

О ДИНАМИКЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ БЫСТРОЙ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ ГАЗА В ЛАЗЕРНОМ ЛУЧЕ

В. А. Гальбурт, М. Ф. Иванов, О. А. Рябов

(Владивосток)

К настоящему времени как экспериментально, так и теоретически изучены несколько режимов распространения оптического пробоя в газах под действием лазерного излучения. Эти режимы соответствуют различным диапазонам интенсивностей падающего излучения и давлений невозмущенной газовой среды и отличаются друг от друга механизмами переноса плазменного фронта вдоль светового канала [1—3]. В последние годы интерес исследователей привлекает режим быстрой волны ионизации (БВИ) [3—8], при котором движение волны пробоя определяется тепловым излучением плазмы, способствующим развитию электронной лавины в поле лазерного излучения перед фронтом поглощения света [3]. Этот режим характеризуется очень резкой зависимостью скорости движения фронта ионизации u от интенсивности падающего излучения $q(u \sim q^a, a > 1)$, что отличает его от известных, для которых всегда $a < 1$.

Для всех известных режимов распространения волны оптического пробоя наиболее изучена в теоретическом плане стационарная стадия. При этом на передний план выступает один конкретный механизм переноса плазменного фронта, определяющий основные характеристики процесса. Однако стационарное рассмотрение может оказаться неприменимым при исследованиях с короткими импульсами или в тех случаях, когда интенсивность падающего излучения близка к пороговой для определенного режима распространения пробоя. В таких ситуациях существенной (особенно на начальной стадии движения) является конкуренция различных механизмов переноса фронта ионизации и характерное время выхода на стационарный режим может оказаться сравнимым с длительностью лазерного импульса. Очевидно, что в этом случае процесс неустановившийся и его надо рассматривать в рамках нестационарной газодинамики, учитывая всей комплекс физических факторов, влияющих на течение процесса [9].

Настоящая работа посвящена изучению нестационарного взаимодействия лазерного излучения с газами. Для простоты рассматривается водород, на примере которого можно проследить все характерные особенности процесса и для которого данные по атомным и кинетическим коэффициентам представлены в литературе наиболее полно. Диапазон принятых в расчетах интенсивностей излучения и начальных плотностей газа выбран таким, чтобы проследить характер и закономерности процесса при переходе от светодетонационного режима распространения плазменного фронта к режиму БВИ.

Постановка задачи. Основные уравнения. В отличие от стационарной фазы процесса, в которой изучаются установившиеся связи между интенсивностью лазерного излучения и характеристиками волны поглощения в произвольный момент времени, рассмотрение этих закономерностей на стадии формирования волны пробоя проведем с момента образования плазменной «затравки» [10, 11]. Как правило, инициирование пробоя производится либо предварительным коротким импульсом с интенсивностью излучения, превышающей пороговую для пробоя газа, либо путем взаимодействия лазерного луча с преградой [4, 6, 12]. В том и в другом случае начальная «затравка» достаточно прозрачна для падающего излучения и формирование волны пробоя, как показывает сравнение расчетов с экспериментальными фоторегистрограммами, качественно имеет одинаковый характер. Рассмотрим «затравку» в виде локального плазменного образования в газовой среде с характерным размером $L < l_\omega$ (l_ω — длина пробега лазерных квантов). В момент $t = 0$ включается основной лазерный импульс, и под его воздействием начинается эволюция плазменной области. При этом, как показывает эксперимент, распространение волны пробоя происходит только в канале светового луча и геометрия процесса близка к плоскому одномерному случаю [6].

Определяющими факторами в формировании волны пробоя, ее структуры и динамических характеристик являются процессы поглощения излучения, электрон-ионного обмена энергией, ионизации и лучистого переноса. Из-за различия релаксационных свойств плазменных компонентов на фронте волны может оказаться существенным разрыв между электронной и ионной температурами и, кроме того, отклонение степени

ионизации и интенсивности излучения плазмы от равновесных значений. Как правило, подобные процессы рассматриваются в рамках двухтемпературной одномерной газодинамики, учитывающей все перечисленные выше физические факторы.

С учетом сказанного система уравнений запишется в виде

$$(1) \quad \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) - \frac{\partial v}{\partial m} = 0, \quad dm = \rho dx, \quad \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial (n_i + n_e)}{\partial m} = 0,$$

$$v = \frac{dx}{dt}, \quad \frac{\partial E_i}{\partial t} + p_i \frac{\partial v}{\partial m} = \frac{1}{\rho} Q_{ei},$$

$$\frac{\partial E_e}{\partial t} + p_e \frac{\partial v}{\partial m} = -\frac{1}{\rho} Q_{ei} - \frac{\partial W}{\partial m} + \frac{\partial q}{\partial m} + q_T,$$

$$\rho \frac{\partial q}{\partial m} - \kappa_{\omega}^e q, \quad W = -\chi \rho \frac{\partial T_e}{\partial m},$$

$$q_T = -2\pi \frac{1}{\rho} \int_0^{\mu_m} d\mu \int_0^{\infty} \kappa_v^* (I_{vp}^* - I_v) dv, \quad \mu \rho \frac{dI_v}{dm} = \kappa_v^* (I_{vp}^* - I_v)$$

(для удобства численных расчетов использованы лагранжевы переменные). Здесь ρ — плотность; v — массовая скорость; $Q_{ei} = (3/2)(m_e/m_i)n_e v_{ef} \times (T_e - T_i)$ — столкновительная передача энергии от электронов к ионам; T_e , T_i — температуры электронов и ионов; v_{ef} — эффективная частота упругих соударений электронов с тяжелыми частицами.

Поскольку в процессе взаимодействия плазма в зоне поглощения излучения представляет собой частично ионизованный газ, в v_{ef} вносят вклад столкновения электронов как с ионами, так и с нейтральными частицами и $v_{ef} = v_{ei} + v_{en}$, где $v_{ei} = 2(2\pi/m_e)^{1/2} e^4 \Lambda n_i T_e^{-3/2}$, Λ — кулоновский логарифм, n_i — плотность ионов. Для v_{en} можно принять выражение [13] $v_{en} = 2,2 \cdot 10^{-7} N_a$ (N_a — плотность нейтральных частиц).

Тепловой поток W определяется электронной теплопроводностью $\chi(T_e, \rho)$, которая вычисляется также с учетом взаимодействия электронов с нейтральным компонентом плазмы и может быть взята в форме [10]

$$\chi^{-1} = \chi_e^{-1} + \chi_a^{-1},$$

$$\chi_e = 0,75 \frac{\gamma_0 n_e}{\Lambda e^4 Z^2 n_i} (2\pi m_e)^{-1/2} T_e^{5/2}, \quad \chi_a = 0,28 \frac{n_e}{N_a} \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \frac{1}{\sigma},$$

где Z — заряд иона; $\gamma_0 = 3,16$ (для водорода); σ — полное сечение электрон-нейтральных столкновений; n_e — электронная плотность.

Внутренняя энергия и давление электронного и ионного компонентов плазмы равны соответственно

$$(2) \quad E_i = \frac{R}{\gamma_i - 1} T_i, \quad p_i = R \rho T_i, \quad E_e = \frac{R}{\gamma_e - 1} z T_e + Q(z), \quad p_e = R \rho z T_e.$$

Здесь $Q(z)$ — удельная энергия ионизации, а $z = n_e/N$ — степень ионизации, определяемая из кинетического уравнения

$$(3) \quad dz/dt = f(z, T_e, \rho)$$

(в явном виде правая часть его выписана ниже).

Теперь остановимся подробно на том, как учитывается в рассматриваемой модели тепловое излучение плазмы. При светодопационном режиме фронт волны поглощения лазерного излучения переносится гидродинамическим образом. Излучение плазмы на этот процесс практически не оказывает влияния и может быть учтено в уравнении сохранения энергии в качестве потерь [11]. В случае БВИ тепловое излучение, как это видно из оценок, приведенных в [2], также не участвует в нагреве газа и его роль сводится исключительно к созданию затравочной ионизации перед границей плазменной области в зоне светового пучка, что приводит в дальнейшем к развитию в поле падающего излучения электронной ла-

вины и переносу зоны поглощения света. Таким образом, перенос теплового излучения можно рассматривать лишь вдоль лазерного светового канала радиусом \bar{R}_1 , считая для простоты интенсивность I_ν равномерной по всему поперечному сечению пучка. Это означает, что I_ν — функция лишь двух переменных: координаты x и угла θ между направлением излучения и осью канала ($\mu = \cos \theta$), причем область изменения θ , как это следует из рассматриваемой геометрии, также есть функция x ($0 \leq \theta \leq \leq \theta_{\max}(x)$).

Спектральный коэффициент поглощения теплового излучения κ_ν складывается из коэффициента связанно-свободного поглощения κ_ν^Φ , отвечающего за фотоионизацию атомов жесткими квантами, и спектрального коэффициента поглощения излучения за счет упругих столкновений электронов с ионами и атомами κ_ν^e ($\kappa_\nu = \kappa_\nu^\Phi + \kappa_\nu^e$). Выражение для κ_ν^Φ имеет вид* [14] $\kappa_\nu^\Phi = \frac{32\pi^2 Z^2 e^6}{3^{3/2} h^4 c \nu^3} N_\alpha I_H$, $h\nu > I_H$, а коэффициент κ_ν^e , исправленный на вынужденное испускание, можно взять в форме

$$(4) \quad \kappa_\nu^e = \frac{4\pi\sigma_\nu}{cn_\nu} \frac{T_e}{h\nu} \left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{T_e}\right) \right),$$

где I_H — потенциал ионизации водорода; σ_ν — проводимость плазмы; n_ν — показатель преломления; $\sigma_\nu = \frac{e^2 n_e}{m_e} \frac{\nu_{ef}}{\nu^2 + \nu_{ef}^2}$; $n_\nu^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\nu^2 + \nu_{ef}^2}$;

$$\omega_{pe}^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m_e}.$$

В случае лазерного излучения $\hbar\omega \ll I_H$ ($\omega = 2\pi\nu$) и его поглощение описывается только выражением (4), которое при $\hbar\omega < T_e$ переходит в

$$\kappa_\omega^e = \frac{\omega_{pe}^2}{c} \frac{\nu_{ef}}{\omega^2 + \nu_{ef}^2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_{ef}^2} \right)^{-1/2}.$$

Электронная плотность, которая входит в выражения для коэффициентов теплопроводности, поглощения излучения и электрон-ионного обмена в уравнениях (1), определяется из (3). Изменение концентрации электронов происходит по двум независимым каналам: за счет неупругого взаимодействия электронов с атомами, а также за счет фотоионизацион-

ных процессов. Скорость фотоионизации равна $\frac{dn_e^\Phi}{dt} = 2\pi \int_0^{\mu_m} d\mu \int_{I_H/h}^{\infty} \frac{\kappa_\nu^\Phi I_\nu}{h\nu} d\nu$.

При этом рождаются электроны, энергия которых может значительно превосходить потенциал ионизации I_H . В дальнейшем в результате неупругих соударений такие фотоэлектроны приводят к появлению дополнительных электронов, таким образом, первоначальный тепловой квант рождает более одного электрона. В [2] показано, что для потоков лазерного излучения, реализующих режим БВИ, можно считать, что каждый акт фотоионизации эффективно приводит к появлению двух тепловых электронов, поэтому в (3) члены, отвечающие за процессы фотоионизации, должны быть учтены с коэффициентом 2. Скорость ударной ионизации взята в обычном виде [14] $\alpha = C v_e (I_H + 2T_e) \exp(-I_H/T_e)$, $v_e = (8T_e/\pi m_e)^{1/2}$. Рекомбинационные константы вычисляются по скоростям ионизации через константы равновесия $b_\Phi = a_\Phi/K_p$, $\beta = \alpha/K_p$, $a_\Phi = (1/N) dn_e^\Phi/dt$.

Таким образом, (3) можно записать в виде

$$(5) \quad \frac{dz}{dt} = \frac{dz_\Phi}{dt} + \frac{dz_e}{dt} = 2a_\Phi - 2b_\Phi N z^2 + \alpha N z - \beta N^2 z^3,$$

* Здесь и в дальнейшем полагаем, что ионизация атома происходит из основного состояния. Такое приближение правомерно в области низких температур перед фронтом волны поглощения. В области же высоких температур роль фотоионизации несущественна. Правомерность такого приближения для механизма ударной волны показана в [15].

где z_e и z_ϕ по смыслу соответствуют электронам, рожденным за счет процессов ударной ионизации и фотоионизации.

Так как среда в зоне поглощения излучения не находится в состоянии термодинамического равновесия, коэффициенты в уравнении переноса излучения должны учитывать отклонение концентраций заряженных частиц от равновесных. Составляя кинетическое уравнение для функции интенсивности излучения I_ν с учетом обсужденных выше механизмов поглощения излучения в неравновесной среде, получим исправленные коэффициент поглощения излучения κ_ν^* и «равновесную» интенсивность излучения $I_{\nu p}^*$:

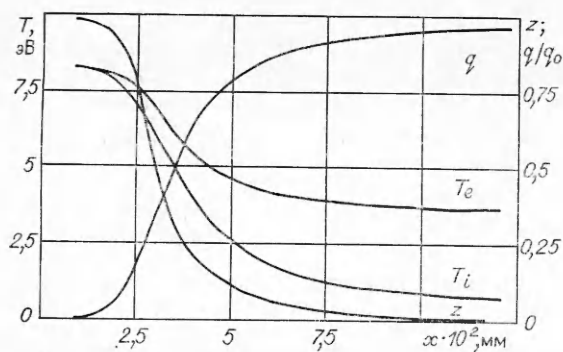
$$\kappa_\nu^* = \kappa_\nu^e + \left[\frac{1 - \delta \exp\left(-\frac{h\nu}{T_e}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{T_e}\right)} \right] \kappa_\nu^\phi, \quad I_{\nu p}^* = \frac{\kappa_\nu^e + \delta \kappa_\nu^\phi}{\kappa_\nu^*} I_{\nu p}, \quad \delta = \frac{z(1 - z_p)}{z_p(1 - z)}.$$

Здесь z_p — равновесная степень ионизации, определяемая из уравнения Саха; $I_{\nu p}$ — спектральная интенсивность равновесного излучения. Нетрудно убедиться, что при $z = z_p$ уравнение переноса излучения приобретает обычный вид [14].

Результаты расчетов. При проведении расчетов начальное значение степени ионизации невозмущенного газа задавалось равным $z_0 \simeq 0$, температура $T_0 = 0,2$ эВ. Газ для простоты считался атомарным. Учет кинетики диссоциации несколько усложняет расчеты, однако практически не вносит каких-либо существенных изменений в результаты.

Проведенные расчеты выявили определенные закономерности выхода ионизационной волны на стационарный режим. При характерных параметрах «затравки» ($L \sim 50-100$ мкм и $T_e = T_i = 10$ эВ) она достаточно прозрачна для падающего излучения и поглощает лишь часть лазерной энергии. Первоначально расширение плазменной области происходит за счет электронной теплопроводности, при этом из-за резкого градиента давления в прилежащем к «затравке» газе начинает формироваться ударная волна. Одновременно под действием излучения из горячей области в холодном газе формируется предвестник ионизационного фронта, в котором происходит отрыв электронной температуры от ионной. При указанных выше параметрах «затравки» возрастание температуры электронов до некоторого постоянного значения T_e^* , определяемого интенсивностью падающего излучения q , происходит примерно за 0,3 нс (для лазера на неодимовом стекле с $\lambda = 1,06$ мкм) и практически не зависит от плотности газа и q . При этом пространственное изменение T_e и T_i , начиная с некоторого расстояния от фронта плазмы, происходит настолько незначительно, что их профиль можно считать практически постоянным во всем объеме предвестника (рис. 1, $q = 30$ ГВт/см²). Ионизация также незначительна и не превышает $z \sim 10^{-4}-10^{-3}$.

С ростом температуры происходит еще большее просветление «затравки» для падающего излучения, однако за счет прогрева и ионизации



Р и с. 1

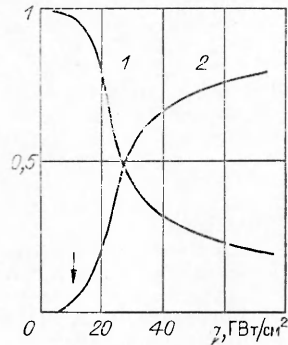
прилежащих масс газа оптическая толщина занятой ионизованным газом области увеличивается и зона поглощения излучения постепенно локализуется на скачке плотности формирующейся ударной волны. При этом изменение характеристик горячей области плазмы почти не сказывается на параметрах предвестника, которые определяются незначительным собственным поглоще-

нием лазерного излучения в этой области. Такая структура предвестника остается неизменной и в дальнейшем при отрыве волны ионизации от «затравки» и может быть объяснена исходя из следующих соображений. В области невозмущенного газа перед плазменным фронтом на расстоянии порядка пробега тепловых квантов, вносящих наибольший вклад в фотоионизацию, поглощенная электронами лазерная энергия расходуется на нагрев частиц и ударную ионизацию газа. При $z \ll 1$ $v_{ef} \sim \text{const}$, поэтому $\kappa_\omega \sim z$ и $Q_{ei} \sim z$, кроме того, $dz/dt \simeq \alpha Nz$. Учитывая (2) и (5), уравнения баланса энергии для этой области можно записать как

$$(6) \quad \partial T_e / \partial t = Aq - [B(T_e - T_i) + Q\alpha N], \quad \partial T_i / \partial t = Bz(T_e - T_i).$$

Отсюда видно, что при $z \ll 1$ $\partial T_i / \partial t \simeq 0$ и T_i остается постоянной и примерно равной T_0 . При этом T_e также достигает некоторого значения T_e^* , зависящего от q , при котором $\partial T_e / \partial t \simeq 0$. Вблизи плазменного фронта при резком возрастании z справедливость приближения (6) нарушается, становится существенным вклад других механизмов перераспределения энергии, возрастают T_e и T_i , и в результате формируется структура зоны поглощения излучения, характерная для соответствующего режима распространения волны оптического пробоя. Естественно, что предвестник формируется впереди любого излучающего фронта поглощающей лазерное излучение плазмы, поэтому возникает вопрос: что определяет в конечном итоге характер распространения волны ионизации? Качественно на него можно ответить следующим образом. Тепловое излучение создает перед фронтом плазмы затравочные электроны в канале длиной $l \sim 1/\kappa_\omega$. Характерное время развития лавины в газе $\tau_1 \sim 1/N\alpha$, т. е. граница ионизованного газа перемещается навстречу лучу со скоростью $u \sim N\alpha/\kappa_\omega$. Если скорость зоны поглощения излучения D , связанная, скажем, с переносом гидродинамического возмущения, превышает u , это означает, что лавина в невозмущенном газе не успевает развиться и перемещение границы плазмы осуществляется гидродинамическим механизмом, т. е. режим светодетонационный. Если же лавина успевает развиться ($u \geq D$), то перемещение границы плазмы определяется скоростью u , при этом за волной ионизации газ остается невозмущенным, что соответствует режиму БВИ. Таким образом, получается естественный критерий перехода от светодетонационного режима к БВИ: $N\alpha/\kappa_\omega \geq D$. Приведенные здесь рассуждения не противоречат высказанным в [3]: перенос фронта осуществляется тем механизмом, который обеспечивает в конкретных условиях наибольшую скорость перемещения границы плазмы.

Следуя полученному выше критерию, можно попытаться сделать оценку пороговой интенсивности падающего излучения $q_{п}$, после которой наступает режим БВИ. Для этого вернемся к формулам (6). Поглощенная в предвестнике лазерная энергия расходуется в основном на ионизацию газа и его нагрев. Так как в этой области T_i и T_e изменяются незначительно, причем $T_e = T_e^*(q)$, можно оценить роль этих механизмов в перераспределении энергии. На рис. 2 показана зависимость доли энергии, идущей на нагрев ионов (кривая 1) и на ионизацию газа (кривая 2) в предвестнике, от q . Видно, что при $q \simeq q_{п}$ (пороговое значение $q_{п}$ показано стрелкой) $Q_{ei} \gg Qdz/dt$, поэтому $Aq \simeq B(T_e - T_i)$. Так как $A = \kappa_\omega \rho^{-1} \sim \rho \omega^{-2}$ и $B \sim \rho$, то $q\omega^{-2} \sim T_e$. Скорость ионизации $\alpha \sim T_e^{1/2} \exp(-I_N/T_e)$, а $D = [2(\gamma^2 - 1)q/\rho]^{1/3}$. Подставляя все это в выражение для критерия и логарифмируя, имеем $q_{п} \simeq A^* \omega^2 \times (\ln q_{п} + 2 \ln \rho - 6 \ln \omega + C)^{-1}$, где A^* и C — постоянные. Это выражение, полученное из качественных соображений, правильно отражает зависимость пороговой интенсивности от частоты



Р и с. 2

лазера и полученную в результате расчетов слабую зависимость порога от начальной плотности газа.

Наконец, хотелось бы отметить еще одно обстоятельство. Найденная расчетным путем зависимость скорости ионизационного фронта от падающего излучения при некотором значении $q^* > q_n$ претерпевает излом: при $q_n < q < q^*$ $u \sim q^{2-4}$, а при $q > q^*$ $u \sim q$. Это подтверждается и результатами физических экспериментов [7]. Наиболее отчетливо изменение характера БВИ по обе стороны от q^* можно проследить на зависимости от q температуры плазмы за фронтом волны [2]. Значение q^* , как показали расчеты, почти не зависит от плотности газа и, например, для водорода в случае излучения неодимового лазера составляет примерно 25—30 ГВт/см². Такое поведение кривой $u(q)$ также можно качественно объяснить, опираясь на доминирующую роль одного из механизмов диссипации поглощенной в предвестнике энергии. Если вновь обратиться к рис. 2, то видно, что поток энергии от электронов к ионам и затраты на ионизацию Qdz/dt сравниваются между собой также при $q \simeq 26$ ГВт/см². При $q > q^*$ $Qdz/dt > Q_{ei}$ и можно положить $q \simeq Q\alpha N/A$. Отсюда $u \sim \frac{N\alpha}{x^2} \sim q$. В случае $q < q^*$ $q \sim T_e$, и, рассуждая аналогично, получим $u \simeq Kq^{1/2} \exp(-I_n/T_e)$, что отличается от выражения $u \sim q^a$, которое аппроксимирует экспериментальные и расчетные данные. Однако если прологарифмировать оба эти выражения, а затем продифференцировать по $\ln q$ и приравнять правые части, то получим (производные от неучтенных постоянных множителей обратятся в нуль)

$$(7) \quad a = 1/2 + I_n/T_e.$$

Как из опытов, так и из расчетов следует [2], что показатель a принимает значение ~ 4 у порога режима и спадает с увеличением интенсивности падающего излучения q . Такое же поведение вытекает и из формулы (7). Как показывают проведенные расчеты, температура электронов T_e в предвестнике составляет ~ 3 эВ при $q = 20$ ГВт/см². Это дает значение показателя $a \sim 5$. С ростом q в интервале $q_n < q < q^*$ температура электронов в предвестнике растет, что приводит к уменьшению a .

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов.— М.: Наука, 1974.
2. Фишер В. И. О быстрой волне ионизации газа в луче мощного лазера // ЖЭТФ.— 1980.— Т. 79, № 6.
3. Фишер В. И. О сверхзвуковых режимах распространения волны ионизации по лазерному лучу // ЖТФ.— 1983.— Т. 53, № 11.
4. Немцев И. З., Мультенко Б. Ф. Быстрая волна ионизации в ксеноне, поддерживаемая лазерным лучом // Физика плазмы.— 1977.— Т. 3, № 5.
5. Маркович И. Э., Немчинов И. В. и др. Сверхдетонационные волны в воздухе, распространяющиеся навстречу лазерному лучу // Письма в ЖТФ.— 1977.— Т. 3, № 3.
6. Бойко В. А., Владимиров В. В. и др. Сверхзвуковые радиационные волны в газах под действием излучения СО₂-лазера // Письма в ЖТФ.— 1978.— Т. 4, № 22.
7. Бойко В. А., Данилычев В. А. и др. Наблюдение сверхзвуковых радиационных волн в газах под действием излучения СО₂-лазера // Квантовая электрон.— 1978.— Т. 5, № 1.
8. Фишер В. И., Хараш В. М. О сверхдетонационном движении фронта плазмы навстречу мощному лазерному излучению // ЖЭТФ.— 1982.— Т. 82, № 3.
9. Фишер В. И. Смена режима при сверхзвуковом распространении разряда // Письма в ЖТФ.— 1984.— Т. 10, № 21.
10. Иванов М. Ф. Распространение волн оптического пробоя в газах // Квантовая электрон.— 1978.— Т. 5, № 12.
11. Гальбурт В. А., Иванов М. Ф. Нестационарные волны оптического пробоя в водороде // ЖТФ.— 1978.— Т. 49, № 12.
12. Бункин Ф. В., Савранский В. В. Оптический пробой газов, инициируемый тепловым взрывом взвешенных макроскопических частиц // ЖЭТФ.— 1973.— Т. 65, № 6.
13. Анисимов С. И., Фишер В. И. Ионизационная релаксация и поглощение света за сильной ударной волной в водороде // ЖТФ.— 1971.— Т. 41, № 12.
14. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
15. Магретова И. Н., Пащенко Н. Т., Райзер Ю. П. Структура ударной волны, в которой происходит многократная ионизация атомов // ПМТФ.— 1970.— № 5.

Поступила 20/VII 1986 г.