

STUDY OF RANDOM PROCESSES IN PROBLEMS OF LASER INITIATION OF EXPLOSIVE COMPOSITES**Sobolev V.,***Doctor of Technical Sciences, Professor***Kulivar V.***PhD, associate professor**Department of Civil Engineering, Geotechnics and Geomechanics,
Dnipro University of Technology***ИЗУЧЕНИЕ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ В ЗАДАЧАХ ЛАЗЕРНОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ
ВЗРЫВЧАТЫХ КОМПОЗИТОВ****Соболев В.***доктор технических наук, профессор***Куливар В.***PhD, доцент,**кафедра строительства, геотехники и геомеханики,**Национальный технический университет**«Днепропетровская политехника»*<https://doi.org/10.5281/zenodo.10381230>**Abstract**

It is shown that the character of the established dependences is significantly affected by the ratio between the laser beam radius r and the mean free path length τ , by the value r/τ . The increase of spatial illumination inside the explosive layer explains the phenomenon of low-threshold ignition. In this work, a semi-infinite layer of diffusely scattering medium was investigated. The structure of the scattered radiation inside the layer is determined by the absorption, scattering and scattering indices. These parameters depend on the radiation spectrum as well as on the polarization. Thus, the correct physical interpretation of the phenomenon of low-threshold ignition of explosives and compositions is impossible without taking into account the processes of photon scattering in these materials. Taking into account the established physical effects, a number of light-sensitive explosive composites and methods of simultaneous initiation of large surfaces of composites have been synthesized.

Аннотация

Показано, что на характер установленных зависимостей существенно влияет от соотношения между радиусом лазерного пучка r и средней длиной свободного пробега τ , то есть от значения r/τ . Увеличение пространственной освещенности внутри слоя взрывчатого вещества объясняет явление низкопорогового зажигания. В работе исследовался полубесконечный слой диффузно рассеивающей среды. Структура рассеянного излучения внутри слоя определяется показателями поглощения, рассеяния и индикатрисой рассеяния. Эти параметры зависят от спектра излучения, а также от поляризации. Таким образом, правильная физическая интерпретация явления низкопорогового зажигания взрывчатых веществ и составов невозможна без учета процессов рассеяния фотонов в этих материалах. С учетом установленных физических эффектов синтезирован ряд светочувствительных взрывчатых композитов и методы одновременного иницирования больших поверхностей композитов.

Keywords: Monte-Carlo method, laser pulse, explosive substance, explosive composite, diffusely scattering medium, laser beam, ignition energy

Ключевые слова: метод Монте-Карло, лазерный импульс, взрывчатое вещество, взрывчатый композит, диффузно рассеивающая среда, лазерный луч, энергия зажигания

1. Проблема расчета распространения излучения в диффузно рассеивающих средах с большой плотностью рассеивателей. Выбор метода исследований

В технологических процессах обработки материалов взрывом возникает проблема применения скользящих детонационных волн с заданным профилем: кольцевые сходящиеся и расходящиеся, линейные, криволинейные, и др. Однако традиционные системы иницирования зарядов взрывчатых веществ (ВВ) не позволяют это реализовать. Основным препятствием для совершенствования метода

взрывной обработки давлением является штатный арсенал способов и средств иницирования, иницирующих ВВ.

Дальнейшее развитие обработки материалов взрывом невозможно без внедрения новых систем иницирования ВВ, основанных на новых физических принципах [1, 2]. Одной из таких систем, обладающих высокой стойкостью к разнообразным внешним электромагнитным воздействиям, является оптическая система иницирования зарядов ВВ (ОПСИН), использующая лазерный импульс в

качестве фактора инициирования ВВ [3, 4]. Использованный ранее метод лазерного инициирования штатных ВВ [5], проявляющих низкую чувствительность к лазерному воздействию и высокую опасность при эксплуатации, не нашел широкого практического применения, однако развитие получил в исследованиях механизма зажигания ВВ [6, 7] и взрывчатых композитов ВВ [8, 9]. В эти годы были проведены первые испытания материалов и конструкций на прочность [10, 11].

Решение проблемы низкоэнергетического инициирования непосредственно связано с разработкой новых высокочувствительных к лазерному импульсу взрывчатых веществ [12], имеющих достаточную мощность для их использования (как первичных ВВ) в средствах инициирования и (как бризантных ВВ) в качестве основного заряда или слоя, инициирующего детонацию основного заряда.

Для высокоэффективного, не энергоемкого, безопасного и прецизионного метода лазерного взрывания необходимы новые инициирующие ВВ, чувствительность которых к лазерному излучению должна быть на два – три порядка выше чувствительности таких ВВ как тэн, гексоген, дина, тетрил и др.). При этом чувствительность к другим видам воздействия должна быть ниже, чем у вторичных ВВ. Лазерное излучение ОПСИН характеризуется такими параметрами как длина волны – 1,06 мкм, длительность импульса – не более 30 нс, энергия в импульсе – 100–200 мДж. Импульс света с подобными параметрами может быть получен с помощью лазера, но как внешняя помеха в природных условиях или в технике принципиально возникнуть не может.

В настоящее время наиболее обоснованной гипотезой зажигания ВВ импульсом ОКГ является гипотеза зажигания в очагах, образующихся при поглощении излучения оптическими микронеоднородностями. Ими могут быть структурные неоднородности материала (вакансии, скопления дислокаций и т.д.), инородные включения, химические примеси. Например, азид свинца содержит свинцовые зародыши, объемная плотность и размеры которых увеличиваются при облучении потоком электронов, термическом и фотохимическом разложении [13]. Используя гипотезу очагового зажигания, удалось объяснить низкие пороги зажигания некоторых ВВ. Однако интерпретация результатов зажигания азидов серебра, свинца [14–16], а также монокристаллов β – азида свинца [17] невозможна в рамках данной гипотезы. В качестве примера рассмотрим сферическое включение серебра в азиде серебра, размер которого $r_0 = 10^{-5}$ см соответствует максимуму сечения поглощения $\sigma_a = 1,2 \cdot \sigma_T$ [18], где σ_T – геометрическое сечение частицы. При длительности лазерного воздействия $\tau_q = 30$ нс и заданной плотности энергии включения данного размера нагреваются наиболее эффективно по сравнению с включениями других размеров. Это обусловлено тем, что при $r_0 < 10^{-5}$ см сечение поглощения микронеоднородности падает по закону, близкому к кубическому, а при $r_0 > 10^{-5}$ см $\sigma_a \approx \text{const}$, но, при

этом, растет масса включения.

Для определения температуры разогрева воспользуемся решением, полученным в работе [19] в предположении равенства объемных теплоемкостей включения и матрицы $c\rho = c_1\rho_1$

$$\Delta T = \frac{3\sigma_a E_q}{\pi c\rho (2r_0 + \delta)^2 r_0}, \quad \delta = \sqrt{12\mu t},$$

где μ – температуропроводность матрицы:

$$\mu = \frac{\lambda}{c\rho} = 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Для получения оценки верхней границы ΔT в эту формулу подставим значение $c\rho$ для азида серебра (1,72 Дж/см³·К), так как оно меньше значения $c\rho$ для чистого серебра (2,52 Дж/см³·К) [20]; $E_q = 2 \cdot 10^{-2}$ Дж/см² [21]. В результате получим $\delta = 1,96 \cdot 10^{-5}$ см, $\Delta T \approx 275^\circ\text{C}$. Такой разогрев явно недостаточный для инициирования взрывчатого разложения, тем более, что азид серебра, пропрессованный давлением ~ 10 кбар, взрывается при $E_q \approx 6 \cdot 10^{-3}$ Дж/см² [22].

Таким образом, механизм зажигания, основанный на разогреве оптических микронеоднородностей, не объясняет ни факта зажигания, ни закономерностей инициирования высокочувствительных к лазерному воздействию взрывчатых веществ. Однако следует обратить внимание на то, что образцы ВВ представляют собой диффузно рассеивающую среду (ДРС) с плотной упаковкой рассеивателей. Наличие поглощающих включений, как и рассеивающих центров, несомненно, влияет на состояние химически активной среды, воспринимающей энергию лазерного излучения, поэтому следует ожидать корреляции между поглощающей способностью и чувствительностью ВВ к действию светового импульса.

Как известно [23], основные закономерности процесса рассеяния света в диффузно рассеивающей среде достаточно хорошо изучены, но физические особенности пространственной освещенности внутри слоя мало исследованными. Тем не менее, пространственная освещенность представляет особый интерес для практики исследований физико-химических преобразований вещества. Однако получение решения уравнения переноса в общем случае (в условиях ограниченного пучка, расходимости падающего излучения, конечного поглощения, наклонного падения лучей и т.д.) наталкивается на трудности вычислительного характера. Поэтому в работах [24, 25] предпринята попытка расчета пространственной освещенности светового поля во взрывчатых веществах методом имитационного моделирования процесса переноса излучения – методом Монте–Карло. Показано, что на некоторой глубине от поверхности образца освещенность достигает максимума, величина которого зависит от радиуса пучка r , средней длины пробега фотонов τ , коэффициента диффузного отражения образца R , показателя преломления вещества n . Характер зависимостей указывает на то, что при уменьшении R и увеличении τ (радиус пучка r фиксированный) максимум освещенности падает, следовательно,

критическая плотность энергии зажигания растет. Кроме этого, из расчетов следует, что для бесконечно широкого пучка пространственная освещенность больше поверхностной в $16 n^3 / (n+1)$ раз (n – показатель преломления ВВ). Если учесть увеличение освещенности по данной формуле, то результаты экспериментов по инициированию азидов тяжелых металлов удовлетворительно согласуются с теорией. Однако в работе [8] исследовались отдельные монокристаллы β -азиды свинца размером $40 \text{ мкм} \times 200 \text{ мкм} \times 10 \text{ мм}$. Получена рекордно высокая чувствительность $1,5 \text{ мДж/см}^2$. Естественно, что говорить об увеличении пространственной освещенности, в данном случае нет оснований. Поэтому вызывают сомнение как тепловой очаговый механизм зажигания высокочувствительных к лазерному воздействию ВВ, так и корректность расчетов пространственной освещенности [24, 25].

Несмотря на это, использование метода Монте Карло для определения освещенности в диффузно рассеивающей среде с плотной упаковкой рассеивателей, несомненно, является наиболее универсальным, дающим достоверные результаты при различных условиях внешнего освещения исследуемой среды. К сожалению, результаты расчетов по методу [24, 25] можно проверить только путем разработки собственного алгоритма и вычислительной программы. С другой стороны, наличие такого вычислительного аппарата позволяет осуществить корректную постановку задачи зажигания как бризантных ВВ, для которых необходимо учитывать процессы газодинамического разлета продуктов разложения, так и для инициирующих, где такие процессы играют незначительную роль.

При вычислении пространственной освещенности рассчитывались траектории $10^5 \div 10^6$ фотонов. Началом траектории является точка, которая находится на границе раздела ДРС–окружающая среда, освещенной направленным излучателем. Эта область моделировалась эллипсом (в частном случае

– кругом). Угловая координата попадания фотона – это равномерно распределенная по углам от 0 до 2π случайная величина, радиальная координата – это случайная величина, определяемая законом распределения Гаусса.

2. Математическая модель расчета освещенности в диффузно рассеивающих средах

При вычислении пространственной освещенности рассчитывались траектории $10^5 \div 10^6$ фотонов. Началом траектории является точка, которая находится на границе раздела ДРС–окружающая среда, освещенной направленным излучателем. Эта область моделировалась эллипсом (в частном случае – кругом). Угловая координата попадания фотона – это равномерно распределенная по углам от 0 до 2π случайная величина, радиальная координата – это случайная величина, определяемая законом распределения Гаусса.

Длина траектории l определялась путем разыгрывания пуассоновской случайной величины. Направление траектории после входа в ДРС определялось углом преломления на границе раздела ДРС–окружающая среда. После вычисления координат конца траектории разыгрывается случайное число, которое сравнивается с коэффициентом выживания фотона Λ , и эта точка является либо точкой обрыва траектории (фотон поглотится), либо точкой начала следующей траектории. Направление последующих траекторий определяется путем разыгрывания углов рассеяния согласно индикатрисе рассеяния до тех пор, пока траектория не выйдет за пределы образца, либо пока фотон не поглотится.

2.1. Условия на границе входа фотона в ДРС

Будем считать, что на поверхность раздела сред XOY падает лазерный пучок, распределение плотности энергии в котором описывается по закону Гаусса. Угловую координату цилиндрической системы пучка обозначим φ , радиальную – ρ (см. рис. 1).

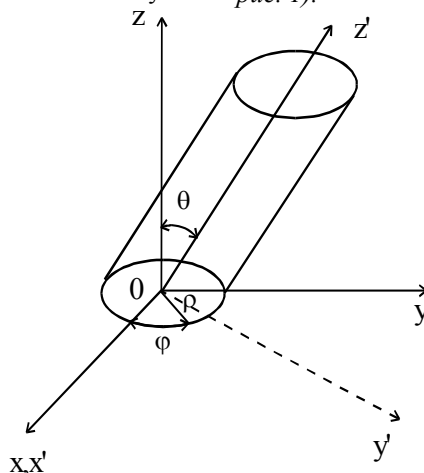


Рис. 1 Освещение лазерным пучком поверхности ДРС

Распределение плотности энергии в гауссовом пучке с радиальной симметрией можно задать в виде:

$$E(r) = \frac{W}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right). \quad (1)$$

Функция (1) нормирована на полную энергию лазерного импульса W $2\pi \int_0^{\infty} E(r) r dr = W$.

Параметр σ определяет форму гауссовой кривой и для каждой лазерной установки имеет конкретное значение.

В экспериментах по лазерному инициированию ВВ используют, как правило, гауссовы пучки, ограниченные диафрагмой по уровню интенсивности излучения p . Радиус диафрагмы определим из условия:

$$p = \frac{E(r)}{E(0)} = \exp\left(-\frac{r_0^2}{2\sigma^2}\right), \quad (.1)$$

где $E(0) = \frac{W}{2\pi\sigma^2}$ – плотность энергии в центре пучка.

Отсюда следует, что

$$r_0 = \sqrt{2\sigma^2 \ln(1/p)}. \quad (2)$$

Если разделить левую и правую части уравнения (1) на энергию фотона, получим распределение плотности фотонов по радиусу r

$$N(r) = \frac{N_0}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right),$$

где N_0 – полное число фотонов в лазерном импульсе.

Для решения поставленной задачи необходимо учитывать только те фотоны, которые прошли через диафрагму. Зададим это число символом $\bar{N}_0$.

Тогда

$$\bar{N}_0 = \int_0^{r_0} N(0) \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) 2\pi r dr = N(0) 2\pi\sigma^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{r_0^2}{2\sigma^2}\right)\right]$$

Отсюда следует, что

$$N(0) = \frac{\bar{N}_0}{2\pi\sigma^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{r_0^2}{2\sigma^2}\right)\right]}.$$

Таким образом, функция распределения фотонов по оси r равна

$$N(r) = \frac{\bar{N}_0}{2\pi\sigma^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{r_0^2}{2\sigma^2}\right)\right]} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right), \quad (3)$$

где $0 \leq r \leq r_0$.

Следует отметить, что функция распределения (3) может быть превращена в функцию распределения плотности вероятности попадания фотона на радиус r

$$P(r) = \frac{N(r)}{N(0)} = \frac{\exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)}{2\pi\sigma^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{r_0^2}{2\sigma^2}\right)\right]}.$$

Разыгрывание непрерывной случайной величины производим исходя из уравнения

$$\int_0^p P(r) 2\pi r dr = \gamma_1. \quad \text{Тогда}$$

$$\gamma_1 = \int_0^p P(r) 2\pi r dr = \frac{\left[1 - \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma^2}\right)\right]}{\left[1 - \exp\left(-\frac{r_0^2}{2\sigma^2}\right)\right]}, \quad \text{а если учесть}$$

(.1), то получим

$$\rho = \sqrt{-2\sigma^2 \ln[1 - \gamma_1(1 - p)]}. \quad (4)$$

Пусть $\gamma_1=0$, тогда из (4) следует $\rho=0$, если $\gamma_1=1$, то $\rho=r_0$.

Все эти расчеты были проведены в системе координат $X'Y'Z'$, в которой ось Z' совпадала с осью пучка. Разыгрывание угловой координаты производится по формуле

$$\varphi = 2\pi\gamma_2. \quad (5)$$

Перейдем к системе координат, связанной с плоскостью раздела сред – XOY , причем пусть оси X и X' совпадают между собой, то есть $\varphi = \varphi'$.

Зная ρ и φ , легко определить декартовы координаты $X'Y'$

$$X' = \rho \cos \varphi,$$

$$Y' = \rho \sin \varphi.$$

В системе координат XYZ $Y=Y'\cos \theta$, где θ – угол наклона оси Z' к Z , или угол падения фотона на плоскость раздела сред.

Таким образом, $Z=0$, $X=X' = \rho \cos \varphi$, $Y = \rho \sin \varphi \cos \theta$.

Из этих уравнений следует, что $X^2 + Y^2 = (\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi \cdot \cos^2 \theta)$.

Если $\theta=0$, то это уравнение окружности, в любом другом случае получаем уравнение эллипса.

Таким образом, прослеживание "судьбы" фотона начинается с генерации случайных равномерно распределенных на интервале $[0,1]$ чисел γ_1 и γ_2 и определения по формулам (4), (5) координаты ρ , угла φ и, соответственно, координат X и Y вхождения фотона, в рассеивающую среду.

Этих данных недостаточно, чтобы следить за поведением фотонов в ДРС, так как часть из них отразится от поверхности раздела сред по законам Френеля, а другая часть изменит свою траекторию в соответствии с законом преломления. Можно считать, что световое поле на поверхности вещества взаимодействует с материалом связки, для которой коэффициент преломления равен $n_1 \approx 1,5$ (полиметилметакрилат). Полярный угол вхождения в среду θ' (угол преломления) определяется из уравнения

$$\frac{\sin \theta}{\sin \theta'} = \frac{n_2}{n_1}, \quad \text{и равняется}$$

$$\theta' = \arcsin \left[\frac{\sin \theta \cdot n_1}{n_2} \right]. \quad (6)$$

Так как в методе Монте–Карло не учитывается поляризация падающего излучения, эффект отражения от поверхности раздела сред учитываем по формулам для неполяризованного света

$$\bar{r}^2 = 0,5 \cdot (r_1^2 + r_2^2), \quad (7)$$

где $r_1 = \left| \frac{\operatorname{tg}(\theta - \theta')}{\operatorname{tg}(\theta + \theta')} \right|$ – амплитудный коэффициент

отражения линейно–поляризованного света в плоскости падения, и $r_2 = \left| \frac{\sin(\theta - \theta')}{\sin(\theta + \theta')} \right|$ – амплитуд-

ный коэффициент линейно–поляризованного света в плоскости, перпендикулярной плоскости падения [26].

Если выполняется условие Брюстера $\theta + \theta' = \pi/2$, то $r_1 = 0$, а $r_2 = (n_2^2 - n_1^2) / (n_2^2 + n_1^2)$. При нормальном падении лучей ($\theta = 0$) $r_1 = r_2 = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}$.

Отражение фотонов от поверхности раздела сред носит вероятностный характер. Поэтому можно генерировать равномерно распределенное в диапазоне 0 - 1 случайное число γ_3 , и если $\gamma_3 \leq r$, то считать, что фотон отразился, в противном случае фотон вошел в ДРС.

Таким образом, алгоритм расчета входа фотона в ДРС можно сформулировать следующим образом:

- задан угол θ , параметр σ , радиус пучка r_0 , уровень установки диафрагмы r ;
- генерируем равномерно распределенные случайные числа γ_1 и γ_2 , зная которые определяем значения φ и ρ ;
- определяем по формуле (6) угол вхождения фотона в ДРС.
- разыгрываем величину γ_3 и, в зависимости от ее значения, определяем среду дальнейшего нахождения фотона.

2.2. Движение в рассеивающей среде

При движении фотона в ДРС происходит рассеяние на оптических неоднородностях по законам случайных чисел в соответствии с диаграммой рассеяния. Поэтому возникает задача определения нового положения фотона после рассеяния. Будем считать, что нам известно расположение рассеивающего центра в пространстве (координаты XYZ), а также направление движения фотона (углы φ и θ). Направление и длину свободного пробега фотона будем рассчитывать в системе координат X'Y'Z'; ось Z' совместим с направлением движения фотона до рассеяния. Выбор осей X', Y' может быть произвольным, однако удобно ось Y' расположить в плоскости XOY основной системы координат, как на рис. 2. Здесь ξ – линия пересечения плоскостей XOY и X'OZ', φ – угол, отсчитываемый от оси X до линии ξ . Плоскость Z'OX' – плоскость движения фотона до рассеяния, OM – направление рассеяния в штриховой системе координат, u – азимутальный угол рассеяния фотона, v – полярный.

В результате розыгрыша определяется направление движения фотона в штриховой системе координат (углы u и v), а также длина пробега l . Расчет производится по следующим формулам (сферическая диаграмма рассеяния)

$$\begin{aligned} u &= 2\pi\xi_1, \\ v &= \arccos(1 - 2\xi_2) \\ l &= -\tau \cdot \ln \xi_3 \end{aligned}$$

Зная эти величины, определяем координаты фотона после рассеяния в системе X'Y'Z':

$$\begin{aligned} x' &= l \cdot \sin v \cdot \cos u, \\ y' &= l \cdot \sin v \cdot \sin u, \\ z' &= l \cdot \cos v. \end{aligned}$$

В основной системе координат XYZ новые координаты фотона (координаты конца траектории) рассчитываются по формулам (см. рис. 2):

$$\begin{aligned} x_e &= x_b + x' \cos \theta \cdot \cos \varphi - y' \sin \varphi + z' \sin \theta \cdot \cos \varphi, \\ y_e &= y_b + x' \cos \theta \cdot \sin \varphi + y' \cos \varphi + z' \sin \theta \cdot \sin \varphi, \\ z_e &= z_b - x' \sin \theta + z' \cos \theta, \end{aligned}$$

где x_b, y_b, z_b – координаты начала траектории, x_e, y_e, z_e – координаты конца траектории.

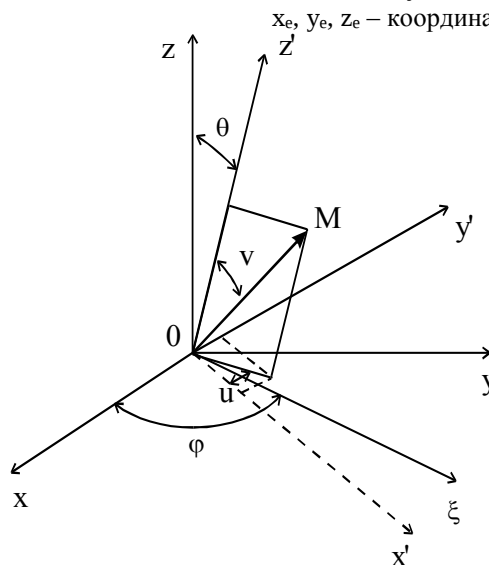


Рис. 2. Схема рассеяния фотона в ДРС

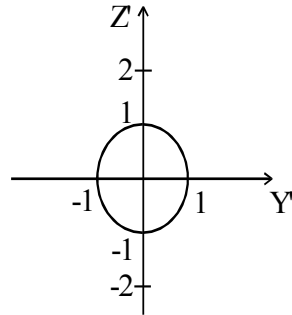
Зная координаты x_e, y_e, z_e , определяем ориентацию фотона в пространстве после рассеяния, а значит, и новую ориентацию штриховой системы координат, в которой производится расчет следующего акта рассеяния:

$$\theta = \arccos((z_e - z_b)/l), \quad \varphi = \arctg((y_e - y_b)/(x_e - x_b)).$$

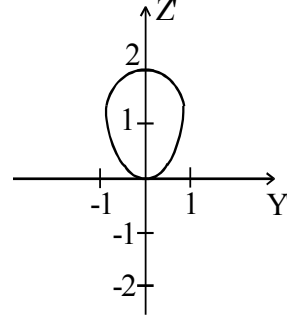
Уточним вопрос, касающийся разыгрывания направления рассеяния фотона – угла v .

Реальную диаграмму (индикатрису) рассеяния удобно аппроксимировать функцией вида

$$\rho = 1 + x_1 \cos v,$$



a)



б)

Рис. 3

где параметр x_1 удовлетворяет условиям $0 \leq x_1 \leq 1$.

Эта величина с точностью до множителя $1/4\pi$ совпадает с функцией плотности вероятности рассеяния.

Если $x_1 = 0$, то диаграмма является сферической, что означает равновероятное направление движения фотона после рассеяния (рис. 3 а). Если $x_1 = 1$, то вероятность рассеяния назад равна нулю (рис. б). В общем виде диаграмма рассеяния представлена на рис. 4.

Элементарная площадь поверхности, определяемая диаграммой рассеяния в пространстве, представима в виде:

$$dS = \rho^2 \sin v \cdot dv \cdot du. \quad (0.8)$$

Обозначим плотность вероятности случайной точки попасть в область dS , имеющую координаты v и u на диаграмме рассеяния, функцией $p(v, u)$.

$$\text{Тогда } p(v, u) = \frac{dS}{S} = \frac{\rho^2 \sin v \cdot dv \cdot du}{S},$$

где S – площадь поверхности диаграммы рассеяния:

$$S = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} (1 + x_1 \cos v)^2 dv du = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \left(1 + 2x_1 \cos v + x_1^2 \cos^2 v\right)^2 \sin v dv du.$$

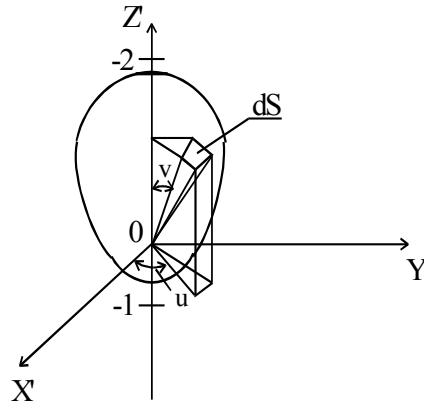


Рис. 4

Вычислим интегралы:

$$I_1 = \int_0^v \int_0^u \sin v dv du = (1 - \cos v)u,$$

$$I_2 = \int_0^v \int_0^u \cos v \sin v dv du = \frac{1}{2} \sin v dv du,$$

$$I_3 = \int_0^v \int_0^u \cos^3 v \sin v dv du = \frac{1}{3} (1 - \cos^3 v) u.$$

При $\theta = \pi$ и $\varphi = 2\pi$ находим $I_1 = 4\pi$, $I_2 = 0$, $I_3 = (4/3)\pi x_1^2$. Таким образом,

$$S = 4\pi \left(1 + \frac{1}{3} x_1^2\right), \quad p(v, u) = \frac{\rho^2 \sin v}{4\pi \left(1 + \frac{1}{3} x_1^2\right)}.$$

Зная совместную плотность вероятности $p(v, u)$ величин v, u , нетрудно вычислить плотность вероятности каждой из них:

$$p(v) = \int_0^{2\pi} p(v, u) du = \frac{1}{4\pi \left(1 + \frac{1}{3} x_1^2\right)} \int_0^{2\pi} \rho^2 \sin v du = \frac{\rho^2 \sin v}{2 \left(1 + \frac{1}{3} x_1^2\right)};$$

$$p(u) = \int_0^\pi p(v, u) dv = \frac{1}{4\pi \left(1 + \frac{1}{3}x_1^2\right)} \int_0^\pi \rho^2 \sin v dv = \frac{1}{2\pi}.$$

Формулу для разыгрывания величины u находим следующим образом:

$$\begin{aligned} \xi_2 &= \int_0^v p(v) dv = \frac{1}{2 \left(1 + \frac{1}{3}x_1^2\right)} \int_0^v \left(1 + 2x_1 \cos v + x_1^2 \cos^2 v\right) \cdot \sin v dv = \\ &= \frac{1}{2 \left(1 + \frac{1}{3}x_1^2\right)} \left[1 + x_1 + \frac{1}{3}x_1^2 - \cos v - x_1 \cos^2 v - \frac{x_1^2}{3} \cos^3 v\right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Для сферической диаграммы рассеяния из (9) следует, что

$$\xi_2 = \frac{1}{2}(1 - \cos v) \Rightarrow \cos v = 1 - 2\xi_2. \quad (11)$$

В общем случае необходимо решить уравнение (10) относительно $\cos \theta$:

$$\frac{x_1^2}{3} \cos^3 v + \cos^2 v + \cos v = 1 + x_1 + \frac{1}{3}x_1^2 - \xi_2 \left(1 + \frac{1}{3}x_1^2\right). \quad (12)$$

Рассмотрим случай, когда $x_1=1$ – рассеяние вперед. Уравнение (12) приобретает вид $(x=\cos v) x^3 + 3x^2 + 3x = 7 - 8\xi_2$.

Сделаем замену переменных: $x=y-1$. Получаем уравнение $y^3 = 8 \cdot (1 - \xi_2)$, из которого следует, что $y = 2 \cdot (1 - \xi_2)^{1/3}$, $\cos v = 2 \sqrt[3]{1 - \xi_2} - 1$.

При $\xi_2=0$, $\cos v=1$, при $\xi_2=1$, $\cos v=0$, чего и следовало ожидать.

Если $x \neq 1$, то уравнение (12) решается численными методами.

$$\xi_1 = \int_0^u p(u) du = \frac{u}{2\pi}, \Rightarrow u = 2\pi\xi_1, \quad (9)$$

где ξ_1 – случайная величина из интервала $[0, 1]$. Аналогично разыгрываем величину v :

2.3. Условия на границе раздела сред при выходе фотона из ДРС

Поведение фотона при выходе из ДРС определяется законами отражения, полного внутреннего отражения и преломления. Коэффициент преломления ДРС определяем из выражения $n = \alpha n_c + (1 - \alpha)n_{\text{ВВ}}$, где n_c – коэффициент преломления связки, $n_{\text{ВВ}}$ – ВВ, α – концентрация связки.

Рассмотрим случай, когда рассеивающая среда (образец ВВ) контактирует с воздухом или вакуумом. Если угол падения после i -того акта рассеяния θ_i удовлетворяет условию $\sin \theta_i > (1/n)$, а координата z' точки M' (см. рис. 5) превышает координату границы раздела z_N , то есть $z' > z_N$, то наблюдается полное внутреннее отражение. В этом случае фотон возвращается в ДРС, причем, новое направление движения определяется углами $\theta_{i+1} = \pi - \theta_i$ и $\phi_{i+1} = \phi_i$. В этом случае координаты точки M определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} z_{i+1} &= 2z_N - z', \\ x_{i+1} &= x_i, \\ y_{i+1} &= y_i. \end{aligned} \quad (13)$$

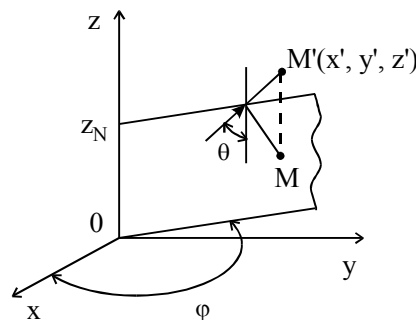


Рис. 5 Иллюстрация выхода фотона из рассеивающей среды

Если $\sin \theta_i < (1/n)$, то часть фотонов отразится от поверхности ВВ, а другая часть уйдет в окружающую среду. В этом случае коэффициент отражения, а значит и вероятность попадания фотона в точку M , определяются по формулам Френеля (6), (7), в которых делается замена $n_1 \leftrightarrow n_2$.

Если плоскость z_N контактирует с отражающей поверхностью (коэффициент отражения R_N), то расчет производится по тем же формулам (13) (14), однако, вероятность попадания фотона в точку M определяется коэффициентом отражения R_N . Если выполняется условие $\sin \theta_i = 1/n$, то в этом случае дальнейшая "судьба" фотона не прослеживается.

2.4. Осреднение траекторий

Для расчета освещенности необходимо знать распределение фотонной плотности в образце. Пространство, занятое образцом (рассеивающей средой), разбивается на ячейки объемом τ^3 плоскостями

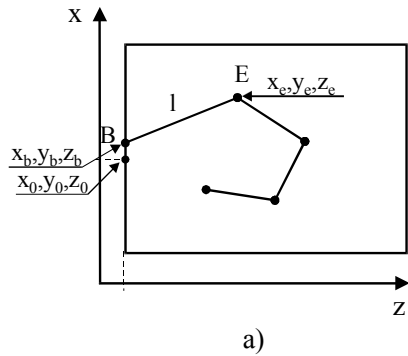
$$\begin{aligned} x &= s \cdot \tau; \\ y &= c \cdot \tau; \\ z &= \ell \cdot \tau; \end{aligned} \quad (14)$$

где (s, c, ℓ) – набор целых чисел (положительных и отрицательных), которые задают расположение ячейки в пространстве.

Осреднение траекторий осуществляем путем подсчета количества фотонов, прошедших через

ячейки области наблюдения. Область наблюдения – это выделенная часть рассеивающей среды, в которой фиксируется прохождение фотонов. Каждой ячейке ставится в соответствие элемент трехмерной матрицы (массива), в котором хранится число фотонов, побывавших в этой ячейке. Числа s , c , ℓ являются индексами элементов массива. Связь координат x , y , z какой-либо точки пространства с индексами s , c , ℓ задается формулами:

$$\begin{aligned} s &= [(x-x_0)/\tau]; \\ c &= [(y-y_0)/\tau]; \\ \ell &= [(z-z_0)/\tau]; \end{aligned} \quad (15)$$



где x_0 , y_0 , z_0 – координаты точки, относительно которой производится разбиение области наблюдения на ячейки (рис. 6). Квадратные скобки означают целую часть числа, причем, если значение в скобках меньше нуля, то целую часть уменьшаем на единицу.

Траекторией будем считать отрезок прямой между двумя точками B и E , равный длине свободного пробега фотона l . Полный путь движения фотона, от момента входа в ДРС до поглощения, либо выхода из ДРС, состоит из нескольких траекторий типа BE и представляет собой ломаную линию (рис. 6, а).

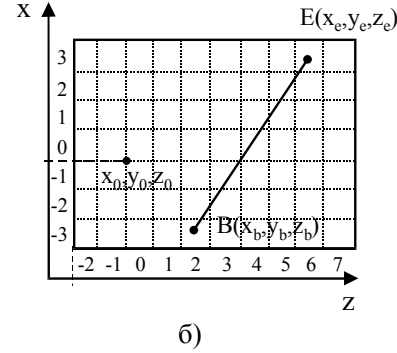


Рис. 6

Обозначим начало траектории точкой $B(x_b, y_b, z_b)$, а конец траектории точкой $E(x_e, y_e, z_e)$. Подставив эти координаты в формулы (15), определяем индексы элементарных объемов s_b , c_b , ℓ_b и s_e , c_e , ℓ_e , в которых находятся эти точки. Сравнивая между собой длины проекций траектории на оси координат, упорядочиваем их по убыванию. Допустим, что для траектории BE (рис. 6 б) имеет место следующее условие:

$$|\Delta y| > |\Delta x| > |\Delta z|, \quad (17)$$

где Δy , Δx , Δz определяются по формулам

$$\begin{aligned} \Delta x &= x_e - x_b, \\ \Delta y &= y_e - y_b, \\ \Delta z &= z_e - z_b. \end{aligned}$$

Разделив (17) на τ получим

$$|\Delta y|/\tau > |\Delta x|/\tau > |\Delta z|/\tau. \quad (16)$$

Отсюда видно, что вдоль оси x траектория пересекает большее количество элементарных объемов, чем вдоль z , а вдоль оси y большее, чем вдоль x .

Разобьем траекторию BE на отрезки таким образом, чтобы их концы принадлежали плоскостям $z_i = (\ell_b + i) \cdot \tau$, $i = 1 \dots n-1$, где $n = |\ell_e - \ell_b|$. Таким образом, каждый отрезок локализован в слое, номер которого $\ell_b + i$. На этом этапе мы определяем один из индексов элемента массива для регистрации фотона.

Запишем уравнение прямой проходящей через две точки B и E [2727]:

$$\frac{x - x_b}{\Delta x} = \frac{y - y_b}{\Delta y} = \frac{z - z_b}{\Delta z}, \quad (17)$$

Разрешаем уравнение (17) относительно z и, подставив $z = z_i$, получаем координаты точек, являющихся концами выше определенных отрезков

$$x_i = \frac{z_i - z_b}{\Delta z} \Delta x + x_b, \quad (18)$$

$$y_i = \frac{z_i - z_b}{\Delta z} \Delta y + y_b.$$

Длины проекций отрезков на ось z равны τ , кроме первого и последнего, так как вероятность попадания точек начала и конца траектории на плоскости (14) очень мала. Обозначим проекции отрезков траектории локализованных в слоях ℓ_b , $\ell_b + i$ на оси координат $\Delta_i x = x_{i+1} - x_i$, $\Delta_i y = y_{i+1} - y_i$, $\Delta_i z = z_{i+1} - z_i$, где $i = 1, \dots, n-1$. Неравенство (16) справедливо и для отрезков траектории BE . Подставим $\Delta_i x$, $\Delta_i y$, $|\Delta_i z| = \tau$ в (16). Получим

$$|\Delta_i y|/\tau > |\Delta_i x|/\tau > 1. \quad (19)$$

Из последнего неравенства видно, что в пределах одного слоя отрезки пересекают несколько строк элементарных объемов по оси x . Поэтому, аналогично предыдущему этапу, разбиваем каждый отрезок в пределах слоя на более мелкие отрезки плоскостями $x_j = (s_b + j) \cdot \tau$, $j = 1 \dots k-1$, $k = |s_e - s_b|$ таким образом, чтобы каждый был локализован в строке $s_b + j$. На этом этапе определяем второй индекс (в нашем случае s).

Координаты концов отрезков, локализованных в строке, определяем, разрешив уравнение (17) относительно x и подставив $x = x_j$.

$$y_j = \frac{x_j - x_b}{\Delta x} \Delta y + y_b,$$

$$z_j = \frac{x_j - x_b}{\Delta x} \Delta z + z_b.$$

Так как $|\Delta_j x| = |x_{j+1} - x_j| = \tau$, то, из (16) следует $|\Delta_j y|/\tau > 1$.

Таким образом, отрезки пересекают несколько столбцов вдоль оси y . Номера столбцов, в которых

находятся концы отрезков, определяются подстановкой значений u_j в формулу (15). Обозначим их c'_b и c'_e .

Итак, траектория разбилась на отрезки, локализованные в ряду ячеек расположенных в определенном слое. Увеличив на единицу значения соответствующих элементов массива, фиксируем прохождение фотона через эти ячейки.

В результате осреднения траекторий, в каждом элементе массива записывается количество фотонов. Индексы массива однозначно связаны формулами (14), (15) с образцом, что позволяет фиксировать траектории фотонов побывавших в области наблюдения. Эта информация позволяет рассчитывать пространственную освещенность в ДРС.

2.5. Краткое описание компьютерной программы

Компьютерная программа написана на языке программирования Pascal. Она состоит из управляющей программы DRK и трех подключающихся модулей TP_VAR, EnIn и Tr_res. В модуле TP_VAR описаны типы и переменные, являющиеся общими (глобальными) для всех модулей. В модуле EnIn находятся процедуры и функции, обеспечивающие ввод данных из файла Orig_1.dat (по умолчанию), инициализацию глобальных переменных и расчеты по формулам выше описанной математической модели. В модуле Tr_res реализована процедура осреднения траекторий, процедуры и функции для расчета освещенности и сохранения результатов в текстовом формате (по умолчанию в файле Results.dat) для последующей обработки.

Чтобы сохранить результаты в файле с отличным от заданного в программе именем, необходимо его задать в командной строке, при запуске управляющей программы, как параметр. В командной строке можно также задать имя файла данных. Для этого при запуске необходимо задать два параметра, первый из которых – это имя файла данных,

а второй – имя файла результатов.

Управляющая программа DRK рассчитывает траекторию фотона в полубесконечном слое диффузно-рассеивающей среды, освещенность в среде и коэффициент диффузного отражения.

Алгоритм работы управляющей программы иллюстрируется схемой, представленной на рис. 7.

2.6. Результаты расчета освещенности в образцах ВВ

Приведем результаты расчетов пространственной освещенности во взрывчатых веществах, используя разработанный метод имитационного моделирования процесса распространения излучения – метод Монте-Карло.

Прежде всего, необходимо было проверить правильность работы программы расчета путем сравнения получаемых результатов с известными, а именно, с результатами работы [24], в которой также использовался метод Монте-Карло. Так как оптические свойства исследуемых нами ВС и азида свинца близки, то краевые эффекты (зависимость плотности энергии инициирования от диаметра пятна) перестают сказываться при $d \sim 100\tau \sim 1\text{ см}$ [24]. Отсюда следует, что $\tau \sim 10^{-2}\text{ см}$. Здесь $\tau = 1/(\alpha + \beta)$ – средняя длина свободного пробега, α и β – показатели поглощения и рассеяния элементарного объема ДРС. Расчеты проведены для следующих значений коэффициента выживаемости фотона

$$\Lambda = \beta/(\alpha + \beta) = 0,999, 0,99, 0,9, 0,8.$$

Для этих значений Λ и τ величины α и β соответственно равны:

$$\beta(\text{см}^{-1}) = 99,9, 99, 90, 80;$$

$$\alpha(\text{см}^{-1}) = 0,1, 1, 10, 20.$$

Коэффициенты преломления окружающей среды и ДРС в первом варианте примем равными $n_1 = 1, n_2 = 1$, во втором – $n_1 = 1, n_2 = 1,5$, то есть относительный показатель преломления $n = n_2/n_1$ равен $n = 1$ и $n = 1,5$ соответственно. Индикатриса рассеяния сферическая ($\chi = 1$) и вытянутая ($\chi = 1 + \mu$).

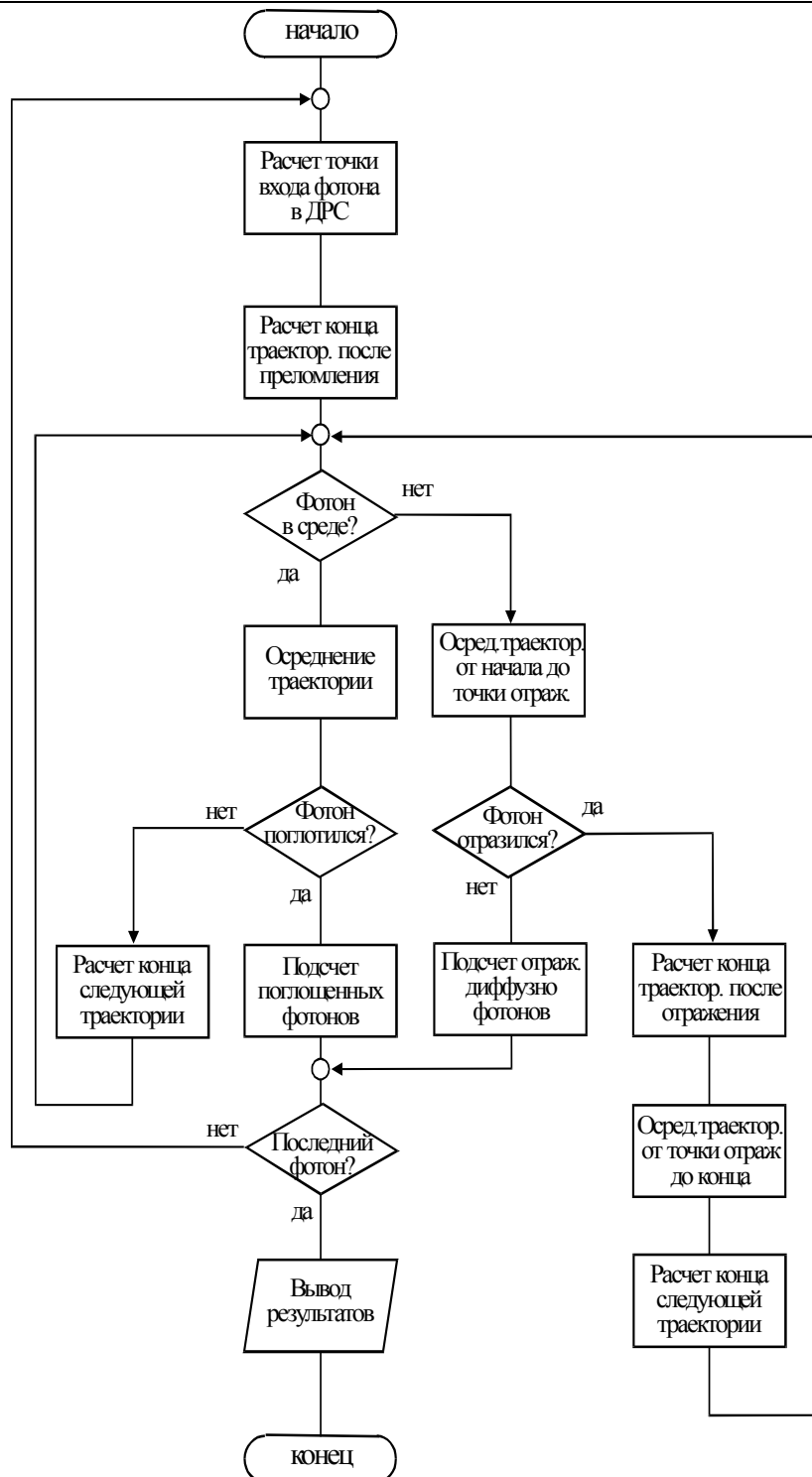


Рис. 7 Блок-схема управляющей программы DRK

Проведем расчеты коэффициента диффузного отражения полубесконечного слоя ДРС, освещаемого широким Гауссовым пучком, ограниченным диафрагмой по уровню 0,8. Из (2) следует, что параметр Гаусса $\sigma = 0,746$ см.

В расчетах прослеживалась судьба $N_0 = 10^4 - 10^5$ фотонов (прошедших через диафрагму) с последующим статистическим усреднением результатов.

Коэффициент диффузного отражения – это отношение числа фотонов, покинувших ДРС за счет френелевского отражения и рассеяния в объеме, к полному числу фотонов, прошедших через границу раздела сред. Рассматривается нормальное падение лазерного луча ($\theta = 0$).

Таблица 1

Коэффициенты отражения плоского рассеивающего слоя

Λ	χ=1		χ=1+μ	
	МК[2]	МК ₁	МК[2]	МК ₁
	n=1			
0,999	0,898	0,931	0,890	0,901
0,99	,732	0,795	0,720	0,726
0,9	0,398	0,476	0,279	0,357
0,8	0,284	0,342	0,199	0,232
	n=1,5			
	0,999	0,827	0,851	0,811
	0,99	0,604	0,620	0,522
	0,9	0,258	0,289	0,206
	0,8	0,172	0,189	0,107

Здесь МК₁ – наши результаты.

Из таблицы 1 видно, что полученные нами результаты удовлетворительно согласуются с данными работы [24]. Некоторое наблюдаемое несоответствие (в основном при χ=1, n=1), по-видимому, связано с различием применяемых алгоритмов моделирования. Кроме того, в работе [24] рассматривались лазерные пучки с прямоугольным профилем распределения плотности энергии, а мы рассматривали гауссовы пучки, ограниченные диафрагмой.

Как было указано выше, инициирование высокочувствительных взрывчатых веществ в значительной степени зависит от объёмной освещённости вещества. Поскольку поглощение световой энергии в каждой ячейке образца пропорционально пространственной освещённости, последняя принималась за основную характеристику светового поля. Точнее говоря, в качестве характеристики примем отношение пространственной освещённости $E_0(x,y,z)$ к поверхностной освещённости в центре пучка $E(0)$

$$F = \frac{E_0(r)}{E(0)}.$$

В терминах модели Монте-Карло $E(0)=n(0) \cdot hv$, где hv – энергия фотона, $n(0)$ – плотность потока частиц в центре пучка, определяемая формулой (3).

Пространственная освещённость, по определению, – это плотность потока энергии, попадающей со всех сторон в элементарный объём прозрачной среды.

$$E_0 = \int_{4\pi} I d\Omega,$$

где I – интенсивность излучения (плотность потока световой энергии в телесном угле $d\Omega$).

В терминах модели Монте-Карло $I=n \cdot hv$, где n – плотность потока фотонов в единичном телесном угле $d\Omega$. В случае изотропного светового поля

$$E_0(r)=4\pi \cdot n(r) \cdot hv. \quad (20)$$

При расчетах использовались элементарные объёмы в виде куба τ^3 . Поэтому величина E_0 приближенно определялась по формуле

$$E_0 = \sum_{i=1}^6 \frac{N_i \cdot hv}{\tau^2} = \frac{N \cdot hv}{\tau^2}. \quad (21)$$

где N_i – поток фотонов, попадающих в элементарный объём через i -ю грань, N – полный поток фотонов.

Для изотропного светового поля $N_i/\tau^2=n(r)$, поэтому из (21) следует, что $E_0 = 6 \cdot n(r) \cdot hv$. Таким образом, приближенное вычисление пространственной освещённости (21) более, чем в 2 раза занижает результат (20). В случае анизотропии поля излучения различие в результатах будет меньшим.

Таким образом, в качестве характеристики светового поля ДРС принята величина

$$F = \frac{E_0}{E(0)} = \frac{N(r)}{\tau^2 n(0)}.$$

Расчет пространственной освещённости выполним при таких условиях:

$$\tau = 10^{-2} \text{ см}, \quad n = 1,5, \quad \chi = 1;$$

$$\Lambda = 0,999, \quad 0,99;$$

$$\rho_g = 0,851, \quad 0,620;$$

$$\alpha(\text{см}^{-1})=0,1, \quad 1;$$

$$\beta(\text{см}^{-1}) = 99,9, \quad 99.$$

Относительный радиус пучка выберем равным $r_0/\tau = 2, 10, 20, 30, 50$ ($r_0(\text{см}) = 2 \cdot 10^{-2}, 10^{-1}, 2 \cdot 10^{-1}, 3 \cdot 10^{-1}, 5 \cdot 10^{-1}$). Так как мы используем лазерные пучки, ограниченные диафрагмой по уровню интенсивности 0,8, то для данных значений r_0/τ параметр Гаусса, в соответствии с формулой (2), равен: $\sigma(\text{см}^{-1}) = 2,99 \cdot 10^{-2}, 1,49 \cdot 10^{-1}, 2,98 \cdot 10^{-1}, 4,49 \cdot 10^{-1}, 7,78 \cdot 10^{-1}$.

На рис. 8 показано распределение пространственной освещённости по глубине рассеивающего слоя для различных значений размера лазерного пучка (в единицах r_0/τ).

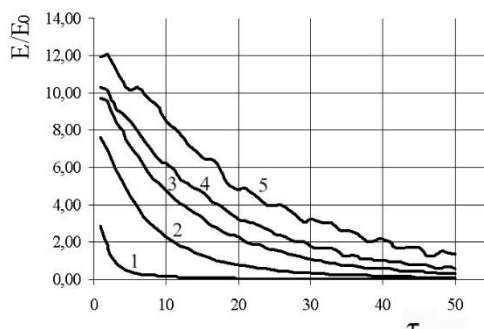


Рис. 8 Зависимость пространственной освещенности от глубины ДРС и от радиуса лазерного пучка: 1 – $r = 2\tau$; 2 – $r = 10\tau$; 3 – $r = 20\tau$; 4 – $r = 30\tau$; 5 – $r = 50\tau$

Из рис. 8 видно, что максимум освещенности возрастает при увеличении диаметра лазерного пучка и смещается вглубь ДРС. Однако рост прекращается при достижении определенного значения (в данном случае $\tau_0/\tau \sim 50$), то есть, при инициировании ВВ широкими пучками краевые эффекты пропадают. Все это является следствием многократного рассеяния излучения в ДРС, что наблюдается для сред с высоким коэффициентом рассеяния и низким коэффициентом поглощения. В глубинном режиме распределение освещенности близко к бугеровскому.

Зависимость максимума F от τ_0/τ согласуется с экспериментально наблюдаемым размерным эффектом (зависимостью чувствительности ВВ от диаметра лазерного пучка).

В описанных ниже экспериментах взрывчатые составы представляли собой смесь ВВ и связующего материала. В качестве связки использовался полиметилметакрилат (оргстекло), обладающий очень малым показателем поглощения $\alpha_c \sim 10^{-3}-10^{-4}$ см, поэтому поглощением лазерного излучения в таком материале можно пренебречь. Следовательно, при увеличении концентрации связки сни-

жается как показатель поглощения ВС, так и коэффициент рассеяния за счет уменьшения содержания рассеивающих центров (кристаллов ВВ и микрон неоднородностей) в единице объема.

Так как для исследованных нами взрывчатых составов $\alpha < \beta$, то увеличение концентрации оргстекла практически не влияет на коэффициент выживаемости, но существенно увеличивает длину свободного пробега. Все это приводит к значительному перераспределению объемной освещенности ДРС.

Выполним расчеты при следующих характеристиках ДРС: $\alpha = 0,1$ см $^{-1}$, $\beta = 90$ см $^{-1}$ и $\alpha = 0,01$ см $^{-1}$, $\beta = 30$ см $^{-1}$.

Для этих пар α и β , Λ и τ соответственно равны: $\Lambda = 0,9989$, $\tau = 1,1 \cdot 10^{-2}$ см, $\Lambda = 0,9996$, $\tau = 3,33 \cdot 10^{-2}$ см. Коэффициенты выживаемости отличаются на 0,07%, а длина свободного пробега – в 3 раза.

На рис. 9 показано распределение освещенности внутри объема ДРС для этих двух случаев при $r = 0,1$ и $0,3$ см.

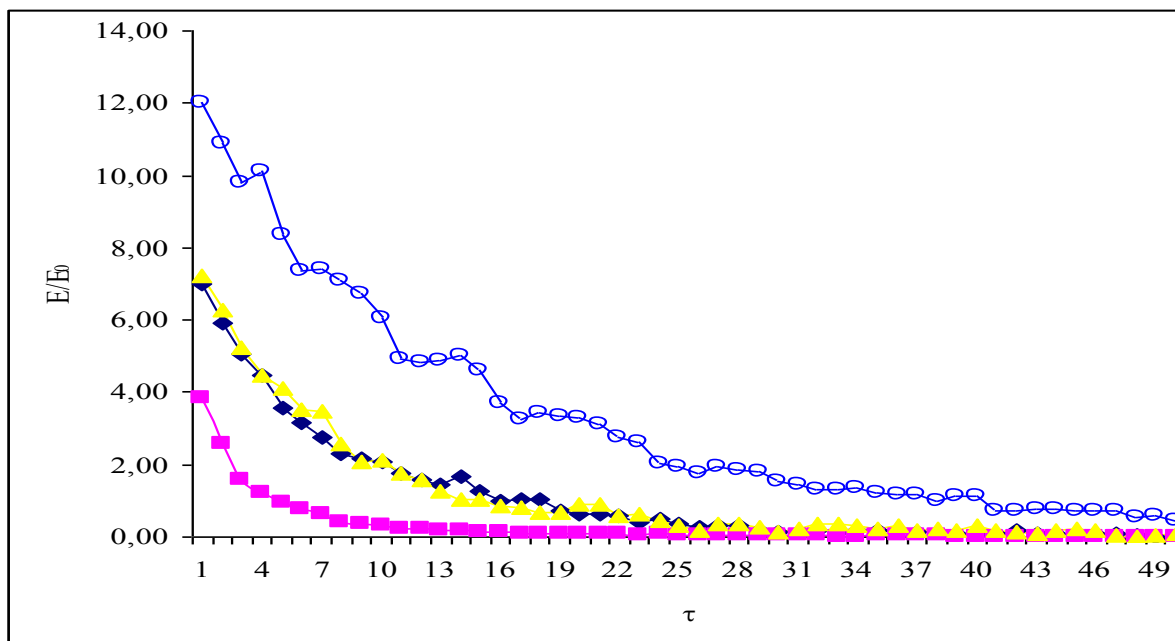


Рис. 9 Освещенность в объеме ДРС по оси лазерного пучка:

- ◆ – $r = 0,1$ см (9τ), $\tau = 1,1 \cdot 10^{-2}$ см, $\Lambda = 0,9989$, $\rho_\infty = 0,780$;
- – $r = 0,1$ см (3τ), $\tau = 3,33 \cdot 10^{-2}$ см, $\Lambda = 0,9996$, $\rho_\infty = 0,871$;
- ▲ – $r = 0,3$ см (9τ), $\tau = 3,33 \cdot 10^{-2}$ см, $\Lambda = 0,9996$, $\rho_\infty = 0,875$;
- – $r = 0,3$ см (30τ), $\tau = 1,1 \cdot 10^{-2}$ см, $\Lambda = 0,9989$, $\rho_\infty = 0,786$

Сравнивая результаты на рис. 8 и 9 можно сказать, что характер зависимостей существенно зависит от соотношения между радиусом пучка r и средней длиной свободного пробега τ , то есть от значения r/τ . В расчетах также получены значения величины $F \approx 2 \div 12$, что согласуется с результатами работ [24, 25]. Такое увеличение пространственной освещенности внутри слоя ВВ может объяснить результаты низкопорогового зажигания, что, как указывалось выше, и было сделано авторами работ [24, 25]. Однако, это имеет место для чистых образцов. Наличие поглощающих излучение примесей и неоднородностей в веществе снижает длину свободного пробега фотона и соответственно уменьшает отношение освещенностей до $2 \div 2,5$ и ниже, что отвергает чисто тепловой механизм зажигания. Однако этот результат не противоречит гипотезе сдвиговых деформаций и, говорит в пользу того, что неоднородности оказывают влияние на процесс инициирования. Но зависимость чувствительности от количества неоднородностей не установлена. Кроме того, не следует забывать о том, что мы исследовали полубесконечный слой ДРС. При рассмотрении ограниченного слоя возникают граничные эффекты, которые могут уменьшить значение F . Существенное влияние на проникновение света в ДРС оказывает шероховатость поверхности. Структура рассеянного излучения внутри слоя определяется показателями поглощения и рассеяния и индикатрисой рассеяния. Эти параметры зависят от спектра излучения, а также от поляризации. Поэтому $\Lambda < 0,999$, что ведет к снижению максимума F . Кроме указанных факторов на снижение F могут влиять интерференционные эффекты, связанные с прохождением через данную точку пространства фотонов, имеющих сдвиг фаз и частично или полностью гасящих друг друга. Таким образом, правильная физическая интерпретация явления низкопорогового зажигания взрывчатых веществ и составов невозможна без учета процессов рассеяния фотонов в этих материалах.

3. Выводы

1. Результаты численного моделирования использовались при изготовлении лабораторных образцов оптического детонатора [28] и при исследованиях по срабатыванию оптических детонаторов при массовых взрывах. Использовались светочувствительные взрывчатые композиты [12] в ряде новых методик формирования плоских детонационных волн и применения их в процессах ударно-волнового синтеза алмаза [29, 30], в оценке условий безопасности после взрыва метана в подземных горных выработках [31], в экспериментальной геологии [32] и в экспериментальном моделировании ядерных реакций в кумулятивных потоках [33]. Разработана принципиально новая методика формирования сходящихся цилиндрических детонационных волн [34]. С использованием лазерного инициирования проводились работы в области упрочнения металлов [35], сварки взрывом тонкостенных труб теплообменных аппаратов с использованием лазерных микродетонаторов [36].

2. Иницирование высокочувствительных взрывчатых веществ и взрывчатых составов не может быть объяснено на основе представлений о

многократном увеличении объемной освещенности внутри ДРС относительно поверхностной, так как такое увеличение неосуществимо. Однако световой режим в ДРС является одним из определяющих факторов зажигания ВВ импульсом ОКГ.

3. Коэффициент диффузного отражения ДРС в основном зависит от коэффициента выживаемости фотона и показателя преломления.

4. Для каждой ДРС существует предельное значение радиуса лазерного пучка, начиная с которого пространственная освещенность не изменяется при увеличении r .

5. Показано, что при увеличении в образцах ВС концентрации связки глубина слоя материала с высокими значениями освещенности растет. Причем, скорость роста обратно пропорциональна радиусу пучка. Эта закономерность хорошо коррелирует с наблюдаемой экспериментальной зависимостью чувствительности ВВ от концентрации связки [6, 36, 37]. Так, в случае инициирования ВС2 лазерным пучком диаметром 1,5 мм чувствительность увеличилась, приблизительно, в 2 раза при увеличении концентрации с 10% до 20–30%, в то время как для пучка диаметром 4,5 мм рост чувствительности составил величину ~13%.

Список литературы:

1. Чернай А.В., Соболев В.В., Студинский Н.М., Гуменик И.Л. О системе оптического инициирования скважинных зарядов взрывчатых веществ // *Металлургическая и горнорудная промышленность*. – 1995. – №1. – С.47-49.
2. Чернай А.В., Соболев В.В., Студинский Н.М. О перспективе разработки оптической системы инициирования зарядов ВВ // *Высокоэнергетическая обработка материалов*. Т.1. — Днепропетровск: ГТАУ, 1995. – С.38-43.
3. Sobolev V., Chernay A., Studinski N. OPSIN – a new system of blast-hole charge blasting in explosives // *5-th International symposium on mine planning and equipment + selection*. San Paulo. – Brazil, 1996. – P. 441-443.
4. Соболев В.В., Чернай А.В., Кашуба О.И. Нова оптическа система за иницииране на сондажни взривни заряды // *Минно дело и геология*. – 1996. – №9. – С. 16-18 (Болгария).
5. Бриш А.А., Галлеев И.А., Зайцев Б.Н. Возбуждение детонации конденсированных ВВ излучением оптического квантового генератора // *Физика горения и взрыва*. – 1966. – №3. – С.132.
6. Чернай А.В., Соболев В.В. К вопросу о механизме зажигания взрывчатых материалов лазерным моноимпульсом // *Физика и техника высоких давлений*. – 1994. – № 2. – С. 111 – 115.
7. Chernai, A.V., Sobolev, V.V., Ilyushin, M.A., Zhitnev, N.E., Petrova, N.A. On the mechanism of ignition of energetic materials by a laser pulse // *Chem. Phys. Reports*. – 1996. – Vol.15. № 3. – P. 457 – 462.
8. Chernai, A.V., Sobolev, V.V., Chernaj, V.A., Ilyushin, M.A., Dlugashek, A. Laser initiation of charges on the basis of di-(3-hydrazino-4-amino-1,2,3-triazol)-copper (II) perchlorate // *Fizika Goreniya i Vzryva*. – 2003. – No. 3. – 105-110.
9. Chernai, A.V., Sobolev, V.V., Chernaj, V.A., Ilyushin, M.A., Dlugashek, A. Laser ignition of explosive

compositions based on di-(3-hydrazino-4-amino-1,2,3-triazole)-copper(II) perchlorate // *Combustion, Explosion and Shock Waves*. – 2003. – № 3. – С. 335-339.

10. Чернай А.В., Соболев В.В., Илюшин М.А., Житник Н.Е. О методе получения механических импульсов нагружения, основанном на лазерном подрыве покрытий из взрывчатых составов // *Физика горения и взрыва*. – 1994. – № 2. – С. 106–111.

11. Chernai, A.V., Sobolev, V.V., Ilyushin, M.A., Zhitnik, N.E. (1994). Generating mechanical pulses by the laser blasting of explosive coating // *Combustion, Explosion, and Shock Waves*. – 1994. – № 2. – С. 239-242.

12. Ilyushin M., Shugaley I., Sudarikov A. High-energy metal complexes: synthesis, properties, applications. – Saarbrücken: Lap Lambert academic publishing GmbH&CO.KG. – 2017, 268 p.

13. Боуден Ф, Иоффе А. Быстрые реакции в твердых телах. – М: ИЛ, 1962. – 244 с.

14. Карабанов Ю.Ф., Боболев В.К. Зажигание инициирующих взрывчатых веществ импульсным лазерным излучением // *Доклады АН СССР*. – 1981. – Т. 256. № 5. – С. 1152–1155.

15. Александров Е.И., Вознюк А.Г. Иницирование азидов свинца лазерным излучением // *Физика горения и взрыва*. – 1978. – № 4. – С. 86–91.

16. Александров Е.И. Ципилев В.П. Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азидов свинца к действию лазерного излучения // *Физика горения и взрыва*. – 1984. – № 6. – С. 104–109.

17. Hagan J.T., Chaundhri M.M. Low energy Laser initiation of single crys. of lead azide // *J. Mat. Sci.* – 1981. – № 9. – P. 2457–2466.

18. Чернай А.В., Кучугурный Ю.П. О поглощении света микровключениями в азиде свинца / *Ин-т техн. мех. АН УССР*. – Днепропетровск, 1986. – 12 с. – Деп. в ВИНТИ, № 7571 – В86.

19. Чернай А.В., Соболев В.В., Чернай В.А., Илюшин М.А., Бунчук Ю.П. Зажигание взрывчатых веществ импульсным лазерным излучением // *Физика импульсной обработки материалов*. – Днепропетровск: Арт-ПРЕСС. – 2003, С. 267-314.

20. Roth J. Initiation of Lead Azide by High-Intensity Light // *The Journal of Chemical Physics*. – 1964. – V. 41, № 7. – С. 1929.

21. Александров Е.И., Ципилев В.П. Исследование размерного эффекта при лазерном инициировании прессованного азидов свинца. Влияние распределения световой энергии на поверхности ВВ на критические световые потоки // *Физика горения и взрыва*. – 1983. – Т. 19, № 1. – С. 78 – 80.

22. Альтшулер Л.В. Применение ударных волн в физике высоких давлений // *Успехи физических наук*. – 1965. – Т. 65. – № 5. – С. 197–258.

23. Иванов А.П. Оптика рассеивающих сред. – Минск: Наука и техника, 1969. – 592 с.

24. Александров Е.И., Вознюк А.Г., Ципилев В.П. Влияние поглощающих примесей на

зажигание ВВ лазерным излучением // *Физика горения и взрыва*. – 1989. – № 1. – С. 3–9.

25. Александров Е.И., Ципилев В.П. Особенности светового режима в объеме полубесконечного слоя ДРС при освещении направленным пучком конечной апертуры // *Известия вузов. Физика*. – 1988. – № 10. – С. 23 – 29.

26. Ландсберг Г.С. Оптика. – М.: Наука, 1976. – 926 с

27. Ильин В.А., Позняк Э.Г. Аналитическая геометрия. – М.: Наука, 1968. – 232 с.

28. Илюшин М.А., Соболев В.В., Чернай В.А. Иницирующие взрывчатые вещества и составы в оптических системах инициирования пиропредстав. *Науковий вісник НГА України*. – 2001. – № 1. – С. 73-76.

29. Sobolev, V.V., Gubenko, S.I., Rudakov D.V., Kyrychenko O.L., Balakin O.O. Influence of mechanical and thermal treatments on microstructural transformations in cast irons and properties of synthesized diamond crystals // *Naukovyi Visnyk Natsionalnoho Hirnychoho Universytetu*. – 2020. – № 4. – P. 53-62. <https://doi.org/10.33271/nvngu/2020-4/053>.

30. Sobolev V.V., Kovrov O.S., Nalisko M.M., Bilan N.V., Tereshkova O.A. (2021). Compound physical and mechanical effects stimulating metastable diamond formation // *Naukovyi Visnyk Natsionalnoho Hirnychoho Universytetu*. – 2021. – № 4. С. 47-55; <https://doi.org/10.33271/nvngu/2021-4/047>.

31. Mykola Nalisko, Valerii Sobolev, Dmytro Rudakov, and Nataliia Bilan. Assessing safety conditions in underground excavations after a methane-air mixture explosion // *E3S Web of Conferences* 123, 0 0 (2019) *Ukrainian School of Mining Engineering*, <https://doi.org/10.1051/e3sconf/201912301008>

32. Sobolev V. V., Bilan N.V. Physical conditions of the 'light' core formation and thermonuclear heat source deep inside the earth. // *Naukovyi Visnyk Natsionalnoho Hirnychoho Universytetu*. – 2018. – № 5. – С. 13-23. <https://doi.org/10.29202/nvngu/2018-5/1>

33. Sobolev V.V., Hapiev S.V., Skobenko O.V., Kulivar V.V., Kurliak A.V. On the mechanism of ionization of atoms at compression of a substance converging by front of the shock wave // *Naukovyi Visnyk Natsionalnoho Hirnychoho Universytetu*. – 2022. – № 3. – С. 57-66. <https://doi.org/10.33271/nvngu/2022-3/057>

34. Sobolev V.V., Skobenko O.V., Usyk I.I., Kulivar V.V., Kurliak A.V. Formation of converging cylindrical detonation front // *Naukovyi Visnyk Natsionalnoho Hirnychoho Universytetu*. – 2021. – № 6. – С. 49-56. <https://doi.org/10.33271/nvngu/2021-6/049>.

35. Чернай А.В., Соболев В.В., Чернай В.А. Применение лазерного метода инициирования взрывчатых веществ для упрочнения металлов взрывом // *Металлургическая и горнорудная промышленность*. – 2000. – № 8 – 9. – С. 379 – 381.

36. Чернай В.А., Бунчук Ю.П., Пахомов С.Н. Сварка труб теплообменников с помощью оптического инициирования зарядов // *Сб. науч. тр. НГУ*. – Днепропетровск: РИК НГУ. – 2003. – № 18. – С. 56–62.