

ОБ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРАХ-ЛАЗЕРАХ

Д. И. Гулзенко, И. С. Слесарев, С. И. Яковленко

УДК 530.4

Приведены оценки характеристик лазерного импульса в простейшей схеме термически импульсного реактора-лазера. Уже в такой схеме достижимы рекордные для настоящего времени интенсивности излучения при гораздо больших энергиях импульса. Существенно, что в отличие от стационарной схемы в импульсных реакторах возможно использование широкого набора активных сред.

Принцип реактора-лазера (РЛ) определяет несомненно перспективный способ получения интенсивного стационарного излучения I ; сравнительная простота схемы и возможность заметного увеличения на этом пути КПД реакторов делают проблему создания таких установок одним из важнейших направлений энергетики близкого будущего. Вместе с тем в ряде исследовательских задач нужны не непрерывные, а импульсные источники, в которых, наряду с большой энергией светового импульса, достаточно высока и пиковая мощность. Импульсные схемы РЛ интересны также возможностью существенно расширить набор заполняющих энерговыделяющие элементы активных сред (а значит, и длин волн генерируемого излучения). Дело в том, что критическая энергонапряженность реактора, превышение которой срывает лазерную генерацию из-за перегрева среды ($T > T_{кр}$ при $w > w_{кр}$) в условиях термически импульсного режима РЛ может многократно превзойти величину $w_{кр} = w_{кр}^{ст}$, оценивавшуюся до сих пор для стационарных условий.

Ограничимся здесь оценками по порядку величины параметров простейшей автомодуляционной схемы импульсного РЛ на быстрых нейтронах. Пренебрегая запаздывающими нейтронами и пространственной неоднородностью (следовательно и временем перераспределения нейтронов по активному объему), напишем (см., например, /2/)

$$\frac{dw}{dt}(t) = \frac{\rho(t)}{\tau} w(t), \quad (1)$$

где $w(t)$ - энергонапряженность, $\rho(t)$ - реактивность, τ - среднее время жизни нейтрона в реакторе. Импульс РЛ формируется в авто-модуляционной схеме быстрым перебросом реактора из подкритического состояния в надкритическое ($\rho < 0$ при $t < 0$; $\rho = \rho_0 > 0$ при $t = 0$) и падением реактивности с ростом температуры $T(t)$ газо-фазной активной среды. Обозначив через q идущую в нагрев среды долю выделившейся энергии ядерных реакций, напомним

$$\frac{dT}{dt}(t) = \frac{1}{\tau_{\text{ОХЛ}}} [T(t) - T_0] = \frac{q}{N} w(t), \quad T(0) = T_0. \quad (2)$$

В стационарной задаче, когда $w \equiv w_0$, отсюда получается

$$T(t) = T_0 + \frac{q}{N} w_0 \tau_{\text{ОХЛ}} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{ОХЛ}}}\right) \right];$$

таким образом

$$w_{\text{кр}}^{\text{СТ}} \approx \frac{N}{q\tau_{\text{ОХЛ}}} (T_{\text{кр}} - T_0). \quad (3)$$

В интересующей же нас здесь задаче изменения $\rho(t)$ и $w(t)$ существенны, поэтому в общем случае дифференциальные уравнения (1) и (2) надо решать совместно, задав связь ρ и T в виде соответствующей падающей характеристики. Не будем пока конкретизировать зависящий от выбора конструкции РЛ вклад различных механизмов в температурное падение реактивности. Отметим только, что оно определяется в первую очередь уменьшением (с ростом T) как плотности газо-фазного делящегося вещества, так и эффективного сечения взаимодействия его ядер с нейтронами. Ограничившись линейной зависимостью $\rho(t) = \rho_0 - \gamma [T(t) - T_0]$, напомним при $\tau_{\text{ОХЛ}} \gg \tau$ согласно (2)

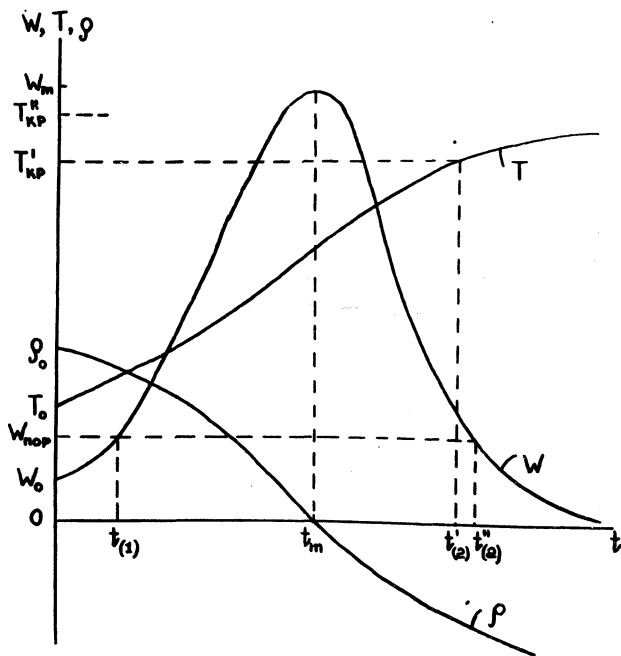
$$T(t) \approx T_0 + \frac{q}{N} \int_0^t w(\xi) d\xi, \quad \text{и далее}$$

$$\rho(t) = \rho_0 - \Gamma \int_0^t w(\xi) d\xi, \quad \Gamma = \frac{q}{N} \gamma. \quad (4)$$

Решение получающегося из (1), (4) дифференциального уравнения второго порядка с начальными условиями $\rho(0) = \rho_0$, $w(0) = w_0$ представим в виде

$$w(t) = 4w_m \exp\left(\frac{t_m - t}{\tau_0}\right) \left[1 + \exp\left(\frac{t_m - t}{\tau_0}\right) \right]^{-2}, \quad (5)$$

где $W_m = \rho_0^2 / 2\Gamma\tau$ - пиковая энергонапряженность, t_m - момент ее достижения, $\tau_0 \equiv \tau/\rho_0$ - время релаксации РЛ. Согласно (1), (4) реактивность монотонно снижается, замедляя рост $w(t)$. При $t = t_m$



Р и с.1. Зависимости параметров импульсного реактора-лазера от времени

функция $\rho(t)$ проходит через нуль, после чего $w(t)$ уже падает. Так путем автомодуляции реактивности формируется импульс мощности делений, импульс же света оказывается несколько более коротким.

На рис.1 изображены зависимости от времени энергонапряженности, температуры среды и реактивности. Момент $t_{(1)}$ начала лазерной генерации определяется условием $w(t_{(1)}) = W_{\text{пор}}$, $t_{(1)} < t_m$. При условии, что в момент t_m температура еще не достигла критического значения, момент $t_{(2)}$ прекращения генерации определяется

меньшим из двух значений $T(t_{(2)}) = T_{кр}$ или $w(t_{(2)}) = w_{пор}$. Если же $T(t_m) \gg T_{кр}$, то $T(t_{(2)}) = T_{кр}$. Согласно (4) $t_m \approx \tau_0 \ln(4w_m/w_0)$, $t_{(1)} \approx \tau_0 \ln(w_{пор}/w_0)$. Параметры установки естественно выбрать так, чтобы $t_{(2)} \gg t_m$. Пренебрегая зависимостью q от T , при $t_{(2)} \gg t_m$ имеем тогда

$$\left[1 + \exp\left(\frac{t_m - t_{(2)}}{\tau_0}\right) \right]^{-1} = \left[1 + \exp\left(\frac{t_m}{\tau_0}\right) \right]^{-1} + \frac{N(T_{кр} - T_0)}{4w_m q \tau_0}.$$

Отсюда следует, что пиковая мощность света максимальна при $t_{(2)} = t_m$, а длительность светового импульса оценивается величиной $\Delta^* = t_m - t_{(1)} \approx \tau_0 \ln(4w_m/w_{пор})$. Если к тому же $w_m \gg w_0$, то

$$(w_m)_{\max} \approx \frac{N(T_{кр} - T_0)}{2q\tau_0}, \quad (6)$$

чему соответствует

$$\rho_0 = \gamma(T_{кр} - T_0). \quad (7)$$

Полагая $w_{кр}^{имп} = (w_m)_{\max}$, получаем из (3), (6) $w_{кр}^{имп} \approx (\tau_{охл}/2\tau_0) w_{кр}^{ст}$. Напомним, что в обсуждавшейся до сих пор схеме РЛ стационарного типа энерговыделяющие элементы имеют форму длинных труб небольшого радиуса R с зеркалами на торцах, а теплоотвод обеспечивается теплопроводностью среды. В случае обычной теплопроводности $\tau_{охл} \approx \sigma_{упр} N R^2 / 4U_T$, где $\sigma_{упр} \approx 10^{15} \text{ см}^2$ - сечение упругих соударений, $U_T \approx 10^5 \text{ см.сек}^{-1}$ - тепловая скорость атомов. При $R \approx 1 \text{ см}$, $N \approx 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ получаем $\tau_{охл} \approx 1 \text{ сек}$. Подставляя в $\tau_0 \equiv \tau/\rho_0$ значения $\tau \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$, $\rho \approx 10^{-2}$, имеем $\tau_0 \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$. Таким образом при этом $w_{кр}^{имп} \approx 10^5 w_{кр}^{ст}$.

Если иметь в виду достижение в импульсном режиме максимального КПД преобразования энергии деления в свет, следует перейти к таким параметрам РЛ, при которых $T(t_{(2)}) = T_{кр}$. При этом $t_{(2)}^* \approx \tau_0 \ln(16w_m^2/w_0 w_{пор})$, так что длительность светового импульса возрастает вдвое: $\Delta^* = t_{(2)}^* - t_{(1)} \approx \tau_0 \ln(16w_m^2/w_0 w_{пор}^2) \approx 2\Delta^*$. Критическая энергонапряженность реактора в таком режиме уменьшится по сравнению с $w_{кр}^{имп}$:

$$w_{кр}^* = \frac{N(T_{кр} - T_0)}{4qT_0} - \frac{w_{пор}}{4} \approx \frac{1}{2} \left(w_{кр}^{*мп} - \frac{w_{пор}}{2} \right).$$

Приведенные результаты говорят о том, что уже в простейшей схеме термически импульсного РЛ достижимы параметры генерации света, весьма высокие по сравнению не только с имеющимися, но и с проектируемыми лазерными системами. Уже и в таких реакторах могли бы, в принципе, использоваться для усиления или генерации излучения даже фотодиссоциативные переходы димеров инертных газов в основное разлетное состояние (такие активные среды, как известно, быстро перегреваются). Впрочем, при высоких интенсивностях пока, по-видимому, нецелесообразно ориентироваться на столь коротковолновое излучение из-за трудностей как выведения его из РЛ, так и создания добротного оптического резонатора. Для дальнейшего форсирования оптических характеристик импульсного режима РЛ и, в частности, для перехода от термически импульсных его схем к оптически импульсным, использующим модуляцию добротности, а может быть, и синхронизацию мод, уже сейчас виден значительный резерв. Он связан с возможностью использования двух- или трехкаскадных автомодуляционных импульсных РЛ, включая и системы бустерного типа (в которых энергетический реактор остается все время в подкритическом состоянии).

Поступила в редакцию
14 октября 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. Л. И. Гудзенко, И. С. Слесарев, С. И. Яковленко. ЖТФ 45, № 9, 1934 (1975).
2. Г. А. Бать, А. С. Коченов, Л. П. Кабанов. Исследовательские ядерные реакторы, М., 1972 г.