

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ СЦИНТИЛЛИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

О. А. Займидорога, О. И. Стрельцова, К. А. Фоменко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В работе проведено моделирование процессов распространения электромагнитных импульсов в двухкомпонентной сцинтиллирующей среде. Исследована пространственная эволюция электромагнитных возбуждений, возникающих при прохождении через сцинтиллирующую среду элементарных частиц. Получены пространственно-временная зависимость профилей световых импульсов излучения и временная зависимость распределения энергии между компонентами среды и излучением, дана оценка длины формирования регистрируемого сигнала.

The propagation of electromagnetic pulses in binary scintillator media has been modeled. The spatial evolution of electromagnetic excitations caused by particle passing through the scintillator has been studied. Space-time dependence of light profiles, time dependence of light-media energy balance and estimation of signal formation length were obtained.

PACS: 29.40.Mc, 95.75.-z, 95.55.Vj

ВВЕДЕНИЕ

В современных экспериментах по физике частиц [1, 2] широкое распространение получили детекторы, использующие фоточувствительные среды на основе сцинтилляторов — веществ, способных поглощенную в результате рассеяния кинетическую энергию частиц преобразовывать в электромагнитное излучение (в том числе, и видимой области спектра). Как правило, излученный свет улавливается фотоэлектронными умножителями (ФЭУ), которые конвертируют свет в непосредственно регистрируемые импульсы электрического тока.

Информация об энергии детектируемой частицы может быть восстановлена по количеству регистрируемого сцинтилляционного света, пространственно-временная же информация о частице восстанавливается по временам регистрации фронтов излучения. В связи с этим представляется весьма актуальной задача восстановления информации о частице с максимально достижимым пространственно-временным разрешением. Для решения данной задачи необходимо иметь четкое представление об эволюции импульсов сцинтилляционного света на их пути от точки возникновения (то есть точки взаимодействия детектируемой частицы с молекулами сцинтиллятора) до точки регистрации (фотоэлектронных умножителей). Решению именно этой задачи и посвящена настоящая работа.

Непосредственно в данной работе предложена модель, описывающая распространение импульсов света в жидкой двухкомпонентной сцинтилирующей среде на основе системы нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка, позволяющих определить эволюцию плотностей импульсов света и заселенностей уровней среды. Отметим, что предложенная модель отражает основные особенности физических процессов распространения электромагнитного излучения в двухкомпонентных сцинтилирующих средах.

1. МОДЕЛЬ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ СЦИНТИЛИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ

Для построения модели рассмотрим кратко физические явления, происходящие в сцинтиляторе при прохождении элементарных частиц [3].

При взаимодействии заряженной частицы с электронными оболочками молекул сцинтилятора последние могут либо возбуждаться, т. е. переходить в состояние с избыточной энергией, либо ионизоваться, т. е. терять электрон. Избыточная энергия возбужденных молекул сбрасывается путем излучения света; захват электрона ионизованной молекулой (рекомбинация) также может проходить с излучением. Таким образом, кинетическая энергия частицы передается молекулам сцинтилятора и преобразуется в *сцинтилляционный свет*. Спектральные характеристики сцинтилляционного света определяются только типом сцинтилятора и практически не зависят ни от типа заряженной частицы, ни от ее энергии.

На практике часто встречается ситуация, когда максимум спектра сцинтилляционного света (например, ультрафиолет) находится далеко от области спектральной чувствительности фотоэлектронных умножителей (видимый свет). В этом случае лишь небольшая доля сцинтилляционного света может быть зарегистрирована ФЭУ и, соответственно, общая эффективность регистрации оказывается низкой. Для сдвига спектра сцинтилляционного света в область спектральной чувствительности ФЭУ в сцинтилятор вводится добавка — *шифтер* (shifter — «сместитель, сдвигатель»), осуществляющая переизлучение сцинтилляционного света в более длинноволновую область. Как правило, концентрация шифтера в десятки-сотни раз меньше концентрации сцинтилятора. В жидких сцинтилирующих смесях под действием вандерваальсовых сил молекулы сцинтилятора окружают молекулы шифтера и образуют двухкомпонентный раствор [3, 5].

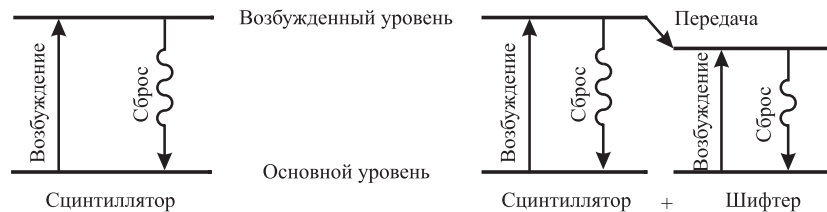


Рис. 1. Схема уровней одно- и двухкомпонентного сцинтиляторов. На схеме изображены энергетические уровни основного и возбужденного состояний одно- и двухкомпонентной сцинтилирующих сред, прямые стрелки соответствуют безызлучательным переходам между уровнями (возбуждению и поглощению, а также передаче энергии от сцинтилятора к шифтеру), волнистые — переходам с испусканием света

Так как относительная концентрация шифтера мала, то частица, проходя через среду, взаимодействует, преимущественно, с молекулами сцинтиллятора. Последние же могут сбрасывать энергию возбуждения не только излучением света, но и безызлучательной передачей ее молекулам шифтера [3]. Поскольку энергия возбуждения молекул шифтера меньше, чем молекул сцинтиллятора, то, во-первых, обратная передача энергии от шифтера к сцинтиллятору невозможна, и, во-вторых, спектр электромагнитного излучения шифтера смещается в длинноволновую область (рис. 1).

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ СХЕМА

2.1. Основные уравнения. При формулировке уравнений будем исходить из того, что спектры излучений сцинтиллятора и шифтера монохроматичны. Это приближение оправдано, если область перекрытия спектров излучения сцинтиллятора и шифтера мала [3, 4].

Для описания эволюции световых импульсов введем *плотности излучения* шифтера $f_1(t, \mathbf{r})$ и сцинтиллятора $f_2(t, \mathbf{r})$, представляющие собой количество света, излученного соответствующими компонентами среды, в единице объема. Концентрации молекул шифтера и сцинтиллятора обозначим через D_1 и D_2 (причем, согласно вышесказанному, $D_1 \ll D_2$), скорость распространения излучения шифтера в среде — c_1 , излучения сцинтиллятора — c_2 .

Молекула как шифтера, так и сцинтиллятора может быть в одном из двух состояний — либо невозбужденном (называемом также основным), либо возбужденном (рис. 2). Примем за $N_l(t, \mathbf{r})$, $l = 0, 1, 2, 3$, *населенности* уровней l , определяемые как число молекул в состоянии l в единице объема. Согласно введенным ранее обозначениям:

$$N_0(t, \mathbf{r}) + N_1(t, \mathbf{r}) = D_1, \quad (1)$$

$$N_3(t, \mathbf{r}) + N_2(t, \mathbf{r}) = D_2. \quad (2)$$

Изменение населенностей уровней происходит двумя путями [5, 6]: *спонтанно* и *вынужденно*.

При спонтанных переходах энергия возбуждения молекулы сбрасывается самопроизвольно путем излучения света либо передается другой (невозбужденной) молекуле, и молекула переходит в основное состояние. Число возбужденных молекул $N(t)$ изменяется со временем согласно закону $N(t) = N_A \exp(-t/\tau)$, где τ — *среднее время жизни* возбужденного состояния для данного процесса (излучения или передачи), N_A — начальное число молекул в возбужденном состоянии. Обозначим как τ_s^{sc} и τ_s^{sh} — средние времена жизни возбужденных состояний сцинтиллятора и шифтера соответственно, τ_i —

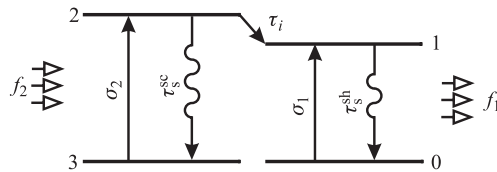


Рис. 2. Модель двухкомпонентного сцинтиллятора. Цифрами обозначены номера уровней l , соответствующих основному (0) и возбужденному (1) состояниям шифтера, основному (3) и возбужденному (2) состояниям сцинтиллятора. Определение остальных обозначений приведено в тексте

среднее время жизни возбужденного состояния сцинтиллятора при сбросе возбуждения путем передачи энергии шифтеру. Отметим сразу, что при $\tau_i \ll \tau_s^{\text{sc}}$ энергия возбуждения молекул сцинтиллятора будет сниматься преимущественно передачей ее молекулам шифтера, а не высвечиванием.

Вынужденные переходы происходят при взаимодействии молекул среды и сцинтилляционного света. При этом возбужденные молекулы сбрасывают возбуждение излучением света и переходят в основное состояние, а молекулы в основном состоянии поглощают свет и переходят в возбужденное состояние. Число вынужденных переходов в единицу времени пропорционально плотности излучения $f(t, \mathbf{r})$, числу молекул в соответствующем состоянии $N(t, \mathbf{r})$ и сечению поглощения σ , которое одинаково [6] для возбужденных молекул и молекул в основном состоянии.

Таким образом, эволюцию населенностей $N_i(t, \mathbf{r})$ можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial N_1(t, \mathbf{r})}{\partial t} = -c_1 f_1(t, \mathbf{r}) \sigma_1 (N_1(t, \mathbf{r}) - N_0(t, \mathbf{r})) - \gamma_1 N_1(t, \mathbf{r}) + \gamma_2 N_2(t, \mathbf{r}), \quad (3)$$

$$\frac{\partial N_2(t, \mathbf{r})}{\partial t} = -c_2 f_2(t, \mathbf{r}) \sigma_2 (N_2(t, \mathbf{r}) - N_3(t, \mathbf{r})) - \gamma_3 N_2(t, \mathbf{r}) - \gamma_2 N_2(t, \mathbf{r}), \quad (4)$$

где $\gamma_1 = 1/\tau_s^{\text{sh}}$, $\gamma_3 = 1/\tau_s^{\text{sc}}$, $\gamma_2 = 1/\tau_i$, σ_1 и σ_2 — сечения поглощения молекул шифтера и сцинтиллятора соответственно и $c_{1,2} = |\mathbf{c}_{1,2}|$. Члены с γ_2 в правых частях уравнений (3), (4) описывают передачу энергии возбуждения от сцинтиллятора ($-\gamma_2 N_2(t, \mathbf{r})$) к шифтеру ($+\gamma_2 N_2(t, \mathbf{r})$). Изменение населенностей, вызванное движением молекул среды в пространстве, пренебрежимо мало за время распространения сцинтилляционного света, поэтому в уравнения (3), (4) не входят члены с пространственными производными.

В принятом нами подходе монохроматический свет в вакууме представляет собой поток квазичастиц — фотонов — и описывается уравнением переноса [7]: $\partial f(t, \mathbf{r})/\partial t + \text{div}(\mathbf{c}f(t, \mathbf{r})) = 0$, где $f(t, \mathbf{r})$ — плотность фотонов, \mathbf{c} — их скорость в вакууме. Ноль в правой части уравнения переноса выражает собой факт отсутствия источников, т.е. сохранения числа фотонов со временем. Для описания эволюции импульсов сцинтилляционного света $f_1(t, \mathbf{r})$ и $f_2(t, \mathbf{r})$ в среде в правую часть уравнения переноса нужно добавить источники: спонтанные и вынужденные переходы в среде, а также диссипацию импульсов за счет физических процессов, не учтенных в модели. Имеем

$$\frac{\partial f_1(t, \mathbf{r})}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{c}_1 f_1(t, \mathbf{r})) = c_1 f_1(t, \mathbf{r}) \{ \sigma_1 (N_1(t, \mathbf{r}) - N_0(t, \mathbf{r})) - k_1 \} + \gamma_1 N_1(t, \mathbf{r}), \quad (5)$$

$$\frac{\partial f_2(t, \mathbf{r})}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{c}_2 f_2(t, \mathbf{r})) = c_2 f_2(t, \mathbf{r}) \{ \sigma_2 (N_2(t, \mathbf{r}) - N_3(t, \mathbf{r})) - k_2 \} + \gamma_3 N_2(t, \mathbf{r}). \quad (6)$$

Здесь k_1 и k_2 — линейные коэффициенты поглощения (диссипации) импульсов $f_1(t, \mathbf{r})$ и $f_2(t, \mathbf{r})$ соответственно.

В случае отсутствия диссипативных потерь ($k_1 = k_2 = 0$) для уравнений (1), (6) существует аналог закона сохранения энергии, заключающийся в том, что суммарное количество элементарных возбуждений (квантов света и возбуждений молекул) сохраняется со временем:

$$\iiint (f_1(t, \mathbf{r}) + f_2(t, \mathbf{r}) + N_1(t, \mathbf{r}) + N_2(t, \mathbf{r})) d^3 \mathbf{r} = Q_0, \quad (7)$$

где интегрирование выполняется по всему объему и $Q_0 = \text{const}$.

Действию заряженной частицы, играющей роль первичного возбудителя молекул шифтера и сцинтиллятора, сопоставим соответствующие начальные условия на состояние среды. Очевидно, это обосновано в том случае, если время взаимодействия частицы со средой $\tau_p \ll \tau_s^{sc}, \tau_s^{sh}$.

Сформулированные выше уравнения мы будем решать для одномерного случая, поскольку динамическая картина процессов распространения света в сцинтиллирующей среде не должна зависеть от размерности задачи.

2.2. Начальные условия. Значения функций в начальный момент времени и параметры среды соответствуют характерным значениям для эксперимента BOREXINO [3, 4].

Примем, что в начальный момент времени свет в среде отсутствует:

$$f_1(0, x) \equiv 0, \quad f_2(0, x) \equiv 0. \quad (8)$$

При отсутствии внешних воздействий молекулы сцинтиллятора и шифтера находятся в основном (невозбужденном) состоянии: $\forall t \in [-\infty, 0): N_1(t, x) \equiv 0, N_2(t, x) \equiv 0, N_3(t, x) \equiv D_2, N_0(t, x) \equiv D_1$. Частица, проходя в среде, оставляет «след» из возбужденных молекул, описываемый функциями $N_1(0, x)$ и $N_2(0, x)$. Форму этого следа мы примем гауссовой с центром в начале координат. Событию с энергосвободением в 1 МэВ соответствует порядка $a_1 \simeq 1,0 \cdot 10^1$ переходов в возбужденное состояние молекул шифтера и $a_2 \simeq 1,2 \cdot 10^4$ переходов молекул сцинтиллятора; длина «следа», т. е. длина, на которой поглощается энергия детектируемой частицы, составляет $\lambda \simeq 1,0 \cdot 10^{-1}$ см.

Соответствующие начальные условия на состояние среды имеют вид

$$\begin{aligned} N_1(0, x) &= \frac{a_1}{\sqrt{2\pi\lambda}} \exp\left[-\frac{x^2}{2\lambda^2}\right], & N_0(0, x) &= D_1 - N_1(0, x), \\ N_2(0, x) &= \frac{a_2}{\sqrt{2\pi\lambda}} \exp\left[-\frac{x^2}{2\lambda^2}\right], & N_3(0, x) &= D_2 - N_2(0, x). \end{aligned} \quad (9)$$

Константы, характеризующие используемые в детекторе BOREXINO сцинтиллятор и шифтер, равны [3]: $\sigma_1 = \sigma_2 = 3,0 \cdot 10^{-22}$, $\gamma_1 = 6,7 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $\gamma_2 = 4,0 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $\gamma_3 = 3,5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $k_1 = k_2 = 1,0 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$, $D_1 = 4,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-1}$, $D_2 = 4,5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-1}$, $c_1 \sim c_2 \sim c = 3,0 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$.

Непосредственно детектируемые в эксперименте частицы — электроны — при энергиях в 1 МэВ движутся со скоростями $v \sim c$, и время взаимодействия электрона со средой можно оценить как $\tau_p \sim \lambda/v \ll \tau_s^{sc}, \tau_s^{sh}$; таким образом, приближение действия частицы начальными данными к состоянию среды корректно.

2.3. Краевые условия. Принимая во внимание начальное отсутствие света в среде, конечность скорости распространения света и ограниченность области взаимодействия частицы со средой, естественным краевым условием для функций плотностей излучения $f_1(x, t)$, $f_2(x, t)$ будем считать их равенство нулю при удалении от источника излучения — «следа» частицы: $\lim_{x \rightarrow \pm\infty} f_1(x, t) = 0$, $\lim_{x \rightarrow \pm\infty} f_2(x, t) = 0$. Расчет проводился в области $x \in [-L, L]$, где $L > 0$ бралось достаточно большим, так чтобы за время счета $t \in [0, T]$, $T > 0$, импульсы f_1 , f_2 не успевали достичь границ. Поэтому краевые условия, сформулированные выше на бесконечности, мы запишем сразу для конечной расчетной области:

$$f_1(x, t)|_{x=\pm L} = 0, \quad f_2(x, t)|_{x=\pm L} = 0. \quad (10)$$

Рассуждая аналогично и учитывая уравнения (1), (2), краевые условия для функций населенностей $N_l(x, t)$, $l = 0, 1, 2, 3$, выразим как

$$\begin{aligned} N_1(x, t)|_{x=\pm L} &= 0, & N_2(x, t)|_{x=\pm L} &= 0, \\ N_0(x, t)|_{x=\pm L} &= D_1, & N_3(x, t)|_{x=\pm L} &= D_2. \end{aligned} \quad (11)$$

2.4. Вычислительная схема. Для построения разностной схемы в области $G = \{-L \leq x \leq L, 0 \leq t \leq T\}$ введем равномерные сетки с шагом h по пространственной координате и τ по времени:

$$\begin{aligned} \Omega &= \{\omega_x \cdot \omega_\tau\}, \\ \omega_x &= \{x = -L + ih, \quad K = 2L/h, \quad i = 0, 1, \dots, K\}, \\ \omega_\tau &= \{t = j\tau, \quad \tau = h/c, \quad j = 0, 1, \dots, T/\tau\}. \end{aligned} \quad (12)$$

Определим на Ω сеточные функции: $f_{1,i}$, $f_{2,i}$, $N_{0,i}$, $N_{1,i}$, $N_{2,i}$, $N_{3,i}$, $i = 0, 1, \dots, K-1, K$; при этом будем использовать обозначения

$$\phi_i = \phi(x_i, t_j), \quad \hat{\phi}_i = \phi(x_i, t_{j+1}), \quad (13)$$

где ϕ — одна из введенных выше сеточных функций.

Построим разностную схему с весами w для задачи (1)–(6), (8)–(11). Обозначая для удобства $R_{1,i} = c_1 f_{1,i} \{\sigma_1(N_{1,i} - N_{0,i}) - k_1\} + \gamma_1 N_{1,i}$, $R_{2,i} = c_2 f_{2,i} \{\sigma_2(N_{2,i} - N_{3,i}) - k_2\} + \gamma_3 N_{2,i}$, $\Lambda_x \phi_i = (\phi_{i+1} - \phi_{i-1})/(2h)$, разностную схему для уравнений (1)–(6) запишем следующим образом:

$$\begin{aligned} (\hat{f}_{1,i}^{s+1} - f_{1,i})/\tau &= -w \Lambda_x \hat{f}_{1,i}^s - (1-w) \Lambda_x f_{1,i} + R_{1,i}, \\ (\hat{f}_{2,i}^{s+1} - f_{2,i})/\tau &= -w \Lambda_x \hat{f}_{2,i}^s - (1-w) \Lambda_x f_{2,i} + R_{2,i}, \\ (\hat{N}_{1,i} - N_{1,i})/\tau &= -c_1 f_{1,i} \sigma_1(N_{1,i} - N_{0,i}) - \gamma_1 N_{1,i} + \gamma_2 N_{2,i}, \\ (\hat{N}_{2,i} - N_{2,i})/\tau &= -c_2 f_{2,i} \sigma_2(N_{2,i} - N_{3,i}) - \gamma_3 N_{2,i} - \gamma_2 N_{2,i}, \\ \hat{N}_{0,i} &= D_1 - \hat{N}_{1,i}, \\ \hat{N}_{3,i} &= D_2 - \hat{N}_{2,i}, \end{aligned} \quad (14)$$

где s — номер итерации, $\hat{f}_{1,i}^0 = f_{1,i}$, $i \in [1, K-1]$. Выход из итерационного процесса осуществляется по условию $\max_{i \in [1, \dots, K-1]} |\hat{\phi}_i^{s+1} - \hat{\phi}_i^s| \leq \epsilon$, где ϵ — константа, фиксирующая точность вычислений. Описанная схема обладает точностью порядка $O(\tau + h^2)$ [8].

Начальные данные (8), (9) для сеточных функций примут вид

$$\begin{aligned} f_{1,i} &= 0, \quad f_{2,i} = 0, \\ N_{1,i} &= \frac{a_1}{\sqrt{2\pi\lambda}} \exp\left[-\frac{(-L+ih)^2}{2\lambda^2}\right], \\ N_{2,i} &= \frac{a_2}{\sqrt{2\pi\lambda}} \exp\left[-\frac{(-L+ih)^2}{2\lambda^2}\right], \\ N_{0,i} &= D_1 - N_{1,i}, \quad N_{3,i} = D_2 - N_{2,i}, \end{aligned} \quad (15)$$

где $i \in [1, K - 1]$. Граничные условия (10), (11):

$$\begin{aligned} f_{1,0} = f_{1,K} = 0, & & f_{2,0} = f_{2,K} = 0, \\ N_{1,0} = N_{1,K} = 0, & & N_{2,0} = N_{2,K} = 0, \\ N_{0,0} = N_{0,K} = D_1, & & N_{3,0} = N_{3,K} = D_2. \end{aligned} \quad (16)$$

Для проверки применимости условий «на бесконечности» отслеживалось отсутствие возмущений в узлах, прилегающих к граничным.

Разностный аналог интеграла системы (7) следующий:

$$Q(t_j) = \sum_{i=0}^K (f_{1,i} + f_{2,i} + N_{1,i} + N_{2,i}). \quad (17)$$

В случае отсутствия диссипативных потерь ($k_1 = k_2 = 0$) отличие $Q(t_j)$ от $Q_0 \equiv Q(0)$ может служить оценкой консервативности вычислительной схемы (12)–(16).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ВЫВОДЫ

Расчет выполнен для $L = 600$ см, $h = 5,0 \cdot 10^{-3}$ см, $T = 1,9 \cdot 10^{-8}$ с, $w = 0,1$, $\epsilon = 1,0 \cdot 10^{-9}$, начально-краевых условий (8)–(11) и значений параметров, приведенных в п. 2.2. С целью проверки консервативности построенной вычислительной схемы

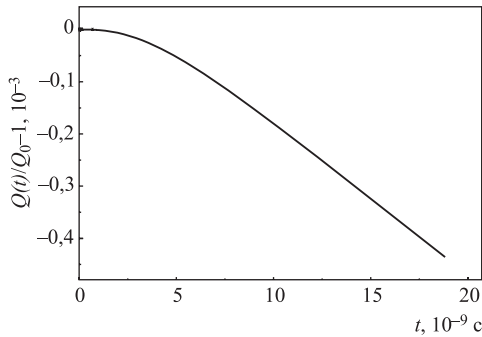


Рис. 3. Отношение суммарного числа элементарных возбуждений $Q(t_j)$ к первоначальному числу возбуждений $Q_0 = Q(0)$ по сравнению с 1

на каждом временном слое вычислялась величина $Q(t_j)/Q_0$; при отсутствии диссипативных потерь ($k_1 = k_2 = 0$) отклонение от единицы для всех $t_j \in [0, T]$ составило $\left| \frac{Q(t_j)}{Q_0} - 1 \right| < 4 \cdot 10^{-9}$. Отношение $Q(t_j)/Q_0$ для значений коэффициентов линейного поглощения из п. 2.2 показано на рис. 3; ввиду малости диссипативных потерь $\left(\left| \frac{Q(T)}{Q_0} - 1 \right| < 5 \cdot 10^{-4} \right)$ по сравнению со всеми обсуждаемыми ниже эффектами в дальнейшем ими можно пренебречь.

Начальная ($t \leq 1,0 \cdot 10^{-9}$ с) эволюция функций плотностей излучений f_1 и f_2 представлена на рис. 4. Последовательно приведены графики функций для времен: $t_r = \{1,0 \cdot 10^{-12}, 2,0 \cdot 10^{-12}, 3,0 \cdot 10^{-12}, 5,0 \cdot 10^{-12}, 1,1 \cdot 10^{-11}, 5,0 \cdot 10^{-11}, 1,5 \cdot 10^{-10}, 3,0 \cdot 10^{-10}, 5,1 \cdot 10^{-10}, 1,0 \cdot 10^{-9}\}$ с. Как видно, первоначальное возрастание амплитуды волны f_2 , обусловленное спонтанными (а затем и вынужденными) переходами молекул сцинтиллятора из возбужденного состояния в основное, за время $\sim 5,0 \cdot 10^{-11}$ с сменяется затуханием по причине сильного поглощения сцинтилляторного излучения и безызлучательной передачи энергии от сцинтиллятора к шифтеру. Напротив, излучение шифтера f_1 из-за перераспределения энергии от сцинтиллятора к шифтеру и малого поглощения

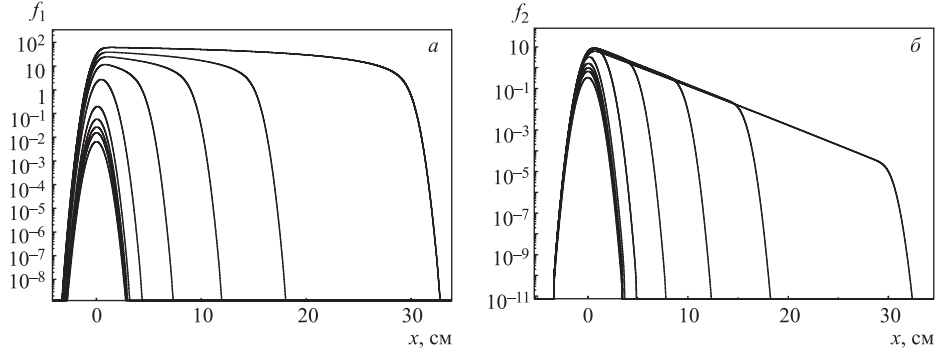


Рис. 4. Начальная эволюция функции плотности излучения шифтера f_1 (а) и сцинтиллятора f_2 (б), $t < 1 \cdot 10^{-9}$ с

распространяется с возрастанием амплитуды на всей длине моделирования L . Передние фронты обоих излучений распространяются со скоростью c , однако фронт волны f_2 сильно подавлен поглощением.

Для иллюстрации процессов перераспределения энергии между средой и излучением удобно ввести интегральные величины

$$Q_{\text{ph}}^{f_1}(t_j) = \sum_{i=0}^K (f_{1,i}), \quad Q_{\text{ph}}^{f_2}(t_j) = \sum_{i=0}^K (f_{2,i}), \quad Q_{\text{ph}}^{\text{tot}}(t_j) = \sum_{i=0}^K (f_{1,i} + f_{2,i}), \quad (18)$$

представляющие собой количество света (количество фотонов) в излучении шифтера ($Q_{\text{ph}}^{f_1}$), сцинтиллятора ($Q_{\text{ph}}^{f_2}$) и суммарное количество света ($Q_{\text{ph}}^{\text{tot}}$), а также

$$Q_{\text{ex}}^{N_1}(t_j) = \sum_{i=0}^K (N_{1,i}), \quad Q_{\text{ex}}^{N_2}(t_j) = \sum_{i=0}^K (N_{2,i}), \quad Q_{\text{ex}}^{\text{tot}}(t_j) = \sum_{i=0}^K (N_{1,i} + N_{2,i}) \quad (19)$$

— количество возбужденных молекул шифтера ($Q_{\text{ex}}^{N_1}$), сцинтиллятора ($Q_{\text{ex}}^{N_2}$) и суммарное количество возбужденных молекул ($Q_{\text{ex}}^{\text{tot}}$).

Графики временной зависимости $Q_{\text{ph}}^{f_1}$ и $Q_{\text{ph}}^{f_2}$ для всего расчетного времени и для $t \leq 1,0 \cdot 10^{-9}$ с приведены на рис. 5. За время $\tau_c \sim 10$ нс количество света шифтера $Q_{\text{ph}}^{f_1}$ практически достигает своего максимального значения, а количество сцинтилляционного света $Q_{\text{ph}}^{f_2}$ становится порядка 1 и экспоненциально падает со временем. Расстояние, пройденное за это время передним фронтом волны f_1 , можно рассматривать как *длину формирования* регистрируемого сигнала: $L_c = c\tau_c \sim 300$ см. Для событий, произошедших на расстояниях $R < L_c$ от ФЭУ, должна быть введена поправка, учитывающая недоформирование сигнала: зарегистрированное количество света должно быть домножено на величину $\frac{Q_{\text{ph}}^{f_1}(\tau_c)}{Q_{\text{ph}}^{f_1}(R/c)}$. Заметим, что для отсеечения фона от самих ФЭУ события,

произошедшие в непосредственной близости к какому-либо из фотоумножителей, в эксперименте BOREXINO не рассматриваются [1].

Рис. 6, а показывает временную зависимость суммарного количества возбуждений молекул шифтера и сцинтиллятора. Число возбуждений сцинтиллятора $Q_{\text{ex}}^{N_2}$ экспоненциально падает со временем; подгонка $Q_{\text{ex}}^{N_2}(t)$ экспоненциальной функцией дает $\gamma_{\text{tot}}^{\text{sc}} =$

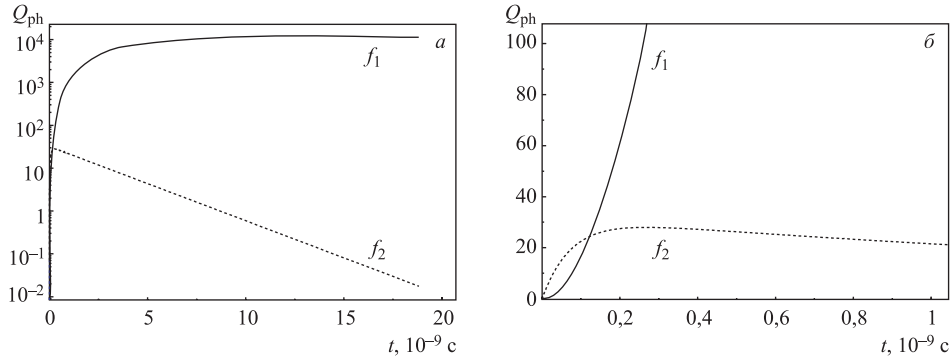


Рис. 5. Зависимость от времени суммарного количества света в излучении шифтера $Q_{\text{ph}}^{f_1}$ и сцинтиллятора $Q_{\text{ph}}^{f_2}$: а) для всего расчетного времени $t \leq T$; б) на малых временных масштабах $t < 1 \cdot 10^{-9}$ с

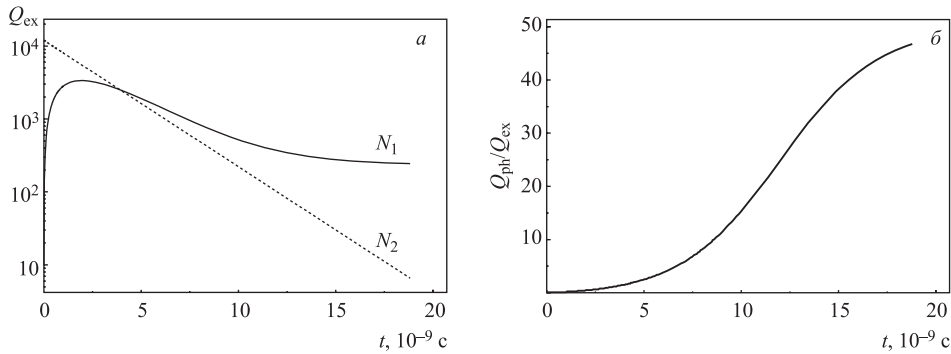


Рис. 6. Зависимость от времени количества возбуждений молекул шифтера $Q_{\text{ex}}^{N_1}$ и сцинтиллятора $Q_{\text{ex}}^{N_2}$ (а) и отношение общего количества света к общему количеству возбуждений молекул среды $Q_{\text{ph}}^{\text{tot}}/Q_{\text{ex}}^{\text{tot}}$ (б)

$(4,0014 \pm 0,0001) \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, что совпадает с $\gamma_2 = 1/\tau_i$. Таким образом, доминирующим процессом, определяющим релаксацию сцинтиллятора, является безызлучательная передача энергии возбуждения молекулам шифтера. Зависимость от времени числа возбуждений шифтера $Q_{\text{ex}}^{N_1}$ объясняется действием двух конкурирующих процессов: передачей энергии от молекул сцинтиллятора (первоначальный рост до времен порядка ~ 3 нс) и сбросом возбуждения излучением света (падение графика после 3 нс). Выход $Q_{\text{ex}}^{N_1}$ на плато в районе 13–15 нс обусловлен слабым поглощением шифтером своего собственного излучения f_1 .

Рис. 6, б позволяет судить о перераспределении энергии детектируемой частицы между излучением и возбуждениями среды. На длине формирования сигнала L_c менее 7% первоначальной энергии возбуждений среды остается не конвертированной в свет. Однако отношение $Q_{\text{ph}}^{\text{tot}}/Q_{\text{ex}}^{\text{tot}}$ начинает выходить на плато лишь ко временам $t \sim T$. Иными словами, квазистационарный режим распространения излучения устанавливается лишь на масштабах порядка $cT \sim 600$ см. При этом доля энергии, не конвертированной сцинтилляционной средой в излучение, не превышает 2%.

В заключение отметим, что предложенная модель отражает основные особенности физических процессов распространения электромагнитного излучения в двухкомпонентных сцинтиллирующих средах. Решение сформулированных в работе уравнений (1)–(6) для трехмерного случая представляет несомненный практический интерес для экспериментов по физике частиц, основными регистрирующими средами которых являются двухкомпонентные сцинтилляторы (например, установки BOREXINO [1, 4] и KamLAND [2]).

Благодарности. Авторы выражают искреннюю благодарность Евгению Бабичеву, Дмитрию Подгайному и Олегу Смирнову за чрезвычайно плодотворные обсуждения модели и помощь в подготовке статьи. Работа поддержана грантами РФФИ №08-01-00800, №07-01-00738.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. BOREXino Home Page: <https://borex.lngs.infn.it>
2. KamLAND Home Page: <http://www.awa.tohoku.ac.jp/KamLAND/>
3. *BOREXino Collab.* Light Propagation in a Large Volume Liquid Scintillator // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 440. P. 360.
4. *BOREXino Collab.* The Borexino Detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 600. P. 568.
5. Биркс Дж. Сцинтилляционные счетчики. Изд-во иностр. лит. М., 1955.
6. Звелто О. Принципы лазеров. М.: Мир, 1984.
7. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М., Наука, 2005.
8. Самарский А. А. Теория разностных схем. М., Наука, 1983.

Получено 22 июня 2009 г.