

## МОЩНЫЙ ИСТОЧНИК ТЕРМОЯДЕРНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ЛАЗЕРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ГИДРОТЕПЛОВОЙ ДИССИПАЦИИ В ОБЪЕМНО- СТРУКТУРИРОВАННОЙ СРЕДЕ

С.Ю.Гуськов, Н.В.Змитренко\*, В.Б.Розанов

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 117924, Москва, Россия

\* Институт математического моделирования РАН, 125047, Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 июля 1997 г.

После переработки 24 сентября 1997 г.

Предлагается эффективный метод генерации термоядерных нейтронов при воздействии лазерного импульса на объемно-структурированное вещество докритической плотности, представляющее собой совокупность тонких слоев конденсированного вещества, разделенных промежутками малоплотного вещества (или вакуума). Нагрев ионов плазмы до термоядерных температур, значительно превышающих температуру электронов, осуществляется в результате гидротепловой диссипации энергии лазерного излучения при распространении вдоль оси лазерного пучка волны тепловых взрывов слоев и последующих столкновений встречных плазменных потоков с переходом кинетической энергии в тепловую энергию ионов. Обсуждаются различные варианты мишеней и условий экспериментов для демонстрации предлагаемого метода генерации нейтронов.

PACS: 52.50.Jm

1. Нагрев ионов плазмы при воздействии лазерного импульса может происходить в результате релаксационных или диссипативных процессов, приводящих к передаче ионам энергии от электронов, которые поглощают энергию лазерного излучения. Причем, если электрон-ионная релаксация приводит к нагреву ионов до температуры электронов, то гидротепловая диссипация, при которой тепловая энергия плазмы преобразуется сначала в энергию гидродинамического движения вещества, а затем в тепловую энергию ионов, может приводить к образованию плазмы с температурой ионов, значительно превышающей температуру электронов,  $T_i \gg T_e$ .

Предлагается способ создания долгоживущей неравновесной плазмы с преимущественным нагревом ионной компоненты, как источника мощного нейтронного излучения, на основе лазерного возбуждения процесса гидротепловой диссипации в объемно-структурированном веществе [1]. Такое вещество с регулярной или стохастической структурой представляет собой твердые частицы, разделенные малоплотным веществом или вакуумными промежутками. При этом средняя плотность среды должна быть равной или меньшей критической плотности плазмы, соответствующей условию плазменного резонанса для воздействующего лазерного излучения, а размеры частиц должны быть достаточно малы, чтобы удовлетворять условию теплового взрыва при их нагреве лазерным импульсом. Такие среды назовем "просветляющимися диссипативными средами" (ПДС).

В работе рассматривается вариант ПДС с регулярной структурой в виде равнотолщинных слоев твердого вещества, содержащих термоядерное горючее и эквидистантно разделенных вакуумными промежутками.

В результате теплового взрыва энергия плазмы преобразуется в энергию направленного движения ионов. После разгрузки слоя до критической плотности проходящее лазерное излучение вызывает тепловой взрыв следующего слоя. При столкновении встречных потоков плазмы соседних слоев кинетическая энергия преобразуется

в тепловую энергию ионов. Глубина распространения такой волны в ПДС равна длине обратно-тормозного поглощения излучения в образующейся докритической плазме.

За счет большой разницы масс ионов и электронов время термализации ионов в ионн-ионных столкновениях,  $\tau_{ii}$ , значительно меньше, чем время электрон-ионной релаксации по энергии  $\tau_{ei(E)} = m_i \tau_{ei} / 2m_e$  [2]:  $\tau_{ii} / \tau_{ei(E)} \approx (2m_e^{1/3} T_i / m_i^{1/3} T_e z^{4/3})^{3/2}$  ( $z$  – степень ионизации). Поэтому гидротепловая диссипация в ПДС может приводить к образованию неравновесной плазмы с превышением ионной температуры над электронной до 10 раз [3].

Предельным вариантом слоистой диссипативной среды является система двух слоев. В экспериментах со сферическим аналогом такой мишени – ”взрывающейся оболочкой” [4] были зарегистрированы максимальные температуры ионов лазерной плазмы 8-10 кэВ и нейтронный выход до  $10^{13}$ . С точки зрения создания термоядерной плазмы как мощного источника термоядерных нейтронов, многослойные ПДС оказываются более предпочтительными, чем двухслойные мишени, по двум причинам. Во-первых, при заданной энергии лазерного импульса степень преобразования поглощаемой в мишени энергии в тепловую энергию ионов плазмы (эффективность гидротепловой диссипации) возрастает с увеличением числа слоев среды. Действительно, в процессе диссипации не участвует энергия, поглощаемая одним слоем, поскольку примерно половины масс первого и последнего слоев разлетаются в окружающее мишень пространство. Во-вторых, при заданной интенсивности лазерного излучения использование многослойных ПДС позволяет вовлекать в процесс гидротепловой диссипации значительно большие массы вещества на большем уровне лазерной энергии, чем при использовании двухслойной мишени. В двухслойной мишени максимальная толщина слоев  $m_d$  задается условием теплового взрыва, которое состоит в превышении скорости волны теплопроводности скорости звука в течение всего времени прогрева слоя:

$$m_d \equiv (\Delta_0 \rho_0)_d \cong V_e^2 \tau_{ei} \rho_0 / V_s; \quad (1)$$

здесь  $V_e$  и  $V_s$  – соответственно тепловая скорость электронов и скорость звука в нагреваемой области слоя;  $\Delta_0$  и  $\rho_0$  – начальная толщина и плотность слоя;  $\tau_{ei}$  – время электрон-ионных столкновений [2]:

$$\tau_{ei} \approx 3.4 \cdot 10^{-15} T_e^{3/2} A / z^2 \rho \text{ с}, \quad (2)$$

где  $A$  – атомный номер ионов; здесь и далее  $\rho$  в г/см<sup>3</sup>,  $T$  в кэВ. При воздействии излучения с интенсивностью  $I$  температуру в неразлетающейся нагретой области можно оценить как  $T_e = T_i \sim B^{-1} (I / \rho_0)^{2/3}$  ( $B \approx 10^{15} (z + 1) / A (\gamma - 1)$  эрг/г кэВ – удельная теплоемкость;  $\gamma$  – показатель адиабаты).

В многослойной среде толщины отдельных слоев могут быть выбраны так, чтобы каждая из них заведомо удовлетворяла бы условию теплового взрыва. При этом масса ПДС, вовлекаемая в процесс гидротепловой диссипации,  $m_p$ , соответствует длине  $h$  обратно-тормозного поглощения лазерного излучения в образующейся плазме с  $\rho \leq \rho_{cr}$ :

$$h \approx c \tau_{ei} (\omega_L / \omega_p)^2, \quad m_p = \rho h, \quad (3)$$

где  $c$  – скорость света;  $\omega_p = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}$  – плазменная частота;  $n_e$ ,  $e$  и  $m_e$  – плотность, заряд и масса электронов;  $\omega_L$  – частота лазерного излучения;  $\rho_{cr} \approx 1.63 \cdot 10^{-3} A / z \lambda^2$  г/см<sup>3</sup> (здесь и далее длина волны излучения  $\lambda$  в мкм).

Сравнивая (1) и (3) при одинаковой интенсивности лазерного излучения, когда отношение температур плазмы этих мишеней составляет  $(\rho_0/\rho_{cr})^{2/3}$ , для отношения предельных масс вещества многослойной просветляющейся мишени (для определенности с  $\rho = \rho_{cr}$ ) и двухслойной мишени получаем

$$\frac{m_p}{m_d} \cong \frac{c}{V_s} \left( \frac{V_s}{V_e} \right)^2 \frac{\rho_0}{\rho_{cr}}.$$

Все расчеты работы для высокотемпературной плазмы легких элементов выполнены в приближении полной ионизации при  $A/z \approx 2$  и  $\gamma = 5/3$ . Тогда

$$m_p/m_d \cong 2.5 \cdot 10^2 \lambda^{8/3} \rho_0^{4/3} / (I \lambda^2)^{1/3};$$

здесь и далее  $I$  в  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $I \lambda^2$  в  $10^{14}$  Вт·мкм<sup>2</sup>/см<sup>2</sup>. При значениях  $I \lambda^2 = 1 - 10$  и  $\lambda = 0.35$  мкм, интересных для создания высокотемпературной плазмы, отношение  $m_p/m_k$  для легких веществ с  $\rho_0 = 0.2 - 1$  г/см<sup>3</sup> составляет 3-10.

Эффект гидротепловой диссипации используется для достижения высокой ионной температуры еще в одном типе лазерных мишеней – мишени с обращенной короной (МОК) [5]. В МОК слой вещества, содержащего термоядерное горючее, нанесен на внутреннюю поверхность массивной оболочки и облучается лазерными пучками, которые вводятся в мишень через систему отверстий. Однако возможности МОК как нейтронного источника ограничены сложным способом облучения мишени и потерями энергии за счет теплопроводности в массивную оболочку.

Работы [4, 5] наиболее близки к теме данной работы по способу ускорения плазменных потоков. Вместе с тем следует отметить, что идея создания термоядерной плазмы при столкновении плазменных потоков восходит к работе [6], в которой для их ускорения предлагалось использовать электродинамические методы. В настоящее время такие методы активно используются в комбинации с различного рода магнитными ловушками (см. обзор [7]), а также в проблеме магнитоплазменного компрессора [8]. Кроме того, можно высказать предложение об использовании столкновений электроразрядных плазменных потоков в периодических системах плоских электродов для получения плазмы с контролируемой протяженностью вдоль оси системы.

Методом столкновения плазменных потоков на современном уровне развития техники импульсного ускорения вещества может быть образована плазма с параметром  $n\tau \sim (10^{11} - 10^{12}) \cdot \text{с}/\text{см}^3$ , что отвечает коэффициенту термоядерного усиления  $10^{-3} - 10^{-2}$ . При этом газодинамический способ ускорения при лазерном нагреве вещества отвечает более высокой степени концентрации энергии в плазменный поток ( $10^{14} - 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>), но более короткому времени ускорения вещества ( $\sim 10^{-9} - 10^{-8}$  с), чем электродинамический способ (соответственно,  $\sim 10^{11} - 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $\sim 10^{-6} - 10^{-5}$  с). В результате, до скоростей  $\sim 10^8$  см/с, отвечающим энергии сталкивающихся ядер  $\sim 20$  кэВ, газодинамическим способом при лазерном нагреве могут быть ускорены потоки со значительно большей плотностью частиц  $n \sim 10^{20} - 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, но значительно меньшим временем взаимодействия частиц  $\tau \sim 10^{-9}$  с, чем электродинамическим:  $n \sim 10^{17} - 10^{18}$  см<sup>-3</sup>,  $\tau \sim 10^{-6}$  с.

**2.** Оценку параметров неравновесной лазерной плазмы многослойных ПДС проведем для среды со средней плотностью, равной критической. Такое вещество, обладая максимально допустимой плотностью для ПДС, обеспечивает высокую эффективность гидротепловой диссипации.

Будем считать, что поглощение лазерного излучения в отдельном слое происходит до момента "просветления", когда плотность слоя становится равной критической,

после чего слой становится прозрачным. Согласно автомодельному решению об изотермическом разлете [9], эффективность преобразования тепловой энергии плазмы  $E_h$  в кинетическую энергию ионов  $E_k$ , равна  $\beta_c \equiv E_k/E_h = 3(\gamma - 1)/(3\gamma - 1)$ . Для  $\gamma = 5/3$   $\beta_c = 1/2$ .

Считая, что средняя по массе слоя скорость ионов  $V_i = (2\beta_c I t / \rho_0 \Delta_0)^{1/2}$ , для кинетической энергии иона в момент "просветления" легко получить:

$$\epsilon_k \approx \frac{m_i}{2} \left( \frac{3I\beta_c}{\rho_{cr}} \right)^{2/3} \quad (4)$$

Отсюда для средних температур ионов и электронов плазмы следует:

$$T_i \equiv (\gamma - 1) \frac{\epsilon_k}{k} \cong 1.32 A (I \lambda^2)^{2/3}, \quad T_e \equiv \frac{(1 - \beta_c) T_i}{z} \cong 2.64 (I \lambda^2)^{2/3}; \quad (5)$$

здесь  $k$  – постоянная Больцмана.

При столкновении относительно плотных потоков лазерной плазмы ПДС основным механизмом термализации ионов являются ион-ионные столкновения. Кроме того, дополнительный вклад в процесс термализации ионов могут вносить коллективные процессы, связанные с развитием двухпучковой ионной неустойчивости. Время релаксации ионов за счет обратного процесса затухания Ландау на ионно-звуковых волнах в рамках линейной теории [10] можно оценить как

$$\tau_{di} \approx 2 (4\epsilon_k/T_b)^2 \omega_{pi}^{-1},$$

где  $\omega_{pi}$  – ионная плазменная частота,  $T_b$  – температура ионов в потоке. Используя выражение для времени ион-ионной релаксации (см. выше), имеем:

$$\frac{\tau_{ii}}{\tau_{di}} \approx 1.5 \left( \frac{T_b}{\epsilon_k} \right)^2 \frac{\epsilon_k^{3/2}}{z^3 \rho^{1/2}} \left( \frac{A}{z} \right)^{1/2}$$

Для условий воздействия лазерного импульса на ПДС, рассматриваемых в работе:  $\rho \approx 0.003 - 0.03$  г/см<sup>3</sup>,  $\epsilon_k/T \approx 10 - 20$ ,  $\epsilon_k \approx 10 - 20$  кэВ, вклад двухпучковой неустойчивости в процесс термализации составляет (10-30)%.

Условиями согласования параметров лазерного пучка и ПДС, отвечающими максимально возможным величинам массы плазмы и времени ее удержания, являются условие равенства длительности лазерного импульса  $\tau_L$  и времени распространения волны тепловых взрывов на глубину тормозного поглощения лазерного излучения  $\tau_L = t_h$  ( $t_h = h/V_i$ ) и условие превышения диаметра лазерного пучка размера плазмы в продольном направлении,  $2R_L \geq h$  (условие малости энергетических потерь за счет бокового разлета плазмы). Согласно (4) и (5), при выполнении этих условий масса образующейся плазмы и время ее существования равны, соответственно,

$$m_p \equiv \rho_{cr} h \approx 2 \cdot 10^{-3} I \lambda^2 / A \text{ г/см}^2, \quad t_h = \tau_L \approx 9.4 \cdot 10^{-9} \lambda^2 (I \lambda^2)^{2/3} / A \text{ с.} \quad (6)$$

Отсюда радиус сечения лазерного пучка с длительностью  $\tau_L = t_h$  есть

$$R_L \approx 5.4 \cdot 10^{-4} E_L^{1/2} A^{1/2} (I \lambda^2)^{-5/6} \text{ см;} \quad (7)$$

здесь и далее энергия лазерного импульса  $E_L$  в Дж. Используя (7), получаем, что условия согласования выполняются при

$$E_L \geq 2.95 \cdot 10^5 \lambda^4 (I \lambda^2)^{11/3} / A^3 \text{ Дж.} \quad (8)$$

В качестве ПДС, рассмотрим мишени из слоев вещества  $(CD)_n$  ( $\rho_0 \cong 1 \text{ г/см}^3$ ,  $A = 7$ , концентрация дейтерия  $C_D = 1/2$ ), из слоев вещества  $BeDT$  ( $\rho_0 \cong 1 \text{ г/см}^3$ ,  $A = 14/3$ ,  $C_D = C_T = 1/3$ ) и из слоев пластика  $(CH)_n$ , на обе поверхности которых наморожены равнотолщинные слои DT-льда, при массовом содержании  $2/3$   $(CH)_{1/3}(DT)_{2/3}$ -мишени ( $\rho_0 \cong 0.27 \text{ г/см}^3$ ,  $A = 3.1$ ,  $C_D = C_T = 0.42$ ).

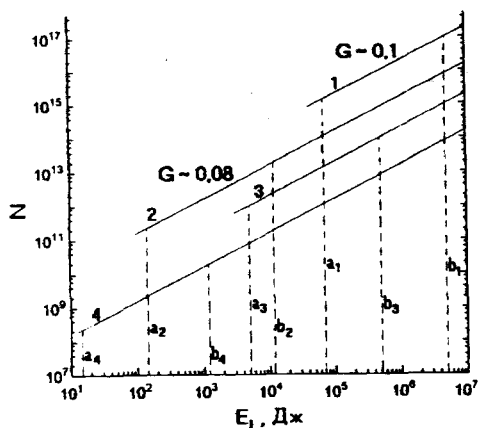


Рис.1. Зависимости нейтронного выхода от энергии согласованного лазерного пучка для ПДС из слоев  $(CH)_{1/3}(DT)_{2/3}$  (прямые 1 ( $I\lambda^2 = 5$ ) и 2 ( $I\lambda^2 = 1$ )) и слоев  $(CD)_n$  (прямые 3 ( $I\lambda^2 = 5$ ) и 4 ( $I\lambda^2 = 1$ )). Пунктирные прямые  $a_i$  и  $b_i$  - граничные энергии, соответственно, для длин волн  $\lambda = 0.35$  и  $\lambda = 1.06$  мкм

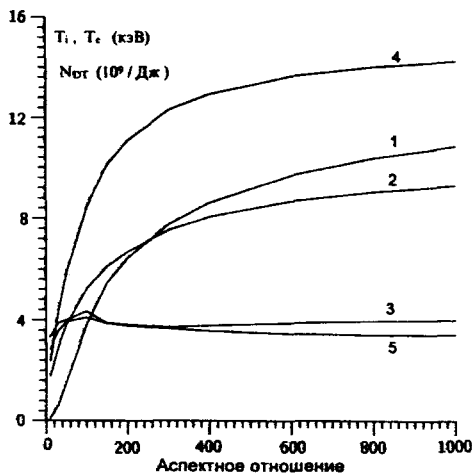


Рис.2. Зависимости удельного нейтронного выхода на 1 Дж лазерной энергии для  $BeDT$ -мишени (1), средних в центральной ячейке мишеней температур ионов (кривые 2 -  $BeDT$ -мишень, 4 -  $(CD)_n$ -мишень) и электронов (кривые 3 -  $BeDT$ -мишень, 5 -  $(CD)_n$ -мишень) от аспектного отношения. Удельный нейтронный выход для  $(CD)_n$ -мишени в 120-150 раз меньше, чем для  $BeDT$ -мишени

Согласно формулам (5) и (6), например, для  $(CH)_{1/3}(DT)_{2/3}$ -мишеней  $T_i \approx 5$  кэВ,  $T_e \approx 2.6$  кэВ при  $I\lambda^2 = 1$  и  $T_i \approx 23$  кэВ,  $T_e \approx 14$  кэВ - при  $I\lambda^2 = 10$ , а масса и время существования плазмы:  $7 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^2$  и  $380$  пс при  $I\lambda^2 = 1$  ( $\lambda = 0.35$  мкм,  $I \sim 10^{15} \text{ Вт/см}^2$ ) и  $7 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2$  и  $1.8$  нс при  $I\lambda^2 = 10$  ( $\lambda = 0.35$  мкм,  $I \sim 10^{16} \text{ Вт/см}^2$ ).

В следующем разделе проведен расчет нейтронного выхода в приближении максвелловского распределения ионов плазмы ПДС. Однако следует отметить, что более строгий расчет должен включать учет вклада реакций групп быстрых ионов, которые могут формироваться за счет коллективных процессов на стадиях взаимодействия лазерного излучения с веществом при  $I\lambda^2 > 1$  и столкновения плазменных потоков.

3. Используя аппроксимацию зависимости скоростей DT и DD-реакций от температуры в виде степенной функции с показателем степени  $7/3$  при  $T_i = 5 - 30$  кэВ, для нейтронного выхода при воздействии согласованного лазерного импульса на многослойную ПДС можно получить

$$N = 6.2 \cdot 10^{28} W_{12} C_1 C_2 E_L (I\lambda^2)^{14/9} A^{-2/3};$$

здесь  $C_i$  - концентрации участвующих в реакции синтеза ядер плазмы,  $W_{DT} = 4 \cdot 10^{-19} \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $W_{DD} = 4 \cdot 10^{-21} \text{ см}^3/\text{с}$ .

На рис.1 показаны зависимости нейтронного выхода для мишеней из слоев  $(CD)_n$  и  $(CH)_{1/3}(DT)_{2/3}$  от энергии согласованного лазерного импульса. При энергиях, ниже граничных, нейтронный выход падает по сравнению с согласованным импульсом за счет потерь энергии, связанных с боковым разлетом плазмы. В частности, данные рис.1 показывают, что при использовании ПДС выход DT-нейтронов  $10^{16}$  (при коэффициенте термоядерного усиления  $G \sim 0.1$ ) может быть достигнут при энергии лазерного излучения 3-ей гармоники Nd-лазера  $\sim 400$  кДж и интенсивности  $5 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> (параметр  $I\lambda^2 = 5$ ). Согласно (8) и (9), длительность импульса и радиус пучка должны составлять  $\sim 1.2$  нс и 450 мкм, соответственно. На рис.2 представлены результаты расчета по одномерной программе "Диана" (описание программы приведено в [1]) мишеней из 10 слоев, соответственно,  $(CD)_n$  и BeDT толщиной 1 мкм и с различными отношениями расстояния между слоями к их толщине (аспектное отношение). Расчеты выполнены для энергии 3-ей гармоники Nd-лазера 409 кДж/см<sup>2</sup> и длительности импульса 300 пс ( $I\lambda^2 = 1.5$ ). Результаты расчетов наглядно демонстрируют эффект гидротепловой диссипации ( $T_i/T_e \approx 2.5$  для мишени из BeDT-слоев и  $T_i/T_e \approx 4$  для мишени из  $(CD)_n$ -слоев) и подтверждают возможность интенсивной генерации термоядерных нейтронов в лазерной плазме ПДС.

Отметим, что имеются возможности увеличения нейтронного выхода при увеличении коэффициента усиления до 1-5 за счет усложнения структуры ПДС и конструкции мишени. Одним из вариантов такой мишени может быть массивная оболочка-контейнер с отверстием для ввода лазерного пучка, заполненная оболочечной ПДС (касающиеся друг друга "взрывающиеся оболочки" из вещества, содержащего термоядерное горючее, толщиной около 1 мкм и диаметром 100 мкм). Замена слоистой ПДС на оболочечную может привести к увеличению коэффициента усиления в 10 – 15 раз за счет сжатия плазмы при сферической кумуляции оболочек, а наличие контейнера – еще к (2-4)- кратному увеличению коэффициента усиления за счет увеличения времени удержания плазмы. Таким образом, при воздействии лазерного импульса на мишени, содержащие просветляющиеся диссипативные среды, имеется возможность создания мощного источника термоядерных нейтронов в простой однопучковой схеме облучения мишени.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научно-технического центра (грант 029-94).

- 
1. С.Ю.Гуськов, В.Б.Розанов, Н.В.Змитренко, ЖЭТФ **108**, 548 (1995).
  2. С.И.Брагинский, *Явления переноса в плазме*, в сб. "Вопросы теории плазмы" под ред. М.А. Леонтовича, М.: Атомиздат, 1963, т. 1, с. 183.
  3. С.Ю.Гуськов, Н.Н.Демченко, В.Б. Розанов и др., в сб. Тезисы докладов XXIV конф. по физике плазмы и УТС (Звенигород, 1997), РИАС ФИАН, Москва (1997), с. 94.
  4. E.K. Storm, *Laser Program Annual Report*, LLNL UCRL-50021-76, p.83.
  5. А.В.Бессараб, В.А.Гайдаш, Г.В.Долголева и др., ЖЭТФ **102**, 1800 (1992).
  6. Л.А.Арцимович, С.Ю.Лукьянов, И.М.Подгорный, С.А. Чуватин, ЖЭТФ **33**, 3 (1957).
  7. И.К.Конкашбаев, Ю.М.Скворцов, Ф.Р.Улинич, в сб: *Итоги науки и техники*, сер. физика плазмы, ВИНТИ, Москва, 1989, т. 9, с.55.
  8. А.И.Морозов, Вестник АН СССР **6**, 28 (1969).
  9. В.С.Имшенник, ДАН СССР **131**, 1287 (1959).
  10. Е.М.Лившиц, Л.П.Питаевский, *Физическая кинетика*, М.: Наука, 1979, с. 248.