

УДК 621.378.826:533.9

КИНЕТИКА ПРОЦЕССА ПЕРЕЗАРЯДНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛОТНЫХ ПОТОКОВ

И. Ф. Шайхисламов

Институт лазерной физики СО РАН, 630090 Новосибирск

Рассмотрена нелинейная задача перезарядки потока ионов на нейтралах. В плоской геометрии найдено точное решение уравнений перезарядного взаимодействия. Получены параметры, определяющие эффективность взаимопроникновения плотных потоков и структуру слоя интенсивного взаимодействия.

Введение. Процесс перезарядки является одним из основных механизмов получения возбужденных ионов наряду с электронным ударным возбуждением и рекомбинацией. Квазирезонансный характер процесса позволяет создавать инверсию населенности уровней высокозарядных ионов при их перезарядке на атомах, молекулах или низкозарядных ионах [1]. Так, в реакциях $C^{+6} + H^0 \rightarrow C^{+5} + H^+$ [2] или $O^{+6} + H^0 \rightarrow O^{+5} + H^+$ [3] захватываемый электрон с вероятностью более 90% попадает на уровень с главным квантовым числом $n = 4$. При высоких концентрациях реагентов (более 10^{16} см^{-3}) интенсивность перезарядной накачки указанных ионов делает возможным получение больших значений коэффициентов усиления излучения в вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) и рентгеновской областях спектра на длине волны 18,2 нм для первой реакции и 52 нм для второй. В настоящее время перезарядка как элементарный процесс подробно исследована на большом количестве реакций. Экспериментально можно получать точные данные о сечениях отдельных каналов захвата электрона, а разработанные теоретические модели позволяют достаточно точно предсказывать эти сечения для еще не исследованных реакций.

Однако не изучена кинетика процесса перезарядного взаимодействия потоков, в частности в сильнонелинейном режиме, когда длина перезарядки меньше характерных газодинамических масштабов. Задача состоит в определении динамики и свойств зоны интенсивного взаимопроникновения потоков (обычно потока высокозарядных ионов, движущихся через среду нейтральных частиц). Единственная работа [4], в которой рассматривалась эта проблема, носила оценочный характер. Показано, что максимальная эффективность перемешивания не превышает 25% и достигается при половинных концентрациях реагентов, а структура зоны взаимодействия определяется не только структурой фронтов, но и длиной перезарядки. Однако количественный параметр, определяющий эту структуру и эффективность взаимопроникновения, не выявлен. В результате получено жесткое ограничение на величину максимально достижимой накачки, что сделало данный подход в ВУФ-диапазоне неперспективным. Впоследствии использованные эмпирические ограничения оказались превышенными на порядки величины. Например, максимальный поток ионов, который может быть эффективно перезаряден на нейтралах: $J_{\max} = n_i V_i = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [4], на три порядка величины меньше полученного в работе [5] $J_{\text{exp}} = n_i V_i = 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Ограничение на длину перезарядки ($L_p/V_i > 10^{-7} \text{ с}$),

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-02-17040).

связанное с развитием возможных неустойчивостей, было превышено на два порядка величины. Понимание роли параметров, определяющих эффективность перезарядного перемешивания плотных потоков и структуру зоны интенсивного взаимодействия, необходимо для экспериментальной реализации лазерной генерации в ВУФ-диапазоне на основе перезарядной накачки [6] и объяснения того, что результаты предшествующих экспериментов [2] оказались намного меньше предсказываемых теорией.

Настоящая работа посвящена построению аналитической модели перезарядного взаимодействия потоков и сравнению расчетов с данными эксперимента.

Модель перезарядного взаимодействия потоков. Рассмотрим поток ионов заряда i и концентрации $n_i(r, t)$, движущийся с постоянной скоростью V_i через неподвижную среду нейтральных частиц концентрации $n_a(r)$. В кинетике взаимодействия потоков перезарядка учитывается в уравнении непрерывности

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div}(n_i \mathbf{V}_i) = -n_a n_i \sigma_i V_i + n_a n_{i+1} \sigma_{i+1} V_{i+1}, \quad \frac{\partial n_a}{\partial t} = -n_a \sum_i n_i \sigma_i V_i, \quad (1)$$

где σ_i — сечение процесса. Уравнения (1) записаны с учетом каскадной перезарядки всех сортов ионов данного элемента. Систему следует дополнить уравнением движения.

Для выяснения характера перезарядного взаимодействия пренебрегаем внешними силами и упругим и неупругим рассеянием частиц. Последнее приближение вполне обосновано, поскольку сечения перезарядки высокозарядных ионов (более 10^{-15} см²) обычно на порядок больше газодинамических сечений рассеяния. Далее будем рассматривать перезарядку только одного исходного ионного компонента заряда i . Влиянием ионных компонентов меньшего заряда, образующихся в процессе взаимодействия потоков, пренебрегаем, считая, что их сечения перезарядки (σ_{i-1} , σ_{i-2} и т. д.) намного меньше. Данное приближение достаточно условное, поскольку с изменением величины заряда сечения уменьшаются всего в 2–3 раза. Однако для исследования характера перезарядки плотных потоков это не имеет значения. Предполагается также, что ионы и атомы вступают в процесс перезарядки, находясь в основном квантовом состоянии (для которого и справедливы взятые сечения), хотя в результате взаимодействия образуются возбужденные ионы. Данное приближение основано на том, что радиационные времена девозбуждения высокозарядных ионов обычно намного меньше характерных газодинамических времен $\tau = \delta/V_i$ (δ — масштаб неоднородности концентрации). Например, в эксперименте, результаты которого приведены ниже, их отношение составляет менее 0,1.

Таким образом, упрощенные уравнения перезарядного взаимодействия имеют вид

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div}(n_i \mathbf{V}_i) \equiv \frac{\partial n_a}{\partial t} \equiv -I_{i-1} = -n_a n_i \sigma_i V_i, \quad (2)$$

где I_{i-1} — интенсивность образования возбужденных ионов в результате перезарядки. Ранее [7] уравнение (2) решено в режиме слабого взаимодействия. Рассмотрен инерционный разлет сферически-симметричного облака лазерной плазмы в разреженной однородной атмосфере нейтральных частиц. В нулевом приближении имеется решение

$$n_i = n_i^0 \exp(-n_a^0 \sigma_i r), \quad n_a = n_a^0,$$

где $n_i^0(r, t)$, n_a^0 — невозмущенные концентрации реагентов. В следующем приближении получено решение

$$n_a(r) = n_a^0 \exp(-R_c^2/r^2), \quad n_i = n_i^0 \exp\left(-\int_0^r n_a(r) \sigma_i dr\right), \quad (3)$$

где $R_c = \sqrt{N_i^{tot} \sigma_i / (4\pi)}$ — радиус полной перезарядки нейтралов; N_i^{tot} — полное число ионов в сферическом потоке. Данное решение применимо, если длина перезарядки ионов

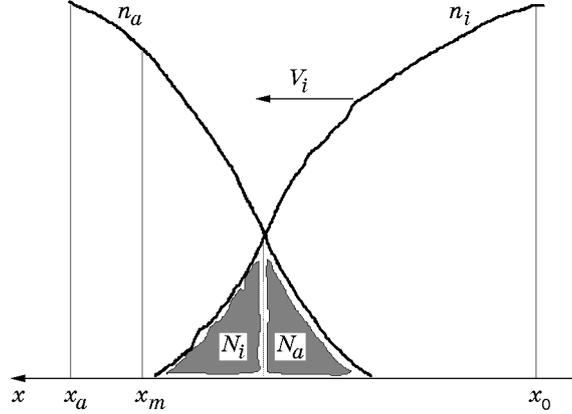


Рис. 1

$L_p = (n_a^0 \sigma_i)^{-1}$ много больше R_c , т. е. взаимодействие является слабым, если на характерной длине L_p полное число ионов в потоке, пролетающих через единичную площадку, много меньше σ_i^{-1} . Решение (3) использовалось в диагностической задаче нахождения концентрации ионов по свечению в определенных линиях, возбуждаемых в процессе перезарядки [7]. Для задач генерации интенсивного ВУФ-излучения необходимо решать уравнения (2) в режиме сильного взаимодействия.

Рассмотрим задачу в одномерной геометрии. Имеется плоский поток ионов с произвольным профилем концентрации, налетающий с постоянной скоростью на среду нейтральных частиц с произвольным профилем плотности (рис. 1). Введем величину интегрального потока ионов $N_i = \int n_i(x, t) V_i dt$, которая имеет смысл полного числа ионов, пролетевших через единичную площадку к моменту времени t в точке наблюдения x . Эту

величину можно записать через интеграл по пространству: $N_i = \int_{-\infty}^x n_i(x, t) dx$ (интегрирование ведется от точки, расположенной бесконечно далеко в направлении вектора скорости). Концентрация ионов выражается через нее как $n_i = \partial N_i / \partial x$ либо $n_i = \partial N_i / V_i \partial t$. Разрешая уравнение (2) относительно n_a , получим

$$n_a(x, t) = n_a^0(x) \exp(-N_i \sigma_i),$$

где $n_a^0(x)$ — невозмущенная концентрация нейтралов. Выражая в (2) n_i через N_i , получаем

$$\frac{\partial^2 N_i}{\partial t^2} + V_i \frac{\partial^2 N_i}{\partial x \partial t} = -n_a^0(x) \sigma_i V_i \frac{\partial N_i}{\partial t} \exp(-N_i \sigma_i).$$

Поскольку в выбранной системе координат невозмущенная концентрация нейтралов не зависит от времени, то данное уравнение интегрируется:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + V_i \frac{\partial N_i}{\partial x} = -n_a^0(x) V_i [1 - \exp(-N_i \sigma_i)].$$

Введем координату $dX = V_i dt$ произвольно выбранного движущегося элемента плазмы, тогда в системе отсчета ионов имеем

$$\frac{\partial N_i}{\partial X} = -n_a^0(X) [1 - \exp(-N_i \sigma_i)]. \quad (4)$$

В системе отсчета ионов невозмущенная величина N_i^0 является интегралом движения, поэтому константа интегрирования выбрана с условием, что в отсутствие взаимодействия

(сечение процесса или концентрация нейтралов равны нулю) $dN_i/dX = 0$. После интегрирования (4) получим $N_i\sigma_i = \ln[1 + \exp(-N_a^0\sigma_i)(\exp(N_i^0\sigma_i) - 1)]$, где $N_a^0 = \int_{-\infty}^X n_a^0 dx$ —

полное число нейтралов (на единичную площадку) на пути движения выбранного элемента плазмы до точки X . Отсюда находим окончательные выражения для концентраций реагентов в произвольный момент времени и в произвольной точке пространства:

$$n_a = n_a^0 [1 + \exp(-N_a^0\sigma_i)(\exp(N_i^0\sigma_i) - 1)]^{-1}, \quad n_i = n_i^0 [1 + \exp(-N_i^0\sigma_i)(\exp(N_a^0\sigma_i) - 1)]^{-1}. \quad (5)$$

Данное решение можно получить исходя из простых физических соображений. Пусть в некоторой точке X через единичную площадку до прихода заданного элемента плазмы пролетает $N_i(X)$ ионов. При достижении элементом плазмы точки $X + dX$ эта величина равна $N_i(X + dX)$. Согласно закону сохранения частиц уменьшение полного числа ионов на этом пути должно быть равно уменьшению числа нейтралов $dN_a = (n_a^0 - n_a) dX = -n_a^0(1 - \exp(N_i\sigma_i)) dX$, откуда следует уравнение (4).

Для другой геометрии задачи аналитическое решение уравнений (2) отсутствует. Однако из уравнений в частных производных эти решения можно свести к однородному дифференциальному уравнению первого порядка, которое решается методами численного интегрирования. Наибольший интерес представляет сферическая геометрия, соответствующая экспериментам, в которых ионы создаются лазерным облучением плоской мишени. Поток плазмы можно считать расширяющимся автомодельно ($V_i = r/t$) из точки $r = 0$. В этом случае вместо интегрального потока через единичную площадку следует ввести поток ионов в единичном телесном угле, который в сферической геометрии является интегралом движения: $N_i = r^2 \int_0^t n_i(r, t) V_i dt$. Тогда из закона сохранения частиц следует уравнение

$$\frac{dN_i}{dR} = -n_a^0(R) R^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{N_i\sigma_i}{R^2}\right) \right], \quad (6)$$

где $R = V_i t$. Уравнение (6) решается с граничным условием $N_i(R = 0) = N_i^0$. Концентрация нейтралов в момент прохождения выбранного элемента плазмы равна $n_a(R) = n_a^0(R) \exp(-N_i\sigma_i/R^2)$. Поскольку ионы движутся по прямой линии, то решение может быть получено независимо для любого направления разлета, если для него известно невозмущенное распределение концентраций реагентов.

Эффективность взаимопроникновения (перемешивания потоков) определяется как отношение произведения концентраций реагентов, достигаемых в ходе взаимодействия, к их произведению в отсутствие взаимодействия: $\eta = n_i n_a / (n_i^0 n_a^0)$. Для решения (5) имеем

$$\eta = \frac{\exp(-N_i^0\sigma_i + N_a^0\sigma_i)}{[1 + \exp(-N_i^0\sigma_i + N_a^0\sigma_i) - \exp(-N_i^0\sigma_i)]^2}. \quad (7)$$

С экспериментальной точки зрения представляет интерес реально достижимая максимальная интенсивность перезарядной накачки по сравнению с идеальной величиной, рассчитанной по заданным характерным концентрациям реагентов n_i^m, n_a^m в исходных невозмущенных потоках. Общую эффективность взаимодействия определим как $\eta^* = (n_i n_a)_{\max} / (n_i^m n_a^m)$.

Сравнение аналитического решения с экспериментальными результатами.

Постановка и результаты экспериментов по перезарядке потока лазерной плазмы на компактном газовом облаке подробно описаны в работе [5]. Геометрия эксперимента схематично показана на рис. 2 (1 — газовая мишень, 2 — плазменная мишень, 3 — область интенсивной перезарядки потоков, R — расстояние между мишенями). Газовое облако создавалось

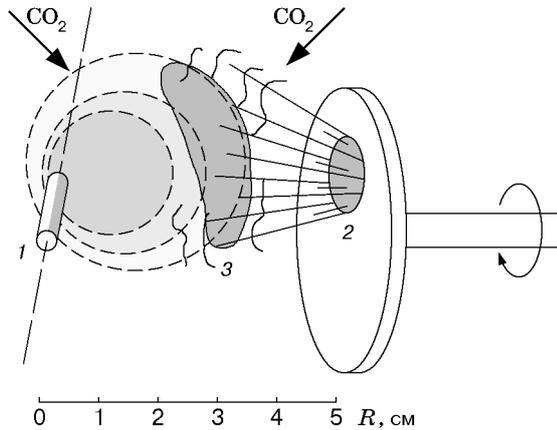


Рис. 2

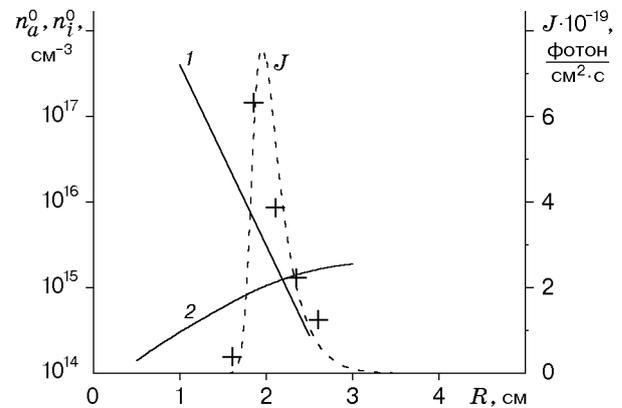


Рис. 3

облучением CO_2 -лазером (длительность 3 мкс, интенсивность 3 МВт/см^2) капролоновой $(\text{C}_6\text{H}_{11}\text{ON})_n$ мишени, выполненной в виде цилиндра диаметром 0,5 см и длиной 3 см. После разлета облака со скоростью фронта около $5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ в течение 4,5 мкс второй пучок CO_2 -излучения (длительность 100 нс, интенсивность 1 ГВт/см^2) создавал на второй плоской мишени поток плазмы, разлетающейся в конусе с углом примерно 60° со скоростью максимума $1,6 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ и содержащей на фронте преимущественно ионы углерода C^{+4} . В ходе реакции перезарядки между указанными ионами и атомами водорода газового облака образуется ион C^{+3} , возбужденный на уровень $3p$. Данная реакция подробно исследована в работе [3], где измерено сечение процесса $\sigma = 2,5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. Для определения интенсивности перезарядной накачки уровня $3p$ и, следовательно, интенсивности взаимодействия измерялось свечение в линии 580,1 нм перехода $3p-3s$. Поскольку силы осцилляторов для литиеподобных ионов известны достаточно точно, можно рассчитать вероятность излучения на указанном переходе на одном акте перезарядки. Для параметров плазмы в зоне взаимодействия $n_e \geq 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T_e < 10 \text{ эВ}$ подуровни $3s$, $3p$, $3d$ можно считать столкновительно перемешанными и населенными в соответствии с их статистическими весами, так как частота переходов $3p-3d$ за счет столкновений не менее 10^{10} с^{-1} , а скорость радиационного девозбуждения подуровня $3p$ составляет $5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. Девозбуждение уровня 3 происходит за счет радиационных переходов на уровень 2. В этом случае интенсивность излучения в линии 580,1 нм равна интенсивности перезарядки с коэффициентом пропорциональности $(6/18)A_{3p-3s}\tau_3 \approx 10^{-3}$, где $A_{3p-3s} = 3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ — вероятность перехода $3p-3s$; $\tau_3 \approx 10^{-10} \text{ с}$ — полное радиационное время жизни уровня 3 , просуммированное по подуровням. Концентрация ионов C^{+3} , находящихся в возбужденном состоянии $3p$, вычисляется следующим образом: $n_{+3}(3p) = (6/18)\tau_3 n_a \sigma V n_{+4}$. Исходные параметры потока ионов C^{+4} измерялись методом [7] по свечению в указанной линии при разлете плазмы в разреженной атмосфере H_2 . Интенсивность свечения в линии измерялась монохроматором МДР-12 с фотоэлектрической регистрацией. Вся система спектральной диагностики была предварительно прокалибрована для абсолютных измерений в выбранном оптическом диапазоне. Концентрация газового облака измерялась пьезодатчиком давления [8].

На рис. 3 представлено распределение концентрации газового облака n_a^0 (кривая 1), с которым взаимодействовала плазма, и концентрации n_i^0 ионов C^{+4} (кривая 2), измеренных в отсутствие газового облака в момент 200 нс после начала облучения плазменной мишени. Крестиками показано пространственное распределение интенсивности J свечения в линии 580,1 нм иона C^{+3} , измеренное в тот же момент времени, для случая, когда плазма разлеталась при наличии газового облака. Штриховая линия — расчет по модели

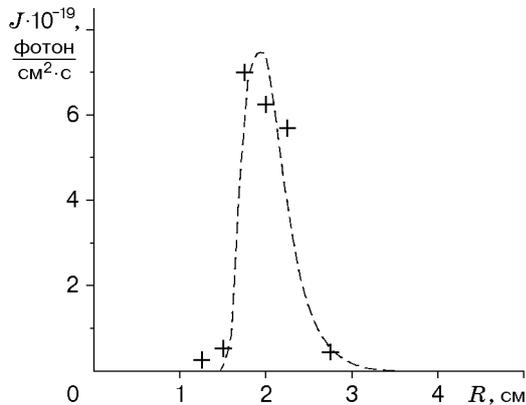


Рис. 4

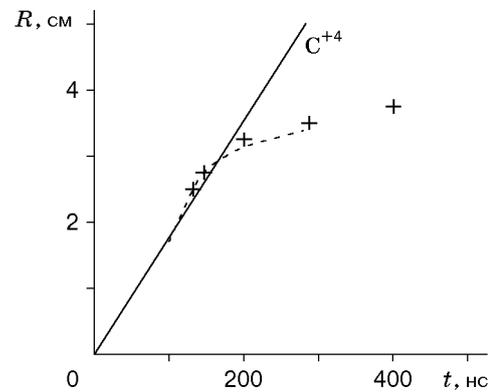


Рис. 5

перезарядного взаимодействия. Измерения выполнены вдоль оси, соединяющей газовую и плазменную мишени.

На рис. 4 приведено распределение максимальной по времени величины J указанного свечения, измеренной в различных точках (крестики — результаты измерений, штриховая линия — расчет по модели). На рис. 5 приведена $(R-t)$ -диаграмма движения этого максимума, т. е. представлена динамика проникновения потока ионов в газовое облако (крестики — результаты измерений, штриховая линия — расчет по модели, сплошная — диаграмма движения исходных ионов C^{+4} в отсутствие газового облака). Центр газового облака расположен на расстоянии $R = 5$ см. Видно, что интенсивное взаимодействие сосредоточено в узком слое толщиной примерно 1 см, который имеет резкие границы и по мере проникновения плазмы в плотные слои газового облака быстро тормозится. В точке максимального взаимодействия, где концентрация нейтралов достигала значения 10^{16} см $^{-3}$, длина перезарядки (менее 0,1 см) была заметно меньше масштаба неоднородности газового облака, имевшего экспоненциальный профиль с характерной длиной примерно 0,22 см.

Для расчета интенсивности накачки и свечения в линии 580,1 нм решалось уравнение (6) в сферической геометрии. В качестве невозмущенных параметров потоков взяты величины n_a^0 и n_i^0 , измеренные в эксперименте. Следует отметить, что учет трехмерности разлета ионов не вносит существенных изменений в результаты, полученные по формулам (5), поскольку толщина слоя интенсивного взаимодействия заметно меньше расстояния от плазменной мишени до него. На рис. 3–5 штриховыми линиями представлены результаты расчетов, причем можно видеть их совпадение с данными эксперимента. Рис. 5 показывает, что торможение слоя интенсивного взаимодействия полностью объясняется в рамках перезарядной модели процессом «выедания» ионов на фронте и смещением этого слоя в глубь потока. Влияние упругого рассеяния ионов на нейтралах незначительно из-за существенно меньшей атомной массы последних. Максимальная интенсивность перезарядной накачки наблюдалась в момент времени $t \approx 200$ нс на расстоянии 3,25 см от плазменной мишени (1,75 см от газовой), где невозмущенные значения полного числа нейтралов на пути плазменного потока (на единицу площади) и полного числа ионов, пролетевших через единичную площадку, соответственно $N_i^0 = 10^{15}$ см $^{-2}$ и $N_a^0 = 2 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$, а значения невозмущенных концентраций $n_i^0 = 10^{15}$ см $^{-3}$ и $n_a^0 = 10^{16}$ см $^{-3}$. Из формулы (7) следует, что эффективность взаимопроникновения должна составить 7%. В эксперименте получено значение 10%. В (7) сферичность разлета можно учесть, вычисляя N_a^0 по

формуле $N_a^0 = \frac{1}{R^2} \int_0^R n_a^0 r^2 dr$. В этом случае расчет дает $\eta = 12\%$.

Обсуждение результатов. Из полученного аналитического решения следует, что эффективность взаимопроникновения и структура слоя интенсивного взаимодействия определяются не локальными концентрациями потоков, а интегральными величинами N_i^0 и N_a^0 , характеризующими структуру потока. Точной мерой «плотности» потоков является величина, обратная сечению перезарядки. Этот критерий согласуется и с решением в режиме слабого взаимодействия (3). В рассматриваемой области пространства среда будет плотной, когда полное число частиц в ней (приходящихся на единичную площадку, перпендикулярную направлению относительного движения) больше $1/\sigma$. Рассмотрим простой случай потоков со структурой типа полочки (с бесконечно крутым фронтом). В момент столкновения фронтов эффективность равна 100 %, поскольку величины N_i^0 , N_a^0 равны нулю. Однако при взаимопроникновении потоков на комбинированную длину перезарядки $(n_i + n_a)/(n_i n_a \sigma_i)$ максимальная эффективность уменьшается примерно до 25 %. Действительно, на этой длине значения величин $N_i^0 \sigma_i$, $N_a^0 \sigma_i$ примерно равны 1. На больших расстояниях в формуле (7) можно пренебречь членом $\exp(-N_i^0 \sigma_i)$ по сравнению с единицей, в результате получим

$$\eta = \frac{\exp(-N_i^0 \sigma_i + N_a^0 \sigma_i)}{[1 + \exp(-N_i^0 \sigma_i + N_a^0 \sigma_i)]^2} \leq 0,25.$$

Поскольку длина перезарядки для плотных потоков намного меньше протяженности потоков (или реально достижимых фронтов), то основное количество ионов перезаряжается при эффективности взаимопроникновения не более 25 %. Точка максимальной интенсивности взаимодействия перемещается со скоростью, в $n_i^0/(n_i^0 + n_a^0)$ раз меньшей скорости относительного движения потоков. Ширина слоя перемешивания, рассчитанная по полувысоте, составляет $\Delta = L_p^* \ln((3 + \sqrt{8})/(3 - \sqrt{8})) \approx 3,5L_p^*$ ($L_p^* = ((n_i^0 + n_a^0)\sigma_i)^{-1}$ — эффективная длина перезарядки). Из данных измерений следует, что в эксперименте была достигнута перезарядка ионов на нейтралах при концентрации последних 10^{16} см⁻³ с эффективностью взаимодействия, близкой к максимальной. Значительное и резкое торжование максимума перезарядной накачки объясняется тем, что по мере проникновения потока ионов в газовое облако число нейтралов на их пути нарастает экспоненциально и максимум взаимодействия смещается в глубь потока.

Рассмотрим взаимодействие потоков, имеющих конечную ширину фронта (см. рис. 1). Для упрощения анализа выберем экспоненциальный характер изменения концентраций от заданного уровня $n_a^0 = n_a^m \exp((x - x_a)/l_a)$, $n_i^0 = n_i^m \exp(-(x - x_0)/l_i)$ с характерной шириной фронтов l_a , l_i . Точка $x_0 = V_i t$ перемещается со скоростью потока ионов, а точка x_a неподвижна. Считаем, что поток плазмы ограничен точкой x_0 . Имеем $N_a^0 = n_a^0 l_a$, $N_i^0 = N_{tot} n_i^0 / n_i^m$, где N_{tot} — полное число ионов в потоке плазмы (на единичную площадку). Ввиду экспоненциальной зависимости величины η от N_a^0 и N_i^0 для плотных потоков максимальная интенсивность перезарядки (в заданный момент времени) будет находиться вблизи точки максимального взаимопроникновения, которая согласно (4) определяется условием $N_a^0 = N_i^0$. Для координаты этой точки получаем выражение $x - x_0 = (x_a - x_0)l_i/(l_a + l_i) + (l_a l_i/(l_a + l_i)) \ln(N_{tot}/(n_a^m l_a))$. Отсюда следует, что точка максимума интенсивности перезарядки может достигнуть требуемой концентрации нейтралов n_a^m ($x_a < x_0$ при выполнении условия $x > x_0$), только если полное число ионов в потоке больше числа нейтралов на фронте: $N_{tot} > n_a^m l_a$. Физический смысл этого требования очевиден: для достижения максимальной концентрации в распределении нейтралов поток ионов должен полностью перезарядить все нейтралы, содержащиеся на фронте. В противном случае ($N_{tot} < n_a^m l_a$) точка максимума интенсивности соответствует координате $x_m = x_a + l_a \ln(N_{tot}/(n_a^m l_a))$. Для абсолютной величины этого максимума в зависимости

от времени получим выражение

$$I = n_i n_a \sigma_i V_i = \frac{n_i^m n_a^m \sigma_i V_i}{4} \frac{N_{tot}}{n_a^m l_a} \exp\left(-2 \frac{x_m - x_0}{l_i + l_a}\right).$$

Промежуток времени, в течение которого реализуется максимальная интенсивность перезарядной накачки, имеет характерную величину $\tau = (l_i + l_a)/(2V_i)$, т. е. порядка времени пролета ограниченного потока ионов. Скорость движения максимума $V_m = V_i l_a/(l_i + l_a)$, а характерная толщина зоны, в которой наблюдается максимальная интенсивность, равна средней длине фронтов: $\Delta x = (l_i + l_a)/2$. Характерная ширина пика максимальной интенсивности в определенный момент времени оценивается величиной $\Delta = 3,5/((n_a + n_i)\sigma_i) \approx 3,5 l_a/(N_{tot}\sigma_i(l_i + l_a))$, которая для плотных потоков ($N_{tot}\sigma_i \gg 1$) может быть много меньше толщины всей зоны максимального взаимодействия Δx .

Таким образом, получаем следующую картину процесса. Интенсивное перезарядное взаимодействие потоков с конечной шириной фронта сосредоточено в узком пике, который проходит со скоростью $V_m = V_i l_a/(l_i + l_a)$ по области размером $\Delta x = (l_i + l_a)/2$, расположенной вблизи слоя газового фронта с концентрацией нейтралов N_{tot}/l_a . Отношение ширины пика к размеру области интенсивного взаимодействия определяется параметром «плотности» ионного потока $N_{tot}\sigma_i$. Общая эффективность взаимодействия составляет $\eta^* = N_{tot}/(4n_a^m l_a)$. Итак, для получения максимальной накачки следует наряду с повышением концентраций реагентов обеспечивать согласование структуры потоков, что выражается в виде условия $N_{tot}/(n_a^m l_a) \approx 1$.

Сказанное выше иллюстрируется примером численного моделирования эксперимента по получению генерации на длине волны 52 нм в реакции $O^{+6} + H^0 \rightarrow O^{+5} + H^+$ [6]. Для увеличения концентрации и интегрального потока ионов в области взаимодействия и получения высокого коэффициента усиления для облучения плазменной мишени предполагается использовать линейный фокус длиной 2 см, а расстояние между мишенями уменьшить до 3 см (см. рис. 2). На рис. 6 приведена диаграмма движения слоя (область, ограниченная кривыми) с полным коэффициентом усиления более 10 на длине волны 52 нм за два прохода излучения в схеме открытого резонатора с одним зеркалом. Плазменная мишень расположена на расстоянии $R = 0$, газовая — $R = 3$ см. В качестве сечения индуцированного лазерного излучения взято значение $\sigma_{ind} = 4 \cdot 10^{-15}$ см², рассчитанное в [9], а населенность верхнего лазерного уровня вычислялась аналогично приведенному выше методу для иона C^{+3} с использованием соответствующих констант переходов.

В предшествующих экспериментах [2] по разлету лазерной плазмы в однородный фоновый газ с концентрацией атомов $n_a \geq 3 \cdot 10^{16}$ см⁻³ и полным числом высокозарядных ионов в единичном телесном угле $N_i^{tot} \approx 10^{14}$ условие согласования потоков $N_i^{tot}/(n_a l_a^3)$

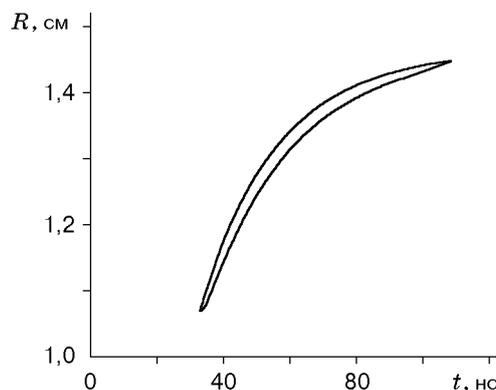


Рис. 6

на масштабе эксперимента $l_a \approx 1$ см не было выполнено и перезарядка происходила при концентрации нейтралов, на два-три порядка меньшей, чем исходная. В эксперименте [5] величина N_i^{tot} была примерно на порядок больше, а l_a вследствие применения компактного газового облака на порядок меньше, что позволило значительно увеличить эффективность взаимодействия.

Закключение. Найденное аналитическое решение задачи перезарядного взаимодействия плоских потоков в сильнонелинейном режиме позволило впервые установить параметр, который определяет эффективность взаимопроникновения и структуру слоя интенсивного взаимодействия. Этот параметр зависит не от абсолютных концентраций реагентов, при которых предполагается осуществить взаимодействие, а от полного числа ионов (нейтралов), расположенных на фронте потоков. Результаты расчета по модели хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Автор выражает благодарность А. Г. Пономаренко и Ю. П. Захарову за полезное обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Виноградов А. В., Собельман И. И.** К перспективе лазерных источников излучения в далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1972. Т. 63, № 6. С. 2113–2120.
2. **Dixon R. H., Elton R. C.** Resonance charge-transfer and population inversion following C^{+5} and C^{+6} interactions with carbon atoms in laser-generated plasma // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38, N 19. P. 1072–1075.
3. **Dijkkamp D., Ciric D., Vlieg E., De Heer F. J.** Subshell-selective electron capture in collisions of C^{+4} , N^{+5} , O^{+6} with H, H_2 and He // J. Phys. B. 1985. V. 18. P. 4763–4793.
4. **Бункин Ф. В., Держиев В. И., Яковленко С. И.** О перспективах усиления света далекого УФ-диапазона (обзор) // Квантовая электрон. 1981. Т. 8, № 8. С. 1621–1649.
5. **Ponomarenko A. G., Shaikhislamov I. F., Zakharov Yu. P., et al.** Charge-exchange pumping of laser-produced plasma colliding with vapor cloud for lasing in XUV // J. Phys. D. 1998. V. 31, N 17. P. 2117–2124.
6. **Zakharov Yu. P., Ponomarenko A. G., Shaikhislamov I. F.** A new scheme of charge-transfer pumping of laser-produced plasma for effective lasing in XUV-range // UK Inst. Phys. Conf. Ser. 1999. N 159. P. 339–348.
7. **Захаров Ю. П., Оришич А. М., Снытников В. Н., Шайхисламов И. Ф.** Использование процесса перезарядки в спектральной диагностике плазменных потоков // ПМТФ. 1994. Т. 35, № 3. С. 174–180.
8. **Zakharov Yu. P., Ponomarenko A. G., Posukh V. G., Shaikhislamov I. F.** Generation of compact vapor clouds by laser ablation and possibility of their diagnostics by piezoprobe // Abstrs of the Euromech. colloquium 363 «Mechanics of laser ablation», Novosibirsk, June 23–26, 1997. Novosibirsk: Inst. Thermophys., 1997. P. 33.
9. **Кошелев К. Н., Кунце Х. И.** Инверсная населенность в разрядной плазме с неустойчивостями типа перетяжки // Квантовая электрон. 1997. Т. 24, № 2. С. 169–172.

*Поступила в редакцию 26/X 1998 г.,
в окончательном варианте — 20/IV 1999 г.*