

# О возможности реализации волн горения и детонации в системе ядерных изомеров

Р. В. Арутюнян<sup>+\*</sup>, Е. В. Ахрамеев<sup>+</sup>, Л. А. Большов<sup>+\*</sup>, П. С. Кондратенко<sup>+\*1)</sup>, Е. В. Ткаля<sup>+×</sup>

<sup>+</sup> Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 115191 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

<sup>×</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Скобелъцына, МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 октября 2013 г.

После переработки 8 ноября 2013 г.

Проанализированы возможные режимы распространения самоподдерживающейся волны высвечивания долгоживущих ядерных изомеров, инициируемой переходами на близлежащий короткоживущий уровень за счет поглощения рентгеновских квантов и неупругих столкновений электронов в плазме. Установлено, что в случае, когда обмен энергией между ядерной подсистемой и плазмой обусловлен процессами поглощения и излучения фотонов, волна высвечивания может идти в режиме быстрой (с околосветовой скоростью) дефлаграции, вызванной радиационным механизмом передачи тепла. В условиях, когда обмен энергией между подсистемами происходит безызлучательным путем, актуальным становится (менее быстрый) режим детонации. Реализация каждого из двух режимов требует выполнения определенных условий на характеристики системы.

DOI: 10.7868/S0370274X13230082

**1. Введение.** Уже несколько десятилетий внимание исследователей, занимающихся изучением процессов и явлений на стыке ядерной физики с физикой плазмы, твердого тела и лазерной физикой, привлекают атомные ядра, обладающие низколежащими возбужденными состояниями с относительно длительными временами жизни (ядерные изомеры) [1–7]. С этими объектами, в частности, связывают надежды (насколько они обоснованы – вопрос будущего) на получение инверсной заселенности ядерных уровней и создание гамма-лазеров. Вместе с тем системы ядерных изомеров могут рассматриваться как высокоемкие накопители энергии. Тогда возникает задача о стимулированном высвечивании таких систем.

Впервые задача о высвечивании ядер, возбужденных на долгоживущий уровень  $E_1$  и имеющих близко расположенный более высокий короткоживущий уровень  $E_2$ , такой, что  $\Delta E \equiv E_2 - E_1 \ll E_1$ , рассматривалась в работах [5]. Считалось, что ядра помещены в плазму, созданную, например, лазерным излучением. При температурах плазмы  $T$ , приближающихся к значениям  $\sim \Delta E$ , происходит переход  $E_1 \rightarrow E_2$ , после чего ядро переходит в основное состояние, высвобождая большую энергию  $E_2$ . Формально,

таким образом, получается задача о горении. Для характерного размера области стимулирования волны высвечивания получена оценка  $L \sim (0.1–1.0)$  см.

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы на качественном уровне проанализировать режимы распространения волны девозбуждения (высвечивания) ядерных изомеров в плазме твердотельной плотности. Будем считать, что область, занимаемая веществом ядерного изомера, соответствует цилиндру, с торца которого инициируется волна высвечивания. Мы рассмотрим два различных механизма формирования волны высвечивания: за счет лучистой теплопроводности и на основе гидродинамических степеней свободы плазмы. Им посвящены, соответственно, пп. 2 и 3. Краткие итоги работы подведены в заключительном пункте.

**2. Радиационный механизм волны высвечивания.** Как известно [8], энергия излучения черного тела растет с температурой пропорционально  $T^4$ . Поэтому в условиях теплового равновесия при достаточно высоких температурах радиационная часть энергии доминирует над энергией частиц плазмы. Для плазмы твердотельной плотности согласно оценкам это положение наступает при температурах выше нескольких килоэлектронвольт (кэВ). Однако уже при температурах гораздо ниже 1 кэВ становится существенной лучистая теплопроводность. При

<sup>1)</sup> e-mail: kondrat@ibrae.ac.ru

температуре  $T \approx 1$  кэВ она превосходит электронную теплопроводность на 5–7 порядков. Столь высокое значение теплопроводности создает предпосылку для того, чтобы скорость волны высвечивания была значительно выше скорости звука в плазме:

$$U \gg \sqrt{T/M}, \quad (1)$$

где  $M$  – масса ядра изомера, а температура  $T$  измеряется в энергетических единицах. Если это так, то процесс высвечивания будет идти в режиме тепловой волны, давление вблизи ее фронта не будет успевать разгружаться и в его окрестности плотность будет оставаться невозмущенной (по-видимому, впервые на такую возможность в задаче о горении было указано в [9]). Проанализируем данную возможность на основе качественных оценок. В системе координат, движущейся вместе с волной высвечивания, одномерная тепловая задача может быть сформулирована в виде следующей системы уравнений (см. [3, 4]):

$$\begin{aligned} UC \frac{dT}{dx} &= \frac{d}{dx} \lambda_R \frac{dT}{dx} + N \frac{E_1}{\tau_2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{T}\right), \\ U \frac{\partial N}{\partial x} &= -N \frac{1}{\tau_2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{T}\right), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $C$  – удельная теплоемкость плазмы с учетом излучения,  $\lambda_R$  – лучистая теплопроводность,  $N = N(x)$  – отнесенное к единице объема число ядер, находящихся в возбужденном состоянии,  $\tau_2$  – характерное время, отвечающее радиационной ширине перехода  $E_1 \rightarrow E_2$ . Координата  $x$  направлена вдоль оси цилиндра навстречу движению волны. Поступая, как в задаче о медленном горении [10], для ширины фронта волны высвечивания  $\delta$  и скорости ее распространения  $U$  из уравнений (2) имеем оценку

$$\begin{aligned} \delta &\sim \sqrt{\chi\tau}, \quad U \sim \delta/\tau \sim \sqrt{\chi/\tau}, \\ \tau &\sim \tau_2 \exp(\Delta E/T), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\chi = \lambda_R/C$  – коэффициент температуропроводности. Оценка для температуры получается из условия энергетического баланса:

$$T \sim E_1/Z, \quad (4)$$

где  $Z$  – степень ионизации за фронтом волны высвечивания. Формулу (4) можно рассматривать и как ограничительное соотношение на выбор ядра.

Предполагая, что характерная температура за фронтом волны имеет порядок 1 кэВ или больше, для коэффициента  $\chi$  можно воспользоваться оценкой

$$\chi \sim cl_R, \quad (5)$$

где  $c$  – скорость света,  $l_R$  – росселандов пробег фотона. Для величины  $l_R$  примем оценочное выражение

$$l_R \sim (N_0 Z \sigma_C)^{-1}, \quad (6)$$

где  $N_0$  – плотность числа изомеров впереди фронта, и  $\sigma_C$  – сечение комптоновского рассеяния на электроны. Полагая  $N_0 \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $Z \sim 10^2$  и  $\sigma_C \sim 10^{-24} \text{ см}^2$ , находим  $l_R \sim 1$  см. Подставляя это значение в (5), а затем в (3) и полагая  $\tau \sim 10^{-10}$  с, находим

$$\delta \sim 1 \text{ см}, \quad U \sim 10^{10} \text{ см/с}. \quad (7)$$

Таким образом, лучистая теплопроводность обеспечивает быстрый режим волны высвечивания. Формально же она отвечает волне медленного горения – дефлаграции [10].

В условиях, когда справедливы оценки (7), неравенство (1) заведомо выполнено, поскольку скорость звука ( $\sim \sqrt{T/M}$ ) в плазме с температурой  $T \approx 1$  кэВ имеет порядок  $10^7$  см/с.

Реализация волны высвечивания в рассматриваемом здесь режиме лучистой дефлаграции требует выполнения еще двух условий. Первое из них возникает из требования, чтобы радиационная подсистема находилась в состоянии теплового равновесия с плазмой как таковой. Оно накладывает ограничение снизу на радиус цилиндрического образца ядерного изомера:

$$R > l_R. \quad (8)$$

Это же неравенство обеспечивает малость энергетических потерь на фронте волны за счет излучения с боковой поверхности цилиндра. Второе условие состоит в требовании, чтобы за время прохождения фронта волны не успевал произойти гидродинамический разлет. Оно сводится к неравенству

$$R > \sqrt{T/M} \tau. \quad (9)$$

В рассмотренном выше примере, когда  $\tau \sim 10^{-10}$  с, оба указанных условия будут удовлетворены при  $R > 1$  см.

Отметим, что мы работаем с системой ядерных изомеров в оптимальной для процесса горения области температур плазмы  $T \approx \Delta E$ . Это условие обеспечивает максимально быстрое девозбуждение ансамбля изомерных ядер. Характерное время релаксации изомерного уровня зависит от температуры плазмы через плотность резонансных фотонов  $n_{\text{res}}$ , которые собственно и обеспечивают переброску ядер с изомерного уровня  $E_1$  в промежуточное состояние  $E_2$ . Например, для плазмы со спектром

излучения, близким к планковскому, имеем  $n_{\text{res}} \approx \Delta E^2 \Gamma_{\text{rad}}(1 \rightarrow 2) / \{\pi^2 [\exp(\Delta E/T) - 1]\}$ . Из этого соотношения видно, что при температурах, много меньших  $\Delta E$ , плотность резонансных фотонов, а вместе с ней и скорость девозбуждения изомеров экспоненциально убывают. Именно поэтому выбор температуры  $T \approx \Delta E$  является важным условием осуществления рассматриваемого процесса.

Сделаем еще одно важное замечание. Если считать, что радиационный переход  $E_1 \rightarrow E_2$  является электродипольным незаторможенным (т.е. с приведенной вероятностью в модели Вайскопфа  $B_{W.u}(E1) = 1$ ), то для времени перехода при температуре плазмы  $T \approx 1$  кэВ получается оценка  $\tau_2 \sim (10^{-7} - 10^{-6})$  с. Это на несколько порядков превосходит значение, необходимое для того, чтобы сделанное выше предположение  $\tau \sim \tau_2 \exp(\Delta E/T) \sim 10^{-10}$  с было справедливым. При этом следует отметить, что электродипольные переходы с  $B_{W.u}(E1) = 1$  в низкоэнергетической части спектров атомных ядер, в том числе и между близко расположенными ядерными уровнями, не встречаются. Вместе с тем если основным каналом перехода  $E_1 \rightarrow E_2$  является обратный электронный мостик (ОЭМ, или ИЕВ – Inverse Electron Bridge), то при выполнении условия резонансного совпадения (в пределах ширины атомного перехода) между энергиями ядерного и атомного переходов (где происходит возбуждение ядра) вероятность возбуждения ядра значительно (до шести порядков) увеличивается [11]. Это делает предположение  $\tau \sim 10^{-10}$  с вполне разумным. В случае горячей сильно ионизованной плазмы постоянно происходят обмен энергией между ней и ионами, заселение и отрыв электронов с оболочки и, соответственно, наблюдаются флуктуации кулоновского поля, в котором находятся связанные электроны. В результате значительно возрастает вероятность выполнения “резонансных” условий на расстояниях между электронными уровнями, которые необходимы для реализации механизма ОЭМ.

**3. Безызлучательный механизм волны высвечивания.** В том случае, когда цилиндрический образец является оптически тонким, т.е. при

$$R < l_R, \quad (10)$$

лучистая теплопроводность становится неэффективной и механизм волны высвечивания может быть обеспечен свойствами плазмы как таковой (без участия радиационной подсистемы). При этом в отношении перевода ядра с долгоживущего уровня  $E_1$  на короткоживущий уровень  $E_2$  мы можем рассчитывать

только на электронный механизм – обратную электронную конверсию (см. [12]). Ядра же должны быть такими, чтобы и переход с уровня  $E_2$  в основное состояние был безызлучательным, т.е. происходил в результате внутренней электронной конверсии гамма-лучей. Это позволяет сохранить выделяющуюся при ядерном переходе энергию в системе, поскольку пробег указанных конверсионных электронов в плазме очень мал.

Поскольку возникающий за фронтом волны разогрев происходит до температур порядка нескольких кэВ, существенно превосходящих исходную температуру среды, режим распространения такой волны высвечивания будет соответствовать детонации.

Стандартный вывод, основанный на условиях баланса массы, импульса и энергии (см. [9]), приводит к уравнению для детонационной адиабаты:

$$w_1 + N_0 E_1 - w_2 + \frac{V_1 + V_2}{2} (p_2 - p_1) = 0. \quad (11)$$

Здесь  $V_1, p_1, w_1$  и  $V_2, p_2, w_2$  – удельный объем, давление и энтальпия перед фронтом и за фронтом детонационной волны соответственно. Энтальпия предполагается выраженной через удельный объем и давление. С учетом того обстоятельства, что энергия  $E_1$  существенно превосходит энергию, приходящуюся на один атом перед фронтом волны высвечивания, в уравнении (11) можно пренебречь величинами  $p_1, w_1$ . В результате оно приобретает более простой вид:

$$N_0 E_1 - w_2 + \frac{V_1 + V_2}{2} p_2 = 0. \quad (12)$$

Естественно, что скорость детонационной волны высвечивания оказывается порядка скорости звука в плазме за фронтом волны:

$$U \sim \sqrt{T/M}. \quad (13)$$

Чтобы процесс высвечивания смог завершиться до того, как произойдет разлет плазмы, радиус цилиндра должен удовлетворять условию (9). Таким образом, с учетом (13) для радиуса имеет место двойное ограничение:

$$\sqrt{T/M} \tau < R < l_R. \quad (14)$$

**4. Заключение.** Основные выводы работы состоят в следующем. Для оптически толстых цилиндрических образцов вещества ядерного изомера возможна реализация волны высвечивания в режиме быстрой дефлаграции, которая обусловлена лучшей теплопроводностью. Формально этот режим является аналогом медленного горения в классической

теории. Если переходы между уровнями ядра являются радиационными, то роль плазмы сводится к двум функциям: обеспечивать за счет столкновения фотонов с частицами равновесное (тепловое) распределение излучения и быть источником энергии благодаря высвечиванию изомеров.

Для оптически тонких образцов вещества ядерного изомера при условии, что переходы между ядерными уровнями являются безызлучательными, реализация волны высвечивания может происходить в режиме детонации. По сравнению с классическим аналогом детонационная адиабата упрощается вследствие большой величины энергии, высвобождаемой при переходе ядра в основное состояние.

1. В.С. Летохов, Квантовая электроника **4**, 125 (1973).
2. В.И. Гольданский, В.А. Намиот, Письма в ЖЭТФ **23**, 495 (1976).
3. Р.В. Арутюнян, Л.А. Большов, Е.В. Ткаля, Письма в ЖЭТФ **46**, 354 (1987).
4. Р.В. Арутюнян, Л.А. Большов, Е.В. Ткаля, ДАН СССР **299**, 99 (1988).
5. Р.В. Арутюнян, Л.А. Большов, ДАН СССР **305**, 839 (1989).
6. R. V. Arutyunian, L. A. Bolshov, V. F. Strizhov, and E. V. Tkalya, *Interaction of intense laser radiation with matter: Excitation of atomic nuclei in hot laser plasma; Decay of isomeric nuclei in intense external field*, THERMAL PHYSICS REVIEWS, ed. by A. E. Sheindlin and V. E. Fortov (1992), v. 4, p. 65.
7. Е.В. Ткаля, УФН **175**, 555 (2005).
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика*, Т. V: *Статистическая физика*, М., Физматлит (2006), ч. 1.
9. Я.Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, 2-е изд., М., Наука (1966).
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика*, Т. VI: *Гидродинамика*, М., Физматлит (2006).
11. E. V. Tkalya, *Laser Phys.* **14**, 360 (2004).
12. А.В. Андреев, Р.В. Арутюнян, В.М. Гордиенко, А.М. Дыхне, А.Б. Савельев, Е.В. Ткаля, Препринт ИБРАЭ # IBRAE-2002-22 (2002), 56 с.