

УДК 533.955

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ИМПУЛЬСНОГО НАГРЕВА И ПРОСВЕТЛЕНИЯ СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ЛАБОРАТОРНОЙ ПЛАЗМЫ МОЩНЫМ СВЧ ПОЛЕМ

В. А. Пермяков

Рассмотрены условия импульсного СВЧ нагрева и просветления слабоионизованной плазмы. Показано, что основным фактором, ограничивающим эффективность просветления лабораторной плазмы, является ударная ионизация нейтральной компоненты. Количественные оценки эффекта просветления проведены на примере термически ионизованного воздуха.

1. Известно, что нелинейное просветление слабоионизованной плазмы на частоте нагревающего поля ω принципиально возможно при условии $\nu > \omega > \nu\delta$ (ν — частота соударений, δ — коэффициент передачи энергии электронов тяжелым частицам), если частота соударений растет с увеличением температуры электронов T_e , а концентрация электронов N остается неизменной [1]. В условиях квазистационарного нагрева (имеется в виду нагрев электронов) эффект нелинейного просветления, однако, подавляется вследствие роста концентрации электронов, обусловленного уменьшением скорости рекомбинации электронов, и ударной ионизацией нейтральной компоненты плазмы [2, 3]. При этом с ростом амплитуды поля (при умеренных амплитудах $E \gtrsim E_p$, где E_p — плазменное поле) концентрация электронов вначале растет из-за уменьшения скорости рекомбинации, как $(T_e)^\gamma$ ($\gamma > 0$), а при достаточно больших амплитудах ($E \gtrsim E_c$, где E_c — некоторое критическое поле) вследствие ударной ионизации — как $\exp(-I/T_e)$.

Просветление плазмы становится возможным в импульсном режиме нагрева, если амплитуда и длительность импульса выбраны таким образом, чтобы нагреть электроны, но исключить рост их числа. Такой режим применительно к нагреву ионосферы был указан в [2] и реализован в экспериментах по просветлению ионосферы необыкновенной волной [4]. В условиях эксперимента [4] длительность импульса $\tau \sim 5 \cdot 10^{-4}$ с, температура электронов достигала значений $T_e \sim 10^4 \text{ К} \sim 3 \cdot 10^3 \text{ К}$. При этих параметрах частота соударений и затухание поля изменялись значительно, в то время как нагрев электронов был недостаточен для ударной ионизации, а длительность импульса невелика для заметного роста N из-за изменения скорости диссоциативной рекомбинации.

2. Возможности экспериментального наблюдения эффекта импульсного просветления столкновительной лабораторной плазмы требуют специального анализа в связи с разнообразием и заметным отличием ее свойств от плазмы ионосферной [5]. Наиболее существенной для анализа просветления особенностью лабораторной плазмы является относительно высокая начальная температура электронов ($T_e \sim 2 \cdot 10^3 \div 2 \cdot 10^4 \text{ К}$). Это требует увеличения мощности нагрева и, как следствие, может вызвать быструю дополнительную ионизацию плазмы [6].

В связи с этим целесообразно выбирать источники плазмы с более низкой температурой электронов.

Оценим времена релаксации основных электронных процессов на примере термически ионизированной воздушной плазмы с температурой газа $T = 4000$ К и $\rho_0 = 0,01\rho_0$ (ρ_0 — нормальная плотность). (Равновесный состав и термодинамические функции воздуха для этих параметров см. в [6], стр. 162.) При оценке частоты соударений и коэффициента передачи учтем только вклад N_2 , тогда, с учетом данных [7], $\nu \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\delta \sim 10^{-3}$. Следовательно, время релаксации электронной температуры $\tau_{T_e} \sim 10^{-7} \text{ с}$, плазменное поле $E_p \sim 5 \text{ В/см}$. Оценка концентрации электронов и скорости реакции диссоциативной рекомбинации NO^+ и e (см. [6]) дает время релаксации $\tau_r \sim 10^{-4} \text{ с}$. Оценка времени ионизации невозбужденных молекул NO по [6] при умеренных температурах нагрева электронов ($T_e \sim 2 \cdot 10^4 \text{ К} \sim 5 T$) дает величину $\tau_i \sim 0,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^*$. Амплитуда поля, соответствующая данной электронной температуре, $E_c \sim 75 E_p$ (при аппроксимации зависимостей $\nu(T_e)$ и $\delta(T_e)$ функциями $\nu = 10^{10} \left(\frac{T_e}{T}\right)^{0,8} \text{ с}^{-1}$, $\delta = 0,3 \cdot 10^{-3} \left(\frac{T_e}{T}\right)^{2,5}$ в соответствии с [7]). Таким образом, длительность импульса τ и его амплитуда могут быть выбраны так, чтобы выполнялись условия

$$\tau_{T_e} \ll \tau \ll \tau_i, \tau_r, \quad E_p \ll E \ll E_c, \quad (1)$$

необходимые для импульсного просветления столкновительной плазмы без нарушения ионизационного баланса плазмы. Для рассмотренного выше примера $\tau \sim 10^{-6} \text{ с}$.

Из приведенных оценок следует, что условия существования эффекта просветления в основном определяются процессом ударной ионизации нейтральных частиц. С ростом амплитуды поля, а значит и T_e , время ионизации экспоненциально убывает и временной интервал нелинейного просветления сокращается. Пороговые значения амплитуды и электронной температуры, выше которых эффект просветления должен подавляться, определяются условием $\tau_{T_e} \sim \tau_i$; для рассмотренного примера это дает $E \sim 2,5 \cdot 10^2 E_p$, $T_e \sim 4 \cdot 10^4 \text{ К}$.

Выигрыш в мощности прошедшего поля $\eta = 20 \lg \left| \frac{E}{E_0} \right|$ при толщинах слоя l порядка глубины проникновения поля в нагретую плазму $d(T_e)$ можно оценить в предположении однородности поля:

$$\eta \sim 8,6 \frac{l}{d(T)} \left(1 - \left(\frac{T_e}{T} \right)^{-0,4} \right).$$

Полагая $l = d(T_e)$, получим для нашего примера $\eta \sim 7,7 \text{ дБ}$. Практически целесообразно выбирать условия просветления так, чтобы толщина слоя не превышала максимальной, при которой амплитуда поля в слое меняется в пределах от E_c до E_p (для $E_c \sim (50 \div 100) E_p$, $l \sim (3 \div 4) d(T_e)$). При этом выигрыш может достигать $20 - 30 \text{ дБ}$. Для больших толщин при тех же максимальных значениях поля в слое выигрыш неизменен, однако абсолютная величина прошедшего поля падает, что может затруднить регистрацию поля.

3. Для более точной количественной оценки эффекта нелинейного просветления плазмы в импульсном режиме была численно решена

* Времена ионизации NO , N_2 и O при $T_e \sim 2 \cdot 10^4 \text{ К}$ одного порядка. При меньших T_e минимальным является время ионизации NO , при больших — N_2 .

задача о падении плоской волны на слой однородной (в отсутствие поля) плазмы. При этом интерприровалось уравнение для комплексной амплитуды поля E :

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + k_0^2 \varepsilon(N, T_e) E = 0, \quad (2)$$

где $\varepsilon = 1 - \frac{4\pi e^2 N}{m\omega(\omega + i\nu(T_e))}$. Напрев электронов плазмы предполагался мгновенным и электронная температура определялась из стационарного уравнения (см. [1, 2]) с использованием аппроксимаций $\nu(T_e)$ и $\delta(T_e)$, приведенных выше.

Концентрация электронов задавалась различным образом в зависимости от соотношения длительности импульса и времен релаксации электронов: а) при $\tau T_e \ll \tau \ll \tau_i, \tau_r$, $N = N_0$, где N_0 — концентрация электронов, определенная по формуле Саха из условия термической ионизации NO; б) при $\tau \sim \tau_i \ll \tau_r$, $N = N_0 \exp(\nu_i \tau)$, что приближенно учитывает зависимость концентрации электронов от амплитуды поля и длительности импульса, здесь $\nu_i = \alpha(T_e) N_a$, $\alpha(T_e)$ — константа скорости ионизации [6], N_a — число молекул сорта a ; в) при $\tau \gg \tau_i, \tau_r$, концентрация электронов определялась из квазистационарного уравнения $q_0 + \nu_i N - \alpha_r N^2 = 0$, где $\alpha_r = \alpha_{r0} \left(\frac{T_e}{T}\right)^{-3/2}$ — скорость диссоциативной рекомбинации электронов и NO^+ в неравновесной плазме, q_0 — число электронов, возникающих в единицу времени вследствие термической ионизации газа.

Отметим, что эффектами прилипания, столь существенными для разряда в холодном газе, в данном случае можно пренебречь в связи с малой концентрацией молекулярного кислорода при высоких температурах газа; процессы переноса несущественны из-за больших давлений и малых длительностей импульса.

Результаты расчета коэффициента прохождения D для слоя толщиной $l = 2$ см при длине волны $\lambda = 20$ см в зависимости от амплитуды падающего поля E_0 приведены на рис. 1. Кривая 1 определяет потенциальный выигрыш нелинейного просветления при условии $\tau_i \gg \tau \gg \tau_{Te}$, кривые 2, 3, 4 (сплошная линия) рассчитаны с учетом процесса ударной ионизации NO для длительностей импульса $\tau = 10^{-7}$, 10^{-6} , 10^{-5} с соответственно, кривая 5 относится к квазистационарному

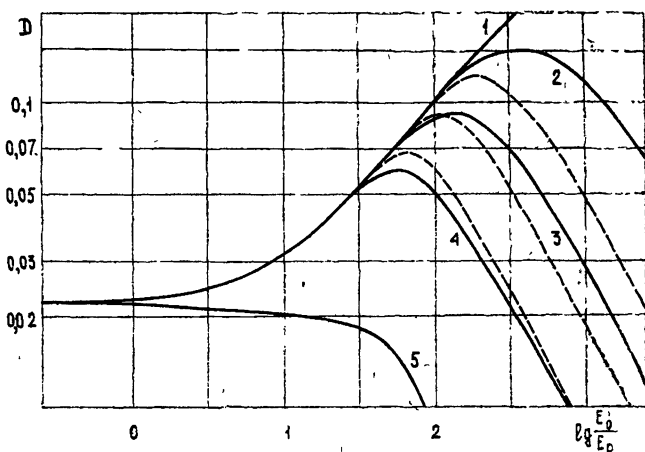


Рис. 1.

режиму нагрева. Пунктирные кривые 2, 3, 4 получены в предположении ударной ионизации N_2 для тех же длительностей импульса. Сравнение вкладов NO и N_2 показывает, что ионизация N_2 электронным ударом становится определяющей при повышении температуры нагрева выше $(2 \div 3) \cdot 10^4$ К. Из расчетов следует, что эффект нелинейного просветления столкновительной плазмы в импульсном режиме может быть существенным (~ 12 дБ для $\tau \sim 10^{-6}$ с).

На рис. 2 приведены зависимости температуры (сплошная линия) и концентрации электронов (пунктир) на ближней к источнику излучения границе слоя от амплитуды падающего поля, рассчитанные с учетом ионизации NO . Нумерация кривых та же, что и на рис. 1. Видно, что максимальная электронная температура, которую удается достичь без заметного роста концентрации электронов к концу импульса (при $D = D_{\max}$), составляет примерно $9T$ при $\tau \sim 10^{-7}$ с и около $5,5T$ при $\tau \sim 10^{-6}$ с.

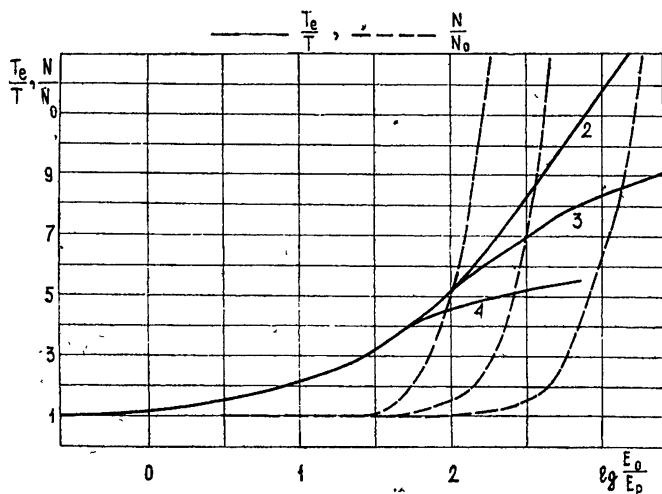


Рис. 2.

4. В рассмотренной постановке задачи была строго учтена неоднородность параметров плазмы в слое, возникающая под действием поля плоской волны. Вместе с тем нестационарность процессов была учтена приближенно, для вычисления ϵ , N , T_e использовалась элементарная теория, погрешность которой может быть существенна в области $\nu > \omega$ при сильной зависимости ν и δ от T_e [1]. Для более строгого анализа целесообразно последовательное рассмотрение нестационарных процессов в рамках кинетической теории. Следует отметить, что при достаточном больших давлениях [11] и малости направленной скорости по сравнению с тепловой во время импульса [1, 2] кинетическая теория не приводит к качественным отличиям от элементарной. Кроме того, точность расчетов, независимо от строгости модели, ограничена большим разбросом и неполнотой данных по сечениям элементарных процессов. При этих условиях более строгие методы необходимы скорее для выявления тенденций, нежели для уточнения конкретных оценок выигрыша мощности*.

* В связи с рассмотренным нами примером отметим значительный разброс данных по сечениям столкновений электронов с кислородом O [8-10] — на порядок при энергиях электронов около 1 эВ. Выше полагалось, что вкладом столкновений с O в ν можно пренебречь в соответствии с данными [9]. Контрольные расчеты с использованием данных [10] о сечении соударений с атомами O , при которых соударения с O так же эффективны, как и с N_2 , дали изменение выигрыша на 1—2 дБ.

Проведенные оценки представляют интерес как в связи с возможностью постановки экспериментов по нелинейному просветлению столкновительной плазмы, так и в связи с использованием импульсного нагрева плазмы, например для СВЧ накачки газодинамических лазеров [12].

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, А. В. Гуревич, УФН, 70, 201 (1960); В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, изд. Наука, М., 1967.
2. А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург, Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, изд. Наука, М., 1973.
3. М. А. Либерман, А. Т. Рахимов, ЖТФ, 42, № 9, 1799 (1972); А. Г. Боев, А. В. Прокопов, ЖТФ, 44, № 7, 1442, (1974).
4. И. С. Шлюгер, УФН, 113, 729 (1974); А. В. Гуревич, И. С. Шлюгер, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 18, № 9, 1237 (1975).
5. В. Б. Гильденбург, А. Г. Литвак, В. А. Пермяков, XI Всесоюзная конференция по распространению радиоволн, Тезисы докладов, ч. IV, изд. КГУ, Казань, 1975, стр. 9.
6. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, изд. Наука, М., 1966.
7. A. G. Engelhardt, A. V. Phelps and C. G. Risk, Phys. Rev., 135, A1566 (1964).
8. И. Шкаровский, Т. Джонстон, М. Бачинский, Кинетика частиц плазмы, Атомиздат, М., 1969.
9. S. Lin and V. Kivel, Phys. Rev., 114, 1026 (1959).
10. Г. Месси, Е. Бархот, Электронные и ионные столкновения, ИЛ, М., 1958.
11. А. В. Гуревич, ЖЭТФ, 36, 624 (1959).
12. А. С. Бирюков, В. М. Марченко, Л. А. Шелепин, Докл. АН СССР, 217, № 3, 540 (1974).

Московский энергетический институт

Поступила в редакцию
12 декабря 1975 г.

THE POSSIBILITIES OF PULSE HEATING AND CLARIFICATION OF A WEAKLY-IONIZED LABORATORY PLASMA BY A POWERFUL UHF FIELD

V. A. *Permyakov*

The condition of pulse UHF heating and clarification of a weakly-ionized plasma are considered. It is shown that the basic factor limiting the efficiency of clarification of the laboratory plasma is a shock ionization of the neutral component. Qualitative estimations of the clarification effect are given by the example of thermally ionized air.