

## ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

PACS 68.03.Fg; 07.07.Df; 41.20.Cv; 42.55.-f

# Пространственное разделение и движение электрических зарядов, возникающих при воздействии на воду мощного лазерного ИК излучения

Н.Н.Ильичев, Л.А.Кулевский, П.П.Пашинин

*Исследованы временные и амплитудные характеристики электрического сигнала, возникающего при облучении открытой поверхности воды мощным лазерным излучением с длиной волны 2.94 мкм. Исследования проводились с помощью специально разработанной системы электродов, что позволило зафиксировать движение электрического заряда после окончания действия лазерного импульса. Измерены зависимости параметров сигнала от плотности энергии излучения на поверхности воды.*

**Ключевые слова:** взаимодействие лазерного излучения с водой, электрический заряд, диффузионное разделение.

### 1. Введение

В работе [1] было обнаружено, что при воздействии на поверхность воды излучения мощного лазера с длиной волны 2.92 мкм на электродах, расположенных вблизи области воздействия, возникает зависящий от времени электрический сигнал. Авторы [2–5], экспериментально и теоретически исследовав это явление, пришли к выводу о важности вклада движения зарядов в составе испаренной воды в формирование электрического сигнала. Форма сигнала, как было отмечено уже в [1], зависит от условий регистрации, например значений входного сопротивления и ёмкостей осциллографа, формы и расположения электродов относительно области взаимодействия излучения с поверхностью воды, а также от внешних статических полей. Целью настоящей работы является исследование временных и амплитудных характеристик электрического сигнала, возникающего при облучении открытой поверхности дистиллированной воды мощным лазерным излучением с длиной волны 2.94 мкм, в случае использования электродов специальной формы. Выбранная схема регистрации позволила зафиксировать движение заряда после такого воздействия, а также измерить его знак и величину.

### 2. Схема регистрации электрического сигнала

На рис.1 представлена система электродов (далее «ячейка»), используемая для регистрации электрического сигнала. Эта система состояла из двух металлических соосных цилиндров (сигнальных), разделенных зазором 0.1 – 0.4 мм. В один из цилиндров наливалась вода, на поверхность которой падало ИК излучение. Уровень воды относительно края этого цилиндра мог меняться. Оба

сигнальных цилиндра помещались в соосный им заземленный цилиндр большего диаметра.

В предыдущих работах [1–4] для регистрации электрического сигнала использовались два соосных кольца, высота которых была значительно меньше их диаметра, что приводило к неконтролируемому влиянию располагающихся вокруг металлических частей установки, а также переменных и статических электрических полей на величину и форму сигнала. Особенность новой системы электродов состояла в том, что электрический сигнал появлялся тогда, когда движущийся заряд пересекал зазор между внутренними цилиндрами. Изменяя расстояние между облучаемой лазером поверхностью воды, находящейся внутри нижнего цилиндра, и зазором между цилиндрами, можно измерять пространственное распределение заряда, скорость его движения, а также знак. Геометрия электродов позволяет с хорошей точностью рассчитать значения потенциалов на электродах в зависимости от распределения зарядов внутри цилиндров.

### 3. Расчет распределения потенциала в ячейке

Рассмотрим задачу для схемы, представленной на рис.2. В области  $-\infty < z \leq z_0$  проводящий бесконечно длинный цилиндр с внутренним радиусом  $a$  заполнен средой с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_2$ , а в области  $z_0 < z < \infty$  – средой с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_1$ . Пусть бесконечно тонкий в направлении  $z$  и однородный по радиусу плоский слой с суммарным зарядом  $q$  находится в точке  $z = z_1$  и других свободных зарядов нет. Считаем, что распределение зарядов фиксировано. Найдем потенциал внутри цилиндра, который создается этим зарядом. Уравнение для этой задачи в цилиндрических координатах и граничные условия имеют следующий вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -\frac{\sigma(r)}{\varepsilon_0 \varepsilon(z)} \delta(z - z_1),$$

$$\sigma(r) = \begin{cases} \frac{q}{S_a}, & r < a, \\ 0, & r = a, \end{cases} \quad (1)$$

Н.Н.Ильичев, Л.А.Кулевский, П.П.Пашинин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: ilichev@kapella.gpi.ru, pashinin@gpi.ru

Поступила в редакцию 8 июня 2012 г., после доработки – 29 июля 2012 г.

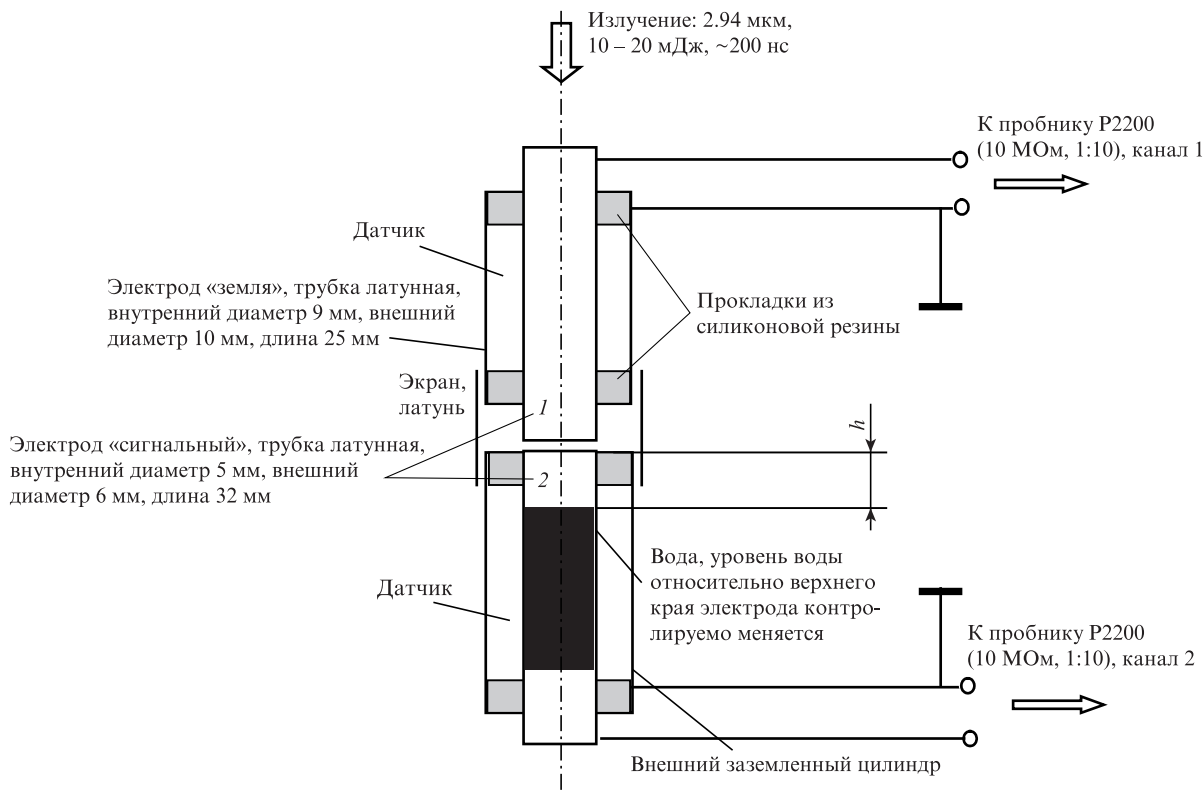


Рис.1. Схема ячейки для измерения электрического сигнала, возникающего при воздействии лазерного излучения на поверхность воды.

$$\epsilon(z) = \begin{cases} \epsilon_1, & z > z_0, \\ \epsilon_2, & z \leq z_0, \end{cases} \tag{1}$$

$$U(r = a, z) = 0.$$

Здесь  $U(r, z)$  – потенциал внутри цилиндра;  $\sigma(r)$  – поверхностная плотность заряда, находящегося в плоскости  $z = z_1$ ;  $a$  – радиус цилиндра;  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\delta(z)$  – функция Дирака;  $S_a = \pi a^2$  – площадь поперечного сече-

ния цилиндра. Ввиду азимутальной симметрии задачи считаем, что решение не зависит от азимутального угла. Представим потенциал над поверхностью раздела диэлектриков в виде суммы двух потенциалов, причем второй потенциал возникает в результате отражения заряда поверхностью раздела. Ищем решение в виде

$$U(r, z) = \begin{cases} U_0(r, z - z_1) + B_x U_0(r, z + z_1 - 2z_0), & z \geq z_0, \\ C_x U_0(r, z - z_1), & z \leq z_0, \end{cases} \tag{2}$$

$$U_0(r, z) = \sum_n A_n \exp\left(-\gamma_n \frac{|z|}{a}\right) J_0\left(\gamma_n \frac{r}{a}\right),$$

где  $J_0(x)$  – функция Бесселя нулевого порядка, а  $\gamma_n$  является  $n$ -м корнем уравнения  $J_0(x) = 0$ . Коэффициенты  $A_n$  находятся из заданного (1) распределения заряда в плоскости  $z = z_1$ :

$$A_n = \frac{aq}{S_a \epsilon_0 \epsilon_1 \gamma_n^2 J_1(\gamma_n)}. \tag{3}$$

В данном случае плотность распределения заряда имеет разрыв в точке  $r = a$ . Случай, когда распределение заряда по радиусу непрерывно, рассмотрен в Приложении. Из условия непрерывности потенциала при  $z = z_0$  получим

$$1 + B_x = C_x, \tag{4}$$

Из непрерывности нормальной компоненты индукции при  $z = z_0$  найдем

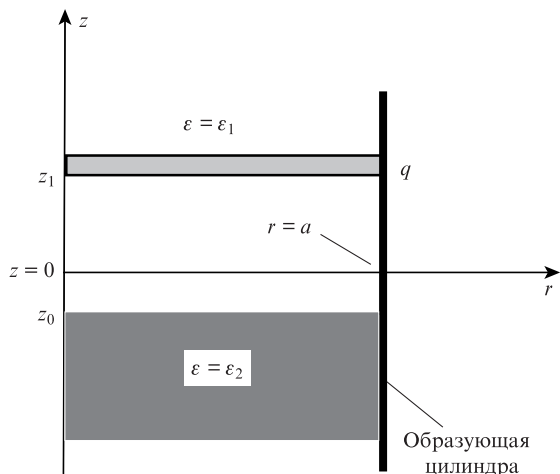


Рис.2. Бесконечный проводящий цилиндр радиусом  $a$ . Заряд  $q$  распределен в виде бесконечно тонкого, однородного по радиусу слоя при  $z = z_1$ , поверхность раздела диэлектриков находится при  $z = z_0$ .

$$1 - B_x = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} C_x. \quad (5)$$

Решая систему уравнений (4), (5), находим коэффициенты

$$B_x = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2},$$

$$C_x = \frac{2\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}. \quad (6)$$

И, наконец, искомое решение примет вид

$$U(r, z) = \begin{cases} \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_0\left(\gamma_n \frac{r}{a}\right) \left[ \exp\left(-\gamma_n \frac{|z - z_1|}{a}\right) + \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \exp\left(-\gamma_n \frac{z + z_1 - 2z_0}{a}\right) \right], & z \geq z_0, \\ \frac{2\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_0\left(\gamma_n \frac{r}{a}\right) \exp\left(-\gamma_n \frac{|z - z_1|}{a}\right), & z \leq z_0. \end{cases} \quad (7)$$

Из (7) можно найти поверхностную плотность индуцированного заряда на внутренней стороне цилиндра при  $r = a$ :

$$\sigma_s(z, z_0, z_1, q) = \begin{cases} -\frac{q}{S_a} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\gamma_n} \left[ \exp\left(-\gamma_n \frac{|z - z_1|}{a}\right) + \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \exp\left(-\gamma_n \frac{z + z_1 - 2z_0}{a}\right) \right], & z \geq z_0, \\ -\frac{q}{S_a} \frac{2\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\gamma_n} \exp\left(-\gamma_n \frac{|z - z_1|}{a}\right), & z \leq z_0. \end{cases} \quad (8)$$

Решение (8) также справедливо, если заряд лежит на поверхности раздела диэлектриков.

Рассмотрим теперь задачу, когда тонкий распределенный заряд  $-q$  находится в точке  $z = z_1$ , а бесконечно тонкий распределенный заряд  $+q$  – на поверхности воды ( $z = z_0$ ) (рис.3). В этом случае потенциал является суммой потенциалов, обусловленных каждым из зарядов, и распределение заряда на поверхности цилиндра находится с помощью выражения (8):

$$\sigma_s(z, z_0, z_1, q) = \sigma_s(z, z_0, z_1, -q) + \sigma_s(z, z_0, z_0, q). \quad (9)$$

Для случаев, когда заряд  $+q$ , находится на поверхности воды, а заряд  $-q$  – в точке  $z = z_1$ , найдем из (9) величину

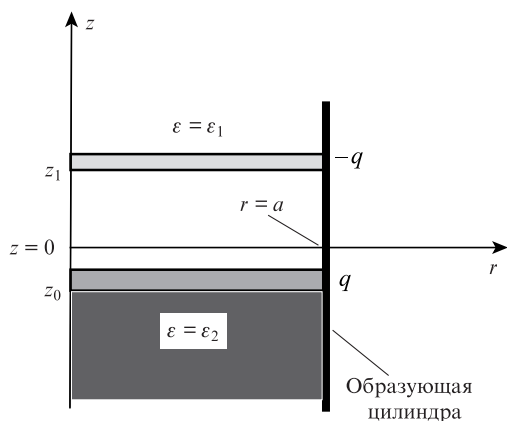


Рис.3. Бесконечный проводящий цилиндр радиусом  $a$ , заряд  $q$  в котором распределен в виде бесконечно тонкого, однородного по радиусу слоя на поверхности диэлектрика при  $z = z_0$ , причем  $z_0 < 0$ , а заряд  $-q$  в виде тонкого слоя находится над поверхностью воды при  $z = z_1$ .

ны зарядов  $Q_1$  и  $Q_2$ , индуцированных на верхней ( $z > 0$ ) и нижней ( $z < 0$ ) частях внутренней поверхности цилиндра:

$$Q_1 = \int_0^{\infty} \sigma_s(z, z_0, z_1, q) 2\pi a dz, \quad z > 0,$$

$$Q_2 = \int_{-\infty}^0 \sigma_s(z, z_0, z_1, q) 2\pi a dz, \quad z < 0. \quad (10)$$

Примем, что цилиндр разрезан на два полуцилиндра с  $z \leq 0$  и  $z \geq 0$ , которые теперь будем считать изолированными друг от друга. Примем также, что заряды на этих частях определяются формулой (10). Учтем, что заряды на внутренней и внешней сторонах каждого из полуцилиндров равны по абсолютной величине и противоположны по знаку. Тогда можно найти потенциалы этих частей относительно точки «земля»:

$$U_1 = -\frac{Q_1}{C_1}, \quad U_2 = -\frac{Q_2}{C_2}, \quad U_{12} = U_1 - U_2, \quad (11)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  – ёмкости между центральными полуцилиндрами и заземленным внешним электродом (см. рис.1). Распределение зарядов на внешней стороне полуцилиндров определяется конкретным расположением окружающих цилиндр заземленных проводников. Решение (11) для потенциалов является приближенным. В нем не учитывается то, что на границе разреза при  $z = 0$  должен быть скачок потенциала, которому должен соответствовать некоторый заряд. Но если взаимная ёмкость двух цилиндров значительно меньше ёмкости  $C_1$  или  $C_2$ , этим зарядом можно пренебречь.

В нашем случае длина каждого полуцилиндра  $L$  составляла  $\sim 30$  мм, а не была бесконечно большой, как это принято в расчете, но т.к. внутренний радиус цилиндра  $a = 2.5$  мм и  $L \gg a$ , это приближение является достаточно хорошим, что показывает расчет в соответствии с выражениями (8) – (11). Из (7) также видно, что если заряд двигаться вдоль оси  $z$ , то потенциал начнет изменяться при нахождении заряда вблизи  $z = 0$ , на расстояниях  $\Delta z \sim a/\gamma_1$  ( $\gamma_1 = 2.405$ ). В нашем случае это величина  $\sim 1$  мм. Оценим, как сказывается взаимная ёмкость цилиндров на ошибке измерения величины заряда.

#### 4. Эквивалентная схема ячейки

Для эквивалентной электрической схемы реальной ячейки (рис.4) можно записать следующую систему уравнений:

$$q = q_1 + q_2, \quad q_1 = C_{12} U_{12}, \quad q_2 = C_{10} U_{10} = -C_{20} U_{20}, \quad (12)$$

$$U_{12} = q_2 \left( \frac{1}{C_{20}} + \frac{1}{C_{10}} \right), \quad q_2 = q \left[ 1 + C_{12} \left( \frac{1}{C_{20}} + \frac{1}{C_{10}} \right) \right]^{-1}.$$

В результате решение этой системы для напряжения между электродами 1 и 2 получим

$$U_{12} = q(1/C_{20} + 1/C_{10}) \left[ 1 + C_{12} \left( \frac{1}{C_{20}} + \frac{1}{C_{10}} \right) \right]^{-1}. \quad (13)$$

Таким образом, зная напряжение  $U_{12}$ , а также ёмкости  $C_{10}$ ,  $C_{20}$ ,  $C_{12}$ , можно найти заряд  $q$ .

В нашем случае ёмкость между центральным электродом и внешним цилиндром  $C_x = 7 \pm 0.5$  пФ (измерено с по-

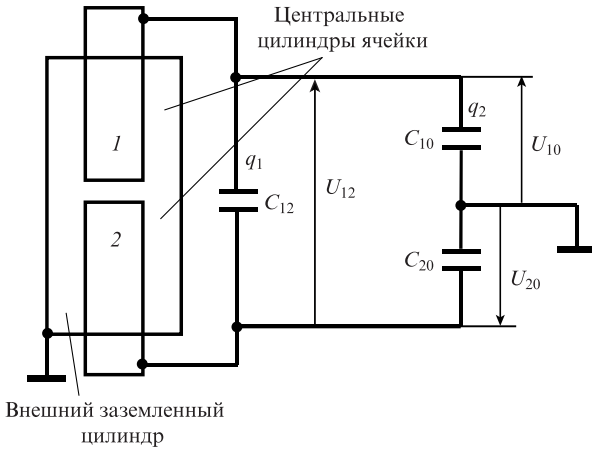


Рис.4. Эквивалентная электрическая схема ячейки.

мощью моста переменного тока P577). Входная ёмкость пробника P2200  $C_{in} = 16$  пФ, а  $C_{10} = C_{20} = C_x + C_{in}$ . Измеренная ёмкость между внутренними цилиндрами 1 и 2 оказалась равной 1.5 пФ. Таким образом,  $C_{20} = C_{10} = 23$  пФ,  $C_{12} = 1.5$  пФ. А так как в нашем случае  $C_{12} \ll C_{10}, C_{20}$ , в дальнейших расчетах ёмкостью  $C_{12}$  пренебрегалось.

### 5. Влияние сопротивления нагрузки на форму сигнала

Поскольку  $C_{12} \ll C_{10}, C_{20}$ , то сигналы с электродов 1 и 2 (рис.4) можно рассматривать отдельно, и эквивалентная электрическая схема с учетом нагрузки  $R$  для одного электрода примет вид, представленный на рис.5. Источником тока в нашем случае являются движущиеся заряды. Для этой схемы можно записать следующие уравнения:

$$I = I_1 + I_2, U_C = \frac{1}{C} \int I_1 dt, U_R = RI_2, U_R = U_C = U. \quad (14)$$

Из (14) получим уравнение, связывающее ток и напряжение на сопротивлении нагрузки:

$$I = C \frac{dU}{dt} + \frac{1}{R} U. \quad (15)$$

Из последнего уравнения можно найти заряд

$$q(t) = \int_0^t I(t') dt' = C \left( U + \frac{1}{RC} \int_0^t U(t') dt' \right). \quad (16)$$

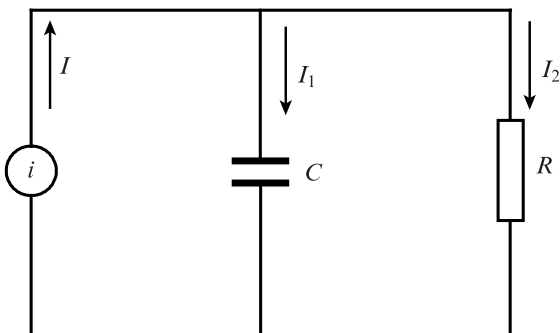


Рис.5. Схема измерения электрического сигнала.

Здесь  $R$  – входное сопротивление пробника (в нашем случае 10 МОм);  $U(t)$  – напряжение, измеряемое в эксперименте;  $C = C_{20} = C_{10}$ . Постоянная времени  $\tau = RC$  была определена по времени разрядки емкости  $C$  через входное сопротивление  $R$  и оказалась равной 230 мкс. Напряжение  $U_1$ , которое было бы зарегистрировано при входном сопротивлении  $R \rightarrow \infty$ , определяется выражением

$$U_1(t) = U(t) + \frac{1}{\tau} \int_0^t U(t') dt'. \quad (17)$$

Таким образом, зная зависимость напряжения от времени при известном значении входного сопротивления  $R$ , можно определить временную зависимость сигнала для большого входного сопротивления, если известна постоянная времени  $\tau$ . Такой подход позволяет обойтись без применения электронного повторителя с большим входным сопротивлением. Точность восстановления зависит от интервала времени, на котором проводятся измерения, этот интервал определяется как  $(3 - 5)\tau$ . Выражение (17) применялось для обработки сигналов.

### 6. Экспериментальные результаты

На рис.6 представлены типичные осциллограммы электрических сигналов, зарегистрированных с помощью изображенной на рис.1 ячейки и осциллографа DPO 7254. Осциллограмма 1' – это сигнал с верхнего электрода 1 (см. рис.1), имеющий отрицательную полярность, 2' – сигнал с нижнего электрода 2, в который налита вода, имеющий положительную полярность. Осциллограмма 3 представляет собой разность сигналов 1' и 2', обработанную по формуле (17) при  $\tau = 230$  мкс, 4 – сигнал с фотоприемника, максимальное значение которого пропорционально энергии лазерного излучения. Осциллограмма 3 на рис.6,а, в соответствует случаю, когда уровень воды совпадает с верхним краем нижнего цилиндра ( $z_0 = 0$ ). Виден первый пик длительностью 2 – 3 мкс и провал (при  $t \approx 5$  мкс) с последующим выходом сигнала на постоянный уровень (плато). Форма сигнала зависит от положения уровня воды относительно верхнего края нижнего электрода. Сигналы на рис.6,б, полученные при уровне воды, отстоящем от верхнего края цилиндра на 5 мм, демонстрируют это обстоятельство. Видно, что амплитуда первого пика уменьшается, время выхода сигнала на плато увеличивается, а напряжение на плато слабо зависит от уровня воды. Необходимо отметить, что при понижении уровня воды изменяется только амплитуда первого пика, а его временные характеристики остаются прежними.

Были измерены зависимости амплитуды первого пика и напряжения на плато от положения уровня воды (рис.7). Ниже под амплитудой первого пика и напряжением на плато понимается разность сигналов 1' и 2', обработанная по (17) при  $\tau = 230$  мкс. На рис.7,а точками представлена экспериментальная зависимость этих сигналов от положения уровня воды относительно верхнего края цилиндра 1. При понижении уровня воды амплитуда первого пика стремится к нулю. На рис.7,б точками обозначена экспериментальная зависимость напряжения на плато от уровня воды. Видно, что величина этого сигнала от него почти не зависит.

Зависимости амплитуды первого пика и плато электрических сигналов от энергии импульса лазерного излу-

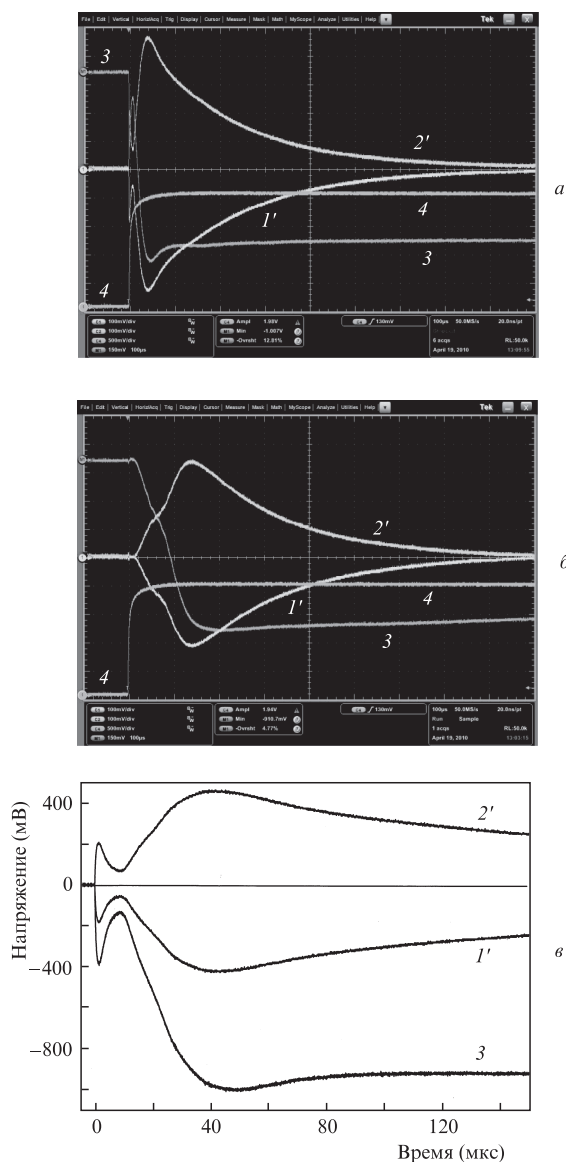


Рис.6. Типичные осциллограммы электрических сигналов, зарегистрированных с помощью изображенной на рис.1 ячейки, при уровне воды, близком к верхнему краю нижнего цилиндра (а) и находящемся на 5 мм ниже края (б); 1' и 2' – сигналы с электродов 1 и 2 (на рисунке их треки до прихода электрического импульса совпадают), 3 – математическая обработка по формуле (17) разности сигналов 1' и 2'; 4 – сигнал с фотоприемника, пропорциональный энергии импульса излучения; в – начальный участок осциллограммы рис.а, «растянутый» по горизонтальной оси.

чения представлены на рис.8. Видно, что при увеличении энергии амплитуды сигналов возрастают практически линейно. Порог возникновения сигналов составил 6.0 мДж для первого пика и 5.4 мДж для плато. Данные значения соответствовали плотностям энергии 0.22 и 0.19 Дж/см<sup>2</sup>. Поскольку эти величины близки, можно было бы считать, что их различие не выходит за пределы точности измерений, однако при уменьшении энергии лазерного импульса вблизи порога появления сигнала на осциллограммах отчетливо видно, что сигнал выходит на максимум без провала, т.е. первый пик пропадает.

Необходимо также обратить внимание на разный наклон прямых линейной аппроксимации амплитуды первого пика и напряжения на плато.

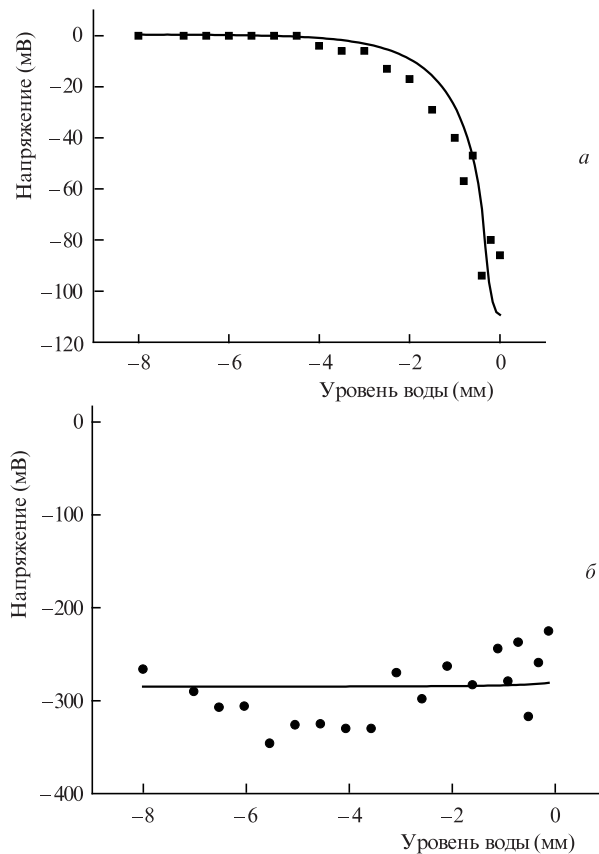


Рис.7. Зависимости амплитуды первого пика (а) и напряжения на плато (б) от уровня воды относительно края нижнего цилиндра; точки – эксперимент, сплошные кривые – расчет.

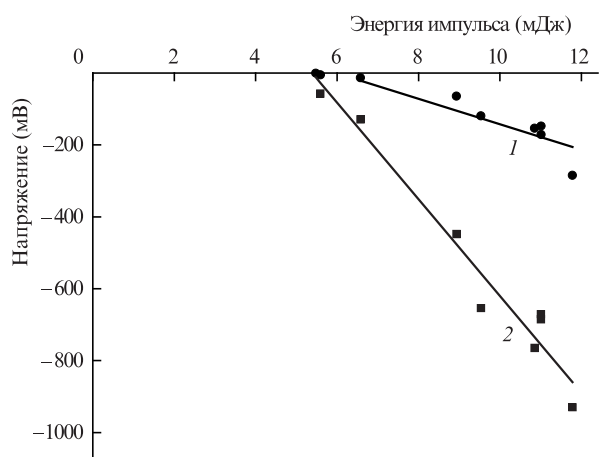


Рис.8. Зависимость амплитуды первого пика (1) и напряжения на плато (2) от энергии лазерного импульса. Точки – экспериментальные данные, сплошные кривые – результат их линейной аппроксимации методом наименьших квадратов. Пороги появления сигналов 6.0 и 5.4 мДж соответствуют плотности энергии  $\sim 0.2$  Дж/см<sup>2</sup>; площадь пятна излучения на поверхности воды 0.028 см<sup>2</sup>.

## 7. Обсуждение результатов эксперимента

Измерение электрического сигнала на начальном этапе развития (мы не приводим соответствующих осциллограмм, чтобы не перегружать текст) показывает, что он появляется во время действия лазерного импульса. Момент появления электрического сигнала зависит от плот-

ности энергии излучения на поверхности воды и при увеличении плотности энергии сдвигается к началу импульса. К окончанию действия импульса излучения величина сигнала составляет небольшую долю от его максимального значения, которое достигается значительно позже (через 20–40 мкс), и в пределах импульса излучения имеет место только монотонное увеличение сигнала. Это позволяет сделать вывод о том, что разделение зарядов происходит во время действия лазерного импульса, и дальнейшее поведение электрического сигнала связано с движением разделенных зарядов в газовой фазе. Отсюда, а также из анализа осциллограмм, представленных на рис.6, следует, что во время действия импульса излучения положительный заряд остается на поверхности воды, а отрицательный заряд, равный по абсолютной величине, выносится в газовую среду (водяной пар) над поверхностью воды. Эта среда имеет высокую температуру и давление, превышающее давление окружающей атмосферы, что приводит к формированию в этой атмосфере ударной волны, а после распада ударной волны – к течению пара по направлению от поверхности воды, которое уносит находящийся в паре отрицательный заряд. Зависимость регистрируемого сигнала от времени отражает характеристики движения заряженного пара.

Можно выделить две стадии процесса: формирование первого пика и формирование плато при выходе сигнала на постоянный уровень. Проанализируем этот последний сигнал, который формируется за счет движения заряда от поверхности воды. Время выхода сигнала на постоянный уровень зависит от начального уровня воды (см.рис.6). Можно считать, что амплитуда сигнала на плато не зависит от уровня воды (см. рис.7,б), т.е. сигнал формируется зарядом (при неизменных условиях облучения), величина которого не зависит от ее уровня. При движении заряда от поверхности воды до верхнего края нижнего электрода заряд нигде не теряется. При движении заряда внутри верхнего электрода сигнал также не должен меняться. На рис.7,б сплошная кривая – результат расчета по (11), который позволяет найти величину заряда. В расчете принято, что положительный заряд находится на поверхности воды, а отрицательный – внутри верхнего цилиндра, на большом расстоянии от границы раздела двух цилиндров. Сумма этих зарядов равна нулю. При расчете ищется зависимость разности потенциалов верхнего и нижнего электродов от уровня воды. Задача рассматривается как статическая, т.к. характерные времена процессов ( $\sim 0.5$  мкс) значительно больше времени ( $\sim 0.5$  нс) прохождения светом расстояний, сравнимых с размерами системы электродов. Представленная на рис.7,б сплошная кривая получена при величине ушедшего с поверхности воды заряда  $-3.2 \times 10^{-12}$  Кл ( $2 \times 10^7$  зарядов электрона). При расчете принято, что диэлектрическая проницаемость пара  $\epsilon_1 = 1$ , воды  $\epsilon_2 = 70$  (см., напр., [6]).

Время выхода сигнала на плато зависит от уровня воды, что позволяет оценить характерную скорость движения заряженного пара на этой стадии (ее можно оценить по рис.6,б). В этом случае вода находилась ниже края электрода на 5 мм, а время выхода сигнала на плато составляло  $\sim 150$  мкс, отсюда средняя скорость движения заряда  $v$  была равна  $\sim 33$  м/с, т.е. на этой стадии процесса скорость движения газа была значительно ниже звуковой.

Амплитуда первого пика зависит от положения уровня воды относительно верхнего края нижнего электрода,

(рис.7,а). Эти данные можно интерпретировать следующим образом. Заряд поднимается на некоторое расстояние над поверхностью воды, а затем движется в обратную сторону, что формирует максимальное значение сигнала. Этим можно объяснить зависимость амплитуды сигнала от уровня воды: с увеличением расстояния от поверхности воды до края электрода амплитуда сигнала падает. Был проведен расчет с использованием (11). При расчете было принято, что имеются два заряда: один (положительный) находится на поверхности воды, а второй (отрицательный) – на некотором расстоянии над ней. Сумма зарядов равна нулю. Ищется зависимость разности потенциалов верхнего и нижнего цилиндров от уровня воды при фиксированном расстоянии между зарядами. Величина заряда бралась из предыдущего расчета сигнала на плато ( $-3.2 \times 10^{-12}$  Кл – заряд над поверхностью воды). На рис.7,а сплошная кривая – это результат расчета при расстоянии между зарядами 0.325 мм. Видно, что она удовлетворительно описывает экспериментальные данные.

Зная расстояние (0.325 мм), которое проходит заряд при формировании первого пика, и время достижения максимума (1 мкс), можно оценить скорость движения заряда:  $v \sim 330$  м/с, что соответствует скорости звука в воздухе при комнатной температуре. Плотность энергии лазерного излучения на поверхности воды в этом случае равна  $\sim 0.4$  Дж/см<sup>2</sup>. Необходимо отметить, что время достижения максимума первого пика зависит от плотности энергии излучения на поверхности воды.

Физический механизм формирования первого пика представляется в настоящее время неясным. Максимум сигнала достигается через 1–2 мкс после окончания действия лазерного импульса. В качестве возможного механизма его возникновения можно предложить следующий. Поперечные размеры пятна на воде ограничены, а т.к. газ окружающей атмосферы покоится, он тормозит струю. Это может вызвать формирование движения пара, похожего на «тороидальный вихрь» (см., напр., [7]). На стадии формирования заряженного «вихря» и возникает первый пик. Затем «вихрь» движется в окружающей атмосфере, постепенно останавливаясь.

Рассмотрим теперь вопрос о зависимости амплитуды сигналов от энергии импульса излучения. Как видно из рис.8, сигнал появляется, если энергия (или плотность энергии) превышает пороговое значение. Это обстоятельство было обнаружено ранее в [2], где порог был определен равным  $0.23$  Дж/см<sup>2</sup>. Разделение зарядов при воздействии на поверхность воды лазерного излучения естественно связать с процессом интенсивного испарения. Грубая оценка плотности энергии, при которой начнется интенсивное испарение за счет нагрева воды на  $100^\circ\text{C}$  при давлении окружающего газа 1 атм, дает величину  $\sim 0.04$  Дж/см<sup>2</sup> (теплоемкость  $4.2$  Дж  $\cdot$  г<sup>-1</sup>  $\cdot$  град<sup>-1</sup>, плотность  $1$  г/см<sup>3</sup>, коэффициент поглощения воды на длине волны  $2.94$  мкм около  $10^4$  см<sup>-1</sup>), что почти в пять раз меньше наблюдаемой на эксперименте. Такое расхождение указывает на то, что эта простая оценка является слишком грубой и порог процесса интенсивного испарения необходимо оценивать более точно. В работах [4, 5] порог появления электрического сигнала связывался со взрывным (объемным) вскипанием воды. Возможно также, что под действием мощного излучения происходит просветление воды [8–10], что приводит к уменьшению коэффициента поглощения, а следовательно, к увеличению нагреваемого объема воды и увеличению необходимой для

нагрева плотности энергии. Плотность энергии излучения, при которой происходит насыщение поглощения, оценивается в  $0.1 \text{ Дж/см}^2$  [8].

Оценим теперь возможность диффузионного механизма разделения заряда в воде. Излучение поглощается в среде на расстоянии, равном обратному коэффициенту поглощения. Если принять, что в каждой точке ионное произведение воды равно равновесному значению, то вблизи поверхности воды имеется градиент концентрации  $\text{H}^+$  и  $\text{OH}^-$ . Коэффициенты диффузии этих ионов различны, что должно приводить к разным величинам потоков ионов внутрь воды. И, следовательно, с поверхности воды должен уходить поток заряженного пара. Так как коэффициент диффузии  $\text{H}^+$  ( $D_{\text{H}}$ ) больше коэффициента диффузии  $\text{OH}^-$  ( $D_{\text{OH}}$ ) [11, 12], то поток пара с поверхности воды будет заряжен отрицательно, что качественно согласуется с экспериментальными данными. В приведенном рассуждении не учтено существование еще и термодиффузии, роль которой из-за значительного градиента температуры необходимо учитывать.

Кроме того, как показывают расчеты [13, 14], максимум температуры при интенсивном испарении достигается на некотором расстоянии ( $\sim 0.1 \text{ мкм}$ ) от поверхности воды (в ее толще), и при определенных условиях возможно объемное вскипание в области максимума температуры. В нашем рассуждении мы это не учитываем.

Поскольку зависимости коэффициентов диффузии и ионного произведения воды от температуры известны [11], то из измеренного избытка прошедших через поверхность в течение импульса заряженных частиц можно оценить температуру поверхности воды во время воздействия на неё лазерного излучения.

Разность между количеством отрицательно и положительно заряженных частиц, прошедших через поверхность воды за время действия импульса, можно оценить из выражения

$$N = -(D_{\text{H}} - D_{\text{OH}}) \frac{dn^{\pm}}{dx} s \tau_p = (D_{\text{H}} - D_{\text{OH}}) s \tau_p \alpha_0 n^{\pm},$$

где  $\alpha_0$  – коэффициент поглощения воды;  $n^{\pm}$  – концентрация положительных и отрицательных ионов на поверхности воды, которая определяется ионным произведением;  $\tau_p$  – длительность импульса излучения;  $s$  – площадь лазерного пятна на поверхности воды. Подставим в это выражение величины, соответствующие экспериментальным условиям:  $s = 0.028 \text{ см}^2$ ,  $\tau_p = 200 \text{ нс}$ ,  $D_{\text{H}} = 9.319 \times 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $D_{\text{OH}} = 5.285 \times 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$  ([12],  $25^\circ\text{C}$ ). Приняв температуру поверхности воды, при которой равновесная концентрация ионов составляет  $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  [11], равной  $200^\circ\text{C}$ , получим  $N \approx 10^9$ , что почти на два порядка превышает наблюдаемое на эксперименте значение  $N = 2 \times 10^7$ . Более того, если исходить из этого экспериментального значения  $N$ , то в соответствии с расчетом температура поверхности воды должна быть около  $60^\circ\text{C}$ , что несомненно не отвечает результатам эксперимента. Такое расхождение указывает на то, что в принятой модели не учитываются важные моменты, среди которых необходимо выделить термодиффузию. Однако есть еще одно важное обстоятельство, которое необходимо учесть при рассмотрении движения заряженного пара. Оно связано с тем, что возникающее электрическое поле оказывает влияние на движение заряда, а это в нашем рассмотрении пока не учитывалось.

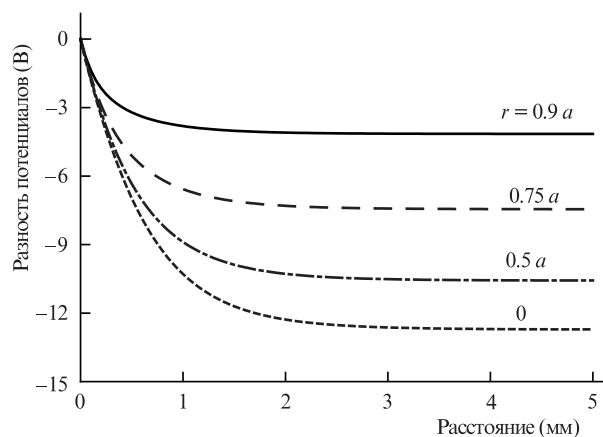


Рис.9. Расчетные зависимости разности потенциалов между точкой над поверхностью воды и поверхностью, на которой находится заряд  $3.3 \times 10^{-12} \text{ Кл}$ , от расстояния от оси цилиндра радиусом  $2.5 \text{ мм}$ . При расчете использовалось выражение (7).

Электрический заряд, улетающий с поверхности воды, притягивается оставшимся на поверхности воды зарядом, т.е. тормозится электрическим полем. На рис.9 приведены разности потенциалов между точкой, в которой находится улетающий с поверхности воды заряд, и поверхностью воды, рассчитанные с помощью (7). В центре цилиндра эта разность достигает  $12-15 \text{ В}$ , т.е. кинетической энергии заряженной частицы достаточно для ее преодоления. Если принять, что скорость заряженной молекулы воды, движущейся от поверхности воды, при интенсивном испарении равна тепловой скорости при температуре, равной критической, то эта энергия составит  $\sim 0.05 \text{ эВ}$ , чего явно недостаточно для преодоления разности потенциалов  $12-15 \text{ В}$ .

Возможным разрешением этого противоречия является предположение, что заряд принадлежит частице, движущейся со скоростью порядка тепловой, масса которой значительно больше массы отдельной молекулы. Другими словами, заряд движется вместе с кластером. Массу кластера можно оценить из известной разности потенциалов, которую преодолевает заряженная частица, считая скорость частицы тепловой, т.е. эта масса должна быть больше  $300 M_{\text{H}_2\text{O}}$ , где  $M_{\text{H}_2\text{O}}$  – масса молекулы воды. В рамках этого предположения можно объяснить то, что вылетевший заряд на два порядка меньше расчетного, если исходить из диффузионного механизма разделения зарядов, т.к. только кластеры могут преодолеть потенциальный барьер, и все заряды, которые не принадлежат достаточно массивным частицам, вернутся на поверхность воды. При этом остается открытым вопрос о месте образования кластеров: либо при испарении с поверхности воды вылетают готовые кластеры, либо пар конденсируется в кластеры на зарядах, как в камере Вильсона (см., напр., [15]). Этот вопрос требует отдельного исследования.

## 8. Выводы

Разработанная методика измерения электрического сигнала, возникающего при воздействии на поверхность воды мощного инфракрасного излучения, позволила:

1) построить качественную картину появления электрического сигнала, который возникает за счет движения заряда над поверхностью воды;

2) измерить величину этого заряда и его знак (на поверхности воды остается положительный заряд, вылетает – отрицательный заряд);

3) сделать вывод о том, что разделение заряда происходит на границе раздела двух фаз воды (жидкость – пар);

4) предложить возможный механизм появления первого пика электрического сигнала, который заключается в формировании сложного движения заряженного пара вблизи поверхности воды (типа «тороидальный вихрь») из-за ограниченного размера лазерного пятна на ее поверхности;

5) сделать вывод о том, что заряды, движущиеся в паре, принадлежат кластерам, масса которых более чем в 300 раз больше массы молекулы воды.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 12-02-00641-а, 12-02-00465-а и 10-02-00770-а), а также гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ РФ № НШ-368.2012.2.

## Приложение

Приведенное выше выражение (3) для коэффициентов  $A_n$  получено для случая разрывного распределения плотности заряда. Законность разложения такой плотности заряда по функциям Бесселя может вызвать определенные сомнения. Чтобы развеять их, ниже приведено решение для непрерывного по радиусу распределения плотности заряда, для которого разложение по функциям Бесселя заведомо справедливо. Пусть радиальное распределение плотности заряда имеет вид

$$\sigma(r) = \frac{q(\mu + 1)}{S_a} \left[ 1 - \left( \frac{r}{a} \right)^2 \right]^\mu, \quad \mu > -1, \quad r \leq a. \quad (\text{П1})$$

Это распределение непрерывно, и  $\sigma(a) = 0$ . Если  $\mu \rightarrow 0$ , то оно переходит в использовавшееся выше однородное распределение.

В плоскости  $z = z_1$  находится свободный заряд с поверхностной плотностью, определяемой уравнением (П1). Скачок нормальной компоненты индукции  $D_n(r, z)$  на этой поверхности будет таков:

$$D_n(r, z = z_1 + 0) - D_n(r, z = z_1 - 0) = \sigma(r),$$

где

$$D_n(r, z = z_1 + 0) = -\varepsilon_1 \varepsilon_0 \left. \frac{\partial U(r, z)}{\partial z} \right|_{z=z_1+0} \quad \text{при } z_1 > z_0.$$

Из (2) получим

$$-\varepsilon_1 \varepsilon_0 \left( \left. \frac{\partial U_0(r, z - z_1)}{\partial z} \right|_{z=z_1+0} - \left. \frac{\partial U_0(r, z - z_1)}{\partial z} \right|_{z=z_1-0} \right) = \sigma(r).$$

Подставив сюда разложение  $U_0(r, z - z_1)$  из (2), получим

$$2\varepsilon_1 \varepsilon_0 \frac{1}{a} \sum_{n=1}^{\infty} A_n \gamma_n J_0 \left( \gamma_n \frac{r}{a} \right) = \sigma(r). \quad (\text{П2})$$

Умножим правую и левую части (П2) на  $J_0(\gamma_n r/a)$  и проинтегрируем их по радиусу в пределах  $[0, a]$  с весом  $r$ . Учтем, что

$$\int_0^1 x(1-x^2)^\mu J_0(bx) dx = 2^{-\mu} \Gamma(\mu + 1) b^{-(\mu+1)} J_{\mu+1}(b), \quad b > 0, \quad \mu > -1 \quad [16, \text{с.702}],$$

и тогда для коэффициентов  $A_n$  получим

$$A_n = a \frac{q(\mu + 1) 2^{-\mu} \Gamma(\mu + 1) \gamma_n^{-(\mu+2)} J_{\mu+1}(\gamma_n)}{S_a \varepsilon_0 J_1^2(\gamma_n)}. \quad (\text{П3})$$

При  $\mu \rightarrow 0$  (П3) переходит в (3), что и было целью настоящего доказательства.

Случай, когда заряд лежит на поверхности раздела двух сред, т.е.  $z_1 = z_2$ , нужно рассматривать отдельно. Однако, если использовать (2), результат будет таким же.

1. Ильичев Н.Н., Кулевский Л.А., Пашинин П.П. *Квантовая электроника*, **35** (10), 959 (2005).
2. Андреев С.Н., Ильичев Н.Н., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Кулевский Л.А., Пашинин П.П., Фирсов К.Н. <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2006/094.pdf>.
3. Андреев С.Н., Ильичев Н.Н., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Кулевский Л.А., Пашинин П.П., Фирсов К.Н. *Laser Phys.*, **17** (8), 1041 (2007).
4. Андреев С.Н., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Пашинин П.П., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **40** (8), 716 (2010).
5. Андреев С.Н., Кулевский Л.А. *Прикладная физика*, №4, 30 (2008).
6. Самохин А.А. *Квантовая электроника*, **1** (9), 2056 (1974).
7. Shamokin A.A., Vovchenko V.I., Il'ichev N.N., Shapkin P.V. *Laser Phys.*, **19** (5), 1187 (2009).
8. Bandura, A.V., Lvov S.N. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **35**, 15 (2006); <http://www.iapws.org/relguide/Ionization.pdf>
9. Мелвин-Хьюз Е.А. *Равновесие и кинетика реакций в растворах* (М.: Химия, 1975).
10. Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Михалевич В.Г., Родин А.М. *ЖЭТФ*, **91** (1), 114 (1986).
11. Водопьянов К.Л. *ЖЭТФ*, **97** (1), 205 (1990).
12. Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Мазнев А.А. *Труды ИОФАН*, **28**, 82 (1991).
13. Fernandez D.P., Goodwin A.R.H., Lemmon E.W., Levert Sengers J.M.H., Williams R.C. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **26**, 1125 (2006); <http://www.iapws.org/relguide/dielec.pdf>
14. Wood R.W. *Nature*, **63**, 418 (1901).
15. Дас Гупта Н.Н., Гош С.К. *УФН*, **31** (4), 491 (1947).
16. Градштейн И.С., Рыжик И.М. *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений* (М.: Физматгиз, 1962).