

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

V. N. Skrebov, A. I. Èikhvald, Исследование
акустических волн в распадающейся аргоновой
плазме импульсного разряда,
TVT, 1979, Volume 17, Issue 4, 711–716

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt6792>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that
you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.175

May 24, 2025, 18:22:00



УДК 533.082.5

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В РАСПАДАЮЩЕЙСЯ АРГОНОВОЙ ПЛАЗМЕ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА

Скрёбов В. Н., Эйхвальд А. И.

С помощью интерференционной и спектроскопической методик изучалась модуляция плотности и яркости послесвечения аргоновой плазмы импульсного разряда акустическими волнами. Обнаружены два режима модуляции. В первом, при $N_e = 1-5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, относительные изменения яркости свечения всех атомных линий приблизительно одинаковы и более слабые, чем плотности плазмы. Во втором, при $N_e = 1-3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, яркость свечения линий нижних атомных переходов пропорциональна кубу, а верхних — квадрату плотности плазмы. Показано, что смена режимов модуляции послесвечения связана с изменением характера акустических волн от адиабатического в режиме I к электронно-возотермическому в режиме II.

Известно, что электрический пробой в газах может сопровождаться процессами переноса массы вещества. В литературе неоднократно сообщалось о возбуждении акустических волн импульсным разрядом в ограниченном объеме [1-6]. Это явление связано с широким кругом проблем (распространение акустических волн, термодинамические свойства плазмы, кинетика возбужденных атомов и т. д.) и потому представляет определенный интерес для физики низкотемпературной плазмы. Однако в большинстве случаев исследование акустических колебаний в плазме сводится единственно к определению с их помощью температуры газа. Причиной этого является, по-видимому, ограниченность обычно применяемых средств диагностики (микроволновая или спектроскопическая). В [4, 7] продемонстрированы возможности оптической интерферометрии при изучении явлений переноса массы в газе. В предлагаемой работе на основе этой методики исследуются некоторые процессы, происходящие в распадающейся плазме импульсного разряда в следующих условиях. Аргон при давлении ~ 10 мм рт. ст. в стеклянной трубке длиной 23 см и диаметром 20 мм возбуждался разрядом емкости $C = 0,1-1,6$ мкФ с напряжением 2-3 кВ. Длительность импульса тока составляла 5-20 мкс. Газ в трубке предварительно слабо ионизовался постоянным током 5 мА, что обеспечивало осевую симметрию плазменного столба.

Экспериментальные результаты. В работе [7] показано, что при формировании разрядного канала в таких условиях образуется цилиндрическая ударная волна, а плотности газа на оси сильно уменьшается вследствие неоднородного разогрева в импульсе и остается заметно меньше начальной в течение 5-10 мс [8]. Для всего диапазона экспериментальных условий характерны следующие общие особенности гидродинамического поведения плазмы. Акустическая волна, образовавшаяся в момент пробоа, испытывает многократные отражения от стенки трубки, что приводит к периодическим радиальным сжатиям плазмы. Длительность сжатия на оси $\tau_c \approx 3$ мкс много меньше периода повторения процесса (18-25 мкс), т. е. волна имеет пилообразный профиль (рис. 1). Относительное увеличение плотности плазмы на оси при первом сжатии достигает двух-трех раз, что намного больше соответствующей величины для волн, рассматриваемых в линейной акустике. Такое движение плазмы сопровождается модуляцией ее излучения. В настоящей работе изучаются

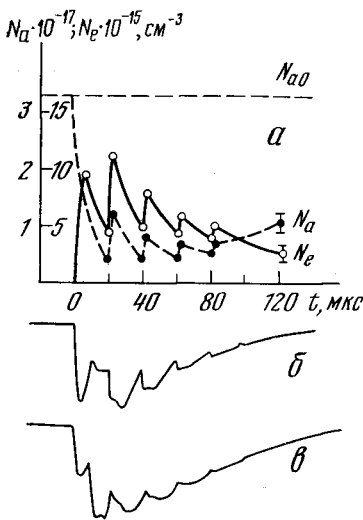


Рис. 1

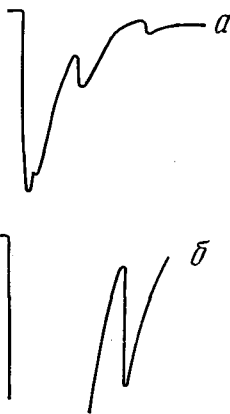


Рис. 2

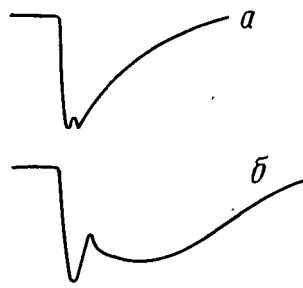


Рис. 3

Рис. 1. Режим I: *a* – модуляция плотности плазмы акустической волной на оси трубки; *б* – свечение атомных линий в осевой зоне разряда; *в* – интегральное по объему трубки свечение

Рис. 2. Модуляция яркости H_{α} на оси разряда: *a* – в режиме II; *б* – то же с большим усилением осциллографа

Рис. 3. Временной ход послесвечения плазмы на оси трубки при различных энергиях в импульсе W : *a* – $W < 0,5$ Дж; *б* – $W > 0,5$ Дж

механизмы этой модуляции. Для этого методом оптической интерферометрии [7] измерялись концентрации электронов и атомов на оси разряда $N_e(t)$ и $N_a(t)$. Одновременно производилась фотоэлектрическая регистрация свечения узкой осевой зоны (наблюдением вдоль оси) и всего объема плазмы (наблюдением поперек трубки). Некоторые предварительные результаты представлены в [9].

Свойства послесвечения зависят от концентрации заряженных частиц (от энергии в импульсе) таким образом, что можно говорить о двух режимах модуляции.

Режим I. $N_e = (1-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При сжатии плазмы акустической волной яркость атомных линий на оси растет в относительной мере заметно слабее, чем N_e (рис. 1), и практически одинаково для всех линий. Например, в первом после импульса осевом сжатии плотность плазмы растет в 2,5–3, а яркость – в 1,6–1,8 раза; во втором – в 2 и 1,4 раза соответственно. (Наблюдались линии переходов $4s-4p$, $4p-3s, 5, 6, 7d$, $4p-6s$ Ag I и H_{α} , H_{β} малой примеси водорода.) Интегральная по объему интенсивность излучения также промодулирована и имеет минимум в момент сжатия плазмы, что лучше всего выражено на переходах $4s-4p$ и $4p-3d$ Ag I (рис. 1). При первом сжатии плазмы на оси трубки наблюдается кратковременная вспышка сильных ионных линий Ag II (длительностью 2–3 мкс), которые в импульсе светятся очень интенсивно. Кроме атомных и ионных линий, в осевой области трубки зарегистрировано излучение с непрерывным спектром, интенсивность которого также промодулирована акустической волной, причем ее относительные изменения при сжатии плазмы несколько больше по величине, чем на линиях (порядка N_e).

Режим II. $N_e = (1-3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Яркость линий $4s-4p$, $4p-3d$ Ag I и H_{α} растет в волне приблизительно как N_e^3 , а H_{β} – как N_e^2 . В отличие от режима I в режиме II интенсивность интегрального по объему излучения увеличивается, когда волна сжимает плазму к оси. Переход из режима I

в II можно наблюдать в процессе распада плазмы. На рис. 2 представлена осциллограмма яркости N_α на оси. При первом после импульса сжатии, когда $N_e = (7-8) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, плотность увеличивается приблизительно вдвое и яркость — в два раза (режим I). Ко второму сжатию концентрация электронов падает вследствие рекомбинации до $(2-3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, и при уплотнении в волне в 1,8 раза яркость N_α растет в пять-шесть раз (режим II).

Увеличение энергии, вводимой в разряд, кроме свойств модуляции, изменяет и общий временной ход послесвечения, а именно, приводит к появлению максимума яркости всех линий и континуума через 20–30 мкс после обрыва импульса (рис. 3). Аналогично ведет себя и плотность плазмы на оси трубки, что указывает на связь этого явления с гидродинамикой.

Во временном ходе свечения плазмы существует особенность, не связанная прямо с каким-либо гидродинамическим процессом, — быстрый рост яркости атомных линий на заднем фронте импульса тока. (Интерференционные измерения показывают, что в это время продолжается расширение плазменного столба и N_e на оси уменьшается за счет переноса на периферию трубки). Причину указанной особенности следует искать в быстром уменьшении электрического поля и остывании электронов в упругих столкновениях с тяжелыми частицами, так как согласно современным кинетическим представлениям, уменьшение T_e в рекомбинирующей плазме приводит к росту концентрации возбужденных атомов. Оценка времени выравнивания T_e и T_i по известной формуле (например, [10])

$$\tau_{ei} = \frac{mM(kT_e/m)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi} e^4 N_e \ln(0,37 kT_e e^{-2} N_e^{-1/2})},$$

где m и M — массы электронов и ионов, дает $\tau_{ei} = 0,2-1,0$ мкс в режиме I и ~ 5 мкс в режиме II. Таким образом, практически сразу после обрыва импульса плазму можно считать изотермичной: $T_e \approx T_{a,i}$. Вопрос о разогреве газа в рассматриваемых условиях изучался нами ранее [8]. На основании полученных результатов для температуры плазмы на ранней стадии распада разумной является оценка $T_e \approx (5-8) \cdot 10^3 \text{ K}$ в режиме I и $\lesssim 3 \cdot 10^3 \text{ K}$ в режиме II.

Обсуждение результатов. В работах [2, 4, 5] предполагалось, что яркость атомных линий должна меняться в акустической волне, как квадрат или куб концентрации электронов в зависимости от типа рекомбинации (двух- или трехчастичная). Опыт показывает, что картина модуляции намного сложнее и ее обсуждение требует более глубокого анализа кинетики возбужденных атомов, а также термодинамических свойств акустических волн в плазме. В данной работе рассмотрим подробно второй из этих вопросов, основываясь без детального обсуждения на выводах кинетической теории низкотемпературной плазмы [11]. В условиях режима I основную роль в кинетике играют электрон-атомные столкновения. В рекомбинирующей плазме распределение по возбужденным состояниям описывается формулой

$$\frac{N_n}{g_n} = \frac{N_e^2}{2g_i} \left(\frac{2\pi m k T_e}{h^2} \right)^{-3/2} e^{E_n/kT_e} \left[1 - \chi \left(\frac{E_n}{kT_e} \right) \right], \quad (1)$$

где E_n — энергия ионизации атома с n -го уровня, а

$$\chi(x) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^x t^{3/2} e^{-t} dt.$$

С уменьшением концентрации электронов возрастает относительная роль радиационных процессов (прежде всего в кинетике нижних уровней).

По-видимому, единственной возможностью объяснить наблюдаемые особенности модуляции послесвечения в режиме II является следующая схема: заселение уровня происходит сверху и пропорционально рекомбинационному потоку, а основной механизм разрушения — спонтанное излучение, т. е.

$$dN_n/dt = \alpha(T_e)N_e^3 - N_n A_n,$$

где α — коэффициент ударно-радиационной рекомбинации; A_n — вероятность спонтанного излучения. В квазистационарном приближении $dN_n/dt \approx 0$ и

$$N_n = \frac{\alpha(T_e)}{A_n} N_e^3. \quad (2)$$

Анализируя экспериментальные результаты, построим качественно картину поведения T_e в акустической волне, которая с учетом этих кинетических представлений объяснила бы основные особенности модуляции послесвечения плазмы.

Режим I. Более умеренные относительные изменения N_n по сравнению с N_e^3 с учетом формулы (1) свидетельствуют о повышении T_e при сжатии плазмы акустической волной. Об этом свидетельствует также вспышка ионных линий. Естественной причиной разогрева плазмы при сжатии является его адиабатичность. Если процесс обратим (диссипативные процессы не играют роли), то изменения температуры описываются адиабатой Пуассона для одноатомного газа

$$T_e \sim N_e^{3/2}, \quad (3)$$

что дает относительный рост T_e при первом сжатии в 1,8–2 раза. Поскольку волна имеет характер слабой ударной, вязкие потери могут быть заметны и рост T_e может быть несколько большим. В предположении о рекомбинационной природе наблюдаемого континуума, спектральная плотность яркости которого описывается формулой [12]

$$\varepsilon(\nu, T_e) \sim \frac{N_e^2}{\sqrt{T_e}} \xi(\nu, T_e), \quad (4)$$

нами производились попытки измерения относительного роста T_{e2}/T_{e1} при сжатии плазмы волной. Отсутствие данных о $\xi(\nu, T_e)$ в диапазоне $T_e < 1$ эВ и сильная зависимость $T_e \sim N_e^4$ в формуле (4) не позволяют пока получить точные значения T_{e2}/T_{e1} . Однако можно утверждать, что в первых двух сжатиях T_e повышается несколько сильнее, чем в обратимом процессе. Возможно, в этом случае относительный рост T_e описывается ударной адиабатой Гюгонно [13], которая для трехкратного сжатия дает $T_{e2}/T_{e1} \approx 3,7$.

Режим II. Поскольку коэффициент рекомбинации является сильной функцией температуры $\alpha \sim T_e^{-9/2}$, объяснить зависимость $N_n \sim N_e^3$ при модуляции с помощью (2) можно только, предположив акустические волны в режиме II электронноизотермичными $T_e = \text{const}$. Это предположение согласуется также с зависимостью $N_n \sim N_e^2$ для уровня с $n=4$ (H_β), кинетика которого является столкновительной и заселенность описывается формулой (1).

В подтверждение гипотезы об изменении свойств акустической волны при уменьшении концентрации заряженных частиц рассмотрим механизм модуляции температуры электронов при сжатии плазмы. Качественно его можно представить следующим образом. Так как сжатие пространственно сильно неоднородно, то в балансе энергии электронов большую роль играет остывание в процессе теплопроводности с характерным временем τ_T . При этом электроны могут получать энергию от тяжелых частиц, так как теплопроводность последних ниже и на временах порядка τ_{ei} возможен разрыв температур $T_{e,i} > T_e$. Сравним эти времена, а также

Режим	N_e , см ⁻³	T_e , К	τ_{ei} , мкс	τ_c , мкс	τ_T , мкс
I	$(1-5) \cdot 10^{15}$	$(5-8) \cdot 10^3$	0,2-1	3	≈ 10
II	$(1-3) \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^3$	5	3	0,3

длительность сжатия τ_c в каждом режиме. Для оценки следует использовать коэффициент электронной теплопроводности сильноионизованного газа [14]. Результаты сведены в таблицу.

Отсюда видно, что в режиме II, благодаря высокой электронной теплопроводности ($\tau_T < \tau_c$) и малой эффективности теплообмена с тяжелыми частицами ($\tau_{ei} > \tau_c$), температура электронов при сжатии плазмы может меняться слабо. В режиме I высокая скорость выравнивания температур T_e и $T_{a,i}$ ($\tau_{ei} < \tau_c$) приводит к значительному увеличению теплоемкости плазмы, вследствие чего роль теплопроводности мала ($\tau_T > \tau_c$) и сжатия адиабатичны.

Вывод, что акустические волны имеют различный характер в разных режимах подтверждается также поведением интегрального по объему излучения плазмы. В самом деле, если сжатия изотермичны, то $N_n \sim N_e^2$ или $\sim N_e^3$, как следует из (1), (2). Легко убедиться, рассмотрев, например, частный случай распределения плотности плазмы $N_e(r) = N_{e0} e^{-(r/a)^2}$,

что радиальное сжатие увеличивает интеграл $J(k) = \int_V N_e^k dV$ при $k=2, 3$,

а значит, и интегральное по объему излучение, как и наблюдается в режиме II. Уменьшение же $J(k)$ при сжатии (режим I) возможно лишь при $k < 1$, что с точки зрения формулы (1) можно объяснить только разогревом плазмы.

С построенной картиной термодинамических свойств акустических волн в плазме согласуются также следующие особенности модуляции послесвечения в режиме I. Интерференционные и спектроскопические наблюдения позволяют выделить в поперечном сечении разряда две зоны. В осевой диаметром 6 мм при сжатии плазмы увеличиваются как плотность, так и яркость свечения. В периферийной ($r > 3$ мм) волна, отраженная от стенки, уменьшает концентрацию электронов и яркость свечения и увеличивает концентрацию нейтральных атомов. Здесь, как и на оси, яркость линий уменьшается более умеренно, чем N_e^2 . Этот результат требует отдельного обсуждения, так как в данном случае интерферометр следит за изменением плотности плазмы в определенной точке пространства, не связанной с движущимся веществом, т. е. измеряются локальные, а не субстанциальные изменения. Противоположность знаков изменений N_a и N_e в периферийной зоне при прохождении волны к оси понятна: так как $\text{grad } N_a$ и $\text{grad } N_e$ имеют разные направления (первый направлен по радиусу к стенке трубки, а второй — к оси), то смещения среды поперек зондирующего лазерного пучка к оси трубки приводят к увеличению N_a и уменьшению N_e в точке наблюдения. Выделим в периферийной зоне два элементарных объема, находящихся на одном радиусе трубки. Пусть до прихода волны от стенки они занимают положения r_1 и r_2 ($r_1 < r_2$), а плазма в них имеет параметры N_{e1}, N_{a1}, T_{e1} и N_{e2}, N_{a2}, T_{e2} . Пусть также после прохождения волны второй объем, смещаясь к оси, занимает положение первого, в результате чего параметры плазмы в r_1 становятся $N_{e1}', N_{a1}', T_{e1}'$. Наблюдения ведутся в точке r_1 . Используя (1), легко убедиться, что $N_{n1}'/N_{n1} > N_{e1}'^2/N_{e1}^2$ может быть только, если $T_{e1}' < T_{e1}$, т. е. температура электронов в точке наблюдения падает. Однако $T_{e1}' > T_{e2}$, так как волна носит характер ударной и плазма разогревается, а значит и по давню $T_{e1} > T_{e2}$. Таким образом, особенности модуляции свечения в режиме I свидетельствуют о неоднородности температуры электронов ($dT_e/dr < 0$), что подтверждает малую роль теплопроводности плазмы. Отметим, что усло-

вие $dT_e/dr < 0$ согласуется также с тем фактом, что модуляция интегрального по объему излучения в большей степени выражена на линиях $4s-4p$ и $4p-3d$, чьи верхние уровни лежат наиболее глубоко в системе термов и, следовательно, их заселенность является сильной функцией T_e в соответствии с (1).

Обсудим, наконец, эффект образования максимума яркости послесвечения через 20–30 мкс после импульса при увеличении вводимой в разряд энергии. Интерференционные наблюдения показывают, что это разгорание коррелирует с временным ходом плотности плазмы, т. е. концентрация электронов и нейтральных атомов на оси трубки растет после импульса. Рост плотности вещества в осевой зоне естественно связывать с его приходом из периферийной области вследствие остывания плазмы посредством теплопроводности. (Время разгорания подтверждает приведенные выше порядковые оценки τ_e .) С ростом N_e за счет переноса конкурирует гибель электронов в процессе рекомбинаций, что можно пояснить уравнением неразрывности

$$\partial N_e / \partial t = -\operatorname{div} (N_e \mathbf{v}) - \alpha N_e^2,$$

где \mathbf{v} — массовая скорость вещества. При больших энергиях разряда температура электронов выше, скорость рекомбинации меньше и поэтому перенос плазмы может преобладать над рекомбинационным развалом — N_e на оси растет. При малых энергиях T_e ниже и приход электронов с периферии не восполняет объемных потерь вследствие рекомбинации на оси, т. е. после обрыва импульса и N_e , и яркость свечения падают.

По-видимому, это явление типично для мощного импульсного разряда, так как связано с общими свойствами плазмы. (Аналогичные разгорание и максимум свечения после обрыва импульса хорошо видны, например, на осциллограммах, представленных в [2].) Отметим, что движение электронов к оси после импульса противоположно диффузионному, а возможный рост N_e затрудняет измерение коэффициентов диффузии и рекомбинации в подобных условиях.

В заключение можно сказать, что изучение гидродинамических процессов в аргоновой плазме импульсного разряда выявило значительные изменения ее свойств в диапазоне электронных концентраций $N_e = 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При малых N_e велика роль теплопроводности в балансе энергии электронов и акустические волны изотермичны. С повышением N_e кулоновские столкновения увеличивают теплоемкость плазмы, роль теплопроводности уменьшается, благодаря чему на временах порядка десятков микросекунд температура электронов неоднородна по пространству, а акустические волны адиабатичны. Дальнейшие исследования особенностей модуляции послесвечения в этих условиях могут представлять интерес для кинетической теории неравновесной плазмы.

Ленинградский государственный университет

Поступила в редакцию
19 VI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Bickel. J. Appl. Phys., 37, № 11, 4300, 1966.
2. G. K. Vogt, R. G. Buser. J. Appl. Phys., 37, № 13, 4918, 1966.
3. Ю. Г. Козлов, А. М. Шухтин. ЖТФ, 38, 1465, 1968.
4. Ю. Г. Козлов. Автореф. канд. дис., ЛГУ, Л., 1970.
5. И. Я. Фуголь. Автореф. докт. дис., ФТИ АН УССР, Харьков, 1971.
6. М. Н. Полянсий, В. Н. Скребов, А. М. Шухтин. Оптика и спектроскопия, 34, 28, 1973.
7. В. Н. Скребов, А. И. Эйхвальд. Оптика и спектроскопия, 41, 15, 1976.
8. В. Н. Скребов, А. И. Эйхвальд. ЖТФ, 47, 977, 1977.
9. В. Н. Скребов, А. И. Эйхвальд. Оптика и спектроскопия, 42, 774, 1977.
10. В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. «Наука», 1967.
11. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов. УФН, 107, 353, 1972.
12. Л. М. Биберман, Г. Э. Норман. УФН, 91, 193, 1967.
13. Г. А. Остроумов. Основы нелинейной акустики. Изд. ЛГУ, 1967.
14. В. Л. Грановский. Электрический ток в газе. «Наука», 1971.