



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

М. И. Кулиш, В. Б. Минцев, С. В. Дудин, Д. Н. Николаев, И. В. Ломоносов,
В. Е. Фортов, Измерения коэффициента пропускания кремния под воздействием
излучения интенсивных ударных волн в ксеноне,
ТВТ, 2021, том 59, выпуск 6, 956–959

<https://www.mathnet.ru/tvt11571>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и
согласны с пользовательским соглашением
<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.84

26 апреля 2025 г., 17:22:54



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

© 2021 г. М. И. Кулиш¹ *, В. Б. Минцев¹, С. В. Дудин¹,
Д. Н. Николаев¹, И. В. Ломоносов¹, В. Е. Фортгов¹

¹Институт 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 ~ 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

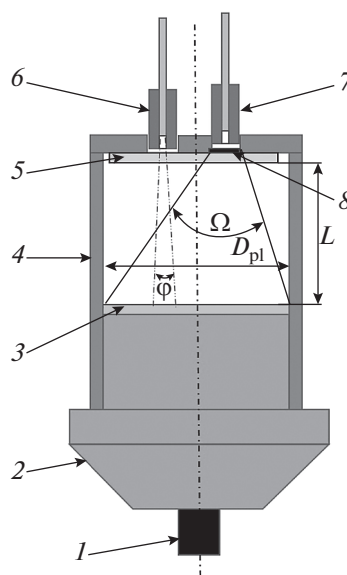


Рис. 1. Схема эксперимента с ксенонем: 1 – точка инициирования взрывчатого вещества; 2 – цилиндрический заряд взрывчатого вещества; 3 – слой плазмы за фронтом ударной волны диаметром 80 мм; 4 – цилиндрический стакан, заполненный ксенонем при атмосферном давлении; 5 – кварцевое окно; 6, 7 – ограниченные 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 8 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 ϕ , 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 ~ 10 мм. Измерения на длине волны $\lambda = 1500$ нм проводились с помощью InGaAs PIN фотодиода с диаметром фотоприемной площадки ≈ 500 мкм. Выделение спектрального участка выполнялось интерференционным фильтром с полосой ~ 10 нм. Сигнал фотодиода усиливался трансимпедансным усилителем с коэффициентом преобразования ≈ 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, поглощаемая в образце, зависит от плотности мощности излучения плазменного слоя за фронтом ударной волны ($I_0 \approx 4.6$ МВт/см²) и телесного угла Ω , 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 ~ 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,

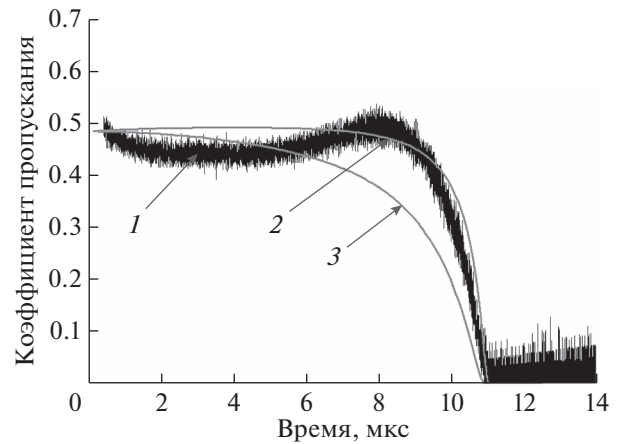


Рис. 2. Коэффициент пропускания кремния: 1 — эксперимент, 2 — результаты расчета по модели при $v = 2 \times 10^{11}$ с⁻¹, 3 — 5×10^{11} .

меньшей энергии запрещенной зоны (для кремния ≈ 1.12 эВ). Коэффициент поглощения излучения кремния на длине волны $\lambda = 1100$ нм, соответствующей этой энергии, равен $\alpha_1 \approx 3.5$ см⁻¹, что гораздо меньше его значений при $\lambda = 250$ и 500 нм, составляющих соответственно $\alpha_1 \approx 1.8 \times 10^6$ см⁻¹ и 1.2×10^4 [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 $D = \frac{kT}{q}\mu$, μ — подвижность зарядов в кремнии (для электронов в кремнии при комнатной температуре она составляет $\mu \approx 1450$ см²/(В с) и $\mu \approx 400$ см²/(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; $\vartheta(t) = \arctg\left(\frac{D_{pl}}{2L(t)}\right)$; ω_1, ω_2 – частоты излучения, соответствующие ширине запрещенной зоны кремния ≈ 1.12 эВ и кварца ≈ 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 пробегают 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]:

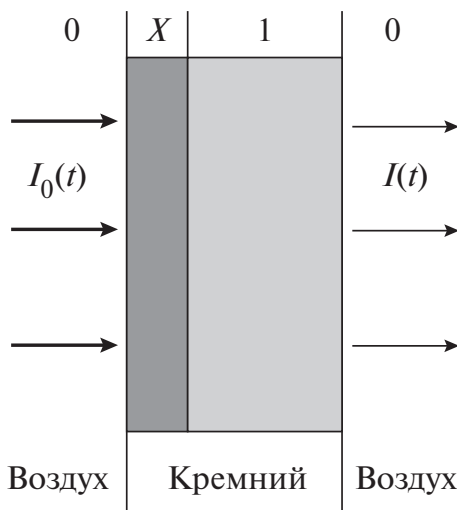


Рис. 3. Образец кремния с диффузионным слоем X .

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

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

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

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

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

Здесь $\alpha_i(t) = \frac{4\pi k_i(t)}{\lambda}$ – коэффициент поглощения i -й среды, ν – 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], ϵ_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 нс (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 ν 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 отсечивания 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 μm // *Appl. Opt.* 2007. V. 46. № 5. P. 785.
2. *Alcock A.J., Corkum P.B.* Ultra-fast Switching of Infrared 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 трупы // *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., Попов 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.