

Ф. Х. КИДРАСОВ, А. М. ДЕВЯТОВ, Л. М. ВОЛКОВА, Л. В. АРХИПОВА

АКСИАЛЬНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДА В МАГНИЕВОМ ПОЛОМ КАТОДЕ С ГЕЛИЕВЫМ И АРГОНЫМ НАПОЛНЕНИЯМИ

Систематическое изучение электрокинетических характеристик разряда в полном катоде проведено Ю. М. Каганом и его сотрудниками [1—4]. Эти и более поздние

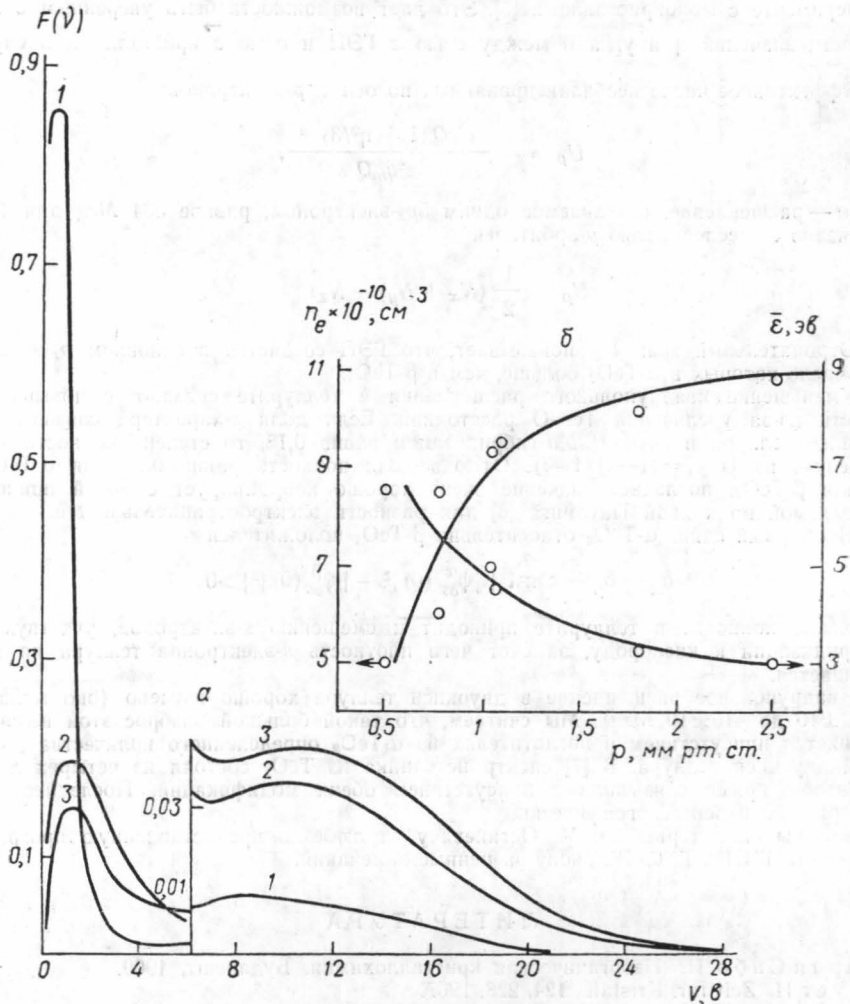


Рис. 1 а — Функции распределения электронов по энергиям в разряде в полном катоде с гелиевым наполнением в центре катода. Разрядный ток 30 ма (P_{He} : 1 — 2,7, 2 — 1,15, 3 — 0,9 мм рт. ст.); б — изменение концентрации (n_e) и средней энергии ($\bar{\epsilon}$) электронов в зависимости от давления гелия

исследования [5, 6] проводились в полном катоде, изготовленном из труднораспыляющихся металлов. В [7, 8] содержатся данные о влиянии примесей на вид функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ).

В настоящей работе приводятся результаты зондовых измерений, проведенных в разряде в магниевом полом катоде, выполненном в виде открытого с торцов цилиндра диаметром 15 мм и длиной 50 мм. Анод такой же длины диаметром 30 мм располагался коаксиально с катодом. Цилиндрический зонд диаметром 0,08 мм и длиной 5 мм вводился в полый катод по оси разряда. Для защиты остеклованного ввода зонда от напыления металлом принимались специальные меры.

Функции распределения электронов по энергиям определялись путем измерения второй производной зондового тока $i''(v)$ в различных точках по оси катода с последующим вычислением по известной формуле Дрювстейна.

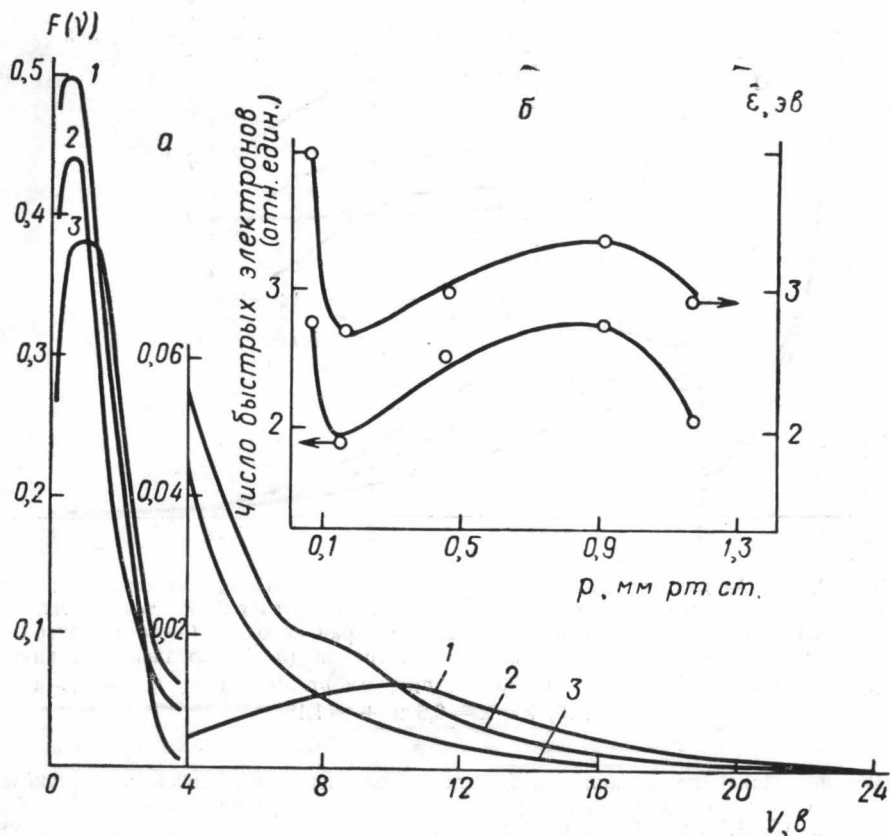


Рис. 2. а — Функции распределения электронов по энергиям в разряде в полом катоде с аргоновым наполнением в центре катода. Разрядный ток 30 ма. $P_{\text{ат}}$: 1 — 0,13, 2 — 1,15, 3 — 0,9 мм рт. ст.; б — изменение числа быстрых электронов и средней энергии электронов в зависимости от давления аргона

Потенциал плазмы, выбранной в точке, где $i''(v)$ обращается в нуль, практически совпадал с потенциалом, при котором наступает перегиб на кривой полулогарифмической зондовой характеристики. Расстояние между максимумом и нулем $i''(v)$ не превышало 0,2—0,6 в. При повторных измерениях кривые хорошо воспроизводились.

Функции распределения электронов по энергиям были измерены в разряде с аргоновым наполнителем при давлениях 0,06—1,5 мм рт. ст. и гелиевым наполнителем — при 0,5—3 мм рт. ст. Нижние пределы давлений выбраны несколько выше тех значений, при которых вольтамперные характеристики плоского зонда при различных его ориентациях относительно оси разряда начинают расходиться. Разрядные токи составляли 20—80 ма. Значения концентраций и средних энергий получены совместной обработкой одновременно снятых кривых $i_3(v)$ и $i''(v)$ по следующим соотношениям:

$$n_e = 4,2 \cdot 10^{10} \frac{i_{e0}}{S} \int_0^{\infty} i''(v) \sqrt{v} dv / \int_0^{\infty} i''(v) v dv, \quad (1)$$

$$\bar{\varepsilon} = \int_0^{\infty} i''(v) v^{3/2} dv / \int_0^{\infty} i''(v) \sqrt{v} dv, \quad (2)$$

где i_{e0} — электронный ток на зонд при потенциале пространства ($ма$), S — площадь зонда ($мм^2$). Интегралы в (1) и (2) вычислялись на ЭВМ методом Симпсона.

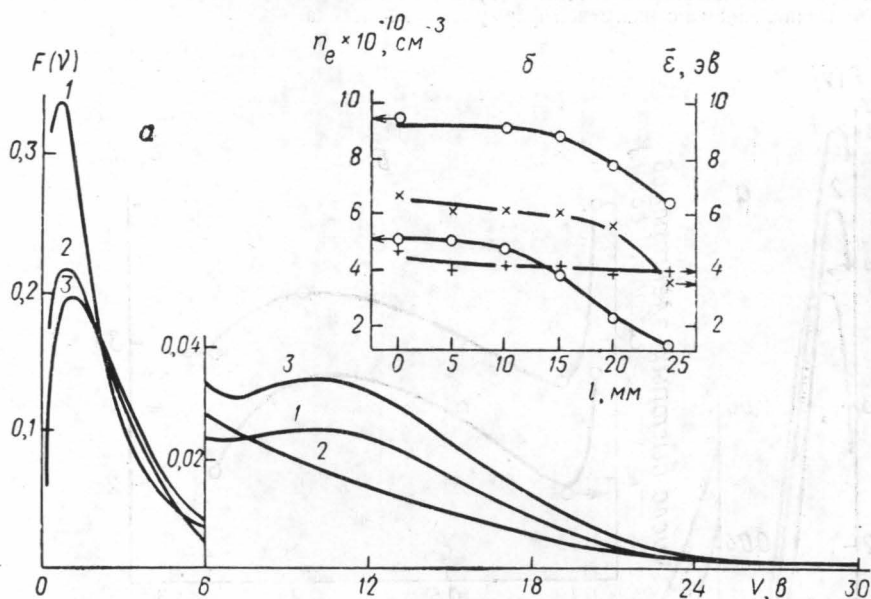


Рис. 3. *a* — Аксиальное изменение функции распределения электронов по энергиям в разряде в полем катоде в гелии. Разрядный ток 30 ма, $P_{He}=1,15$ мм рт. ст. 1 — $l=10$, 2 — $l=25$ мм (край катода), 3 — $l=0$ (центр катода); *б* — аксиальное изменение концентрации (n_e) и средней энергии ($\bar{\varepsilon}$) электронов. Разрядный ток 30 ма. p_{He} , мм рт. ст.: n_e — ● — 0,5 и ○ — 1,15; $\bar{\varepsilon}$ — × — 0,5 и + — 1,15

Все исследованные функции распределения по энергиям отличались от максвелловского распределения для той же средней энергии более узким максимумом в области энергий 0,5—1,5 эВ и более быстрым спадом в диапазоне энергий от максимума до 3—5 эВ. В области энергий 8—12 эВ наблюдался более или менее явно выраженный второй максимум, подобный полученному в работах [1—4 и 8]. На рис. 1, *a* представлены нормированные на единичную площадь функции распределения электронов по энергиям, измеренные в центре катода на оси разряда при разных давлениях гелия. Как видим, рост давления приводит к сужению и увеличению основного максимума, который при этом смещается в область малых энергий, а второй максимум уменьшается по величине и имеет тенденцию к сглаживанию. Концентрация электронов возрастает довольно круто при изменении давления от 0,5 до 1 мм рт. ст., при дальнейшем росте давления кривая имеет более пологий характер (рис. 1, *б*). Средняя энергия электронов с увеличением давления гелия монотонно падает.

Сглаживание второго максимума при повышении давления наблюдается также в разряде в аргоне. Однако увеличение давления от 0,06 до 1,5 мм рт. ст. сопровождается немонотонным изменением средней энергии и концентрации быстрых электронов (понимаются электроны с энергией, большей первого потенциала возбуждения магния — 2,7 эВ). Они достигают второго максимума при давлении от 0 до 0,9 мм рт. ст. Спектроскопические измерения показывают, что интенсивности спектральных линий магния достигают при этом давлении также наибольшего значения. Поэтому это давление может быть охарактеризовано как оптимальное.

Рост силы разрядного тока приводит к незначительным деформациям функций распределения электронов по энергиям. Если в разряде в гелии число быстрых электронов при этом несколько уменьшается, то в аргоне с ростом тока оно возрастает приблизительно линейно, а средняя энергия падает.

При движении по оси катода от центра к торцам ФРЭЭ распределения электронов по энергиям обедняется быстрыми электронами (рис. 3, а), второй максимум, уменьшаясь по величине, исчезает на краю катода. Аксиальное поведение функций распределения электронов по энергиям в разряде в аргоне аналогично. Концентрация и средняя энергия электронов уменьшаются при удалении от центра катода по оси (рис. 3, б). Отмеченные аксиальные закономерности сохраняются при изменении давления газа, причем аксиальная неоднородность n_e и ϵ в разряде в гелии сильнее проявляется при уменьшении давления и увеличении давления в разряде в аргоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бородин В. С., Каган Ю. М. ЖТФ, **36**, 181, 1966.
2. Бородин В. С., Герасимов Г. Н., Каган Ю. М. ЖТФ, **37**, 392, 1967.
3. Десаи Ш. К., Каган Ю. М. «Оптика и спектроскопия», **27**, **34**, 1969.
4. Гофмейстер В. П., Каган Ю. М. «Оптика и спектроскопия», **26**, 689, 1969.
5. Солдатов А. Н. «Оптика и спектроскопия», **31**, 181, 1971.
6. Солдатов А. Н., Клишкин В. М. и др. «Изв. вузов», физика, № 6, 149, 1970.
7. Горбунова Т. М., Солдатов А. Н., Семенова О. П. Материалы III Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы, 1971, стр. 212.
8. Жиглинский А. Г., Хлопина Т. Н. «Оптика и спектроскопия», **32**, 645, 1972.

Поступила в редакцию
11.4 1973 г.

Кафедра
электроники

УДК 530.12

Ю. Г. ПАВЛЕНКО, Е. Н. ГУМИНОВ

РАССЕЯНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПОЛЕ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ

В настоящей статье рассмотрено упругое рассеяние произвольно поляризованных электронов в поле магнитного диполя. Эта задача представляет интерес при изучении взаимодействия направленных потоков частиц с магнитным полем Земли или полем, создаваемым пульсаром [1]. Анализ спиновых состояний рассеянных электронов может оказаться весьма важным для наблюдения излучения в космической среде, поскольку ориентация спинов среды существенно изменяет ее оптические свойства [2].

Прежде всего отметим, что классическая механика неприменима для задачи рассеяния в поле магнитного диполя, так как при больших значениях прицельного параметра ρ квантовомеханический угол дифракции θ_0 больше, чем угол классического рассеяния $\theta_{кл}$. Действительно, в приближении малых углов отклонения переданный импульс $\vec{q} = \vec{p}(\infty) - \vec{p}$ определяется соотношением

$$\vec{q} = -\frac{e}{c} \int_{-\infty}^{\infty} [\vec{v}, \vec{H}(\vec{r})] dt, \quad \vec{r} = \vec{\rho} + \vec{v}t, \quad \vec{\rho} \perp \vec{v},$$

где \vec{H} — внешнее магнитное поле, создаваемое магнитным диполем $\vec{\mu}$, \vec{v} — скорость электронов на бесконечности. Учитывая, что $\vec{H} = \text{rot } \vec{A}$, где

$$\vec{A} = \left[\vec{\nabla} \frac{1}{r}, \vec{\mu} \right] \quad (1)$$

вектор-потенциал магнитного диполя, получим

$$\vec{q} = -\frac{2e}{cv} \left(\frac{2[\vec{v}\rho](\vec{\mu}\rho)}{\rho^4} - \frac{[\vec{v}\mu]}{\rho^2} \right).$$

Поскольку угол рассеяния $\theta_{кл} = \frac{|\vec{q}|}{p}$, то из условия $\theta_{кл} \gg \theta_0 \sim \frac{\hbar}{\rho p}$ [3] найдем, что при значениях прицельного параметра