

УДК 537.521.7

ЛЕВАЯ ВЕТЬ КРИВОЙ ПАШЕНА В ГЕЛИИ

К. Н. Ульянов, В. В. Чулков

Численно методом Монте—Карло рассчитана кривая Пашена в гелии для E/P до $6 \cdot 10^3$ В/м·Па. Показано, что основными процессами образования заряженных частиц в этой области таунсендовского разряда являются эмиссия электронов под действием бомбардировки катода ионами и быстрыми атомами, образовавшимися в разрядном промежутке при перезарядках ионов, а также объемная ионизация газа электронным ударом. Показано, что трехзначность зависимости напряжения зажигания разряда от Pd в левой ветви кривой Пашена для гелия связана с тем, что значение E/P , при котором средняя энергия быстрых атомов соответствует пороговой для кинетического механизма вырывания электронов с поверхности металла, больше E/P , при котором частота ионизации электронным ударом максимальна. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

1. Известно, что лавинный механизм пробоя возможен при относительно низких значениях произведения давления газа P на размер промежутка d (менее $(Pd)_{кр} \sim 10^2$ м·Па). Теория Таунсенда [1] хорошо описывает экспериментально наблюдаемые зависимости напряжения зажигания таких разрядов U_3 для $Pd < (Pd)_{кр}$. Существует ограничение на область применимости таунсендовской теории со стороны малых значений Pd , где размер промежутка становится сравнимым с длиной, на которой происходит установление стационарного энергетического распределения электронов λ_e . Количественное описание таких разрядов отсутствует. Вместе с тем в этой области Pd экспериментально наблюдается ярко выраженное явление, на наш взгляд, связанное с кинетическими эффектами.

В гелии вблизи минимума кривая Пашена имеет необычную форму. Существует аномальная область [2-4], в которой каждому значению Pd могут соответствовать три значения U_3 . Причины появления этой области окончательно не установлены. Численное моделирование пробоя методом Монте—Карло, предпринятое в [5], показало, что появление второго участка с положительным наклоном кривой $U_3(Pd)$ связано с появлением «убегающих» электронов. При некотором значении Pd кривая $U_3(Pd)$ вновь поворачивает влево. В [2-4, 6] высказывается несколько предположений относительно появления третьего значения U_3 . Нам представляется целесообразным с целью создания модели таунсендовского разряда в левой ветви кривой Пашена на основе численной модели движения заряженных частиц методом Монте—Карло с более сложной кинетикой ионизации, чем в [5], проанализировать влияние различных элементарных процессов на зажигание таунсендовского разряда в гелии и выявить основные закономерности.

2. Рассмотрим пробой газа между плоскими электродами в однородном внешнем поле. Электроны выходят из катода за счет вторичной электронной эмиссии под действием ударов ионов, метастабильных атомов и атомов в основном состоянии. На аноде учтем вторичную электронную эмиссию. При движении заряженных частиц через газ учтем следующие процессы: ионизацию и возбуждение электронных состояний атомов электронным ударом; перезарядку ионов; ионизацию газа ионами, метастабильными атомами и быстрыми атомами, образовавшимися в результате перезарядки ионов на атомах.

Модель расчета методом Монте—Карло представляется собой модификацию метода, описанного в [5, 7], и состоит в последовательном вычислении параметров электрона (его положения, скорости и угла между направлением движения и вектором электрического поля) на отрезках траектории $\Delta\lambda$, длина которых много меньше длины свободного пробега λ .

Отношение $\Delta\lambda/\lambda$ в зависимости от величины параметра E/P в расчетах изменялась от 0.05 до 0.001 и выбиралось таким образом, чтобы всегда выполнялось условие

$$eE\Delta\lambda/\varepsilon_1 \ll 1, \quad (1)$$

где ε_1 — порог возбуждения первого электронного уровня атома. При столкновениях электрона с атомами его параметры изменяются скачком. Параметры первичного электрона, а также параметры вторичного электрона в случае распада атома гелия определялись при розыгрыше случайной величины, распределение плотности вероятности которой определялось дифференциальным сечением соответствующего типа столкновения. Энергия электронов, эмиттированных с катода за счет γ -процессов, как правило, мала [8] и много меньше средней энергии электронов в разряде. Для удобства расчетов примем ее равной 0.1 эВ. Начальное направление движения предполагалось изотропным и моделировалось при помощи случайной величины, равномерно распределенной от 0 до $\pi/2$. Розыгрыш каждого электрона продолжался до тех пор, пока он, а также все вторичные электроны, образовавшиеся в электронной лавине в результате процессов ионизации (электронами, ионами и т. д.) и в результате неупругого отражения электронов на аноде, не поглощались анодом. На аноде было задано следующее граничное условие. При достижении электрона с энергией ε анода с вероятностью, равной коэффициенту неупругого отражения $K_{отр}(\varepsilon)$, он изотропно отражался от анода. С вероятностью $1 - K_{отр}$ электрон поглощался анодом. Энергетическое распределение отраженных электронов и $K_{отр}(\varepsilon)$ взяты из [9]. При $\varepsilon < 20$ эВ рассеяние электрона при упругих столкновениях предполагалось изотропным. При $\varepsilon > 20$ эВ дифференциальное сечение упругих столкновений σ_y аппроксимировалось аналогично [10] выражением

$$\sigma_y \sim \exp\left(-a\varepsilon^{1/2} \sin \frac{a_p}{2}\right), \quad (2)$$

где ε — энергия электрона (эВ), $a = 0.521 + 0.000597\varepsilon$, a_p — угол рассеяния электрона.

Постоянная a выбиралась из условия минимального среднеквадратичного отклонения (2) от данных [11, 12]. Дифференциальные сечения ионизации гелия электронным ударом заимствовались из [13] и нормировались таким образом, чтобы полное сечение совпало бы с экспериментальными данными из [14]. Предполагалось, что распределение вторичных электронов является изотропным, что согласуется с экспериментом [15], а угол рассеяния первичного электрона определялся из законов сохранения импульса и энергии [16]. При этом пренебрегалось импульсом и энергией атома гелия. В расчетах учитывалось возбуждение электронным ударом энергетических уровней гелия. Сечение возбуждения метастабильного состояния гелия взято из [7]. Все остальные уровни объединялись в один с эффективным сечением из [7]. Рассеяние электронов при возбуждении электронных уровней предполагалось изотропным.

Здесь рассматриваются такие Pd , когда длина свободного пробега ионов λ_i много меньше d . В этом случае можно считать, что движение ионов происходит в режиме подвижности. Энергетическое распределение ионов по энергии $f_i(\varepsilon)$ соответствует распределению Больцмана [17] с температурой

$$T_i = E/\sigma_n N,$$

где σ_n — сечение перезарядки ионов, N — плотность газа.

Рассмотрим модель, в которой образование «быстрых» атомов происходит при перезарядках. Потери «быстрых» атомов происходят в столкновениях с атомами. После столкновения «быстрый» атом выбывает из рассмотрения. Такая модель хорошо описывает хвост энергетического распределения быстрых

атомов, что важно для вычисления скорости ионизации атомов гелия, и несколько хуже — низкоэнергетическую часть. При постоянном сечении столкновения атомов σ_a для энергетического распределения быстрых атомов имеем $f_a(\epsilon) \simeq f_i(\epsilon)$, и их концентрация n_a может быть определена следующим образом:

$$n_a = n_i \frac{\sigma_n}{\sigma_a}.$$

Коэффициент Таунсенда ионизации ионами β с учетом ионизации быстрыми атомами определялся следующим образом:

$$\beta = \frac{(n_i + n_a) \int_0^{\infty} v \sigma_{ia} f_a(v) dv}{n_i \int_0^{\infty} v f_a(v) dv}. \quad (3)$$

В (3) предполагалось, что сечение ионизации ионами σ_{ii} равно сечению ионизации быстрыми атомами σ_{ia} . Величины сечений заимствовались из [18].

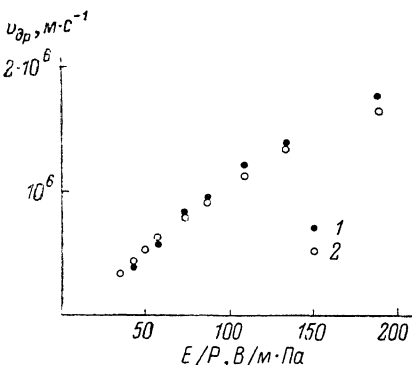


Рис. 1. Зависимость дрейфовой скорости электронов для гелия от E/P .

1 — расчет, 2 — эксперимент [20].

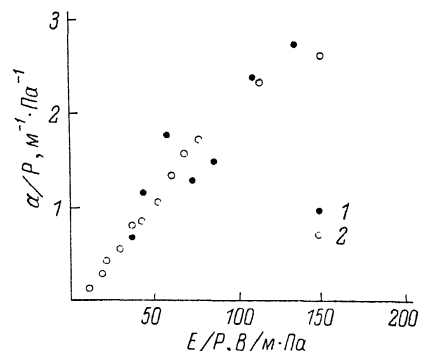


Рис. 2. Зависимость первого коэффициента Таунсенда для гелия от E/P .

1 — расчет, 2 — эксперимент [21].

В наших расчетах, как правило, выполнялось условие $\beta d \leq 1$. Формирование ионной лавины моделировалось с помощью случайного процесса. Розыгрыш ионов осуществлялся следующим образом. Датчик случайной величины, плотность вероятности которой равномерно распределена от 0 до 1, генерировал случайное число Q . Если

$$Q > e^{-\beta(d-x_{i0})},$$

где x_{i0} — начальное положение иона, то считалось, что при движении иона образовалась новая электрон-ионная пара, а ее начальная координата x_i вычислялась следующим образом:

$$x_i = x_{i0} - \frac{\ln Q}{\beta}. \quad (4)$$

Энергия вторичных электронов мала и для удобства расчетов принималась равной 0.1 эВ. Направление движения моделировалось случайной величиной, равномерно распределенной в интервале от $-\pi/2$ до $\pi/2$.

Сечения возбуждения метастабилей ионами и быстрыми атомами взяты из [10]. Вторые коэффициенты Таунсенда для ионов γ_i и быстрых атомов γ_a заимствованы из [18]. Величина γ_m для метастабильных атомов предполагалась равной γ_i [19]. Вклад в γ метастабилей оценивался из условия, что половина из их общего числа достигает катода.

3. Для проверки расчетной модели были вычислены зависимости величин дрейфовой скорости электронов $v_{др}$ и первого коэффициента Таунсенда α от E/P .

Значения $v_{др}$ получены усреднением компонентной скорости электрона вдоль вектора электрического поля, а величина α как среднее число актов ионизации на единице длины дрейфа электронов. При розыгрыше отдельного электрона учитывались события, при которых электрон проходил точку x «измерения» в направлении поля и против него, а также вклад вторичных электронов. Расстояние от начальной точки x_0 , с которой начиналось моделирование движения электрона, до точки x выбиралось так, чтобы оно было бы больше расстояния λ_{yer} , на котором происходит установление стационарных значений переносных коэффициентов. Величина λ_{yer} определялась численно.

На рис. 1, 2 приведены результаты расчетов $v_{др}$ и α , полученные усреднением по ансамблю из 200—500 электронов. Бóльший разброс расчетных значений α по сравнению с $v_{др}$ относительно экспериментальных точек объясняется малой вероятностью ионизации при прохождении электроном интервала Δx , в котором проводилось определение α .

Напряжение зажигания разряда определялось из условия стационарности разряда

$$\sum \bar{n}_k \sum \langle \gamma_k \rangle = 1, \quad (5)$$

где \bar{n}_k — среднее число электрон-ионных пар, образовавшихся при прохождении электроном разрядного промежутка, за счет объемной ионизации газа электронным ударом ($k=e$) и объемной ионизации газа ионами и быстрыми атомами ($k=a$); $\langle \gamma_k \rangle$ — эффективный коэффициент электронной эмиссии при бомбардировке поверхности катода ионами ($k=i$), быстрыми атомами ($k=a$) и метастабильными атомами ($k=m$). Величина $\langle \gamma_k \rangle$ определялась как отношение среднего числа электронов, эмиттированных с катода за счет соответствующего процесса, к среднему числу электрон-ионных пар, образовавшихся в электронной и ионной лавинах, при прохождении промежутка электроном, эмиттированным с поверхности катода.

Оценка эмиссии электронов под действием квантов света, испускаемых возбужденными атомами гелия, образовавшихся в результате неупругих соударений электронов, показала, что вероятность этого процесса при $E/P > 5 \times 10^2$ В/м·Па мала по сравнению с γ_i . Вероятность фотозффекта заимствована из [2].

Для вычисления U_3 выполнялись расчеты \bar{n}_k и $\langle \gamma_k \rangle$ при заданном E/P . Подбирая величину Pd так, чтобы выполнялось (5), определялась точка на кривой Пашена.

Анализ результатов расчета показал, что коэффициент ионизации газа α определяется не только локальным значением параметра E/P , который постоянен по промежутку, но и расстоянием, пройденным электроном в электрическом поле, а также процессами на аноде. На рис. 3 приведены зависимости коэффициента α от x для $E/P = 6 \cdot 10^3$ (а) и $1.5 \cdot 10$ В/м·Па (б). Под α здесь понимается отношение числа актов ионизации в небольшом интервале Δx к числу всех электронов (с учетом вторичных), попадавших в Δx . Вблизи катода наблюдается максимум α , связанный с максимумом зависимости сечения ионизации σ_{ie} электронным ударом от энергии. С увеличением x ионизирующая способность электронов монотонно уменьшается и формируется пучок убегающих электронов, который неупруго отражается от анода. Отраженные электроны тормозятся электрическим полем, их энергия уменьшается, что приводит к аномальному росту α вблизи анода. Отметим, что при больших E/P разница между максимальной и минимальной величиной α по промежутку возрастает.

Нелокальность ионизации газа электронным ударом оказывает существенное влияние и на другие ионизационные процессы. Развитие ионной лавины (при $\beta = \text{const}$) определяется расстоянием, пройденным ионом в электрическом поле. Расчеты показали, что вклад ионизации ионами и быстрыми атомами определяется не только процессами в объеме, но и вторичной электронной эмиссией на аноде. Причем наибольший вклад в \bar{n}_a дают лавины, инициируемые ионами, образовавшимися у анода в результате ионизации газа электронами, неупруго отразившимися от анода. Вклад различных процессов в (5) иллюстрируется с помощью таблицы, где приведены результаты расчетов \bar{n}_k и $\langle \gamma_k \rangle$ для Pd и E/P , типичных в левой ветви кривой Пашена.

Отметим, что во всем рассмотренном диапазоне E/P вклад объемной ионизации ионами и быстрыми атомами газа был значительно меньше доли объемной ионизации электронами. С увеличением E/P доля \bar{n}_v увеличивается. Поэтому возможно, что при достаточно больших напряжениях на промежутке (порядка

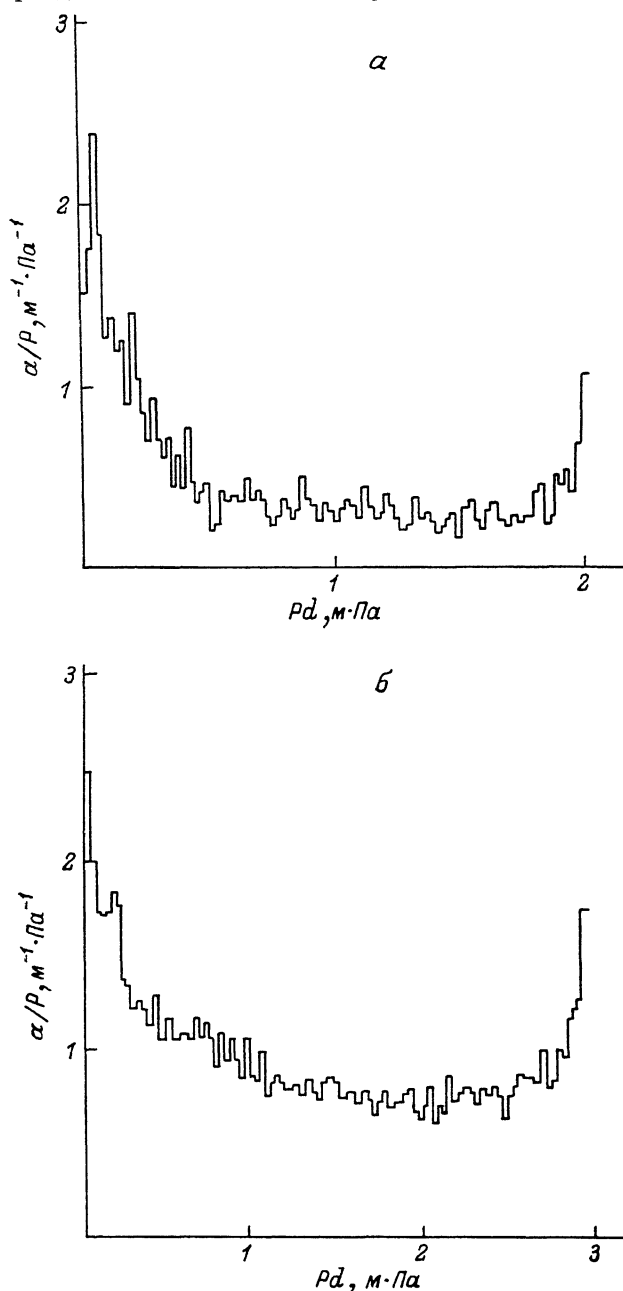


Рис. 3. Зависимость первого коэффициента Таунсенда для гелия, рассчитанная методом Монте-Карло, по разрядному промежутку.

100 кВ) основным механизмом объемной ионизации газа в таунсендовском разряде является ионизация ионами и быстрыми атомами, предложенная в [6].

При E/P более $1.5 \cdot 10^3$ В/м·Па резко уменьшается средняя по промежутку частота ионизации электронным ударом. Величина $\langle \gamma_i \rangle$ при этом изменяется слабо. В самом деле, средняя энергия ионов в этом диапазоне E/P составляет величины 10—100 эВ, что соответствует потенциальному механизму вырывания электронов, при котором $\gamma_i \approx \text{const}$. Кинетический механизм вырывания элект-

E/P , В/м · Па	Pd , м · Па	$\langle \gamma_i \rangle$	$\langle \gamma_a \rangle$	$\langle \gamma_m \rangle$	γ	\bar{n}_a	\bar{n}_e	β/P , м ⁻¹ · Па ⁻¹
$0.75 \cdot 10^3$	1.46	0.25	0.017	0.004	0.27	0.037	4.03	0.0115
$1.125 \cdot 10^3$	2.26	0.25	0.045	0.014	0.31	0.16	4.27	0.025
$1.5 \cdot 10^3$	2.39	0.25	0.085	0.022	0.36	0.17	3.04	0.044
$2.25 \cdot 10^3$	2.53	0.25	0.22	0.035	0.51	0.26	2.15	0.085
$3.57 \cdot 10^3$	2.13	0.306	0.53	0.050	0.88	0.19	1.08	0.173
$6 \cdot 10^3$	2.00	0.339	0.97	0.075	1.38	0.135	0.51	0.315

тронов (у которого γ возрастает) возможен, если энергия ионов более 100 эВ [18]. Доля таких ионов в энергетическом распределении мала. Рассмотрим другие механизмы увеличения при больших E/P эффективной величины второго коэффициента Таунсенда. С увеличением средней энергии ионов и быстрых атомов возрастает вероятность возбуждения ими метастабильных электронных уровней гелия и соответственно γ -процессов на катоде с участием метастабильных атомов. В таблице приведены расчеты эффективной величины коэффициента эмиссии за счет метастабильных атомов $\langle \gamma_m \rangle$. Оказалось, что вклад этого процесса в эмиссию электронов с катода во всех расчетах мал.

Наибольший вклад в γ , как показали расчеты, дает эмиссия под воздействием ударов быстрых атомов. Для атомов отсутствует механизм потенциального вырывания, а вероятность кинетического вырывания приблизительно равна соответствующей величине для ионов. Однако число быстрых атомов значительно больше (поскольку $\sigma_n \gg \sigma_a$). Поэтому увеличение эффективного коэффициента γ связано с кинетическим вырыванием электронов быстрыми атомами.

По результатам расчетов были построены кривые Пашена. На рис. 4 приведены две кривые Пашена, рассчитанные для гелия с учетом эмиссии электронов при бомбардировке поверхности катода быстрыми атомами (1) и без учета этого процесса (2). Отметим также удовлетворительное согласие кривой 1 с экспериментально измеренной. Эксперимент: 3 — [3], 4 — [4].

4. Расчеты показали, что сложный вид левой ветви кривой Пашена в гелии объясняется конкуренцией ионизации газа электронным ударом и эмиссии электронов под действием соударений с поверхностью катода быстрых атомов. Относительная доля этих процессов в поддержании тока через разрядный промежуток определяется параметром E/P . Сечение ионизации газа электронным ударом немонотонно, его максимальная величина соответствует энергии электронов $\varepsilon \sim 100$ эВ. В случае $\gamma \approx \text{const}$ при уменьшении Pd уменьшается число столкновений, и для того чтобы удовлетворить условию пробоя (5), необходимо увеличивать ионизирующую способность электронов за счет увеличения электрического поля. Однако ионизирующая способность электронов, пропорциональная σ_e , не увеличивается неограниченно. Она достигает своего максимального значения при $\varepsilon \sim 100$ эВ и далее с ростом E/P уменьшается. При значении Pd меньше определенной величины, соответствующей $(E/P)_{кр}$, разряд не зажигается. Оказывается, что каждому значению Pd при $\gamma = \text{const}$ соответствуют два значения U_3 , относящиеся к двум ветвям кривой Пашена верхней и нижней (кривая 2 на рис. 4), для которых равны средние числа ионов, образовавшихся при прохождении электроном промежутка, и отличающиеся друг от друга значением E/P . Казалось бы, такой вид зависимости $U_3(Pd)$ должен иметь место для всех газов. Однако за редким исключением, к которым и относятся гелий, коэффициент γ начинает изменяться уже для значений E/P , соответствующих нижней ветви $U_3(Pd)$. Коэффициент электронной эмиссии γ_a имеет порог, соответствующий энергии быстрых атомов $\varepsilon_{0n} \approx 100 \div 200$ эВ [18].

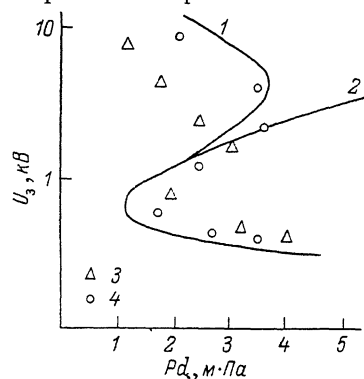


Рис. 4. Кривые Пашена для гелия.

Беличина $(E/N)_n$, при которой энергия быстрых атомов будет порядка пороговой, определяется произведением $\varepsilon_{om} \sigma_n$. В зависимости от рода газа точка, соответствующая $(E/P)_n$, находится как на верхнем, так и на нижнем участках кривой I . В первом случае имеет место аномальный вид кривой Пашена, во втором — обычная кривая Пашена.

Предыдущая работа в этой области [6] носила качественный характер. Предложенная в [6] модель левой ветви кривой Пашена справедлива в области значительно меньших значений Pd , при которых наблюдается аномальный вид кривой $U_3(Pd)$. Это связано с тем, что в настоящее время отсутствуют теоретические модели, позволяющие удовлетворительно рассчитать энергетическое распределение электронов и, следовательно, коэффициент α в нужном диапазоне E/P : от области, где $\lambda \gg \lambda_g$, и распределение электронов близко к изотропному, до области $\lambda \ll \lambda_g$, где электроны имеют δ -образную функцию распределения по энергиям (пучок), а их энергия соответствует пройденной разности потенциалов. Численное моделирование движения электронов методом Монте—Карло позволило в данной работе преодолеть эту трудность, количественно оценить вклад разных процессов в условие зажигания и создать модель разряда в левой ветви кривой Пашена.

Литература

- [1] *Townsend J. S.* Electricity in gases. Oxford University Press, London, 1915.
- [2] *Мик Дж., Крэгс Дж.* Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960. 605 с.
- [3] *Дикиджи А. Н., Клярфельд Б. Н.* ЖТФ, 1955, т. 25, № 1, с. 1038—1044.
- [4] *Гусева Л. Г.* ЖТФ, 1970, т. 40, № 11, с. 2253—2256.
- [5] *Ульянов К. Н., Чулков В. В.* ТВТ, 1985, т. 23, с. 673—676.
- [6] *Ульянов К. Н.* ЖТФ, 1970, т. 40, № 10, с. 2138—2146.
- [7] *Iton T., Migha T. J.* Phys. Soc. Japan, 1960, v. 15, N 9, p. 1672—1680.
- [8] *Каминский М.* Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. М.: Мир, 1967. 506 с.
- [9] *Бронштейн И. М., Фрайман Б. С.* Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. 407 с.
- [10] *Boeuf J. P., Marode E. J.* Phys. D, 1982, v. 15, N 11, p. 2169—2187.
- [11] *La Bahn R. W., Callaway J.* Phys. Rev. A, 1970, v. 2, N 2, p. 366—369.
- [12] *La Bahn R. W., Callaway J.* Phys. Rev., 1969, v. 180, N 1, p. 91—96.
- [13] *Алхазов Г. Д.* ЖТФ, 1970, т. 40, № 1, с. 97—106.
- [14] *Kieffer L. J., Gordon H. F.* Rev. Mod. Phys., 1966, v. 38, N 1, p. 1—35.
- [15] *Peterson W. K., Beaty E. C., Opal C. B.* Phys. Rev. A, 1972, N 2, p. 712—723.
- [16] *Грабовский В. Л.* Электрический ток в газе. М.; Л., 1952, т. 1. 432 с.
- [17] *Каган Ю. М., Перель В. И.* ДАН СССР, 1954, т. 98, № 4, с. 575—578.
- [18] *Haucley H. C., Utterback N. G.* Phys. Rev., 1964, v. 135, N 6A, p. A1575—1579.
- [19] *McVicar-Whelar P. I., Borst W. I.* Phys. Rev. A, 1970, v. 1, N 2, p. 314—318.
- [20] *Dutton J. J.* Phys. Chem. Ref. Date, 1975, v. 4, N 3, p. 577—856.
- [21] *Chanin L. M., Rork G. D.* Phys. Rev., 1964, v. 133, N 4A, p. 1005—1009.

Всесоюзный электротехнический
институт им. В. И. Ленина
Москва

Поступило в Редакцию

16 декабря 1986 г.

В окончательной Редакции

2 октября 1987 г.