

ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 535.2

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
НЕЛИНЕЙНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ
ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПЛАВЛЕНОМ КВАРЦЕ**

Ю. С. Гулина¹, Ц. Чжу¹, А. Е. Рупасов¹, А. В. Богацкая^{1,2,3},
М. П. Вертелецкая^{1,2}, А. М. Попов^{1,2}, С. И. Кудряшов¹

Методом открытой апертуры Z-сканирования исследовано нелинейное поглощение фемтосекундных лазерных импульсов ($\lambda = 1030$ и 515 нм, $\tau = 300$ фс) в образцах плавленого кварца КУ-1 ($E_g = 7.6$ эВ) и КВ ($E_g = 4.6$ эВ). В рамках модели, учитывающей многофотонное поглощение и лавинную ионизацию, определены коэффициенты β_n для процессов 2-, 4- и 7-фотонного поглощения. Показано, что роль лавинной ионизации возрастает с увеличением порядка многофотонного процесса и не проявляется при двухфотонном поглощении. Результаты согласуются с расчётами в рамках теории Келдыша.

Ключевые слова: ультракороткие лазерные импульсы, нелинейное поглощение, плавленый кварц, многофотонная фотоионизация, лавинная ионизация, Z-сканирование.

Введение. Взаимодействие ультракоротких фемтосекундных лазерных импульсов с широкозонными диэлектриками представляет собой фундаментальную проблему физики твёрдого тела и имеет ключевое значение для развития технологий лазерной микрообработки, фотоники и волоконной оптики. Плавленый кварц является модельным объектом для изучения механизмов нелинейного поглощения благодаря своей широкой запрещенной зоне (~ 9 эВ), высокой прозрачности в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах, а также исключительной термической и химической стабильно-

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: gulinays@lebedev.ru.

² МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, 119991 Россия, Москва, Ленинские горы, 1.

³ Московский технический университет связи и информатики, 111024 Россия, Москва, ул. Авиамоторная, 8А.

сти [1, 2]. Понимание физических процессов, определяющих нелинейное поглощение в этом материале, необходимо для оптимизации параметров лазерной обработки и создания новых фотонных устройств. Поскольку ширина запрещенной зоны E_g определяет минимальное количество фотонов с энергией $h\nu$, необходимое для перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости ($N = [E_g/h\nu] + 1$), этот параметр играет решающую роль в эффективности нелинейного поглощения [3, 4]. В отличие от кристаллических модификаций кварца с чётко определённой шириной запрещённой зоны, плавленый кварц демонстрирует значительно более сложную и вариативную картину нелинейного поглощения. Несмотря на то, что ширина запрещённой зоны идеального плавленого кварца оценивается приблизительно в 9–10 эВ [5], реальные промышленные образцы содержат широкий спектр примесных центров, структурных дефектов и точечных нарушений сетки стекла, формирующих дискретные энергетические состояния внутри запрещённой зоны [6–8]. Эти состояния радикально изменяют сценарий взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом: наряду с классическими механизмами межзонных переходов [9, 10], существенный, а зачастую и доминирующий вклад в нелинейные потери вносят каскадная ионизация дефектов и фотоиндуцированная генерация центров окраски, накапливаемая от импульса к импульсу [11, 12]. Таким образом, эффективная ширина запрещённой зоны и, соответственно, пороги и величина нелинейного поглощения оказываются не фиксированной константой материала, а функцией его предыстории, чистоты и режима облучения [6, 11]. Так, в работе [13] исследовано нелинейное поглощение фемтосекундных лазерных импульсов с длиной волны 1.3 мкм и длительностью 100 фс в объёме кремния и плавленого кварца и показано, что из-за разницы в ширине запрещённой зоны для кварца требуется десятифотонное поглощение, а для кремния – только двухфотонное, поэтому порог нелинейного поглощения в кремнии оказался на три порядка ниже. Однако, несмотря на значительный прогресс в понимании нелинейного поглощения в плавленом кварце, существующие исследования в основном выполнены на одном типе образцов (обычно высококачественных JSG1 или КУ-1), тогда как содержание гидроксильных групп и других примесей может существенно влиять на нелинейный отклик.

Таким образом, систематическое исследование параметров нелинейного поглощения фемтосекундных импульсов в различных образцах плавленого кварца с учетом ширины запрещенной зоны представляет собой актуальную задачу, имеющую значение как для фундаментального понимания механизмов ионизации, так и для оптимизации технологических процессов лазерной обработки диэлектрических материалов.

Методика эксперимента. Для оценки основных параметров нелинейного поглощения использовалась оптимизированная методика z -сканирования [14], основанная на измерении пропускания тонкого образца (толщина которого L меньше длины Рэлея z_R) вследствие возникновения фазовых искажений при его смещении относительно плоскости фокусировки гауссова пучка

$$T(z) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} P_T(\Delta\Phi_0(t, z)) dt}{S \int_{-\infty}^{\infty} P_{in}(t) dt}, \quad (1)$$

где $P_T(\Delta\Phi_0(t, z))$ – мощность, зарегистрированная приемником излучения при наличии фазовых искажений, $P_{in}(t)$ – мощность излучения на входе в образец, $S = 1 - \exp(-2r_a^2/w_0^2)$ – линейная пропускная способность апертуры приемника излучения, r_a и w_0 – радиусы апертуры и пучка в плоскости приемника излучения в линейном режиме, соответственно. Измерения проводились в двух режимах: с открытой апертурой для оценки характера многофотонного поглощения и величины его коэффициентов, и с закрытой апертурой – с установкой в плоскость приемника излучения апертуры конечного размера для оценки величины нелинейного показателя преломления.

Оценка ширины запрещенных зон исследуемых образцов производилась по их спектрам пропускания на основе анализа по методике Таука [15, 16] в предположении, что зависящий от энергии линейный коэффициент поглощения α_{lin} может быть выражен следующим образом

$$(\alpha_{lin} h\nu)^\gamma = B(h\nu - E_g), \quad (2)$$

где B – константа, коэффициент $\gamma = 2$ для прямых межзонных переходов.

Метод обработки экспериментальных данных Z-сканирования с учётом лавинной ионизации. Обработка экспериментальных кривых пропускания, полученных методом открытой апертуры Z -сканирования, проводилась в рамках численной модели, учитывающей многофотонное поглощение (МРА) и лавинную ионизацию. Ослабление интенсивности лазерного излучения при распространении в среде описывается уравнением:

$$\frac{dI}{dz} = -\beta_n \cdot I^n - \alpha \cdot E_g \cdot N_e \cdot I, \quad (3)$$

где первое слагаемое описывает n -фотонное поглощение с коэффициентом β_n , а второе – поглощение на свободных носителях заряда с концентрацией N_e . α – коэффициент лавинной ионизации [см²/Дж], определяемый в рамках модели Друде соотношением:

$\alpha = \frac{1}{E_g} \frac{4\pi e^2 \nu_{tr}}{m \epsilon n_0 (\omega^2 + \nu_{tr}^2)}$, где ω – круговая частота поля волны m , ν_{tr} – эффективная масса носителей заряда и транспортная частота, соответственно. Оценки коэффициента α для образца плавленого кварца КУ-1 с шириной запрещенной зоны $E_g = 7.7$ эВ для излучения с длиной волны $\lambda = 1030$ нм и $\nu_{tr} = 10^{14}$ с⁻¹ дают $\alpha \approx 3.5$ см²/Дж. Данные литературы указывают на допустимый диапазон значений α в рамках модели Друде: $\alpha \sim 1 - 10$ см²/Дж [17, 18].

Генерация свободных электронов определяется уравнением:

$$\frac{dN_e}{dt} = \frac{\beta_n}{n \cdot \hbar \omega} \cdot I^n + \alpha \cdot I \cdot N_e. \quad (4)$$

Нелинейное пропускание образца в модели Z -сканирования вычислялось путём интегрирования (3) с учетом временной огибающей импульса и гауссова поперечного профиля.

Аппроксимация экспериментальных данных проводилась методом глобальной оптимизации с минимизацией суммы квадратов отклонений χ^2 . Варьируемыми параметрами являлись: коэффициент многофотонного поглощения β_n , коэффициент лавинной ионизации α , сдвиг фокуса x_0 . Диапазоны варьируемых параметров составляли: $\alpha \in [0, 10]$ см²/Дж, $x_0 \in [-0.3, 0.3] \times z_R$. Предварительно выполнялась обработка результатов сканирования при фиксированных значениях $\alpha = 0.5; 2.0; 5.0$ и 10.0 см²/Дж с подгонкой β_n и x_0 , после чего проводилось совместное фитирование всех параметров β_n , α и x_0 . В качестве оптимального принимался результат с наименьшим χ^2 .

Экспериментальная часть. При проведении экспериментальных исследований были использованы образцы в виде плоскопараллельных полированных пластинок, выполненные из кварца марки КУ-1 толщиной $L = 2$ мм, и КВ толщиной $L = 5$ мм. Спектры пропускания образцов измерялись на спектрометре СФ-2000 (ОКБ Спектр, Россия).

В экспериментах по Z -сканированию образцы облучались твердотельным иттербиевым лазером (ТЕТА-20, “Авеста-Проект”) с основной длиной волны $\lambda = 1030$ нм и второй гармоникой $\lambda = 515$ нм, с максимальной энергией в импульсе $E = 500$ мкДж (долговременная стабильность 0.5% за 48 часов) и длительностью импульса $\tau = 300$ фс, контроль которой осуществлялся с помощью автокорреляторов ASF-30 и AA-10DD-30PS (Авеста-Проект). Частота следования импульсов составляла 2 Гц, энергия импульса варьировалась от 0.3 до 9.6 мкДж. Лазерное излучение с диаметром пучка $D \approx 6.5$ мм фокусировалось флюоритовой линзой ($f' = 300$ мм) в объеме образцов, в пятно радиусом $w_0 \approx 45$ мкм по уровню $1/e^2$ для длины волны $\lambda = 1030$ нм и $w_0 \approx 25$ мкм для

$\lambda = 515$ нм, значения которых были оценены экспериментально на основе методики z – сканирования с закрытой апертурой, что подробно изложено в следующем разделе. Исследуемые образцы координированно перемещались в двух направлениях с помощью моторизованных трансляторов (Standa 8MT173): в направлении оси излучения со скоростью $v_1 = 300$ мкм/с и во взаимно ортогональном направлении со скоростью $v_2 = 100$ мкм/с. Скорость движения в плоскости образца рассчитывалась таким образом, чтобы исключить перекрытие областей воздействия импульсов, и тем самым избежать накопления модификаций в объёме образца при z -сканировании. Прошедшее излучение анализировалось с помощью кремниевого фотодиодного датчика (Ophir PD10-C) с уровнем шума 0.05 нДж при минимальных уровнях измерений. При реализации схемы с закрытой апертурой радиус диафрагмы был равен $r_a = 0.75$ мм и расстояние от линзы до плоскости диафрагмы $l = 420$ мм.

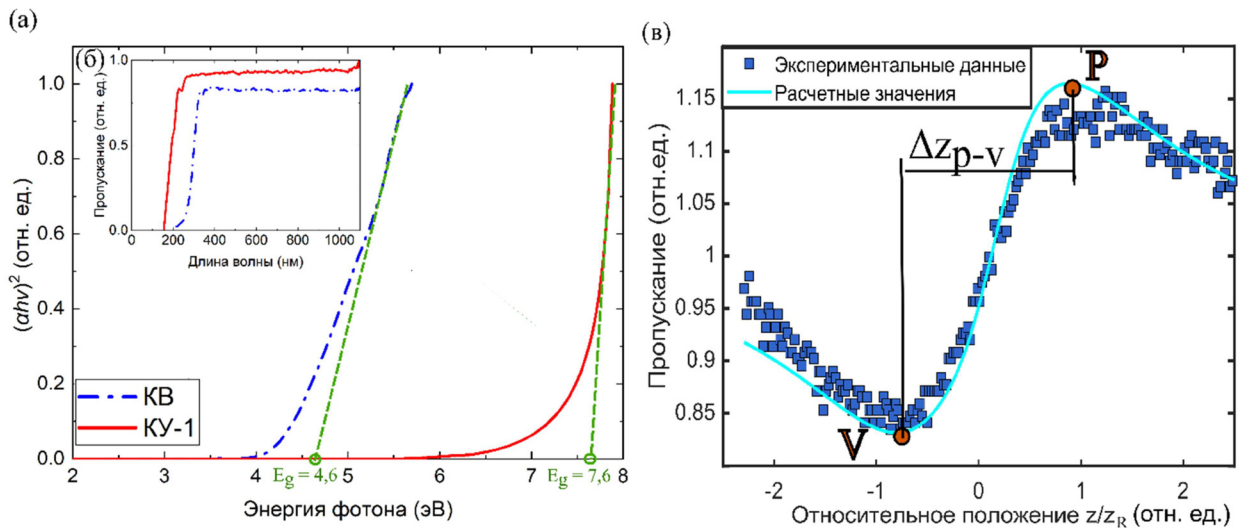


Рис. 1: (а) зависимости $(\alpha h\nu)^2$ от энергии фотона $h\nu$ и (б) спектры пропускания (на вставке) для образцов кварца КУ-1 и КВ; (в) зависимость нормированного нелинейного коэффициента пропускания от смещения образца КУ-1 от фокальной плоскости для длины волны 1030 нм.

Результаты и их обсуждение. Для оценки величины запрещенных зон исследуемых образцов были проведены анализы их спектров пропускания, представленные на рис. 1(б). Оба образца являются типичными широкозонными диэлектриками. Образец КУ-1 демонстрирует фундаментальное поглощение в области ~ 4 –5 эВ, что характерно для плавленого кварца с минимальным количеством дефектов. Образец КВ, напротив,

проявляет край оптического поглощения, сдвинутый в сторону меньших энергий (около 3–4 эВ). Это указывает на присутствие в КВ значительного количества структурных дефектов или примесей, которые создают дополнительные энергетические подуровни в запрещённой зоне [19]. На основе использования методики Таука были построены зависимости $(\alpha_i h\nu)^2$ от энергии фотона $h\nu$ (см. рис. 1(а)), и в точках пересечения оси абсцисс с линейными аппроксимациями получены значения $E_g = 7.6 \pm 0.1$ эВ для КУ-1 и $E_g = 4.6 \pm 0.1$ эВ для КВ. Для КВ наблюдается существенное сужение эффективной ширины зоны. Таким образом, КУ-1 представляет собой качественный оптический материал, пригодный для работы в глубоком УФ-диапазоне, тогда как КВ является сильно дефектным/примесным стеклом, поглощающим даже в видимом диапазоне.

На первом этапе оценки параметров нелинейно-оптического взаимодействия фемтосекундных импульсов с исследуемыми образцами была проведена серия измерений в схеме с закрытой апертурой для оценки размера фокального пятна по методике, изложенной в [14]. Пример типичной экспериментально измеренной зависимости нормированного коэффициента нелинейного пропускания T/T_{lin} (где T_{lin} – коэффициент пропускания в линейном режиме, который обусловлен линейным поглощением и потерями на отражение на границах раздела воздух–кварц) от смещения образца КУ-1 относительно фокальной плоскости z для длины волны 1030 нм и энергии импульса 9.1 мкДж, приведен на рис. 1(в). По измеренному расстоянию Δz_{p-v} между минимумом V и максимумом P пропускания были оценены длины Рэлея $z_R = \Delta z_{p-v}/1.717$ и соответствующие радиусы фокальных пятен по уровню энергии $1/e^2$ $w_0 = \sqrt{\lambda z_R/\pi}$ ($w_0 \approx 45$ мкм для $\lambda = 1030$ нм и $w_0 \approx 25$ мкм для $\lambda = 515$ нм и энергии импульса 0.6 мкДж).

Т а б л и ц а 1

Сводная таблица коэффициентов многофотонного поглощения

Образец	E_g , эВ	λ , нм	n	β_n	Размерность β_n	α , см ² /Дж
КУ-1	7.6	1030	7	50 ± 7	см ¹¹ /ТВт ⁶	5
		515	4	120 ± 26	см ⁵ /ТВт ³	5
КВ	4.6	1030	4	26 ± 4	см ⁵ /ТВт ³	7
		515	2	5.8 ± 0.6	см/ТВт	0

Примечание: для двухфотонного поглощения в образце КВ (линейная поляризация) оптимальное значение $\alpha = 0$, что свидетельствует о несущественной роли лавинного процесса.

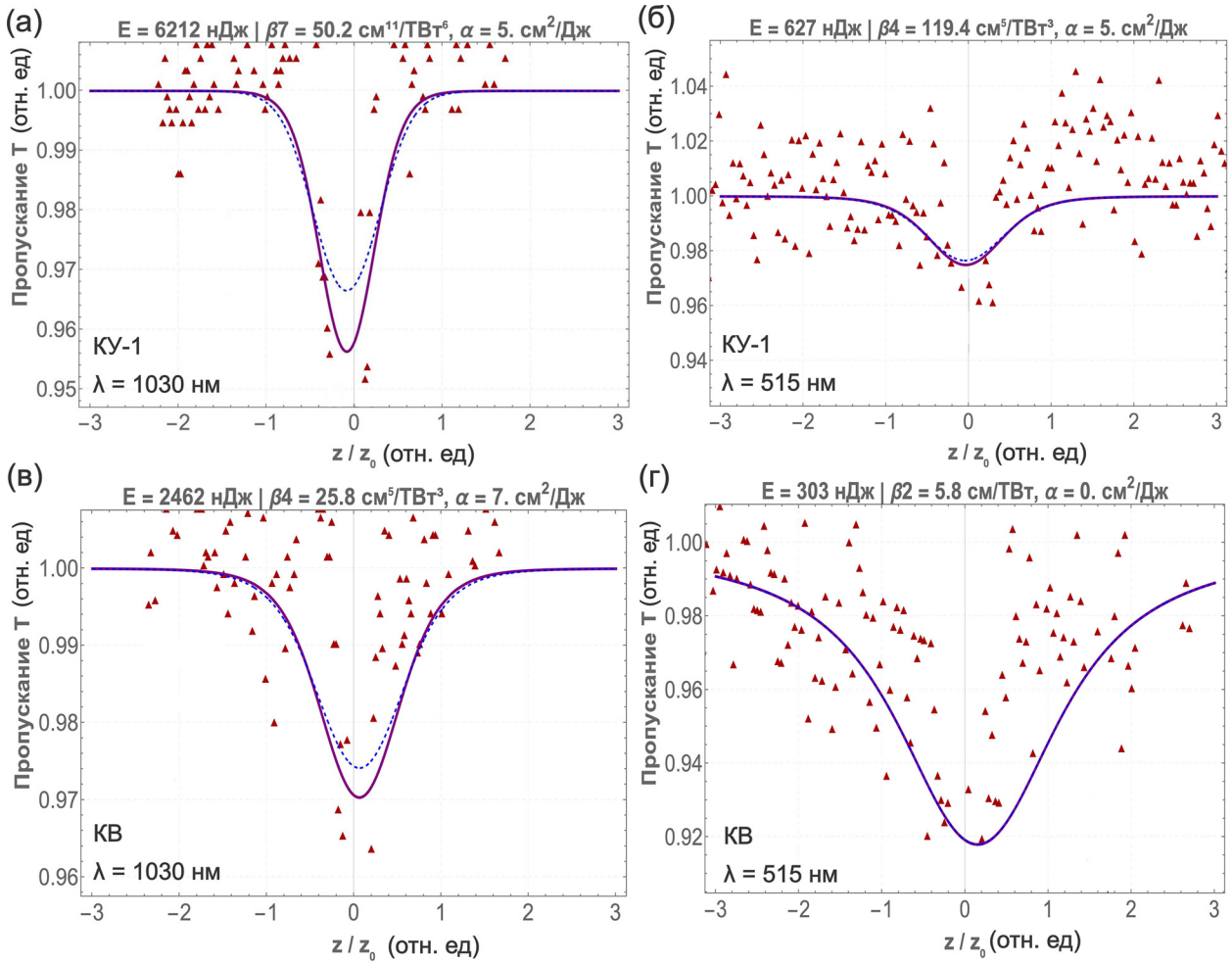


Рис. 2: Экспериментальные данные нелинейного пропускания и результаты аппроксимации с учётом лавинного процесса (сплошные кривые) и без него (пунктирные кривые) для образцов плавленого кварца КУ-1 ($E_g = 7.6$ эВ) (а), (б) и КВ ($E_g = 4.6$ эВ) (в), (г) в случае линейно-поляризованного излучения с длиной волны 1030 (а), (в) и 515 (б), (г) нм, соответствующие энергии импульсов указаны на графиках.

На рис. 2 представлены экспериментальные данные нелинейного пропускания для z -сканирования с открытой апертурой и результаты аппроксимации с учётом лавинного процесса (сплошные кривые, модель МРА + лавина) и без него (пунктирные кривые, модель только МРА) для двух образцов плавленого кварца. Уровень пропускания 100% определялся путем усреднения первых 20 экспериментальных точек. Было выявлено, что нелинейное поглощение в образце кварца КВ со значительно меньшей величиной ширины запрещенной зоны по сравнению с КУ-1 начинается существенно

раньше. Так, для образца КВ нормированный коэффициент нелинейного пропускания равен величине порядка 0.95 при энергии импульса 2460 нДж, тогда как для КУ-1 аналогичная величина достигается при энергиях порядка 6200 нДж. Полный набор коэффициентов многофотонного поглощения для исследуемых образцов и длин волн (515 и 1030 нм) представлен в табл. 1. Результаты моделирования демонстрируют, что вклад лавинной ионизации существенно зависит от порядка многофотонного процесса n . Так, для семифотонного поглощения в образце КУ-1 (рис. 2(а)) различие между моделями наиболее выражено: сплошная кривая описывает значительно более глубокий и узкий провал в пропускании вблизи фокуса по сравнению с пунктирной. Учёт лавинной ионизации приводит к заметному сужению и углублению расчётной кривой пропускания, что свидетельствует о существенном вкладе лавинного размножения носителей при высоких порядках многофотонности. Для четырёхфотонного поглощения влияние лавинной ионизации оказывается менее выражено: как видно из данных на рис. 2(б) и 2(в), в образце КУ-1, облученном импульсом с длиной волны $\lambda = 515$ нм 2(б) и образце КВ при воздействии излучения с длиной волны $\lambda = 1030$ нм 2(в) различие между сплошной и пунктирной кривыми уменьшается по сравнению с семифотонным случаем. Принципиально иная ситуация наблюдается для двухфотонного поглощения в образце КВ (рис. 2(г)): оптимизация даёт $\beta_2 = 5.8$ см/ТВт при $\alpha = 0$, то есть аппроксимация не обнаружила вклада лавинного процесса: сплошная и пунктирная кривые совпадают. Анализ зависимости $\beta_2(\alpha)$ подтверждает этот вывод: при изменении коэффициента лавинной ионизации во всём исследованном диапазоне от 0 до 10 см²/Дж значение β_2 варьировалось не более чем на 20%, что сопоставимо с погрешностью определения самого коэффициента.

Таким образом, роль лавинной ионизации возрастает с увеличением порядка многофотонного процесса. Это объясняется тем, что при высоких порядках многофотонности генерация затравочных электронов пропорциональна I^n , как следствие, вблизи фокуса концентрация свободных носителей оказывается достаточной для эффективного лавинного размножения. Для двухфотонного поглощения, напротив, скорость генерации начальных электронов пропорциональна лишь I^2 , что при умеренных интенсивностях не обеспечивает условий для развития лавинного процесса. На рис. 3 приведено сравнение скоростей ионизации образца КВ для излучения с длиной волны 1030 нм, полученных в рамках теории Келдыша для твердых диэлектриков, а также с использованием сечений многофотонного поглощения, полученных в рамках проведенного эксперимента.

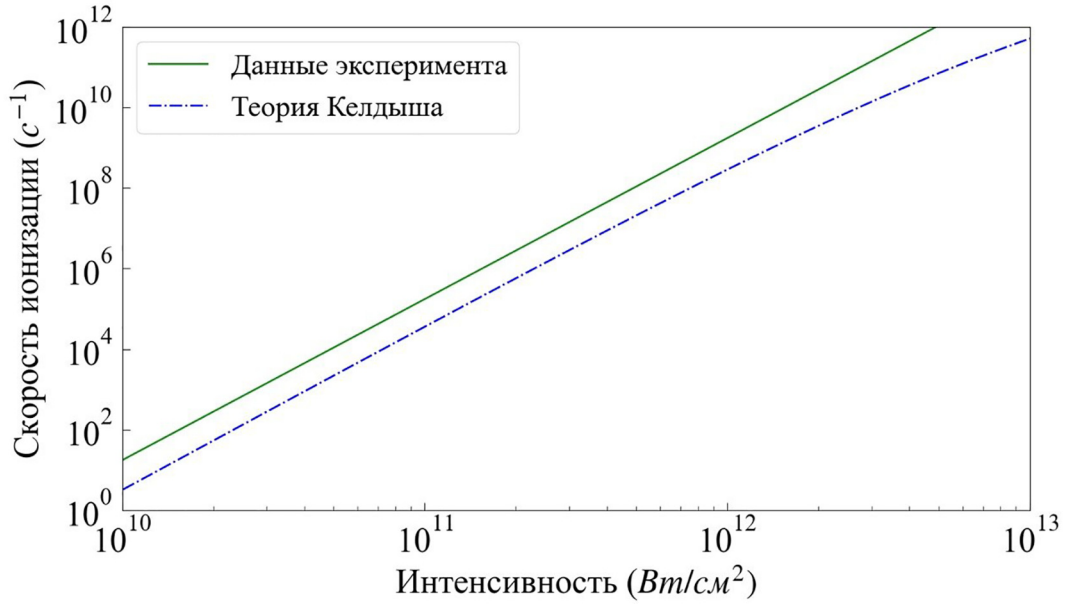


Рис. 3: Вероятность ионизации образца КВ при воздействии излучения с длиной волны 1030 нм. Сплошная кривая соответствует многофотонному пределу с использованием полученного коэффициента β_4 (сечение многофотонного процесса $\sigma^{(n)}$ выражается через β_n посредством выражения: $\beta_n = n \times N_0 \times \hbar\omega^{(1-n)}\sigma^{(n)}$, где N_0 – концентрация атомов), пунктирная кривая получена в рамках теории Келдыша для твердого тела.

Ионизация в модели Келдыша рассчитывалась по формуле [20]:

$$W_i = \frac{\omega_0}{2} \sqrt{\frac{3}{2\pi} \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{at}}} \exp\left(-\frac{2\tilde{I}}{\hbar\omega} \left\{ \sinh^{-1}\gamma - \gamma \frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{1+2\gamma^2} \right\}\right), \quad (5)$$

где ε_0 – напряженность поля волны, $\varepsilon_{at} = (2mE_g^3)^{1/2}/e\hbar$ – внутриатомное поле, $\tilde{I} = E_g(1 + 1/2\gamma^2)$ – эффективная ширина запрещенной зоны, γ – параметр Келдыша. Сечения многофотонного процесса $\sigma^{(n)}$ можно выразить через коэффициенты β_n посредством выражения: $\beta_n = n \times N_0 \times \hbar\omega^{(1-n)}\sigma^{(n)}$, где N_0 – концентрация атомов. Данные рис. 3 демонстрируют хорошее согласие между собой.

Заключение. Проведено исследование нелинейного поглощения фемтосекундных лазерных импульсов ($\lambda = 1030$ и 515 нм, $\tau = 300$ фс) в образцах плавленого кварца двух марок – КУ-1 ($E_g = 7.6$ эВ) и КВ ($E_g = 4.6$ эВ) – методом открытой апертуры Z-сканирования. Обработка экспериментальных данных проводилась в рамках численной модели, учитывающей многофотонное поглощение и лавинную ионизацию в приближении модели Друде. Определены коэффициенты многофотонного поглощения β_n для

процессов различного порядка. Установлено, что роль лавинной ионизации существенно возрастает с увеличением порядка многофотонного процесса: для семифотонного поглощения учёт лавинного размножения носителей приводит к заметному изменению расчётной кривой пропускания, тогда как для двухфотонного поглощения вклад лавинного процесса не обнаружен ($\alpha = 0$). Показано, что уменьшение эффективной ширины запрещённой зоны, обусловленное наличием примесей в образце КВ, приводит к снижению порядка многофотонного процесса и порога нелинейного поглощения. Проведено сравнение экспериментально полученных скоростей ионизации с результатами расчётов в рамках теории Келдыша для твёрдых диэлектриков, продемонстрировавшее их хорошее согласие.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-72-10076-П).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] L. A. Moore, C. M. Smith, *Optical Materials Express* **12**(8), 3043 (2022). <https://doi.org/10.1364/ome.463349>.
- [2] D. Milam, *Applied Optics* **37**(3), 546 (1998). <https://doi.org/10.1364/AO.37.000546>.
- [3] V. E. Gruzdev, *Physical Review B* **75**(20), 205106 (2007). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.205106>.
- [4] A. Bogatskaya, Y. Gulina, N. Smirnov, et al., *Photonics* **10**(5), 515 (2023). <https://doi.org/10.3390/photonics10050515>.
- [5] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 8th ed. (John Wiley & Sons, Hoboken, 2005).
- [6] A. V. Smith, B. T. Do, *Applied Optics* **47**(26), 4812 (2008). <https://doi.org/10.1364/AO.47.004812>.
- [7] D. L. Griscom, “Defects and impurities in alpha quartz and fused silica”, in *Proceedings of the International Topical Conference* (Yorktown Heights, New York, 2013), pp. 232–252.
- [8] L. Skuja, M. Hirano, H. Hosono, K. Kajihara, *Physica Status Solidi C* **2**(1), 15 (2005). DOI: 10.1002/pssc.200460102.
- [9] R. R. Gattass, E. Mazur, *Nature Photonics* **2**(4), 219 (2008). <https://doi.org/10.1038/nphoton.2008.47>.

- [10] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd ed. (Academic Press, San Diego, 2008).
- [11] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, et al., *Physical Review B* **53**(4), 1749 (1996).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.53.1749>.
- [12] M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, et al., *Physical Review Letters* **80**(18), 4076 (1998).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.80.4076>.
- [13] S. Leyder, D. Grojo, P. Delaporte, et al., *Proc. SPIE* **8770**, 26 (2013).
<https://doi.org/10.1117/12.2016857>.
- [14] Ю. С. Гулина, Ц. Чжу, А. В. Горевой и др., *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики* **122**(1), 36 (2025). DOI: 10.31857/S0370274X25070054.
- [15] P. Makula, M. Pacia, W. Masyk, *J. Phys. Chem. Lett.* **9**(23), 6814 (2018).
<http://orcid.org/0000-0002-1317-6115>.
- [16] C. Caliendo, M. Benetti, D. Cannatà, et al., *Sensors* **23**(9), 4197 (2023).
<https://doi.org/10.3390/s23094197>.
- [17] M. Li, S. Menon, J. P. Nibarger, G. N. Gibson, *Phys. Rev. Lett.* **82**(11), 2394 (1999).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.2394>.
- [18] A. Q. Wu, I. H. Chowdhury, X. Xu, *Phys. Rev. B* **72**(8), 085128 (2005).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.085128>.
- [19] O. M. Efimov, L. B. Glebov, S. Grantham, M. Richardson, *Journal of Non-Crystalline Solids* **253**(1-3), 58 (1999). [https://doi.org/10.1016/S0022-3093\(99\)00343-9](https://doi.org/10.1016/S0022-3093(99)00343-9).
- [20] А. В. Богацкая, М. П. Вертелецкая, Ю. С. Гулина и др., *Квантовая электроника* **55**(11), 749 (2025).

Поступила в редакцию 25 апреля 2026 г.

После доработки 5 мая 2026 г.

Принята к публикации 6 мая 2026 г.