

# Спектры излучения плазмы при воздействии лазерных импульсов малой длительности и высокой интенсивности на твердотельные мишени

Г.А.Вергунова\*, Е.М.Иванов\*\*, В.Б.Розанов\*

*Исследованы спектральные излучательные потери плазмы в условиях, характерных для плазмы, образующейся при воздействии высокоинтенсивных (до  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>) ультракоротких ( $10^{-13}$  –  $10^{-9}$  с) лазерных импульсов на твердотельные мишени. Сравнение результатов расчета рентгеновских спектров с экспериментальными данными для плазмы алюминия и углерода показало их удовлетворительное согласие. Исследования позволили провести тестирование методик и сделать выводы о необходимости внесения дополнений в столкновительно-радиационную модель расчета оптических характеристик неравновесной плазмы сложного химического состава.*

**Ключевые слова:** столкновительно-радиационная модель, излучательные способности, неравновесная плазма, мощные ультракороткие импульсы.

## 1. Введение

Интерес к излучению плазмы, нагреваемой лазерными импульсами, восходит к ранним работам Н.Г.Басова с сотрудниками. Это обусловлено тем, что измерения характеристик излучения плазмы открыли новые возможности рентгенолитографии и диагностики плазмы [1, 2] и были необходимы для анализа процессов, возникающих в мишенях для лазерного термоядерного синтеза [3].

В современных экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с веществом собственное излучение образующейся плазмы оказывает влияние на общий энергобаланс, перенос энергии, разлет и сжатие мишеней и на другие процессы, протекающие в ходе такого взаимодействия. Во многих экспериментах измерение характеристик собственного излучения плазмы может дать информацию о температуре, плотности и некоторых других параметрах плазмы, что необходимо для ее диагностики. Прогнозируемое управление спектральным составом и энергетическими характеристиками излучения плазмы представляет большой интерес для различных приложений.

Моделирование оптико-физических параметров излучения плазмы многозарядных ионов весьма важно как для интерпретации и предсказания результатов экспериментов, так и для дальнейшего использования результатов расчетов оптических характеристик в гидродинамических моделях, применяемых для проведения самосогласованных расчетов пространственной и временной эволюции плазмы с учетом переноса излучения.

К настоящему времени существует довольно большое количество подходов, физико-математических моделей, алгоритмов и написанных на их основе компьютерных программ, позволяющих в различных приближе-

ниях проводить расчеты коэффициентов поглощения и излучательных способностей плазмы [4]. Однако в большинстве случаев полный доступ к подобным компьютерным программам и результатам расчетов имеют только их авторы, а объем доступных данных ограничен. Необходимость в оперативном получении таких данных для решения практических задач, связанных с исследованием плазмы в лазерных и разрядных установках в широком диапазоне параметров, очень велика. Особый интерес представляют методики и программы, способные в явном виде учитывать неравновесный характер излучения и плазмы. Для этих целей несколько лет назад нами были начаты работы по созданию физико-математической модели и компьютерных программ для расчетов ионизационного состава, населенностей уровней и оптических характеристик плазмы [5, 6].

Проверка качества программ и методик расчетов излучательных характеристик плазмы на основе сравнения результатов с экспериментальными и полученными ранее расчетными данными других авторов является одним из ключевых этапов разработки численных кодов. Сравнение наших результатов с результатами расчетов ряда авторов приведено в [6]. В настоящей работе представлены результаты моделирования спектров излучения плазмы в рентгеновском диапазоне для ряда экспериментов по воздействию лазерных импульсов на твердотельные мишени, а также на основе сравнения экспериментальных и расчетных спектров сделан ряд выводов о необходимых дополнениях, достоинствах и недостатках нашей модели.

## 2. Физико-математическая модель

Рассмотрим однородную оптически прозрачную плазму с заданными температурой и плотностью. Плазма может быть как однокомпонентной, так и состоящей из смеси ионов нескольких химических элементов. Остановимся на наиболее приближенном к реальным условиям случае отсутствия в плазме ионизационного равновесия (локального термодинамического или коронального).

\*Физический институт имени П.Н.Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; <http://www.lebedev.ru>

\*\* Институт математического моделирования РАН, 125047 Москва, Миусская площадь, 4а; <http://www.imamod.ru>

В области высоких температур, характерных для лазерной плазмы, основной вклад в излучение дают тормозные, рекомбинационные и линейчатые радиационные потери. Формула для расчетов спектральной излучательной способности, т. е. плотности мощности излучения в единичном спектральном диапазоне в единичный телесный угол (размерность  $\text{Вт см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$ ), выглядит следующим образом:

$$j_\nu = 5 \times 10^{12} \varepsilon^3 \left\{ \sum_Z \sum_m \sum_{n>m} N_Z^n \frac{g_m}{g_n} \sigma_{mn}^{\text{bb}}(\varepsilon) + \sum_Z \sum_{n,m} N_{Z+1}^n \sigma_{nm}^{\text{fb}}(\varepsilon, T_e) + \sum_Z N_i N_e \sigma_Z^{\text{ff}}(\varepsilon, T_e) \right\}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon = h\nu$  – энергия фотона;  $T_e$  – электронная температура (здесь и в дальнейшем, если не оговорено обратного, температуру и энергию фотонов мы будем выражать в кэВ);  $N_i$  и  $N_e$  – ионная и электронная концентрации;  $N_Z^n$  – населенность уровня  $n$  иона с зарядом  $Z$ ;  $g_m$  и  $g_n$  – статистические веса нижнего и верхнего уровней;  $\sigma_{mn}^{\text{bb}}(\varepsilon)$  – сечение поглощения в линии при переходе с уровня  $m$  на уровень  $n$ ;  $\sigma_{nm}^{\text{fb}}(\varepsilon, T_e)$  – эффективное сечение фоторекомбинации с уровня  $n$  иона кратности ионизации  $Z+1$  на уровень  $m$  иона кратности ионизации  $Z$ ;  $\sigma_Z^{\text{ff}}(\varepsilon, T_e)$  – эффективное сечение обратнотормозного поглощения. В случае плазмы сложного химического состава в (1) необходимо также добавить суммирование по всем химическим элементам, входящим в состав смеси.

Для сечений свободно-свободных и свободносвязанных переходов использовались квазиклассические выражения Крамерса [7]. Сечение поглощения в линии задается формулой

$$\sigma_{mn}^{\text{bb}}(\varepsilon) = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{mn} \Psi(\varepsilon), \quad (2)$$

где  $f_{mn}$  – сила осциллятора перехода;  $\Psi(\varepsilon)$  – контур спектральной линии, нормированный на единицу;  $m_e$  – масса электрона.

В качестве контура спектральной линии  $\Psi(\varepsilon)$  мы использовали лоренцовский контур с шириной, равной корню квадратному из суммы квадратов однородной и неоднородной ширины. В расчетах учитывались естественное, доплеровское и столкновительное уширения спектральных линий [8], а также дополнительное инструментальное уширение. Необходимые для расчетов данные по энергиям ионных уровней и силам осцилляторов переходов для ионов различных химических элементов были взяты из базы данных Opacity Project (TOPBASE) [9]. Мы рассматриваем детальную структуру ионных уровней с учетом расщепления на конфигурации и термы для всех зарядовых состояний от нейтрального атома до водородоподобного иона. Автоионизационные состояния на данном этапе развития модели пока не учитываются. В табл.1 приведены данные о числе учитываемых нами ионных уровней и радиационных переходов между ними для элементов, входящих в состав материалов, из которых изготавливают лазерные мишени.

Как видно из (1), излучательная способность зависит от населенностей ионных уровней  $N_Z^n$ , которые определяются путем решения системы уравнений поуровневой кинетики, учитывающих процессы ионизации электронным ударом, рекомбинацию в тройных столкновениях,

Табл.1. Количественные характеристики схемы ионных уровней.

| Элемент | Заряд ядра | Число уровней | Число переходов |
|---------|------------|---------------|-----------------|
| H       | 1          | 45            | 254             |
| C       | 6          | 631           | 6950            |
| O       | 8          | 1391          | 18043           |
| Al      | 13         | 2524          | 48519           |
| Si      | 14         | 2680          | 54520           |

фоторекомбинацию, диэлектронную рекомбинацию, столкновительные возбуждение и дезактивацию, спонтанные радиационные переходы. Основные уравнения, выражения для скоростей процессов и способ решения системы кинетических уравнений подробно описаны в [6]. В качестве начальных условий используются электронная температура и либо электронная концентрация, массовая плотность плазмы или ионная концентрация. Данные об этих величинах берутся из результатов расчетов при помощи гидродинамической модели или из анализа экспериментальных результатов.

### 3. Описание экспериментов.

Для проверки качества и работоспособности наших методик и программ мы выбрали эксперименты по взаимодействию мощных коротких лазерных импульсов с твердотельными мишенями из углерода и алюминия. Общим для всех экспериментов является измерение рентгеновских спектров H- и He-подобных ионов в условиях отсутствия локального термодинамического равновесия. Структура спектров таких ионов хорошо изучена, поэтому можно довольно просто и наглядно провести анализ работоспособности модели в неравновесных условиях.

**Эксперимент I.** Взаимодействие пикосекундных лазерных импульсов с массивными твердотельными мишенями из алюминия [10]. Эксперимент проводился на лазерной установке «Неодим» (ЦНИИМАШ, г. Королев). Основному импульсу с временной задержкой 13 нс предшествовал предимпульс такой же длительности, но с интенсивностью, составляющей  $3 \times 10^{-4}$  от интенсивности основного импульса. Основной импульс взаимодействовал уже не с твердым веществом, а с достаточно разреженной и протяженной плазмой. В эксперименте регистрировались интегральные по времени спектры. Численное моделирование гидродинамических процессов проводилось при помощи программ RAPID-SP [11] и RADIANT [12].

**Эксперимент II.** На лазерной установке Vulcan (Central Laser Facility of the Rutherford Appleton Laboratory) облучалась мишень, состоящая из алюминиевой микромишени размером  $200 \times 200$  мкм и толщиной 1 мкм, находящейся внутри париленовой фольги толщиной 6 мкм [13]. Условия эксперимента позволяли обеспечить одномерный характер разлета алюминиевой плазмы. Данные о плотности и температуре плазмы были получены численно при помощи одномерной гидродинамической модели Medusa [14] и экспериментально – по результатам измерения томсоновского рассеяния.

**Эксперимент III.** Облучение субпикосекундными лазерными импульсами массивной мишени из углерода (Мичиганский университет). Эксперимент проводился на импульсно-периодическом титан-сапфировом лазере с частотой повторения 10 Гц. Температура и плотность плаз-

Табл.2. Экспериментальные условия.

| Номер эксперимента | Длина волны лазера (мкм) | Длительность импульса (нс) | Энергия импульса (Дж) | Плотность мощности излучения на мишени (Вт/см <sup>2</sup> ) | Материал мишени | Спектральный диапазон (Å) | Литература |
|--------------------|--------------------------|----------------------------|-----------------------|--|-----------------|---------------------------|------------|
| I                  | 1.055                    | 10 <sup>-3</sup>           | 1.0                   | 10 <sup>17</sup>   | Al              | 5.5 – 8.0                 | [10]       |
| II                 | 1.054                    | 1.0                        | 900                   | 3.5 × 10 <sup>14</sup>                                       | Al              | 5.5 – 6.8                 | [13]       |
| III                | 0.780                    | 10 <sup>-4</sup>           | 5 × 10 <sup>-2</sup>  | 10 <sup>17</sup>   | C               | 25 – 36                   | [15]       |

мы определялись путем анализа экспериментальных спектров; результаты приведены в работе [15].

В табл.2 дана краткая сводка условий экспериментов. Наибольший интерес для нас представляют взятые из первоисточника данные по температуре и плотности плазмы, а также экспериментальные спектры, которые будут рассмотрены ниже.

#### 4. Сопоставление экспериментальных и расчетных спектров

Сравним экспериментальные и расчетные спектры. Все расчеты проведены в стационарном приближении. Как правило, плазма излучает в течение времени, превышающего длительность облучающего импульса. В настоящей работе рассматриваются спектры H- и He-подобных ионов, для которых характерные времена элементарных процессов много меньше длительности импульса или сравнимы с ней. Например, для ионов Al XII и Al XIII времена связанно-связанных разрешенных переходов составляют порядка 10<sup>-12</sup> с, в то время как плазма излучает в течение примерно 10<sup>-9</sup> с. В обсуждаемых экспериментах I и II регистрировались интегральные по времени спектры, а в эксперименте III – спектры с времен-

ным разрешением 4 пс (при длительности импульса 0.1 пс). Совокупность этих обстоятельств позволяет использовать в расчетах стационарное приближение. Учет нестационарного поведения плазмы представляется весьма интересным и может привести к уточнению расчетных спектров. Однако это является весьма сложным и трудоемким процессом.

Эксперимент I. Сравним экспериментальные и расчетные спектры алюминиевой плазмы. Представленные на рис.1 результаты получены для электронной температуры  $T_e = 325$  эВ и плотности  $\rho = 5 \times 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>. Начальные условия были выбраны на основе приведенных в [10] экспериментальных спектрограмм и результатов расчетов эволюции плазмы таким образом, чтобы примерно совпадали площадь под кривой и относительные интенсивности для основных спектральных линий. Сравнение приведенных на рис.1,а рассчитанного и полученного экспериментально спектров оптически прозрачной плазмы показывает их значительные расхождения. Из проведенных в [10] численных оценок следует, что плазма при этих условиях не является оптически прозрачной, и для некоторых линий будет наблюдаться эффект самопоглощения. Достаточно просто и наглядно влияние этого эффекта на спектры можно учесть в расчетах, используя формулу для спектральной яркости плоского слоя толщиной  $\Delta$  [7]:

$$S_v = S_{vp}[1 - 2E_3(k_v\Delta)], \quad (3)$$

где  $S_{vp}$  – спектральная яркость абсолютно черного тела;  $E_3$  – интегральная показательная функция третьего порядка;  $k_v$  – коэффициент поглощения.

На рис.1,б приведены расчетная спектральная яркость слоя плазмы толщиной  $\Delta = 50$  мкм (характерный размер плазмы в эксперименте [10]) и экспериментальный спектр. Видно, что учет эффекта самопоглощения приводит к уширению и уменьшению интенсивности нескольких линий, оказывая наибольшее влияние на резонансную линию He-подобного иона Al XII ( $\lambda \approx 7.6$  Å), соответствующую переходу  $2p - 1s$ . Между результатами расчетов и экспериментальными данными имеются некоторые расхождения. В частности, в схеме ионных уровней мы не учитывали автоионизационные состояния, поэтому на расчетном спектре отсутствуют диэлектронные сателлиты. Кроме того, имеются расхождения в ширине спектральных линий, связанные с недостаточно точным рассмотрением штарковского уширения спектральных линий, а также с необходимостью учета в доплеровском уширении вклада не только от теплового движения ионов, но и от разлета плазмы. Рекомбинационный скачок в коротковолновой области спектра, обусловленный, вероятнее всего, рекомбинацией во внутреннюю K-оболочку, имеет меньшую интенсивность, чем в эксперименте. Расхождение может быть связано с использованием в расчете неточных данных о плотности плазмы и/или с

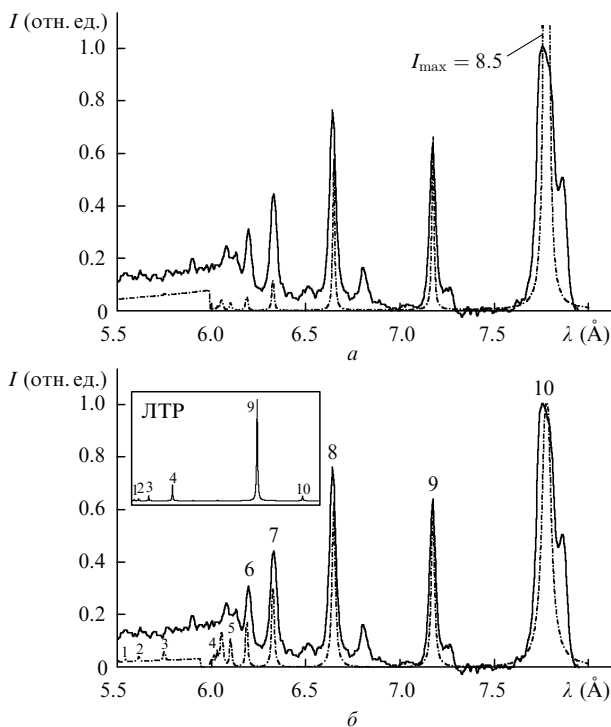


Рис.1. Экспериментальные (сплошная линия) и расчетные (штрихпунктир) спектры оптически прозрачной плазмы алюминия (а) и плазмы с учетом самопоглощения (б) при  $T_e = 325$  эВ и  $\rho = 5 \times 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>; здесь и на рис.2, 3 цифрами обозначен порядковый номер линии, на вставке – результат расчетов в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР).

проявлением влияния эволюции условий в плазме: на поздней стадии более низкая температура может привести к повышению рекомбинационного излучения. Однако в целом экспериментальный интегральный по времени спектр удалось охарактеризовать, используя только одну пару начальных значений плотности и температуры. Относительные интенсивности большинства линий хорошо совпадают и экспериментальные и расчетные данные удовлетворительно согласуются.

Чтобы продемонстрировать важность и необходимость учета в расчетах отклонений от равновесия, на вставке рис.1,б показаны результаты расчета спектра для тех же условий, но в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР) (в приближении коронального равновесия результаты расчета практически совпадают с неравновесными результатами, т.к. плазма является достаточно разреженной и горячей). Видно, что при тех же начальных данных ионизационное равновесие в случае ЛТР сдвигается в сторону ионов более высоких степеней ионизации. Однако тогда удовлетворительное согласие расчета и эксперимента может быть достигнуто лишь при начальных данных, уже не согласованных с профилями температуры и плотности, приведенными в [10], или же такого согласия достигнуть не удастся ни при каких условиях.

Эксперимент II. Экспериментальный и расчетный спектры из работы [13] и рассчитанный нами спектр плоского слоя алюминиевой плазмы для эксперимента по взаимодействию импульса наносекундной длительности с мишенью показаны на рис.2. Расчеты проведены нами при температуре  $T_e = 600$  эВ и электронной концентрации  $N_e = 1.5 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup> для слоя плазмы толщиной  $l = 100$  мкм. Видно, что относительные интенсивности расчетных спектральных линий хорошо совпадают с экспериментальными. Существенным для достижения

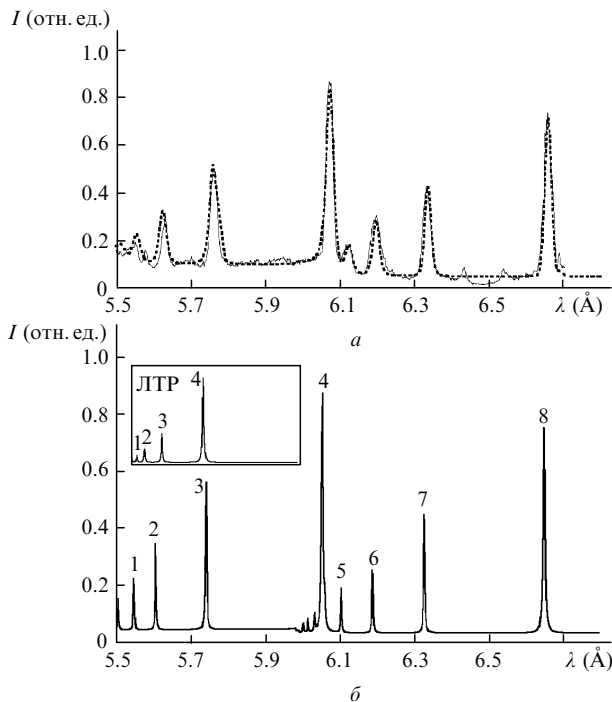


Рис.2. Расчетные (пунктир) и экспериментальные (сплошная линия) спектры для плазмы алюминия при  $T_e = 600$  эВ и  $N_e = 1.5 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, полученные в работе [13] (а), и результаты расчетов авторов (б); на вставке – результат расчетов для условий ЛТР при тех же начальных данных.

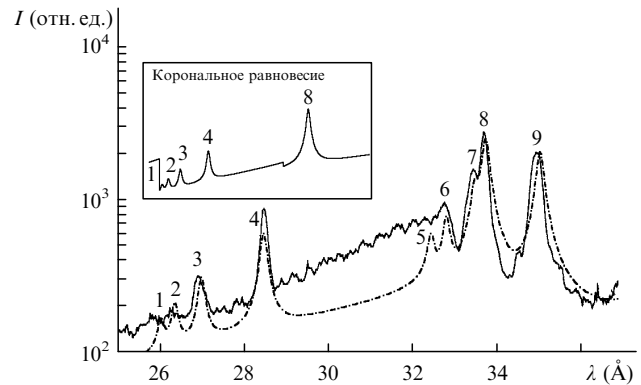


Рис.3. Экспериментальный (сплошная линия) и расчетный спектр углеродной плазмы при  $T_e = 48$  эВ и  $N_e = 1.5 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup> (штрих-пунктир); на вставке – результат расчета в приближении коронального равновесия для тех же  $T_e$  и  $N_e$ , но в другом масштабе по оси ординат.

согласия с экспериментом в данном случае является изменение во времени параметров плазмы и влияние оптической толщины плазмы на интенсивности линий. В настоящее время мы не имеем возможности провести моделирование спектров с учетом временной и пространственной динамики плазмы и ее оптической толщины конкретно для данного эксперимента. Для более точного анализа экспериментальных данных нужны детальные исследования, описанные в [13].

Эксперимент III. На рис.3 представлены экспериментальный и расчетный спектры углеродной плазмы для  $T_e = 48$  эВ и  $N_e = 1.5 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup>. Условия для расчетов в [15] выбраны исходя из анализа экспериментальных спектров. Видно, что в расчетах рекомбинационный скачок, относящийся к He-подобному иону C VI, менее интенсивен, чем в эксперименте. Это может быть связано с проявлением эффектов нестационарности. Относительные интенсивности большинства спектральных линий совпадают с полученными экспериментально, что позволяет говорить об их удовлетворительном согласии. Расчет, проведенный в приближении ЛТР, дает спектр, качественно (по наличию и относительным интенсивностям линий) похожий на полученный без этого приближения, в отличие от расчета в приближении коронального равновесия, когда некоторые спектральные линии отсутствуют (см. вставку на рис.3). Таким образом, при интерпретации всех рассмотренных экспериментов необходимо явно учитывать ионизационную неравновесность плазмы.

Сравнение с экспериментом позволило установить следующие дополнения, которые желательно ввести в модель для большей адекватности и реалистичности воспроизведения экспериментальных результатов. К ним относятся:

1. Учет в схеме уровней автоионизационных состояний и радиационных переходов на нижележащие уровни, что позволит учесть диэлектронные спутники.

2. Более точные расчеты ширины и контуров спектральных линий в тех случаях, когда исследуемый в эксперименте спектральный диапазон достаточно узок и в него попадает небольшое число линий.

3. Самосогласованный учет влияния оптической толщины плазмы на спектры, позволяющий проводить корректный расчет спектров не только для оптически прозрачной плазмы, но и для плазмы произвольной оптической толщины.

В ряде случаев может потребоваться решение системы кинетических уравнений в нестационарном приближении.

## 5. Заключение

Таким образом, исследования рентгеновских спектров показали, что представленная модель расчета оптических характеристик плазмы в целом позволяет хорошо воспроизводить особенности спектров в условиях, приближенных к реальным. Существенно, что для достижения удовлетворительного совпадения с экспериментом при близких к реальным, обоснованных расчетных значениях плотностей и температур, необходимо явно учитывать ионизационную неравновесность плазмы. Следует иметь в виду, что, как правило, плазма излучает в течение времени, которое больше (иногда значительно) длительности импульса. За это время параметры плазмы меняются, поэтому учет ее динамики является важным этапом сопоставления расчетных данных с экспериментальными. Разработанные методики и базы данных позволяют проводить расчеты оптических характеристик для плазмы веществ, широко используемых при изготовлении современных лазерных мишеней (Be, Al, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, SiO<sub>2</sub>, полиэтилен (CH<sub>2</sub>)<sub>n</sub>, агар-агар (C<sub>12</sub>H<sub>18</sub>O<sub>9</sub>)<sub>n</sub> и другие).

Работа выполнена при поддержке МНТЦ в рамках проекта 2165.

1. Басов Н.Г., Бойко В.А., Грибков В.А., Захаров С.М., Крохин О.Н., Склизков Г.В. *Письма в ЖЭТФ*, **9**, 520 (1969).
2. Басов Н.Г., Быковский Ю.А., Виноградов А., Зверев С.А., Калашников М.П., Канцырев В.Л., Козырев Е.П., Мазур М.Ю., Михайлов Ю.А., Роде А.В., Склизков Г.В. *Препринт ФИАН № 29* (М., 1982).
3. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Гамалий Е.Г., Розанов В.Б., Самарский А.А., Феоктистов Л.П. *Труды ФИАН*, **134**, 3 (1982).
4. *Proc. III Intern. Opacity Workshop & Code Comparison Study* (Garching, Germany, 1994).
5. Вергунова Г.А., Иванов Е.М., Розанов В.Б. *Препринт ФИАН № 12* (М., 1998).
6. Вергунова Г.А., Иванов Е.М., Розанов В.Б. *Препринт ФИАН № 74* (М., 1999).
7. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966).
8. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979).
9. Seaton M.J. *J. Phys. B*, **20**, 6363 (1987).
10. Bryunetkin V.A., Belyaev V.S., Demchenko N.N., Ivanov E.M., Matafonov A.P., Rozanov V.B., Vergunova G.A. *J. Russ. Laser Res.*, **22**, 383 (2001).
11. Demchenko N.N., Rozanov V.B. *J. Russ. Laser Res.*, **22**, 228 (2001).
12. Vergunova G.A., Rozanov V.B. *Laser and Particle Beams*, **17**, 579 (1999).
13. Chambers D.M., Glenzer S.H., Hawreliak J., Wolfrum E., Gouveia A., Lee R.W., Marjoribanks R.S., Renner O., Sondhaus P., Topping S., Young P.E., Pinto P.A., Wark J.S. *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, **71**, 237 (2001).
14. Christiansen J.P., Ashby D.E.T.F., Roberts K.V. *Computer Phys. Commun.*, **7**, 271 (1974).
15. Maksimchuk A., Nantel M., Ma G., Gu S., Cote C.Y., Umstadter D., Pikuz S.A., Skobelev I.Yu., Faenov A. *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, **65**, 367 (2000).