

X_2^* и Y_2^* . Действительно, считая связь в молекуле XY^* чисто ковалентной, что следует из изoeлектронности атомов и близости энергий диссоциации молекул X_2 для всех благородных газов, исключая He и Ne [2], имеем

$$R_{XY} = \frac{R_{X_2} + R_{Y_2}}{2} \quad (2)$$

$$D_{XY} = \sqrt{D_{X_2} D_{Y_2}} \quad (3)$$

Так как в литературе нет достоверных значений R_{X_2} , то целесообразно пренебречь в (1) ван-дер-ваальсовским взаимодействием, заменив D_{XY} на Δ_{XY} — величину стоксового сдвига полосы люминесценции. В таком случае

$$h\nu_{изл} = \min \{E_X, E_Y\} - \sqrt{\Delta_{X_2} \Delta_{Y_2}} \quad (4)$$

Рассчитанные по этой формуле положения полос люминесценции некоторых «примесных» экситонов приведены в таблице.

Анализ результатов приводит к следующим выводам: во-первых, передача возбуждения примесному атому энергетически выгодна, однако следует рассмотреть отдельно кинетику подобного процесса; во-вторых, спектр люминесценции примесных экситонов несколько сдвинут в красную область, но этот сдвиг незначителен — он одного порядка с шириной полосы люминесценции.

Автор благодарен Ю. М. Попову за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гойхман А. Я. «Вестн. Моск. ун-та», физ. астрон., 12, 104, 1971.
2. Топака У. J. Opt. Soc. Am., 45, 710, 1955.

Поступила в редакцию
23.3 1970 г.

НИИЯФ

УДК 537.525.1

В. А. ГОДЯК, А. А. КУЗОВНИКОВ, М. А. ХАДИР

К ВОПРОСУ О «ПАРАДОКСЕ ЛЕНГМЮРА»

В настоящей работе изучается вид функции распределения электронов по энергиям в плазме положительного столба разряда низкого давления в связи с так называемым «парадоксом Ленгмюра».

В настоящее время вопрос о «парадоксе Ленгмюра» носит лишь дискуссионный характер. Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют сделать определенных заключений о механизме этого явления.

Исследовалась плазма положительного столба разряда постоянного тока в парах ртути при давлении $p = 1 \cdot 5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. В разрядную трубку с внутренним диаметром 25 мм и длиной 1 м были впаяны кольцевой зонд вплотную к стенке трубки шириной 16,5 мм и напротив него центральный цилиндрический зонд диаметром 0,3 мм и длиной рабочей части 8 мм на расстоянии 600 мм от накаленного оксидного катода. С помощью универсального прибора для зондовой диагностики плазмы (II) по методике (I) и обычной зондовой схемы измерялись зондовая характеристика центрального зонда $I_0(V)$, вторая производная зондового тока $I_0''(V)$, концентрация и температура электронов по методике Ленгмюра V_e , а также непосредственно измерялась температура быстрых электронов V_e . Этот метод определения температуры [I] дает точные абсолютные значения V_e только для плазмы с максвелловским распределением. В противном случае значение V_e характеризует параметр распределения электронов по энергиям вблизи плавающего потенциала зонда, т. е. соответствует «температуре» быстрых электронов.

На рис. 1 представлены зависимости электронных компонентов зондового тока (кривая 1) и их вторых производных (кривая 2) в полудогарифмическом масштабе

для центрального цилиндрического зонда на оси разряда при различных значениях разрядного тока I_p . Там же приведены значения концентраций электронов n_e , полученных из зависимости $I_0''(V_0)$ по методике Ленгмюра. (I: $I_p=15$ ма, $n_e=9 \cdot 10^8$ см $^{-3}$; II: $I_p=100$ ма, $n_e=4,4 \cdot 10^9$ см $^{-3}$; III: $I_p=30$ ма, $n_e=6 \cdot 10^8$ см $^{-3}$.)

Определение потенциала пространства производилось в точке, где величина $I_0''(V_0)$ проходила нулевое значение. Значение потенциала пространства, определенное таким методом, отмечено на рисунках вертикальной стрелкой.

Из рис. 1 видно, что для малых разрядных токов зависимости $\ln I_e(V_0)$ и $\ln I_0''(V_0)$ не являются линейными, что свидетельствует об отсутствии максвелловского распределения электронов по энергиям.

По мере увеличения разрядного тока как зондовые характеристики, так и зависимости $\ln I_0''(V_0)$ становятся линейными. И уже при разрядном токе $I_p=100$ ма видны хорошо выраженные линейные зависимости $\ln I(V_0)$ и $\ln I_0''(V_0)$, причем наклоны обоих прямых совпадают.

Известно, что метод определения функции распределения по второй производной зондового тока обоснован только для изотропной плазмы. В связи с этим были проведены измерения $I_0''(V_0)$ при ориентациях зонда вдоль и поперек оси разряда, которые показали неизотропность функции распределения электронов. При разрядных токах 100 ма и более различий в функции распределения, полученных при разных ориентациях зондов, не наблюдалось [2].

Найденная анизотропность функции распределения в плазме положительного столба при очень низких значениях концентрации ($n \leq 10^9$ см $^{-3}$) указывает на неприменимость формулы Дрювестейна, так что полученные зависимости $\ln I_0''(V_0)$ только лишь качественно определяют характер распределения электронов.

Полученная особенность распределения электронов при малых значениях концентрации, вероятно, связана с характером радиального распределения электронной плотности [3]. Последний значительный изменится при уменьшении разрядного тока из-за того, что размеры пристеночного двойного слоя становятся соизмеримы с радиусом трубки.

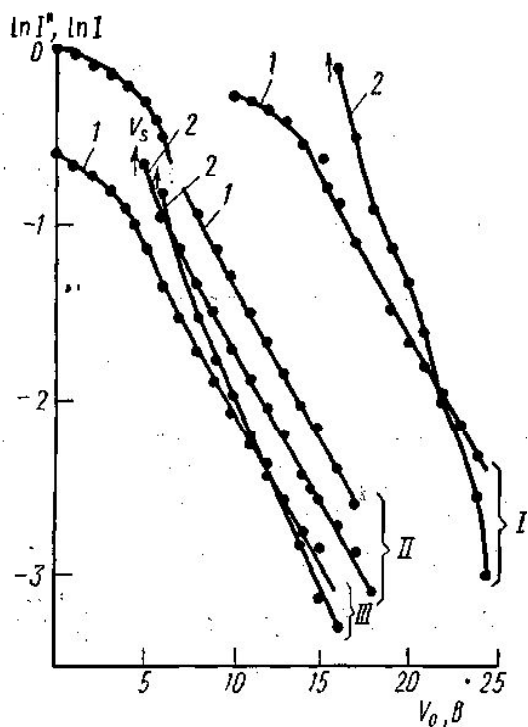


Рис. 1

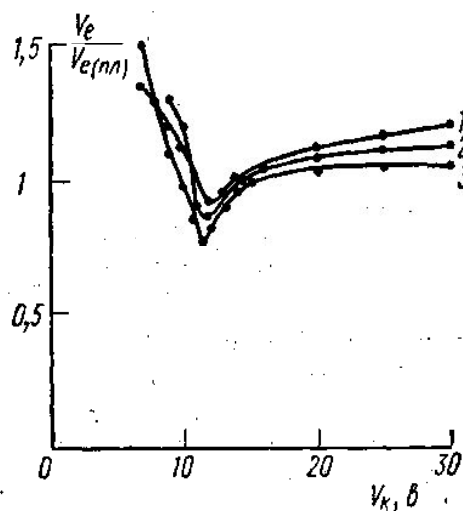


Рис. 2

Известно, что толщину пристеночного двойного слоя можно изменить, подавая на стенку отрицательный постоянный потенциал. Увеличение отрицательной разности потенциала в двойном слое должно приводить к повышению потенциального барьера у стенки и таким образом сохранять в распределении долю быстрых электронов.

Для количественной оценки изменения распределения быстрых электронов при вариации потенциала стенки были получены зависимости V_e' от отрицательного потенциала кольца V_k по методике [1].

На рис. 2 представлены значения «температур» быстрых электронов, отнесенные к «температуре», полученной при невозмущенном потенциале стенки $V_e'(no)$ ($I=I_p=300$,

2— $I_p = 100$, 3— $I_p = 30$ ма). Как видим, с уменьшением отрицательного потенциала стенки (кольца) от больших значений происходит уменьшение электронной температуры. При дальнейшем уменьшении электронная температура проходит минимум при потенциале стенки несколько меньшим плавающего и затем круто растет.

Учитывая ВЧ-колебания пристеночного слоя пространственного заряда [4], можно дать следующее объяснение возрастающей зависимости $V_e(V_k)$. С уменьшением разности потенциалов в пристеночном слое происходит увеличение концентрации электронов в слое у кольцевого зонда, увеличивается доля электронов, неупруго отраженных от осциллирующего двойного слоя, и тем самым обогащается распределение быстрыми электронами. Последнее в свою очередь приводит к эффекту увеличения температуры.

На основании полученных результатов можно сделать следующий вывод. В плазме положительного столба разряда низкого давления при малых значениях концентрации заряженных частиц функция распределения электронов сильно отличается от максвелловской и имеется значительная анизотропия в энергетическом распределении электронов. В этих условиях вид энергетического распределения электронов существенно зависит от условий в пристеночном двойном слое. По мере увеличения концентрации анизотропия исчезает, и функция распределения становится максвелловской. Таким образом, «парадокс Ленгмюра» характерен лишь для сравнительно больших концентраций электронов ($n_e \geq 10^{10}$ см⁻³), однако еще недостаточных для сильных кулоновских взаимодействий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Годяк В. А., Кузовников А. А. «Радиотехника и электроника», 8, 3, 257, 1968.
2. Каган Ю. М. Physiks, 5/6, 399, 1965.
3. Каган Ю. М., Лягущенко Р. И., Миленин В. М. Тезисы доклада на I Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы, Киев, «Наукова думка», 1966.
4. Gabor D., Ash E. A., Dracot D. Natura, 176, 916, 1955.

Поступила в редакцию
6.6 1970 г.

Кафедра
электроники

УДК 530.145.7

Н. Ф. СТЕПАНОВ, А. В. НЕМУХИН

О ПРЕОБРАЗОВАНИИ ФУРЬЕ В НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

В теории атомных столкновений хорошо известен квазиклассический метод прицельного параметра [1]. Математическая задача заключается в вычислении вероятности перехода из состояния с волновой функцией $\Phi_i(t) = e^{-iE_i t} \chi_i$ в состояние с волновой функцией $\Phi_f(t) = e^{-iE_f t} \chi_f$ под действием зависящего от времени возмущения $V(t)$, где E_i и E_f — например, электронные энергии атомов до и после столкновения, χ_i и χ_f — соответствующие электронные волновые функции. Функции χ и энергия E являются собственными функциями и собственными значениями невозмущенного оператора H_0 . Вероятность перехода рассчитывают по формуле

$$P_{i \rightarrow f} = \left| \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \Phi_f(t) | V(t) | \Psi_i^{(+)}(t) \rangle \right|^2, \quad (1)$$

где функция $\Psi_i^{(+)}(t)$ совпадает с функцией начального состояния $\Phi_i(t)$ при $t \rightarrow -\infty$. Обычно для нахождения $\Psi_i^{(+)}(t)$ используется метод вариации постоянных [2].

Возмущенную функцию $\Psi_i^{(+)}(t)$ можно связать с невозмущенной $\Phi_i(t)$, если ввести обычным образом определенные запаздывающие функции Грина. При этом для фурье-компонентов получим уравнения

$$\psi_i^{(+)}(\omega) = \varphi_i(\omega) + \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} (\omega + i\varepsilon - H_0 - \hat{V})^{-1} \hat{V} \varphi_i(\omega), \quad (2)$$