phys. Rev. B.*, 1976, vol. 13, no. 8, p. 3515–3522.
4. **Pattanaik Himansu S., Reichert Matthew, Khurgin Jacob B., Hagan David J., and Van Stryland Eric W.** Enhancement of Two-photon Absorption in Quantum Wells for Extremely Nondegenerate Photon Pairs. *IEEE J. Quantum Electronics*, 2015, vol. 52, p. 2566611.
5. **Rubtsova N. N., Borisov G. M., Goldort V. G., Ledovskikh D. V., Kovalyov A. A., Preobrazhensky V. V., Putyato M. A., Semyagin B. R.** Semiconductor mirrors for mode synchronization: new in diagnostics and design. *Applied Photonics*, 2018, vol. 5, no. 3, p. 211–216. (in Russ.)
6. **Kisel' V. E., Rudenkov A. S., Pavlyuk A. A., Kovalyov A. A., Preobrazhenskii V. V., Putyato M. A., Rubtsova N. N., Semyagin B. R., and Kuleshov N. V.** High power efficient

- SESAM-mode-locked Yb:KGW bulk laser. *Optics Letters*, 2015, vol. 40, no. 12, p. 2707–2710.
7. **Kovalyov A. A., Preobrazhenskii V. V., Putyato M. A., Rubtsova N. N., Semyagin B. R., Kisel' V. E., Rudenkov A. S., Kuleshov N. V., Pavlyuk A. A.** Efficient high power femto-second Yb³⁺:KY(WO₄)₂ laser. *Laser Physics Letters*, 2015, vol. 12, p. 075801.
 8. **Rubtsova N. N., Borisov G. M., Gol'dort V. G., Kovalyov A. A., Ledovskikh D. V.** Reflectivity kinetics of saturable absorbers for laser mirrors. *Laser Physics*, 2016, vol. 26, p. 025001.
 9. **Borisov G. M., Goldort V. G., Kovalyov A. A., Ledovskikh D. V., Rubtsova N. N.** Femto-second Kinetics of Reflection of Mirrors with Saturable Absorption. *Optoelectronics Instrumentation and Data Processing*, 2016, vol. 52, iss. 2, p. 148–152.
 10. **Hutchings D. C. and Van Stryland E. W.** Nondegenerate two-photon absorption in zinc blende semiconductors. *JOSA B*, 1992, vol. 9, p. 2065–2074.
 11. **Borisov G. M., Goldort V. G., Kovalyov A. A., Ledovskikh D. V., Rubtsova N. N.** A Technique for Detecting Subpicosecond Reflection or Transmission Kinetics *Instruments and Experimental Techniques*, 2018, Vol. 61, No. 1, p. 94–98.
 12. **Van Stryland E. W., Vanherzeele H., Woodall M. A., Soileau M. J., Smirl A. L., Guha Sh., Boddess T. W.** Two photon absorption, nonlinear refraction, and optical limiting in semiconductors. *Optical Engineering*, 1985, vol. 24 (4), p. 613–623.
 13. **Borisov G. M., Goldort V. G., Kovalyov A. A., Ledovskikh D. V., Rubtsova N. N.** Reflectivity Kinetics of the Fast Semiconductor Mirror. *Siberian Journal of Physics*, 2017, vol. 12, no. 3, p. 109–115. (in Russ.)

Материал поступил в редакцию

Received
24.10.2019

Сведения об авторах / Information about the Authors

Борисов Геннадий Михайлович, инженер, Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН (Новосибирск, Россия); преподаватель-совместитель, Новосибирский государственный университет (Новосибирск, Россия)

Gennady M. Borisov, Engineer, Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation); part-time teacher, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russian Federation)

gennadiy.m.borisov@gmail.com

Ледовских Дмитрий Васильевич, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник, Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН (Новосибирск, Россия)

Dmitry V. Ledovskikh, PhD in Physics and Mathematics, Researcher, Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

dvledovskikh@isp.nsc.ru

Рубцова Наталия Николаевна, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, заведующая лабораторией, Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН (Новосибирск, Россия)

Natalia N. Rubtsova, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Laboratory Head, Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

rubtsova@isp.nsc.ru