

УДК 535.3

## ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПРОПУСКАНИЯ КРЕМНИЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В КСЕНОНЕ

© 2021 г. М. И. Кулиш<sup>1</sup> \*, В. Б. Минцев<sup>1</sup>, С. В. Дудин<sup>1</sup>,  
Д. Н. Николаев<sup>1</sup>, И. В. Ломоносов<sup>1</sup>, В. Е. Фортгов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка, Россия

\*E-mail: kulishm@icp.ac.ru

Поступило в редакцию 09.04.2021 г.

После доработки 22.10.2021 г.

Принято к публикации 23.11.2021 г.

Измерен коэффициент пропускания образцов кремния под воздействием излучения интенсивных ударных волн в ксеноне. Ударные волны генерировались с помощью энергии конденсированных взрывчатых веществ. Интенсивность прохождения излучения на длине волны 1500 нм измерялась пирометрическими методами. Предложена модель процесса, основанная на появлении за счет фотоионизации поглощающего слоя в кремнии.

DOI: 10.31857/S0040364421060120

### ВВЕДЕНИЕ

При воздействии на полупроводники интенсивными импульсами излучения с энергией фотонов, превышающей энергию запрещенной зоны, генерируется большое количество свободных носителей, которые кардинально изменяют транспортные и оптические свойства этих материалов [1]. Возбужденные излучением полупроводники с успехом используются в качестве электрооптических переключателей в инфракрасном диапазоне спектра [2].

В настоящей работе проведены исследования влияния излучения с фронта ударной волны, распространяющейся в ксеноне при нормальном давлении со скоростью  $\sim 8$  км/с, со спектром, близким к излучению черного тела, с яркостной температурой  $T \sim 30000$  К. Для описания экспериментальных данных предложена теоретическая модель генерации свободных носителей в кремнии вследствие взаимодействия решетки кристалла с проникающим излучением.

### СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Для генерации сильных ударных волн использовалась техника взрывных ударных труб [3]. Схема проведенных экспериментов приведена на рис. 1. После инициирования в 1 заряда конденсированного взрывчатого вещества 2 детонационная волна проходит по всей длине заряда и выходит на свободный торец, граничащий с объемом, где находится ксенон с начальным давлением 0.1 МПа. При этом в ксеноне формируется ударная волна 3, скорость

которой поддерживается расширяющимися продуктами детонации в цилиндрическом объеме 4 диаметром 80 мм на уровне 8 км/с со спектром, близким к излучению черного тела с яркостной

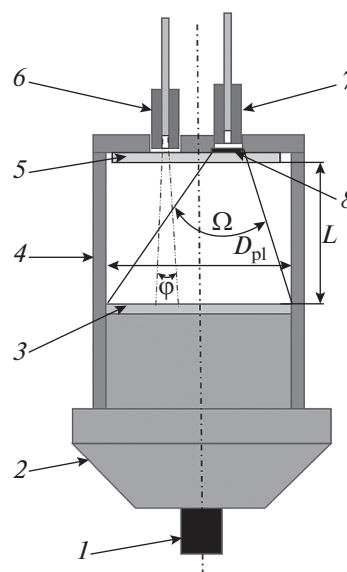


Рис. 1. Схема эксперимента с ксенонем: 1 – точка инициирования взрывчатого вещества; 2 – цилиндрический заряд взрывчатого вещества; 3 – слой плазмы за фронтом ударной волны диаметром 80 мм; 4 – цилиндрический стакан, заполненный ксенонем при атмосферном давлении; 5 – кварцевое окно; 6, 7 – ограниченные диафрагмами световоды; 8 – образец кремния.

температурой  $T \approx 30000$  К. На расстоянии 120 мм от среза заряда на торце трубки расположено кварцевое окно 5. На этом окне с внешней стороны камеры установлены два световода во втулках 6 и 7 и образец кремния  $\delta$  толщиной  $d = 1.5$  мм. Регистрация излучения обоими световодами производится параллельно оси цилиндрического стакана и перпендикулярно поверхности ударной волны в ксеноне. Регистрация излучения фронта ударной волны в ксеноне производится по двум каналам пирометра: световод 6 регистрирует излучение, прошедшее только через кварц, а световод 7 — через кварц и кремний. Величина телесного угла  $\varphi$ , ограничивающего поле зрения пирометра, задавалась диафрагмами, размещенными на приемных концах световодов. Так как угол выбран достаточно малым, в поле зрения пирометра попадает поверхность ударной волны в ксеноне диаметром  $\sim 10$  мм. Измерения на длине волны  $\lambda = 1500$  нм проводились с помощью InGaAs PIN фотодиода с диаметром фотоприемной площадки  $\approx 500$  мкм. Выделение спектрального участка выполнялось интерференционным фильтром с полосой  $\sim 10$  нм. Сигнал фотодиода усиливался трансимпедансным усилителем с коэффициентом преобразования  $\approx 7000$  В/Вт. Время нарастания сигнала фотоприемного тракта — не более 15 нс. Перед экспериментом пирометр калибровался по эталонной ленточной вольфрамовой лампе с температурой излучающего тела 2700 К. Мощность излучения, поглощающаяся в образце, зависит от плотности мощности излучения плазменного слоя за фронтом ударной волны ( $I_0 \approx 4.6$  МВт/см<sup>2</sup>) и телесного угла  $\Omega$ , который увеличивался по мере приближения плазменного диска диаметром  $D_{pl}$  к образцу на расстояние  $L(t)$ , что приводило к нарастанию мощности излучения во времени.

Коэффициент пропускания кремния определялся по отношению интенсивности излучения, прошедшего через кварц и кремний, к интенсивности излучения, прошедшего только через кварц. Кварц полагался прозрачным для рассматриваемых длин волн, что проверялось в специальной серии экспериментов. На рис. 2 приведены значения определенного таким образом коэффициента пропускания кремния в зависимости от времени — кривая 1. Видно, что на начальных стадиях эксперимента значения коэффициента пропускания кремния соответствуют табличным значениям  $T \approx 50\%$  на длине волны  $\lambda = 1500$  нм. При достижении  $\sim 11$  мкс процесса происходит резкая отсечка излучения, образец кремния становится непрозрачным.

Для объяснения этого эффекта предложена следующая модель образования свободных носителей в кремнии под действием интенсивного излучения и, следовательно, изменения его оптических свойств. Кремний является фактически прозрачным для квантов излучения с энергией,

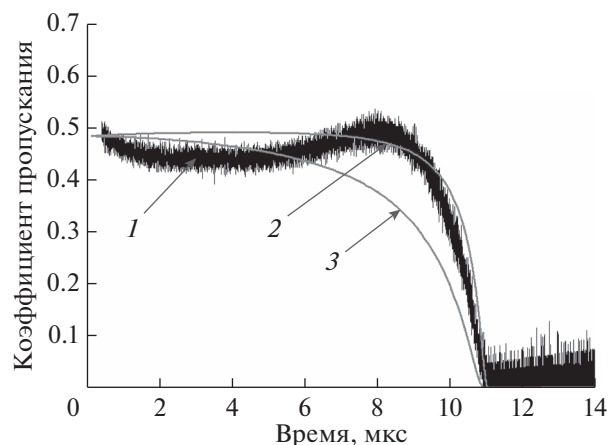


Рис. 2. Коэффициент пропускания кремния: 1 — эксперимент, 2 — результаты расчета по модели при  $\nu = 2 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$ , 3 —  $5 \times 10^{11}$ .

меньшей энергии запрещенной зоны (для кремния  $\approx 1.12$  эВ). Коэффициент поглощения излучения кремния на длине волны  $\lambda = 1100$  нм, соответствующей этой энергии, равен  $\alpha_1 \approx 3.5 \text{ см}^{-1}$ , что гораздо меньше его значений при  $\lambda = 250$  и  $500$  нм, составляющих соответственно  $\alpha_1 \approx 1.8 \times 10^6 \text{ см}^{-1}$  и  $1.2 \times 10^4$  [4]. Кванты в диапазоне  $\lambda = 160-1100$  нм, приходящие на образец, поглощаются в тонком слое кремния  $l$ , толщина которого определяется коэффициентом поглощения излучения, и создают пары свободных носителей зарядов. Эти заряды диффундируют в глубь образца на глубину  $X(t) = \sqrt{Dt}$ , где коэффициент диффузии определяется из соотношения Эйнштейна  $D = \frac{kT}{q} \mu$ ,  $\mu$  — подвижность зарядов в кремнии (для электронов в кремнии при комнатной температуре она составляет  $\mu \approx 1450 \text{ см}^2/(\text{В с})$  и  $\mu \approx 400 \text{ см}^2/(\text{В с})$  для дырок [5]),  $t$  — время от начала освещения образца. Отметим, что в настоящих условиях диффузионная длина составляет  $X \sim 0.1$  мм при  $t \sim 10$  мкс и значительно превосходит длину пробега высокоэнергетических квантов света в кремнии  $l \sim \alpha_1^{-1} \sim 10$  нм.

Предположим далее, что под действием излучения в кремнии образуется электрон-дырочная плазма с равномерно распределенными свободными носителями по диффузионной толщине (слой  $X$  на рис. 3), определяемой подвижностью дырок. Полагая, что каждый квант с энергией, превосходящей энергию запрещенной зоны, рождает электрон-дырочную пару, плотность свободных носителей, генерируемых в единицу времени в этом слое, в пренебрежении процессами рекомбинации можно оценить как [1]

$$dN_{eX}(t)/dt = \frac{1}{X(t)} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{(1 - R_{10}(\omega)) F(\omega, t) d\omega}{\hbar\omega}$$

Здесь  $R_{10}(\omega)$  – коэффициент отражения от поверхности воздух–кремний;  $F(\omega, t) = I_{0p}(\omega) \sin^2[\vartheta(t)]$  – спектральная плотность мощности потока излучения на поверхности образца [6];  $I_{0p}(\omega)$  – спектральная планковская плотность мощности потока излучения плазменного слоя с яркостной температурой  $T = 30000$  К;  $\vartheta(t) = \text{arctg}\left(\frac{D_{pl}}{2L(t)}\right)$ ;  $\omega_1, \omega_2$  – частоты излучения, соответствующие ширине запрещенной зоны кремния  $\approx 1.12$  эВ и кварца  $\approx 7.6$  эВ.

Излучение проходит из слоя воздуха 0 слева, через диффузионный слой  $X$  со свободными носителями, через слой кремния 1 и выходит в воздух – слой 0 справа. Поглощение излучения для волны  $\lambda = 1500$  нм учитывается только для области  $X$ , тогда, пренебрегая переотражениями, коэффициент пропускания для  $\lambda = 1500$  нм можно определить как

$$T_r = \frac{I(t, \lambda = 1500)}{I_0(\lambda = 1500)} = [1 - R_{0X}(t)] \times [1 - R_{X1}(t)][1 - R_{10}] \exp(-\alpha_X(t) X(t)).$$

Здесь  $R_{ij}$  – коэффициенты отражения на границе сред  $i$  и  $j$  (индексы  $i$  и  $j$  пробегает значения 0,  $X$ , 1 – рис. 3), определяемые через показатели преломления  $n_i$  и поглощения  $k_i$  среды с относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_i(t) = \epsilon_{iR}(t) + i\epsilon_{iI}(t)$  по формулам Френеля [7]:

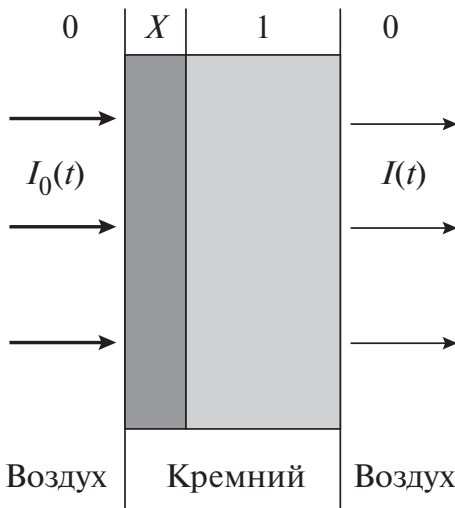


Рис. 3. Образец кремния с диффузионным слоем  $X$ .

$$R_{ij}(t) = \frac{|\sqrt{\epsilon_i(t)} - \sqrt{\epsilon_j(t)}|^2}{|\sqrt{\epsilon_i(t)} + \sqrt{\epsilon_j(t)}|^2} = \frac{[n_i(t) - n_j(t)]^2 + [k_i(t) - k_j(t)]^2}{[n_i(t) + n_j(t)]^2 + [k_i(t) + k_j(t)]^2},$$

$$n_i(t) = \sqrt{\frac{\epsilon_{iR}(t) + \sqrt{\epsilon_{iR}^2(t) + \epsilon_{iI}^2(t)}}{2}},$$

$$k_i(t) = \sqrt{\frac{-\epsilon_{iR}(t) + \sqrt{\epsilon_{iR}^2(t) + \epsilon_{iI}^2(t)}}{2}},$$

$$\epsilon_{XR}(t) = \epsilon_0 - \frac{\omega_p^2(t)}{\omega^2 + \nu^2}, \quad \epsilon_{XI}(t) = \frac{\nu}{\omega} \frac{\omega_p^2(t)}{\omega^2 + \nu^2},$$

$$\epsilon_{1R} = \epsilon_0, \quad \epsilon_{1I} = 0.$$

Здесь  $\alpha_i(t) = \frac{4\pi k_i(t)}{\lambda}$  – коэффициент поглощения  $i$ -й среды,  $\nu$  – частота столкновений электронов в кремнии,  $\omega_p(t) = \sqrt{\frac{4\pi N_{eX}(t)}{\epsilon_0 m_{eff}^*}}$  – плазменная частота,  $m_{eff}^* = 0.18m_e$  – эффективная масса электрона в кремнии при высоких концентрациях носителей [1],  $\epsilon_0 = 12.159$  – статическая диэлектрическая проницаемость кремния [4],  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Результат расчетов по модели сопоставлен с данными эксперимента на рис. 2. Для частоты столкновений  $\nu = 2 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$  расчет очень близко описывает эксперимент с эффектом отсечки излучения на 11 мкс (кривая 2), когда плотность свободных зарядов достигает критических значений для длины волны 1500 нм –  $n_e = 1.2 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Изменение параметра частоты столкновений  $\nu$  меняет диссипативную долю в пропускании слоя  $X$ . На рис. 2 показан также ход кривой для  $\nu = 5 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$  (кривая 3). Для образца кремния без отсвечивания потоком излучения от слоя ксеноновой плазмы коэффициент пропускания постоянен и равен  $T_r = 0.5$  из-за отражений на границах.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе впервые обнаружено резкое уменьшение пропускания в кремнии оптического излучения на длине волны  $\lambda = 1500$  нм под действием интенсивного излучения с фронта ударной волны в ксеноне. С помощью предлагаемой модели возникновения поглощающего диффузионного слоя при появлении свободных носите-

лей за счет фотоионизации удастся удовлетворительно описать экспериментальные данные.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение с ОИВТ РАН № 075-15-2020-785). Все эксперименты проведены с использованием приборной базы Московского регионального взрывного центра коллективного пользования ИПХФ РАН.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Toyoda Y., Elias L.R., Yen W.M.* Time-resolved Reflectance and Transmittance Measurements of Laser-induced Free Carriers in Germanium, Silicon, and Zinc Selenide at 10.6  $\mu\text{m}$  // *Appl. Opt.* 2007. V. 46. № 5. P. 785.
2. *Alcock A.J., Corkum P.B.* Ultra-fast Switching of Infra-red Radiation by Laser-produced Carriers in Semiconductors // *Can. J. Phys.* 1979. V. 57. № 9. P. 1280.
3. *Мицнев В.Б., Фортвов В.Е.* Взрывные ударные трубы // *ТВТ.* 1982. Т. 20. № 4. С. 745.
4. *Schinke C., Peest P.C., Schmidt J. et al.* Uncertainty Analysis for the Coefficient of Band-to-band Absorption of Crystalline Silicon // *AIP Adv.* 2015. V. 5. № 6. 67168.
5. *Зеегер К.* Физика полупроводников. М.: Мир, 1977. 616 с.
6. *Цикулин М.А., Понов Е.Г.* Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977. 176 с.
7. *Mintsev V.B., Zaporoghets Yu.B.* Reflectivity of Dense Plasma // *Contrib. Plasma Phys.* 1989. V. 29. № 4/5. P. 493.