

УДК 533.9 082.5+533 932

**ПРОВОДИМОСТЬ, СКОРОСТЬ ИОНООБРАЗОВАНИЯ
И СВЕТОВАЯ ВСПЫШКА ВОЗДУХА ПОД ДЕЙСТВИЕМ
КОРОТКОГО ИМПУЛЬСА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ**

Ю. П. Вагин, Б. С. Пункевич, Б. М. Степанов, В. Д. Хохлов

Фотоэлектрическим методом исследованы амплитудно-временные характеристики световой вспышки, вызванной ионизацией воздуха импульсом релятивистских электронов наносекундной длительности. На основании полученных результатов обоснован оптический метод измерения скорости ионообразования и проводимости пучковой плазмы. Показано, что при нормальном давлении воздуха оптический метод применим к измерению электропроводности, если характерное время изменения интенсивности источника первичных электронов не менее 10^{-7} с, при измерении скорости ионообразования соответствующее время должно быть не ниже $5 \cdot 10^{-10}$ с. Исследована зависимость параметров световой вспышки от давления воздуха в диапазоне $1 \div 760$ Tor. Показано, что для электронного импульса длительностью 5 нс при давлении воздуха примерно 100 Tor наблюдается возрастающая с уменьшением давления затяжка светового импульса по сравнению с импульсом электронного тока.

Физико-химические свойства плазмы, образованной в газе пучками заряженных частиц, такие, как электропроводность, концентрация заряженных частиц, поглощательная способность в радиодиапазоне, исследовались СВЧ методами, например, в работах [1-3]. Исследуемая в этих работах плазма находилась в существенно неравновесном состоянии. Анализ результатов, полученных СВЧ методами, показал, что неравновесные эффекты приводят к уменьшению низкочастотной [1] и увеличению высокочастотной проводимости [2], задержке поглощения радиоволн [3].

Наиболее существенно неравновесные эффекты проявляются в нестационарном случае, когда характерное время изменения интенсивности источника ионизации меньше времени термализации электронов. Именно этот случай реализуется при использовании многих современных импульсных источников электронов. В настоящей работе для исследования свойств плазмы, образованной пучками релятивистских электронов наносекундной длительности, применен оптический метод, обеспечивающий высокое временное разрешение в широком динамическом диапазоне. Помимо параметров светового излучения этот метод позволяет исследовать скорость ионизации и электропроводность плазмы.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Блок-схема измерительной установки представлена на рис. 1. Пучок электронов ускорителя 1 через коллиматор и входную фольгу, выполненную из майлара толщиной 15 мкм, вводился в камеру столкновений 2. Величина тока первичных электронов на входе в рабочую часть камеры измерялась поясом Роговского 3, на выходе — цилиндром Фарадея 4, что позволяло контролировать эффекты рассеяния первичных электронов. Давление воздуха в камере регулировалось вакуумной системой 5 в пределах $10^{-2} \div 760$ Tor.

Световое излучение воздуха из рабочего объема камеры, размер которого определялся оптическим коллиматором, выводилось через оптическое окно и фокусировалось на входную щель монохроматора 6 марки ЗМР-4. Излучение в выделенном спектральном интервале шириной 4 нм проектировалось на фотокатод детектора 7, электрический сигнал с которого через усилитель поступал на осциллограф 8. Для детектирования светового излучения в области спектра 300÷600 нм применялись умножители ФЭУ-30, ФЭУ-36, ФЭУ-87, 18ЭЛУ-ФМ, имеющие временное разрешение от 2 до 4 нс. В целом измерительный тракт передавал фронт светового импульса длительностью не менее 2 нс. Контроль временного разрешения осуществлялся стробоскопическим осциллографом С7-7 по схеме, которая включала источник светового излучения на основе фосфид-галлиевого светодиода, управляемого генератором Г5-48. При исследовании свечения плазмы сигнал регистрировался стробоскопическим осциллографом SAS-5009В. При давлении воздуха в камере менее 4 Tor вследствие уменьшения полезного сигнала и соответственного возрастания статистических флуктуаций, обусловленных дискретным характером фотоэффекта, стробирование результирующего импульса приводило к значительному разбросу мгновенных значений амплитуды сигнала. Поэтому для обеспечения удовлетворительной точности при давлениях ниже 4 Tor совместно с осциллографом SAS-5009В применялся осциллограф С1-75.

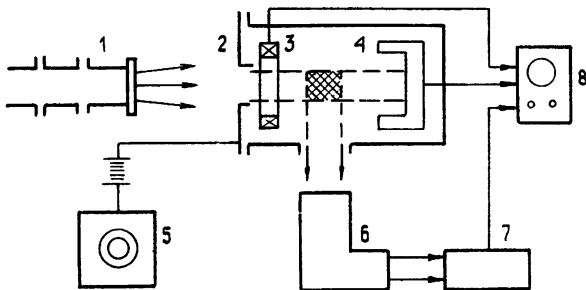


Рис. 1. Блок-схема измерительной установки.

Для анализа результатов оптических измерений установим связь характеристик светового излучения с параметрами пучковой плазмы. В слабоионизированных электроотрицательных газах вторичные электроны исчезают в результате процесса прилипания. В соответствии с этим в слабоионизированной пучковой плазме воздуха концентрация электронов n_e описывается уравнением

$$dn_e/dt = Q(t) - \gamma n_e(t), \quad (1)$$

где γ — частота прилипания электронов к молекулам кислорода, Q — количество вторичных электронов, образуемых источником ионизации в единице объема в единицу времени. В работе [1] показано, что вследствие малой величины потерь энергии электроном на единице длины в области тепловой энергии ε_0 по сравнению с потерями в высокоэнергетической области электроны, вносящие существенный вклад в проводимость, сосредоточены вблизи ε_0 , и их энергия не превышает нескольких электрон-вольт. Таким образом, с учетом того, что ширина равновесного распределения близка к ε_0 , видим, что время термализации электронов проводимости τ_σ характеризует время, за которое энергия электрона уменьшается от нескольких электрон-вольт до величины $2\varepsilon_0$. С учетом этого из уравнения (1) следует, что в квазистационарном случае,

когда характерное время изменения интенсивности источника T превышает величину τ_σ и время жизни электронов γ^{-1} , низкочастотная проводимость плазмы определяется соотношением

$$\sigma = (e^2/m) (Q/v_0\gamma), \quad (2)$$

где v_0 — эффективная частота столкновений электронов проводимости.

При $T \gg \gamma^{-1}$ и $T \gg \tau_\sigma$ величина v_0 постоянна, но из-за присутствия в плазме нетермализованных электронов отличается от известного из литературных данных равновесного значения. Следует отметить, что в существенно нестационарном случае, для которого $T \ll \gamma^{-1}$ и $T \ll \tau_\sigma$, эффекты запаздывания приводят к явной зависимости величины v_0 от времени. Частота прилипания γ в выражении (2) для воздуха практически не отличается от равновесного значения, соответствующего тепловой энергии электронов, поскольку время нахождения электрона в области энергий, где существенна энергетическая зависимость частоты прилипания $\gamma(\varepsilon)$, много меньше времени жизни электронов [1].

Пусть $f(\varepsilon)$ — функция распределения электронов по энергиям в квазистационарном случае, σ_i — сечение ионизации молекул электронным ударом, тогда выражение для скорости ионообразования можно представить в виде

$$Q = \int_{I_i}^{\infty} NV(\varepsilon) \sigma_i(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3)$$

где N — количество молекул в единице объема, V — скорость электрона, I_i — энергия ионизации молекулы.

Рассмотрим процессы, определяющие интенсивность светового излучения в полосах первой отрицательной системы (IOS) молекулярного иона азота. Известно, что сечения возбуждения σ_λ полос IOS N_2^+ пропорциональны величине σ_i [4]. В частности, для полосы $\lambda=391,4 \text{ нм}$ (0, 0), которая возбуждается в результате ионизации электронным ударом молекулы азота с одновременным образованием молекулярного иона в состоянии $B^2 \Sigma_u^+ (v'=0)$, отношение $K = \sigma_i/\sigma_\lambda$ практически не зависит от энергии в области, превышающей порог возбуждения I_λ , и, по данным работы [4], составляет $K \approx 20$. Уравнение, описывающее концентрацию N^+ ионов в состоянии $B^2 \Sigma_u^+ (v'=0)$, имеет вид

$$\frac{dN^*}{dt} = \frac{1}{\tau A_{00}} \int_{I_i}^{\infty} NV(\varepsilon) \sigma_\lambda(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon - \alpha N N^* - \beta N^2 N^* - \frac{N^*}{\tau}, \quad (4)$$

где A_{00} — вероятность излучательного перехода $B^2 \Sigma_u^+ (v'=0) \rightarrow X^2 \Sigma_g^+ (v=0)$, $\tau = 1 / \sum_v A_{0v}$, α и β — радиационное время жизни и коэффициенты двух- и трехчастичной столкновительной деактивации состояния $B^2 \Sigma_u^+ (v'=0)$; сечение возбуждения полосы $\lambda=391,4 \text{ нм}$ (0,0) связано с сечением возбуждения σ_0 этого состояния соотношением $\sigma_\lambda = A_{00} \tau \sigma_0$.

Учитывая соотношение $\sigma_i(\varepsilon) = K \sigma_\lambda(\varepsilon)$, из уравнения (4) получим что в квазистационарном случае величина N^* и соответственно интенсивность оптического излучения $I_\lambda^* = A_{00} N^*$ в полосе $\lambda=391,4 \text{ нм}$ (0,0) изменяются пропорционально скорости ионообразования $Q(t)$. Поскольку характерное время изменения τ' величины $Q(t)$ равно наибольшему из T и τ_i , где τ_i — эффективное время термализации вторичных электронов до энергии ионизации, то условие квазистационарности принимает вид $\tau' \gg \tau^*$, где τ^* — истинное время жизни возбужденного состояния. Как показано ниже, в области давлений воздуха $P \geq 1 \text{ Torr}$, време-

на τ_i и τ^* близки по величине. Следовательно, при $P \geq 1$ условие квазистационарности принимает вид $T \gg \tau^*$. Интенсивность оптического излучения в этом случае определяется выражением

$$I_\lambda^* = \frac{\tau^*}{\tau} \int_{I_\lambda}^{\infty} NV(\varepsilon) \sigma_\lambda(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad \tau^* = \frac{\tau}{1 + \alpha N \tau + \beta N^2 \tau}. \quad (5)$$

Сравнивая соотношения (3) и (5) и учитывая, что благодаря узости интервала $I_\lambda - I_i$ ($I_\lambda - I_i \ll I_\lambda$) и малой величине сечений ионизации и возбуждения вблизи порогов I_i и I_λ вкладом этой области энергий в интеграл (3) можно пренебречь, для полосы $\lambda = 391,4 \text{ нм}$ (0, 0) на основании выражений (2), (3) и (5) получим

$$\sigma(t) = G_1 I_\lambda^*, \quad G_1 = (e^2 K' m)(1 + \alpha N \tau + \beta N^2 \tau)^{-1},$$

$$Q(t) = G_2 I_\lambda^*, \quad G_2 = K(1 + \alpha N \tau + \beta N^2 \tau).$$

Таким образом, при $T \gg \tau_\sigma$ и $T \gg \gamma^{-1}$ по результатам измерений интенсивности излучения $I_\lambda^*(t)$ при соответствующей калибровке можно судить как о временной зависимости проводимости $\sigma(t)$, так и о скорости ионообразования $Q(t)$ пучковой плазмы. Если $T \gg \tau^*$, но $T \leq \tau_\sigma$ и $T \leq \gamma^{-1}$, то оптические измерения позволяют определить зависимость $Q(t)$

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Изложенная методика была предварительно опробована в экспериментах с пучковой плазмой, проводимость которой была измерена ранее в абсолютных единицах СВЧ методом [5]. Исследуемая плазма создавалась в воздухе пучком электронов ускорителя с энергией 8 МэВ. При атмосферном давлении электронный импульс длительностью 2,5 мкс обеспечивал квазистационарную ионизацию воздуха. Сопоставление результатов оптических и СВЧ измерений показало, что форма импульса свечения $I_\lambda^*(t)$ в полосе $\lambda = 391,4 \text{ нм}$ (0, 0) ИОС N_2^+ повторяет зависимость проводимости плазмы от времени и форму импульса тока первичных электронов. Этот результат подтверждает возможность применения рассматриваемой методики к исследованию проводимости пучковой плазмы и вместе с тем указывает на способ калибровки оптического тракта при измерениях проводимости.

Измерительная аппаратура, испытанная на длинных импульсах, использовалась далее для исследования плазмы, образованной электронными пучками со следующими параметрами: энергия электронов 8 МэВ, максимальный ток в импульсе 1 А, частота следования импульсов $1 \div 400 \text{ Гц}$, дискретно регулируемая длительность импульсов составляла на полувысоте 5, 10, 20, 50 нс и 2,5 мкс. Регулировка давления в рабочей камере обеспечивала возможность изменения соотношений между длительностью электронного импульса и введенными выше характерными временами γ^{-1} , τ_σ , τ^* , τ_i в пределах четырех порядков.

Результаты измерений параметров световой вспышки при атмосферном давлении воздуха показывают, что для всех исследованных значений длительности электронного пучка световой импульс повторяет временную зависимость тока первичных электронов. Соответствующие осциллограммы светового (верхняя) и токового (нижняя) импульсов для $T = 5 \text{ нс}$, $\lambda = 391,4 \text{ нм}$ при атмосферном давлении представлены на рис. 2. Аналогичные результаты получены при измерениях на длине волны $\lambda = 337,1 \text{ нм}$, соответствующей полосе (0, 0) второй положительной системы N_2 .

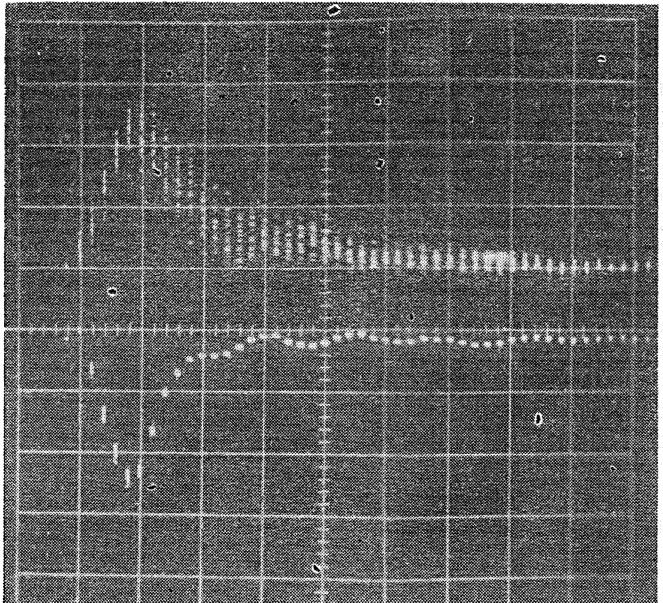


Рис 2 Осциллограммы импульсов электронного тока и оптического излучения в полосе $\lambda=391,4 \text{ нм} (0,0) N_2^+$ при атмосферном давлении воздуха;
длительность электронного импульса на полувысоте — 5 нс; верхняя осциллограмма — свечение, нижняя — ток

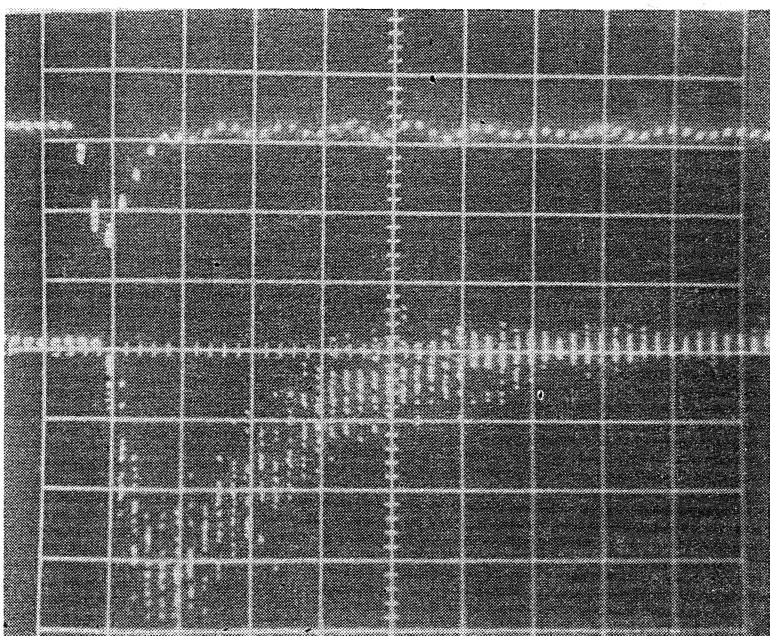


Рис 3 Осциллограммы импульсов электронного тока и оптического излучения в полосе $\lambda=391,4 \text{ нм} (0,0) N_2^+$ при давлении воздуха 10 Torr,
длительность электронного импульса на полувысоте — 5 нс; энергия электронов — 5 МэВ, временной масштаб — 5 нс/дел; верхняя осциллограмма — ток, нижняя — свечение.

При уменьшении давления в камере максимум свечения смещается к концу импульса тока $i(t)$, и примерно при давлении 1 Top он совпадает с окончанием тока. Длительность заднего фронта также возрастает. Различия в форме импульсов $I_{\lambda}^*(t)$ и $i(t)$ для полосы $\lambda = 391,4 \text{ нм}$ начинают проявляться при давлении воздуха примерно равном 100 Top . На рис. 3 для давления воздуха 10 Top при $T=5 \text{ нс}$ приведены осциллограммы импульсов $I_{\lambda}^*(t)$ и $i(t)$, на которых видны как смещение максимума свечения, так и затяжка заднего фронта. Видно также, особенно при сопоставлении с осциллограммой импульса $I_{\lambda}^*(t)$ на рис. 2, что с уменьшением давления увеличивается разброс мгновенных значений вследствие возрастания статистических флюктуаций.

Для указанных выше значений длительности электронного тока измерены характеристики световой вспышки в полосе $\lambda = 391,4 \text{ нм}$ в зависимости от давления воздуха. При давлениях ниже 1 Top проекция длины пробега вторичных электронов на направление их первоначального вылета становится сопоставимой с размерами камеры столкновений, что приводит к искажению результатов измерений длительности вспышки в этой области давлений.

Наибольший интерес представляют данные при $T=5 \text{ нс}$. На рис. 4 для этого электронного импульса представлены зависимость длительности световой вспышки θ на полувысоте от давления воздуха в абсолютных (кривая 1) и обратных относительных единицах.

При этом длительность θ_0 световой вспышки при $P=760 \text{ Top}$ совпадает с длительностью электронного тока T , при $P \leq 1 \text{ Top}$ вследствие недостаточного размера камеры столкновений полученные данные занижены и нуждаются в уточнении. Результаты измерений в полосе $\lambda = 337,1 \text{ нм}$ аналогичны представленным на рис. 4. При давлении воздуха выше 15 Top оцененная ошибка измерений составляет примерно 10%, при $P \leq 10 \text{ Top}$ погрешность измерений при визуальной обработке результатов заметно увеличивается (см. рис. 4). Следует отметить, что влияние статистических флюктуаций, значительных при $P \leq 10 \text{ Top}$, на точность измерений можно практически исключить.

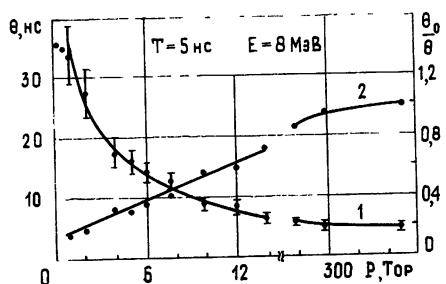


Рис. 4. Длительность световой вспышки на полувысоте в полосе $\lambda = 391,4 \text{ нм}$ (0,0) N_2^+ в зависимости от давления воздуха:

1 — длительность в абсолютных единицах, 2 — длительность в обратных относительных единицах.

что при машинной обработке данных значительных при $P \leq 10 \text{ Top}$, на точность измерений можно практически исключить.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В исследованном диапазоне давлений воздуха, по данным работы [6], преобладает трехчастичный механизм прилипания, для которого время жизни электронов определяется соотношением $\gamma^{-1}(c) \approx 1,2 \cdot 10^{-8} (P_0/P)^2$, где P_0 — атмосферное давление. Поскольку $\gamma^{-1} > \tau_{\sigma}$, то изложенная методика применима для измерения проводимости пучковой плазмы при характерном времени изменения интенсивности источника ионизации $T \gg \gamma^{-1}$. В частности, при $T=5 \text{ нс}$ методика применима для измерения проводимости при $P \geq 5 P_0$. Это подтверждается также сопоставлением полученных в настоящей работе данных для $I_{\lambda}^*(t)$ и $i(t)$ при $T=50 \text{ нс}$ и $T=2,5 \text{ мкс}$ с результатами измерений величин $\sigma(t)$ и $i(t)$ для этих значений T , приведенными в работах [1, 5]. Отметим,

что в проведенных экспериментах условие $T \gg \gamma^{-1}$ удовлетворялось лишь для импульса длительностью 2,5 мкс.

Для анализа результатов при $T \ll \gamma^{-1}$ сопоставим время жизни τ^* возбужденного состояния и эффективное время термализации вторичных электронов τ_i . Согласно данным по дифференциальному сечению ионизации $\sigma_i(E, \varepsilon)$ молекул N₂ и O₂ электронным ударом [7, 8] при ионизации воздуха первичными электронами с энергией 8 МэВ примерно 70% суммарной кинетической энергии вторичных электронов приходится на электроны с начальной энергией ε_e менее 50 кэВ. Величина ε_e определяется из соотношения

$$\int_0^{\varepsilon_e} \varepsilon \sigma_i(E, \varepsilon) d\varepsilon = 0,7 \int_0^{E/2} \varepsilon \sigma_i(E, \varepsilon) d\varepsilon.$$

Следовательно, для полосы $\lambda = 391,4$ нм величина τ_i не превышает времени, за которое энергия электрона уменьшается от ε_e до энергии ионизации I_i :

$$\tau_i = \int_{I_i}^{\varepsilon_e} \frac{d\varepsilon}{V(\varepsilon) L(\varepsilon)},$$

где L — потери энергии электроном на единице длины. Однако, поскольку сечение ионизации имеет максимум при энергии электронов 100 эВ, эффективное время термализации, по-видимому, на порядок ниже времени сброса энергии от 50 кэВ до 16 эВ. Исходя из этого и используя данные о зависимости $L(\varepsilon)$ из работы [9], для приближенных вычислений получим $\tau_i \approx 5 \cdot 10^{-11} P_0/P$.

Учитывая, что в области давлений ниже ~ 250 Tor можно пренебречь трехчастичной деактивацией состояния $B^2 \sum_u^+ (v'=0) N_2^+$, истинное время жизни этого состояния можно представить соотношением $\tau^* = \tau(1 + \kappa P)^{-1}$, в котором радиационное время жизни $\tau \approx \approx 6,6 \cdot 10^{-8}$ с [10], константа тушения $\kappa \approx 1,0$ Tor⁻¹ [11]. При давлении воздуха $P \geqslant 1$ Tor значения τ_i и τ^* близки по величине. Таким образом, можно считать, что изложенная методика применима для измерения скорости ионообразования при $T \gg \tau^*$ (калибровка измерительного тракта может быть выполнена, например, с помощью ионизационной камеры). В частности, для электронного импульса длительностью 5 нс соответствующее условие принимает вид $P \geqslant 100$ Tor. Этот результат согласуется с опытными данными, приведенными на рис. 4, из которого видно, что при $P \leqslant 100$ Tor начинает наблюдаться затяжка импульса свечения. Проводимость плазмы при $T \gg \tau^*$ может быть вычислена по результатам измерений скорости ионообразования $Q(t)$ по методике, описанной в [1]. Необходимая для этих вычислений нестационарная функция распределения электронов проводимости, энергия которых не превышает нескольких электрон-вольт, имеет вид

$$F(t, \varepsilon) = \frac{1}{V(\varepsilon) L(\varepsilon)} Q(t - t_0) \exp \left[- \int_{\varepsilon}^{E_1} \frac{V(\varepsilon') d\varepsilon'}{V(\varepsilon') L(\varepsilon')} \right],$$

$$t_0 = \int_{\varepsilon}^{E_1} \frac{d\varepsilon'}{V(\varepsilon') L(\varepsilon')},$$

где $E_1 \approx 10$ эВ [1].

В области давлений 1–100 Tor, в которой исследована затяжка светового импульса, величина θ/θ_0 , как видно из рис. 4, примерно линейно возрастает с давлением воздуха, что можно объяснить линей-

ностью функций $\tau_i^1(P)$ и $[\tau^*(P)]^{-1}$. При $P \geq 250$ Torr $0 \approx \theta_0$ вследствие дополнительного сокращения времени жизни возбужденного состояния за счет процессов трехчастичной деактивации.

Аналогичные выводы можно сделать на основании результатов измерений в полосе $\lambda = 337,1 \text{ нм}$, несмотря на то, что энергетическая зависимость сечения возбуждения этой полосы по своей форме существенно отличается от вида функции $\sigma_i(\varepsilon)$. Это обусловлено тем, что в слабоионизированной плазме при $T \gg \tau^*$ отношения концентраций молекул в различных возбужденных состояниях не зависят от интенсивности источника первичных электронов.

В области низких давлений, в которой $T \ll \tau^*$, полученные результаты характеризуют лишь параметры световой вспышки. Для анализа этих результатов и установления их связи с физико-химическими свойствами плазмы необходимы отсутствующие в настоящее время данные по нестационарной функции распределения электронов в области энергий до 8 МэВ. Приведенные в работе экспериментальные данные при давлении воздуха ниже 100 Torr могут быть использованы для сопоставления теории с экспериментом при разработке методики расчетов нестационарной функции распределения вторичных электронов в области высоких энергий, а также для вычислений параметров световой вспышки импульсной пучковой плазмы.

Авторы выражают благодарность Н. Н. Морозову за предоставление результатов СВЧ измерений проводимости плазмы, образованной электронным импульсом микросекундной длительности.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Капинос В. И и др — Изв вузов—Радиофизика, 1975, 18, № 8, с 1087.
- 2 Морозов Н. Н и др — Атом энергия, 1976, 40, № 1, с 53.
- 3 Wartman J M, De Haas M P — J Chem Phys, 1975, 63, № 5, p 2094.
- 4 Коваль А. Г., Коппе В. Т., Прощак Л. И., Фогель Я. М.—Опт и спектр, 1969, 27, № 2, с 373.
- 5 Морозов Н. Н и др — Атом энергия, 1978, 45, № 5, с 374.
- 6 Капинос В. Н и др — ЖТФ, 1974, 44, № 11, с 2432.
- 7 Opal C B, Peterson W K, Beatty E C — J Chem Phys, 1971, 55, № 8, p 4100.
- 8 Porter H S, Jackman C H, Green A E S — J Chem Phys, 1976, 65, № 1, p 154.
- 9 Peterson L R, Green A E S — J Phys B (Proc Phys Soc) 1968, ser 2, 1, p. 1131.
- 10 Кузнецова Л. А., Кузьменко Н. Е., Кузяков Ю. Я., Пластини Ю. А.—УФН, 1974, 113, № 2, с 285.
11. Вагин Ю. П., Хохлов В. Д.—Тезисы докладов VII Всесоюзной конференции по физике электронных и атомных столкновений—Петрозаводск, 1978, 1, с. 104.

Всесоюзный научно-исследовательский
институт оптико-физических измерений

Поступила в редакцию
16 июня 1982 г

CONDUCTIVITY, ION FORMATION SPEED AND AIR LIGHT FLASH CAUSED BY A SHORT PULSE OF RELATIVISTIC ELECTRONS

Yu. P Vagin, B. S. Punkovich, B. M Stepanov, V. D. Khokhlov

Amplitude-time characteristics of the air flash caused by a nanosecond relativistic electron pulse air ionization have been studied by a photovoltaic method. An optical method for the measurement of ion formation speed and beam plasma conductivity is motivated by the results obtained. It is shown that at normal air pressure the optical method is applicable to the electroconductivity measurements if the characteristic time of the primary electron source intensity change is not less than 10^{-7} s , during the ion formation speed measurement the corresponding time should be not less than $5 \cdot 10^{-10} \text{ s}$. The light flash parameters versus air pressure in the range of 1–760 torr have been investigated. At the air pressure of about 100 torr an increasing light pulse delay with the pressure decrease for the 5 ns electron pulse is observed as compared with an electron current pulse.