

НОВОЕ НАПРАВЛЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКИ – ОПТОТЕРМОДИНАМИКА

Ф.В.Бункин

Обращается внимание на то, что возможность генерации оптического излучения с программированной формой импульса позволяет ставить задачи о переводе взаимодействующих с излучением микросистем из заданного начального состояния в заданное конечное состояние по заданному пути перехода.

Возможности современной лазерной физики, связанные с генерацией импульсного оптического излучения с программированной по времени и по пространству формой импульсов, открывают широкие перспективы новых применений лазеров в физике, химии и технологии. В настоящей статье мы хотим обратить внимание на то, что уже сейчас можно выделить вполне определенное направление таких применений и сформулировать возникающие при этом конкретные задачи и научные перспективы. Это направление можно условно назвать оптотермодинамикой.

Речь идет об использовании лазерного излучения с программированной формой импульса с целью перевода данной макроскопической системы из заданного начального состояния в заданное конечное состояние по заданному пути перехода в результате выделения в системе тепла за счет диссипации энергии лазерного излучения.

Типичным примером оптотермодинамической задачи является недавно сформулированная в [1] задача о сильном сжатии и нагреве лазерным импульсом специальной формы плазменного ядра сферически облучаемой мишени с целью получения термоядерной реакции.

Возникают, однако, и другие задачи оптотермодинамики, которые требуют гораздо меньшей лазерной энергии и поэтому представляются вполне реальными в своем осуществлении уже на современном уровне техники. Прежде всего встает вопрос об оптически-направленном переходе вещества в закритическое состояние, и в частности, в окрестность самой критической точки. Решение такой задачи позволило бы поставить на новую основу проблему изучения свойств вещества в закритическом

состоянии, и в первую очередь его оптических свойств. В частности, является возможность изучения нового эффекта – "вынужденной критической опалесценции".

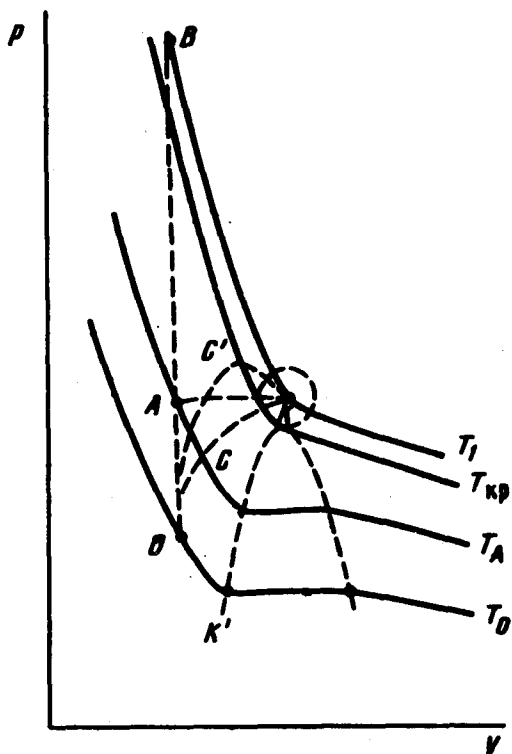


Рис. 1

Рассмотрим вопрос о переходе в заданное закритическое состояние несколько более подробно на конкретном примере, имеющем наиболее прямое отношение к реальной постановке эксперимента. Пусть излучение фокусируется в жидкость с известным коэффициентом поглощения $\alpha = \alpha(V, T)$ и уравнением состояния $V = V(p, T)$ (V – удельный объем). Изучаемая макросистема – объем жидкости, ограниченный цилиндрической частью фокальной области с радиусом равным a (длина области $L \gg a$). Ставится вопрос: какую форму лазерного импульса необходимо выбрать, чтобы перевести систему из заданного начального состояния (p_0, V_0) в заданное конечное состояние (p_1, V_1) . На рис. 1 изображена плоскость состояний жидкости (p, V) (сплошные линии – изотермы). Переход из начального состояния O , например, в окрестность критической точки K (обведенной кружком) возможен многими путями, четыре из которых изображены: $OAK, OBK, OCK, OC'K$. Из априорных соображений ясно, что переходы с максимумом (OBK и $OC'K$) требуют большей лазерной энергетике, чем переходы без максимумов (OAK и OCK), поскольку в первом случае в энергию гидродинамического течения жидкости (в конечном счете – в звук) преобразуется большая доля поглощенной энергии лазерного импульса. Сама кривая перехода определяется уравнениями $p = p(t)$ и $V = V(t)$ ($0 \leq t \leq \tau$; τ – длительность импульса), т. е. временными зависимостями давления и удельного объема в

течение импульса облучения, которые в свою очередь однозначно определяются формой импульса (интенсивность $I = I(t)$) и уравнениями гидродинамики, дополненными соотношениями: $\alpha = \alpha(V, T)$, $V = V(p, T)$, $\epsilon = \epsilon(V, T)$ – удельная внутренняя энергия жидкости. В строгой форме эта количественная задача, разумеется, может быть решена только на ЭВМ, причем на этом пути возможны поиски оптимальных форм лазерного импульса. Заметим, что поскольку для рассматриваемых задач необходимая лазерная энергетика относительно невелика, в реальной постановке эксперимента критерием оптимальности перехода (формы импульса) может служить не условие минимальности энергии в импульсе, а реальная возможность программирования данной его формы. Необходимо также требовать, чтобы кривая перехода не лежала слишком близко к кривой расслоения фаз KK' (во избежание возникновения метастабильных состояний в процессе перехода).

Оценим необходимую энергию лазерного импульса и приблизительно его форму для перехода OAK , состоящего из изохорического участка $OA (V = V_0)$ и изобарического участка $AK (p = p_1)$. Изохорический участок перехода реализуется при условии, что время энерговыклада на нем $t_{OA} \ll a / (c(p_1, V_1)_1)$. ($c = c(p, V)$ – скорость звука), а энергия в лазерном импульсе

$$\begin{aligned} W_{OA} &= \pi a^2 \int_0^{t_{OA}} I dt = \pi a^2 \int_{T_0}^{T_A} \frac{c_V dT}{V_0 \alpha(V_0, T)} = \\ &= \pi a^2 \frac{c_V (T_A - T_0)}{V_0 \alpha_0} = \pi a^2 \frac{p_1 - p_0}{\alpha_0 \Gamma(V_0)}, \quad (1) \end{aligned}$$

где c_V – удельная теплоемкость жидкости при постоянном объеме, T_A – температура в точке A , $\alpha_0 = \alpha(V_0, T_0)$. $\Gamma(V)$ – коэффициент Грюнрайзена. Как будет видно, приращение температуры ($T_A - T_0$) составляет всего несколько градусов, и поэтому температурной зависимостью c_V и α в этом интервале можно пренебречь. На изобарическом участке AK происходит основной нагрев жидкости от температуры T_A до конечной температуры T_1 в условиях ее расширения. Необходимая для этого лазерная энергия W_{AK} определяется выражением

$$W_{AK} = \pi a^2 \int_{t_{OA}}^t I dt = \pi a^2 \int_{T_A}^{T_1} \frac{c_p [V(p, T), T] dT}{T_A V(p_1, T) \alpha [V(p_1, T), T]} = \pi a^2 \frac{c_p(\tilde{V}, \tilde{T})}{V \alpha(\tilde{V}, \tilde{T})} (T_1 - T_A), \quad (2)$$

где $T_A \leq \tilde{T} \leq T_1$; $\tilde{V} = V(p_1, \tilde{T})$. Поскольку $(T_1 - T_A) / (T_A - T_0) \gg 1$ и

$c_p(\tilde{V}, \tilde{T}) / c_p(V_0, T_0) > 1$ (см. [2]), отношение $(W_{AK} / W_{OA}) \gg 1$, т. е. основная доля энергии лазерного импульса соответствует изобарическому участку перехода. По причине монотонного возрастания теплоемкости $c_p [V(p, T), T]$ при $T \rightarrow T_1$ интенсивность импульса при $t > t_{OA}$ так-

же должна возрастать. Примерная форма всего лазерного импульса изображена на рис. 2.

Приведем численные оценки для этилового спирта ($T_{кр} = 516,3^\circ\text{К}$, $p_{кр} = 63 \text{ атм}$, $V_{кр} = 3,6 \text{ см}^3/\text{г}$), предполагая переход из нормального состояния ($V_0 = 1,26 \text{ см}^3/\text{г}$, $p_0 = 1 \text{ атм}$, $T_0 = 293^\circ\text{К}$, $\Gamma(V_0) \approx 1$) в закритическое состояние $T_1 = 520^\circ\text{К}$, $p_1 = 66 \text{ атм}$; $V_1 = V_{кр}$. При $a = 0,5 \text{ см}^{-1}$, получаем $W_{OA} \approx 0,1 \text{ дж}$, $t_{OA} = 4 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$ ($a/c \approx 4 \cdot 10^{-7} \text{ сек}$). Приращение температуры на изохорическом участке ($T_A - T_0$) $\approx 3,4^\circ\text{К}$, а отношение $(T_1 - T_A)/(T_A - T_0) \approx 66$. Если $c_p(V_1, T_1)/c_p(V_0, T_0) \approx 3$, то $W_{AK} \approx 20 \text{ дж}$; полная длительность импульса $\tau \approx 4 \cdot 10^{-7} \text{ сек}$.

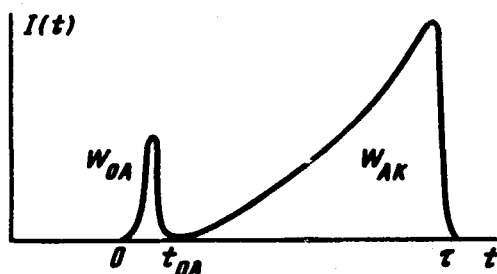


Рис. 2

Примером других оптотермодинамических задач можно назвать задачи, связанные с созданием в среде высоких давлений, профилированных по определенному временному закону. Решение таких задач может представить интерес например, для технологии получения искусственных минералов, оптимальной генерации звуковых сигналов в жидкости, а также для химии высоких давлений. Оптотермодинамический подход может быть использован также для изучения физической природы эффекта влияния лазерного облучения на температуру сверхпроводящего перехода в сплавах, открытого в [3], и вообще, для изучения направленных фазовых переходов.

Автор благодарен А.М.Прохорову за обсуждение рассмотренных выше вопросов.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30 января 1974 г.

Литература

- [1] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, G. Zimmerman. Nature, 239, 139, 1972.
- [2] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика. М., изд. Наука, 1964.
- [3] В.Н.Гриднев, И.Я.Дехтяр, Л.И.Иванов, Н.В.Карлов, Г.П.Кузьмин, М.М.Нищенко, А.М.Прохоров, Н.Н.Рыкалин, В.А.Якушневич. Письма в ЖЭТФ, 18, 258, 1973.