

Прогресс в исследовании страт в инертных газах

© Ю.Б. Голубовский,¹ В.О. Некучаев,² А.Ю. Скобло¹

¹ Санкт-Петербургский государственный университет,
198504 Санкт-Петербург, Россия

² Ухтинский государственный технический университет,
169300 Ухта, Россия
e-mail: alexey_skoblo@yahoo.com

(Поступило в Редакцию 9 января 2014 г. В окончательной редакции 11 апреля 2014 г.)

Дается обзор развития исследования страт в разряде постоянного тока в инертных газах в последние десятилетия. Описываются физические механизмы стратификации при различных разрядных условиях. Основное внимание уделяется стратам при низких давлениях и небольших токах (*S*-, *P*- и *R*-страты). Природа этих страт связана с бунчировкой электронов в пространственно периодических резонансных полях. Идея этого механизма и качественная интерпретация *S*- и *P*-страт на основе аналитической теории изложены в пионерской работе Л.Д. Цендина 1982 года. В настоящей статье дается описание развития этих идей на количественном уровне. Обсуждаются новые идеи о нецелочисленных резонансах, которые ответственны за возникновение *R*-страт. Проводится сопоставление теории с экспериментом.

Введение

Стратификация разряда — его существование в режиме неподвижных или движущихся слоев — является весьма распространенным явлением в широком диапазоне разрядных условий. Выяснение природы возникновения и распространения ионизационных волн — стоячих или бегущих страт — представляет собой одну из фундаментальных задач физики газоразрядной плазмы. Неудивительно, что этой проблеме посвящено много сотен экспериментальных и теоретических работ, выполненных за последние более чем 150 лет. В ставших уже классическими обзорах [1–4] подведен итог изучения страт к шестидесятым–семидесятым годам XX века. В этих обзорах систематизировано и проанализировано большое число работ, выполненных к этому времени. В настольной книге всех специалистов по газовому разряду Ю.П. Райзера [5] обсуждаются общие принципы возникновения ионизационных волн в газоразрядной плазме.

В инертных газах наблюдаются бегущие страты при давлениях 10^{-2} – 10^3 Торр и разрядных токах 10^{-4} – 10 А. В различных разрядных условиях физические механизмы стратификации существенно различны. В молекулярных газах и в смесях газов могут существовать стоячие страты, которые в отличие от бегущих страт видны невооруженным глазом.

В стратифицированном состоянии все внутренние параметры плазмы (концентрация заряженных частиц, напряженность электрического поля, скорость ионизации, интенсивность излучения и др.) изменяются периодически в пространстве (стоячие страты) или в пространстве и во времени (бегущие страты).

Во многих работах использовался гидродинамический подход к описанию страт [2,4,6–8], который основывается на решении системы уравнений, включающей уравнения неразрывности для заряженных частиц, урав-

нения баланса для возбужденных атомов (через которые идут ступенчатые процессы), а если нужно, то и для других типов частиц, а также уравнения баланса импульса и энергии электронов и уравнение Пуассона, заменяемое иногда условием квазинейтральности. Эта система исследуется на устойчивость по отношению к волновым возмущениям всех внутренних параметров плазмы. Решение линеаризованной системы дает дисперсионное уравнение. Развитие волны возможно, если инкремент оказывается положительным. В работах [4,9] обсуждается нелинейная теория страт.

1. Страты в инертных газах в различных разрядных условиях

Изучению бегущих страт в разряде постоянного тока в инертных газах посвящено большое количество работ, которые описаны в обзорах [1,4,10]. Наиболее подробные исследования проведены для неона. На диаграмме давление–ток (рис. 1) [11] можно отметить по крайней мере четыре области разрядных условий, механизмы стратификации в которых принципиально различны. Как показано в работе [11], приведенные значения давления газа $p_0 r_0$ и разрядного тока i/r_0 (r_0 — радиус разрядной трубки) являются с хорошей точностью параметрами подобия как для диффузного разряда (свечение заполняет собой всю трубку), так и для контрагированного (свечение представляет собой узкий шнур на ее оси).

Имеется верхняя граница существования страт по току [1,12] (рис. 1, кривая *AB*). Вблизи нее в области больших токов и небольших давлений (область I, рис. 1) справедлива гидродинамическая теория [2,4,6–8,13–16]. Волновая неустойчивость развивается за счет нелинейной зависимости скорости ионизации от концентрации электронов. Применимость гидродинамического подхода обеспечивается локализацией функции распределения

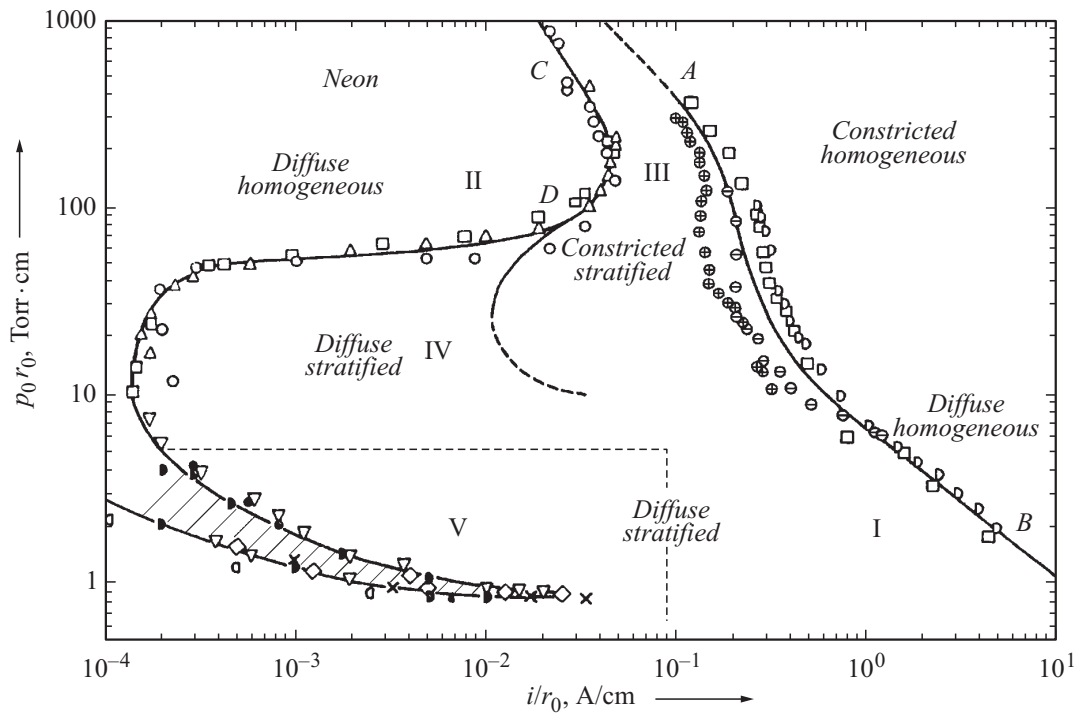


Рис. 1. Диаграмма различных состояний разряда в неоне [11]. По осям отложены приведенные давление $p_0 r_0$ и ток i/r_0 , где p_0 — давление газа, отнесенное к температуре 273 К. Различные значки соответствуют разным значениям радиуса разрядной трубки r_0 от 0.3 до 7.0 см. Остальные обозначения описаны в тексте.

электронов (ФРЭ) по скоростям в результате межэлектронных столкновений. В работах [10,17,18] страты при больших токах и небольших давлениях моделируются на основе вычисления ФРЭ путем решения кинетического уравнения с учетом межэлектронных столкновений.

При больших давлениях с ростом тока происходит скачкообразный переход разряда из диффузного однородного состояния в контрагированное стратифицированное (переход из области II в область III через границу CD, рис. 1). Природа этих страт описывается на основе гидродинамического подхода, применимость которого обосновывается локализацией ФРЭ за счет столкновений электронов с атомами. В диффузионно-рекомбинационном режиме плазма теряет устойчивость одновременно по отношению к радиальным возмущениям, что приводит к контракции, и к продольным волновым возмущениям, что ведет к стратификации. Причиной развития этих неустойчивостей является шнурование плазмы и нелинейность зависимости скорости ионизации от концентрации электронов. Это явление подробно исследовано в работах [19–23] для неона и аргона. Случай страт при больших давлениях в гелии [24] отличается тем, что нелинейность зависимости скорости ионизации от концентрации электронов выражена слабо.

При промежуточных давлениях (область IV, рис. 1) имеют место нерегулярные страты. В работе [25] было указано на механизм стратификации, связанный с наличием сдвига фазы между быстрыми и медленными

электронами, вызванного нелокальным характером ФРЭ, что также исследовалось в эксперименте [26,27]. В работе [28] построена самосогласованная кинетическая модель страт в неоне в рассматриваемых условиях, основанная на совместном решении нелокального уравнения Больцмана для электронов и уравнений неразрывности для ионов и возбужденных атомов методом итераций. Она дает значения длины волны, близкие к данным работ [29–31], в которых измерялись параметры страт (длина волны, частота, среднее продольное электрическое поле).

Стратам в диффузном разряде при низких давлениях посвящена большая часть работ о стратах [1,4,10]. В настоящем обзоре рассматривается прогресс в исследовании ионизационных волн при низких давлениях (доли и единицы Torr) и малых токах (единицы и десятки mA), т. е. в области V, где эти волны имеют сугубо кинетическую природу. Приблизительные границы области V показаны на рис. 1 прерывистыми прямыми линиями. Многочисленные попытки интерпретировать страты в этой области с позиций гидродинамического подхода представляются необоснованными. В отличие от области IV, в области V приведенное электрическое поле E/N (N — концентрация атомов) достаточно велико, в балансе энергии электронов преобладают потери энергии в неупругих столкновениях с атомами. В отличие от области I, в области V роль межэлектронных столкновений мала, ФРЭ сильно отличается от максвелловской.

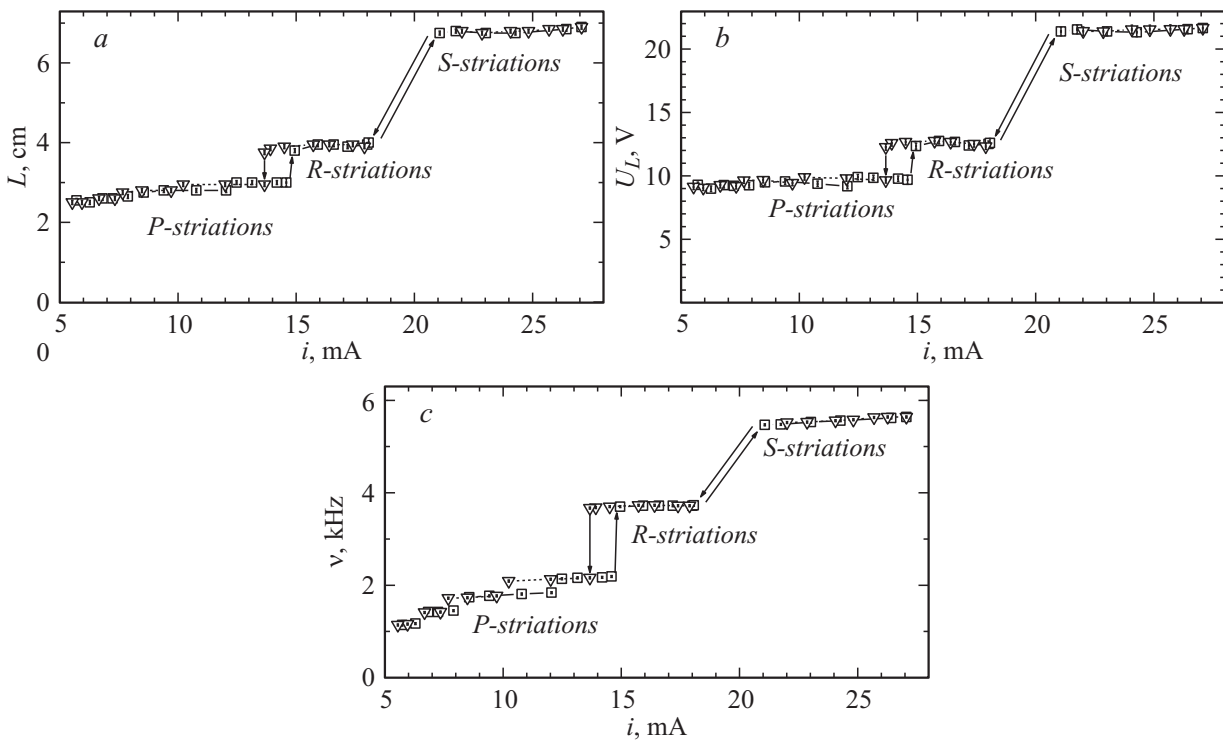


Рис. 2. Измеренные длины страт L (a), падения потенциала на длине страты U_L (b), частоты страт ν (c) в зависимости от разрядного тока i . Неон, давление $p_0 = 1.55$ Torr, радиус трубки $r_0 = 1$ cm [37].

2. Феноменологическая картина страт в инертных газах при низких давлениях и малых токах

В области низких давлений и небольших токов (область V, рис. 1) могут наблюдаться три типа ионизационных волн (S -, P - и R -страты), которые различаются длиной волны L (длиной страты), частотой ν и падением потенциала на длине волны $U_L = E_0 L$ (где E_0 — среднее продольное электрическое поле). Эти параметры изменяются скачком, когда происходит переход от одного типа страт к другому при изменении тока или давления. Для каждого из трех типов страт величина U_L является характерной для данного типа волны [32], а именно падение потенциала U_L приблизительно постоянно, т.е. почти не зависит от разрядных условий, а зависит только от сорта газа. Феноменологическое описание свойств S -, P - и R -страт для различных инертных газов содержится в работах [1,10,29,30,32–34]. Для S -страт $U_L^{(S)}$ несколько превышает потенциал возбуждения атома (для неона $U_L^{(S)} \approx 18–21$ V), для P -страт $U_L^{(P)} \approx U_L^{(S)}/2$, для R -страт имеет место промежуточное значение $U_L^{(R)} \approx (2/3)U_L^{(S)}$.

Страты существуют во всей области V, за исключением бесстратовой области, отмеченной рис. 1 штриховкой. В работах [29,30,35–37] проводились экспериментальные исследования зависимостей частоты $\nu(i, p)$, длины волны $L(i, p)$ и падения потенциала на длине

волны $U_L(i, p)$ от разрядного тока и давления для S -, P - и R -страт в неоне. На рис. 2 в качестве примера приведены параметры страт в неоне в зависимости от тока при давлении $p = 1.5$ Torr (радиус трубки $r_0 = 1$ cm). При $i < 5$ mA имеет место бесстратовая область. При увеличении тока наблюдаются последовательно P -, R - и S -страты, отличающиеся друг от друга падением потенциала U_L . Имеют место скачкообразные переходы от одного типа страт к другому, при этом наблюдается гистерезис. Среднее продольное электрическое поле E_0 слабо зависит (убывает) от тока, поэтому зависимости падения потенциала $U_L(i)$ и длины страты $L(i)$ от тока очень похожи друг на друга. При немного более высоких давлениях $p = 2–5$ Torr R -страты не наблюдаются, и с ростом тока происходит переход от P -страт к S -стратам. R -страты наблюдаются в среднем при более низких давлениях, чем P - и S -страты. Уменьшение давления приводит к росту частоты страт.

В работах [35–39] наблюдались несколько мод P -страт, а также несколько мод R -страт. Переходы между модами при изменении тока сопровождаются гистерезисом. При переходе от одной моды к другой „внутри“ одного типа страт скачки значений частоты и длины волны малы по сравнению со скачками при переходе от одного типа страт к другому. Например, на рис. 2, c при $i = 5–12$ mA видны три скачка значений частоты P -страт. Модовая структура страт также обсуждалась в [4].

При увеличении тока до долей и единиц А нарушается постоянство падения потенциала на длине страты, вели-

чина U_L снижается [30]. При этом механизм стратификации меняется, S -страты (область V на рис. 1) переходят в страты при больших токах (область I на рис. 1), о которых шла речь в разд. 1 и для которых справедлив гидродинамический подход.

3. Кинетическая природа страт в инертных газах при низких давлениях и малых токах

Проблема нелокальной кинетики электронов в пространственно неоднородных полях в плазме газового разряда отражена в обзорах [8,10,40–44]. Задача о формировании нелокальной ФРЭ была сначала рассмотрена в [45,46] для радиально неоднородной плазмы положительного столба разряда. В случае страт на первый план выходит анализ кинетики электронов в пространственно периодическом поле вдоль направления тока. В работе [47] были впервые получены резонансные эффекты при $L = L_S/k$ (где $k = 1, 2, 3$, и т.д., $L_S \approx \varepsilon_1/(e_0 E_0)$, ε_1 — энергия первого возбужденного состояния атома, $e = -e_0$ — заряд электрона). Прогресс в понимании механизмов стратификации при низких давлениях и небольших токах связан с работами Л.Д. Цендина [48–50], в которых он исследовал резонансное поведение ФРЭ в пространственно периодических полях и ввел представление о бунчировке электронов. С этой точки зрения страты можно рассматривать как кинетические резонансы.

Картина движения электронов выглядит следующим образом. Электрон ускоряется электрическим полем приблизительно с сохранением полной энергии $\varepsilon = w + e\varphi$ (w — кинетическая энергия электрона, $e\varphi$ — его потенциальная энергия). Небольшое уменьшение ε при этом обусловлено малыми потерями энергии в упругих столкновениях с атомами $\Delta\varepsilon$. Когда кинетическая энергия электрона достигает порога возбуждения ε_1 , он может претерпеть неупругий удар и, потеряв энергию, равную ε_1 , начинает ускоряться снова. Этот процесс периодически повторяется. Самосогласованным образом формируется ФРЭ и пространственно периодическое поле. Описанный выше механизм определяет характерный энергетический период $\varepsilon_1 + \Delta\varepsilon$ и характерный пространственный период $(\varepsilon_1 + \Delta\varepsilon)/(e_0 E_0)$. Описанная картина движения электронов имеет место в области V (рис. 1) в силу того, что баланс энергии электронов определяется неупругими ударами, $\Delta\varepsilon \ll \varepsilon_1$. Это эквивалентно условию

$$\lambda_T \gg \frac{\varepsilon_1}{e_0 E_0}, \quad \text{т.е.} \quad \frac{E_0}{N} \gg \left(\frac{2m}{M}\right)^{1/2} \frac{Q\varepsilon_1}{e_0}. \quad (1)$$

Здесь введены обозначения: $\lambda_T(w) = (NQ(w))^{-1} \times (2m/M)^{-1/2}$ — длина энергетической релаксации электронов по отношению к упругим столкновениям с атомами, Q — транспортное сечение упругих ударов,

m — масса электрона, M — масса атома. В рассматриваемых условиях ФРЭ существенно нелокальная и формируется не локальным полем, а всем профилем потенциала страты. Ниже будет использоваться параметр $\theta = 3\varepsilon_1^2/(e_0 E_0 \lambda_T(\varepsilon_1))^2$, условие (1) соответствует $\theta \ll 1$.

Формирование ФРЭ в пространственно периодическом поле в рассматриваемых условиях имеет ярко выраженный резонансный характер. При некоторых (резонансных) значениях длины L пространственного периода поля (в резонансном поле) имеет место эффект бунчировки [8,48], состоящий в том, что в результате пространственной релаксации ФРЭ стягивается к узким максимумам, перемещающимся в плоскости полная энергия ε — продольная координата z по резонансным траекториям $\varepsilon \approx \text{const}$. Отличие длины L пространственного периода от резонансного значения (небольшая отстройка) приводит к исчезновению структуры резонансной ФРЭ, к расплыванию максимумов. Аналитическая теория [48] предсказывает кинетические резонансы при $L = L_S/k$ или $U_L = E_0 L = U_L^{(S)}/k$, где $U_L^{(S)} = (\varepsilon_1 + \Delta\varepsilon)/e_0$, $L_S = U_L^{(S)}/E_0$, $k = 1, 2, 3$ и т.д. Главный резонанс ($k = 1$) соответствует S -стратам, резонанс при $k = 2$ — P -стратам, что подтверждается согласием резонансных значений L и U_L с их значениями в эксперименте, а также согласием рассчитанных резонансных ФРЭ с измеренными (см. далее разд. 5). Будем называть резонансы при $L = L_S/k$ целочисленными.

Используя традиционное приближение малой анизотропии ФРЭ $f(v, v_z/v, z) = f_0(v, z) + (v_z/v)f_1(v, z)$, можно записать нелокальное стационарное кинетическое уравнение для изотропной части ФРЭ $f_0(\varepsilon, z)$ (в переменных полная энергия — координата) с учетом упругих и неупругих столкновений с атомами в виде

$$\begin{aligned} & -\frac{\partial}{\partial z} \left(D(w) \frac{\partial f_0(\varepsilon, z)}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (V(w) f_0(\varepsilon, z)) \\ & = - \sum_j w N Q_j(w) f_0(\varepsilon, z) \\ & + \sum_j (w + \varepsilon_j) N Q_j(w + \varepsilon_j) f_0(\varepsilon + \varepsilon_j, z), \quad (2) \end{aligned}$$

где $D(w) = w/(3NQ(w))$, $V(w) = (2m/M)w^2NQ(w)$, z — продольная координата, $Q_j(w)$ — сечение возбуждения j -го состояния атома с энергией ε_j . Процессы рождения и гибели заряженных частиц не учитываются, так как они слабо влияют на форму ФРЭ. Стационарное приближение оправдано тем, что частота энергетической релаксации электронов намного превышает характерные значения частоты страт.

В работах [8,48–50] уравнение (2) решалось аналитически в поле вида

$$E(z) = E_0(1 + \alpha \sin(2\pi z/L)) \quad (3)$$

в приближении „черной стенки“ (т.е. на пороге возбуждения $f_0(w = \varepsilon_1) = 0$) путем разложения по малому

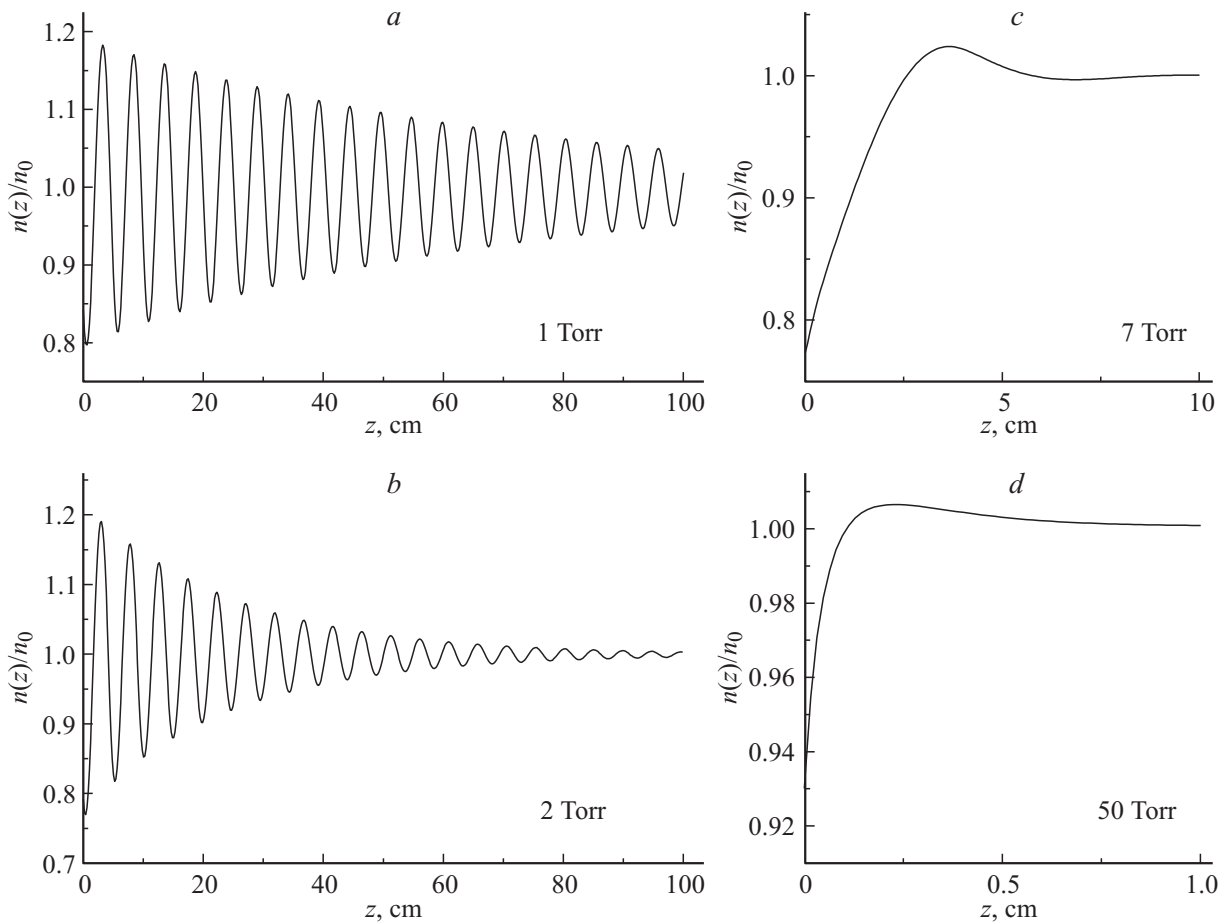


Рис. 3. Пространственная релаксация (в однородном поле для разных давлений, температура газа 300 К) концентрации электронов $n(z)$, рассчитанной с использованием полученной в эксперименте зависимости E_0/p от pr_0 . Неон, $r_0 = 1$ см, n_0 — установившееся значение концентрации. Данные работы [31].

параметру

$$\theta = \frac{V(\varepsilon_1)}{D(\varepsilon_1)} \frac{\varepsilon_1}{e^2 E_0^2} = 3 \left(\frac{\varepsilon_1}{e E_0 \lambda_T(\varepsilon_1)} \right)^2. \quad (4)$$

При больших E_0/N (условие (1)) имеем $\theta \ll 1$, $\Delta\varepsilon \ll \varepsilon_1$. Как показано в работе [48], эффект бунчировки имеет место в резонансных полях при $\theta \neq 0$ и является следствием потерь энергии в упругих ударах, ФРЭ стягивается к максимумам, перемещающимся на плоскости энергии — координата по резонансным траекториям. Чем меньше величина θ , тем более узкие максимумы на ФРЭ получаются в результате пространственной релаксации [48] и тем более узкими становятся резонансы (см. далее рис. 4), т. е. меньшая отстройка пространственного периода L от резонансного значения приводит к размыванию структуры резонансной ФРЭ.

В более поздних работах [51,52] на основе аналитического решения уравнения (2) показано, что не только потери энергии в упругих ударах, но и наличие нескольких возбужденных уровней атома также являются фактором, приводящим к бунчировке. Отличие от приближения „черной стенки“ можно описать как

увеличение параметра θ и величины $\Delta\varepsilon$, что приводит к небольшому увеличению резонансных значений L и U_L , к расширению резонансов и максимумов на резонансных ФРЭ.

4. Численное решение кинетического уравнения. Релаксация функции распределения электронов в однородном поле

Исследование пространственной релаксации и резонансного поведения ФРЭ в однородных и пространственно периодических полях проводилось также на основе численного решения уравнения (2) [53–56]. Произвольная функция $f_0^{\text{init}}(\varepsilon)$ инжектировалась при $z = 0$ в поле (3). Происходила пространственная релаксация ФРЭ. На некотором расстоянии устанавливалось решение, не зависящее от конкретной формы функции $f_0^{\text{init}}(\varepsilon)$. На кривой $\varepsilon = e\varphi(z)$ кинетическая энергия электронов w равна нулю, эта кривая являлась нижней границей области расчета. Верхнюю границу области расчета определяла кривая $\varepsilon = e\varphi(z - L_b)$ или, что то

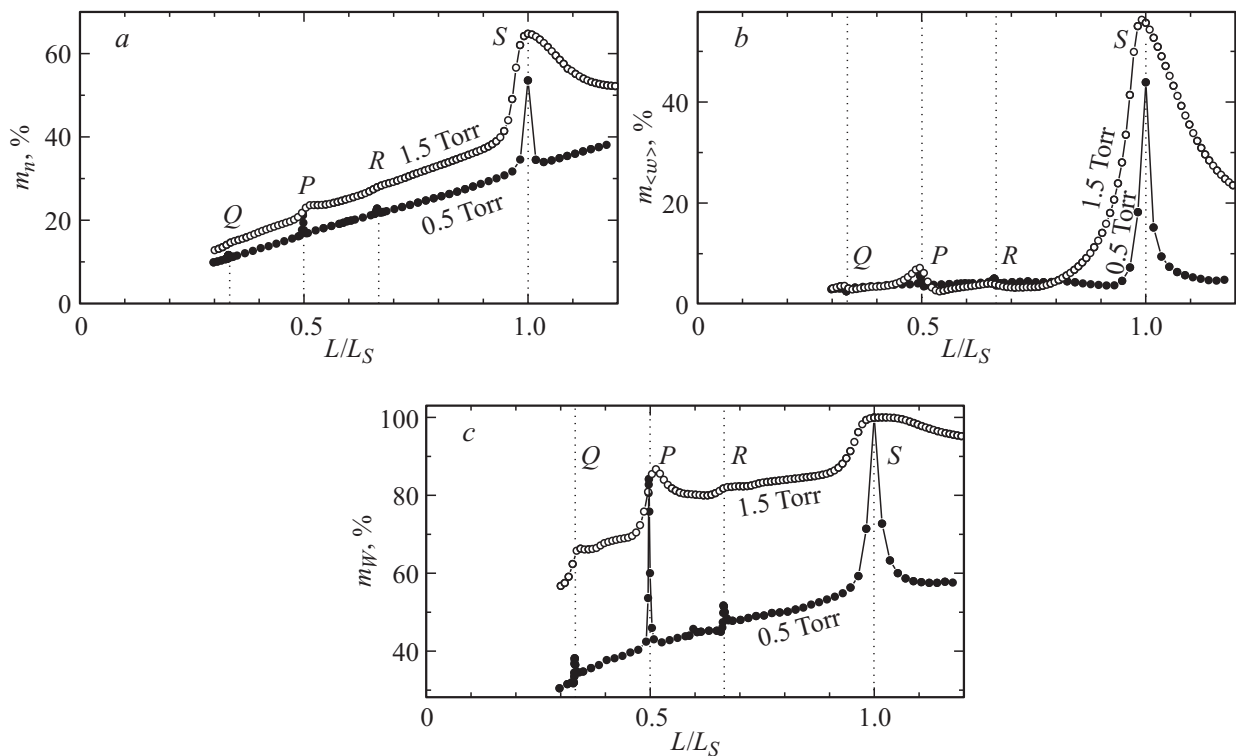


Рис. 4. Глубины модуляции: *a* — концентрации электронов *n*, *b* — средней энергии электронов $\langle w \rangle$, *c* — скорости возбуждения *W* в зависимости от приведенной длины пространственного периода L/L_S , полученные в результате расчетов для двух значений давления неона: $p_0 = 1.5$ Torr (светлые кружки) и $p_0 = 0.5$ Torr (черные кружки) [37].

же самое, кривая $\varepsilon = e\varphi(z) + w_b$, где L_b в целое число раз больше, чем L , $w_b = e_0 E_0 L_b > 25-30$ eV. Считалось, что $f_0 = 0$ на кривой $\varepsilon = e\varphi(z) + w_b$. Следуя ходу зависимости $e\varphi(z)$, область расчета смещается в сторону уменьшения полной энергии ε и в сторону увеличения координаты z . Использовалась явно-неявная схема с равномерной сеткой по координате z и неравномерной сеткой по энергии ε (неравномерность была обусловлена неоднородностью поля при $\alpha \neq 0$). Значения ФРЭ при данной полной энергии вычислялись через полученные до этого значения ФРЭ при больших полных энергиях.

Рис. 3 иллюстрирует пространственную релаксацию рассчитанной таким способом ФРЭ и ее интегральных характеристик (на рис. 3 приведена концентрация электронов) в однородном поле [31]. Расчеты проводились для неона с использованием значений E_0 , измеренных при различных давлениях и приведенных к радиусу трубки $r_0 = 1$ см (параметрами подобия являются E_0/N , Nr_0). Как видно из рис. 3, *a, b*, если в балансе энергии электронов доминируют неупругие столкновения (случай низких давлений и больших E_0/N), имеют место затухающие колебания с пространственным периодом, равным резонансной длине $L_S = (\varepsilon_1 + \Delta\varepsilon)/(e_0 E_0)$, несколько превышающей величину $\varepsilon_1/(e_0 E_0)$. Полученное в этих расчетах значение L_S хорошо согласуется с длиной *S*-страт в данных разрядных условиях. В работе [54] показано, что при давлении $p = 1$ Torr релаксация ФРЭ происходит в основном за счет наличия нескольких

возбужденных уровней атома, при давлении 2 Torr и выше — за счет потерь энергии в упругих ударах.

С ростом давления и уменьшением E_0/N роль упругих потерь растет. Величина $\Delta\varepsilon$ составляет доли электрон-вольт при давлении меньше 1 Torr и несколько электрон-вольт при давлении 3–4 Torr. Это отвечает небольшому росту L_S и $U_L^{(S)}$ (на несколько V) при увеличении давления газа от одного до нескольких Torr, что согласуется с экспериментальными данными [30,31]. С точки зрения аналитической теории это соответствует росту параметра θ .

Дальнейший рост давления (переход из области V в область IV, рис. 1) приводит к доминированию упругих ударов в балансе энергии электронов и исчезновению затухающих колебаний, релаксация происходит аperiodически на гораздо меньшей длине (рис. 3, *c, d*). При таких давлениях резонансный характер ФРЭ в пространственно периодических полях отсутствует.

5. Функция распределения электронов в пространственно периодическом стратоподобном поле

В работах [54–56] на основе численного решения уравнения (2) в поле (3) способом, описанным в предыдущем разделе, исследовалось формирование ФРЭ в пространственно периодических стратоподобных полях

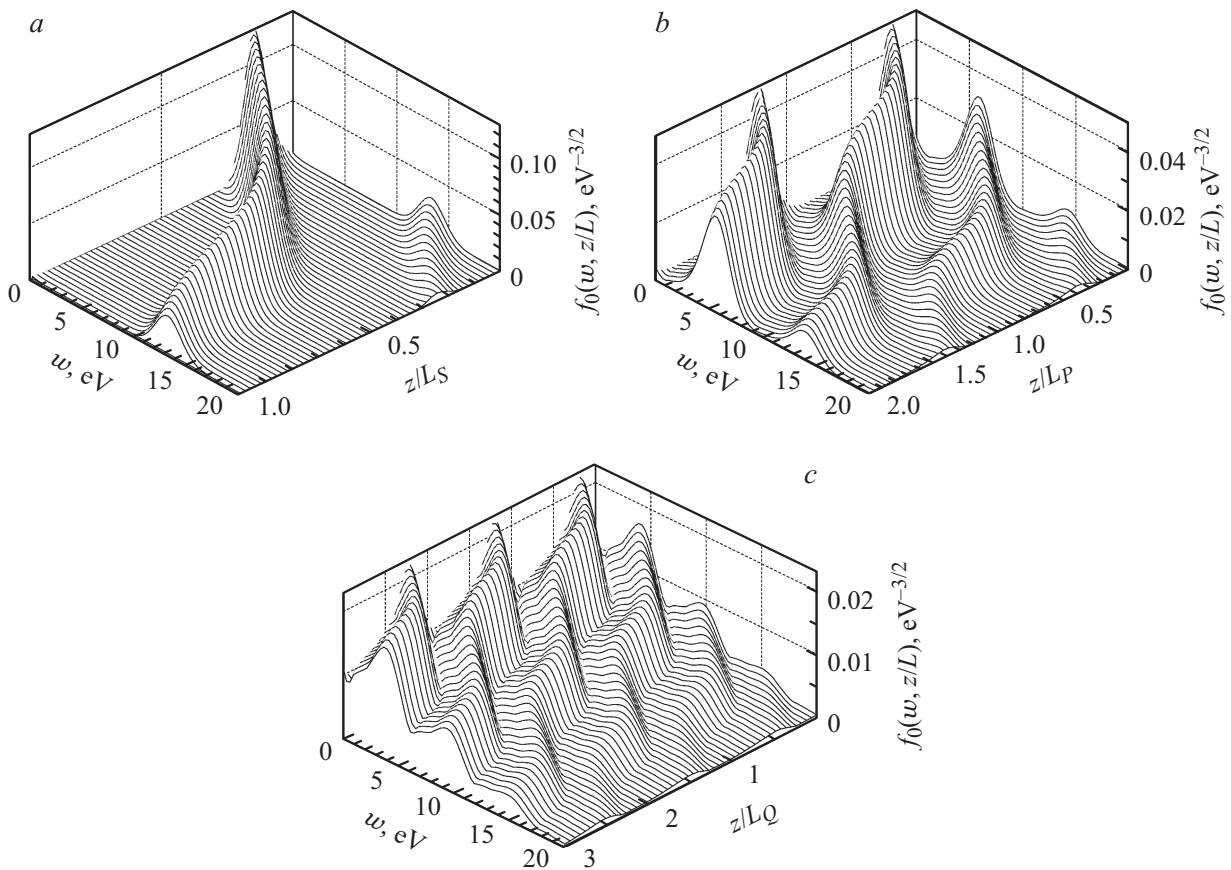


Рис. 5. ФРЭ, рассчитанные при $p_0 = 0.5 \text{ Torr}$ для S -, P - и Q -резонансов (a - c) соответственно, $L = L_S$, $L = L_S/2 = L_P$, $L = L_S/3 = L_Q$. Графики в переменных кинетическая энергия w -координата z . Данные работы [37].

при $L = L_S$ и $L = L_S/2 = L_P$ (S - и P -резонансы), а также при небольшой отстройке L от резонансов. В работе [54] показано влияние по отдельности двух факторов (потери энергии в упругих ударах, наличие нескольких возбужденных уровней атома), приводящих к бунчировке. С уменьшением давления и ростом E_0/N роль упругих потерь падает, а роль наличия нескольких возбужденных уровней растет. В работах [55,56] продемонстрировано, что в резонансе ФРЭ имеет упорядоченную структуру в виде максимумов, перемещающихся на плоскости энергия — координата по резонансным траекториям, а при отстройке от резонанса эта структура исчезает.

В работе [37] проведено подробное исследование резонансного поведения ФРЭ в поле (3) при различных длинах L пространственного периода с малым шагом по L . Вблизи резонансов шаг уменьшался на порядок. Расчеты проводились для неона с использованием среднего поля E_0 , измеренного в разряде в трубке радиусом $r_0 = 1 \text{ cm}$. По найденной ФРЭ рассчитывались концентрация электронов n , средняя энергия электронов $\langle w \rangle$, скорость возбуждения атомов W . Все эти величины в установившемся режиме (после пространственной релаксации) имели периодическую зависимость от продольной координаты z с пространственным периодом L . Рассчитывались глубины модуляции концентрации элект-

тронов, средней энергии электронов, скорости возбуждения атомов. (Эти расчеты аналогичны выполненным в работе [56], но в [37] шаг по L был меньше.) На рис. 4 приведены полученные в [37] глубины модуляции в зависимости от L для давлений 1.5 и 0.5 Torr. Как видно из рис. 4, имеют место резонансные максимумы, наиболее ярко выраженные на глубине модуляции скорости возбуждения $m_W(L)$.

При давлении 0.5 Torr резонансы выражены более ярко, чем при 1.5 Torr (рис. 4). Это связано с тем, что увеличение давления газа (сопровожающееся уменьшением E_0/N) вызывает увеличение потерь энергии в упругих ударах $\Delta \epsilon$ и параметра θ . Как уже упоминалось в разд. 3, это приводит к расширению максимумов на резонансных ФРЭ (см., например, рис. 7, b и 8), что в конечном счете ведет к тому, что при 1.5 Torr вблизи резонансов имеют место менее резкие зависимости глубин модуляции от пространственного периода L , резонансы более широкие, чем при 0.5 Torr (рис. 4).

На рис. 4 наиболее ярко выражен S -резонанс при $L = L_S$, соответствующий S -стратам, глубина модуляции доходит до 100%. P -резонанс при $L = L_S/2 = L_P$, соответствующий P -стратам, проявляется слабее. Резонанс при $L = L_S/3 = L_Q$ можно условно назвать Q -резонансом; страты, соответствующие этому слабо

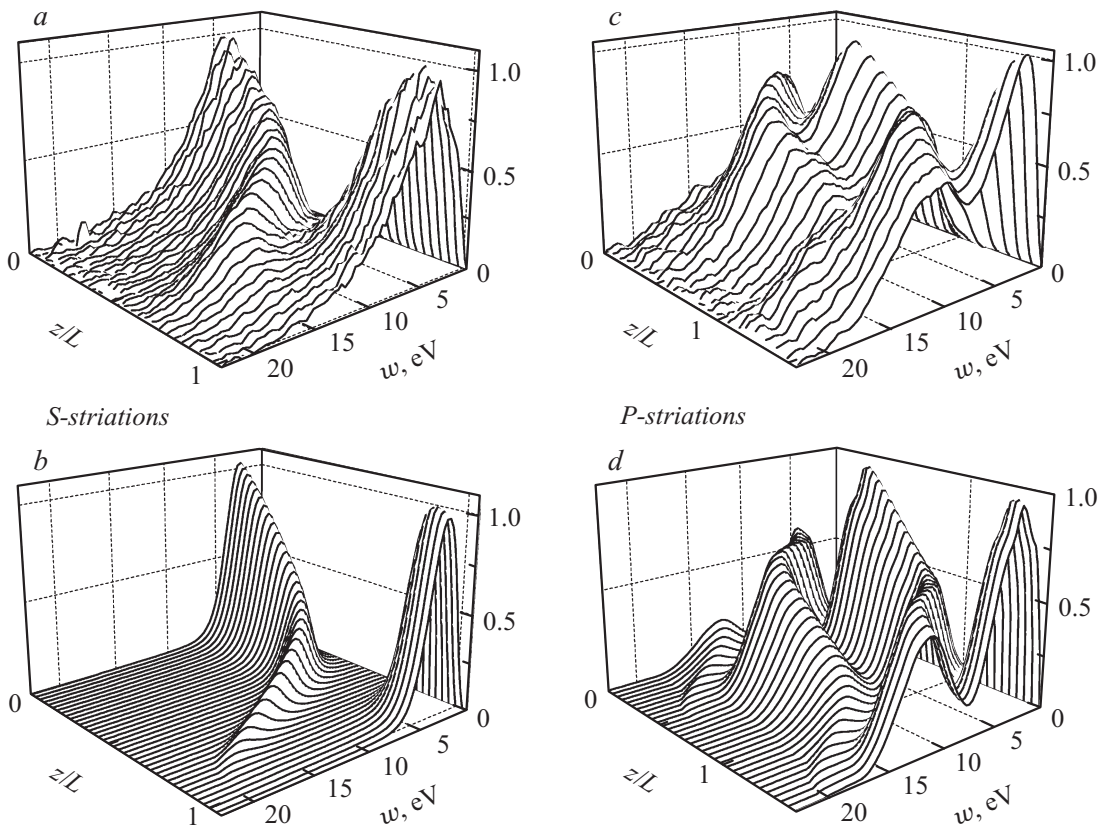


Рис. 6. ФРЭ, измеренные в разряде в неоне в *S*-стратах (а) ($p = 1.5$ Torr, $r_0 = 2$ см, $i = 10$ mA), в *P*-стратах (с) ($p = 1$ Torr, $r_0 = 2$ см, $i = 10$ mA) и рассчитанные в измеренном поле для этих случаев (b и d соответственно). Графики в переменных кинетическая энергия w –продольная координата z . Данные работы [56].

выраженному резонансу, в эксперименте не обнаруживаются.

Наряду с этими максимумами виден максимум при $L = (2/3)L_S$. Этот нецелочисленный резонанс отчетливо выражен при давлении 0.5 Torr. Падение потенциала U_L и длина пространственного периода L , соответствующие этому резонансу, близки к значениям падения потенциала и длины волны для *R*-страт, наблюдаемых в соответствующих разрядных условиях. Можно назвать резонанс при $L = (2/3)L_S = L_R$ *R*-резонансом.

Функции распределения электронов, рассчитанные в резонансных полях с длинами периода $L = L_S, L_P, L_Q$ (*S*-, *P*-, *Q*-резонансы) для $p = 0.5$ Torr, приведены на рис. 5. Расстояние по координате z на всех трех рисунках выбрано равным L_S , что соответствует одному пространственному периоду для $L = L_S$ (*S*-страты), двум периодам для $L = L_P = L_S/2$ (*P*-страты) и трем периодам для $L = L_Q = L_S/3$. Падение потенциала на этом расстоянии одно и то же для всех трех случаев и составляет величину ~ 17.1 V. Как видно из рис. 5, резонансные ФРЭ имеют четко выраженную структуру в виде максимумов (к которым стягиваются ФРЭ вследствие эффекта бунчировки), перемещающихся вдоль резонансных траекторий. В случае $L = L_S$ (рис. 5, а) ФРЭ стягнута к одному максимуму, что соответствует

набору электронами кинетической энергии, равной порогу возбуждения, на длине одного пространственного периода L_S с последующей ее потерей в неупругих столкновениях с атомами. Рис. 5, b показывает, что в случае $L = L_P$ формируются два максимума на ФРЭ, перемещающиеся вдоль двух резонансных траекторий, и для того, что приобрести кинетическую энергию, равную порогу возбуждения, электронам необходимо пройти два периода (т.е. длину $L_S = 2L_P$). В случае $L = L_Q$ картина движения электронов аналогична, но имеются три максимума на ФРЭ и три резонансные траектории, к которым стягнута ФРЭ. Отстройка от резонансных длин приводит к размыванию регулярной структуры ФРЭ [55,56].

ФРЭ в *S*- и *P*-стратах измерялись зондовым методом в работах [57–60]. Было получено, что имеются один или два максимума на ФРЭ, перемещающиеся по энергии при изменении фазы волны. При больших токах (область I, рис. 1) такая специфическая структура ФРЭ не наблюдалась [59]. В работе [61] показано, что в прианодной области стратифицированного разряда наблюдаются обратные поля и потенциальные ямы, что приводит к резкому пику на ФРЭ при малых кинетических энергиях. В работах [56,62] проводились измерения ФРЭ в *S*- и *P*-стратах в неоне в зависимости

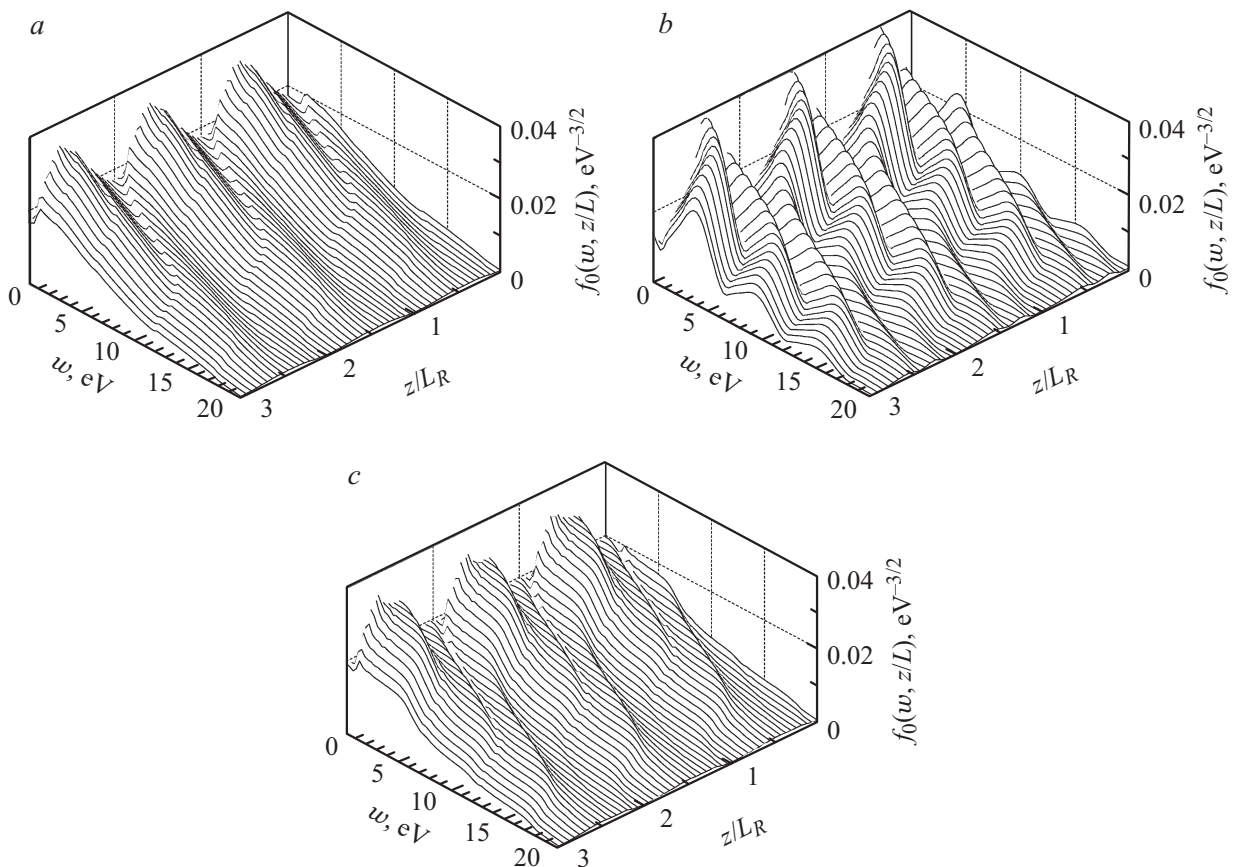


Рис. 7. ФРЭ, рассчитанные при $p_0 = 0.5$ Торг для R -резонанса при $L = (2/3)L_S = L_R$ (b), а также в окрестности резонанса: для $L = 0.98L_R$ (a) и для $L = 1.02L_R$ (c). Графики в переменных кинетическая энергия w –координата z . Данные работы [37].

от продольной координаты на протяжении длины волны с высоким пространственным разрешением с помощью одновременного перемещения анода и катода. На рис. 6 приведены ФРЭ, измеренные в S - и P -стратах и численно рассчитанные для S - и P -резонансов для полученного экспериментально профиля потенциала. Имеет место хорошее согласие расчета с экспериментом.

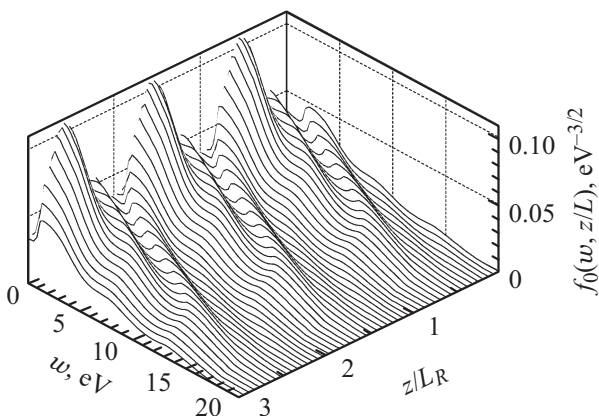


Рис. 8. ФРЭ, рассчитанная при $p_0 = 1.5$ Торг для R -резонанса ($L = (2/3)L_S = L_R$) [37].

Резонансное формирование ФРЭ для R -резонанса при $L = L_R = (2/3)L_S$ [37] иллюстрирует рис. 7, на котором приведены трехмерные графики ФРЭ при $p = 0.5$ Торг, при $L = L_R$ и при $L = (1 \pm 0.02)L_R$ ($\pm 2\%$ -расстройка). Из рис. 7, b видно, что ФРЭ при $L = L_R$ имеет упорядоченную структуру в виде максимумов, перемещающихся по энергии и координате. При небольшой расстройке упорядоченная структура размывается.

При увеличении давления от 0.5 до 1.5 Торг параметр θ возрастает почти на порядок (см. формулу (4)), в результате, как уже говорилось, максимумы на ФРЭ расширяются. Это приводит к тому, что структура ФРЭ проявляется существенно менее ярко, что особенно выражено для R -резонанса (рис. 8). Как следствие, резонансные максимумы на интегральных характеристиках при $L = L_R$ выражены при 1.5 Торг гораздо слабее, чем при 0.5 Торг (рис. 4). Следует заметить, что в эксперименте S - и P -страты наблюдаются при $pr_0 < 5$ –6 Торг см, а R -страты — только при более низких давлениях $pr_0 < 1$ –1.5 Торг см.

Весьма наглядным является представление функций распределения в переменных полная энергия ε –координата z . На рис. 9 представлены эти функции для $p = 0.5$ Торг для S -, P -, Q -, R -резонансов. Видно, что для P - и Q -резонансов максимумы расположены в 2 или

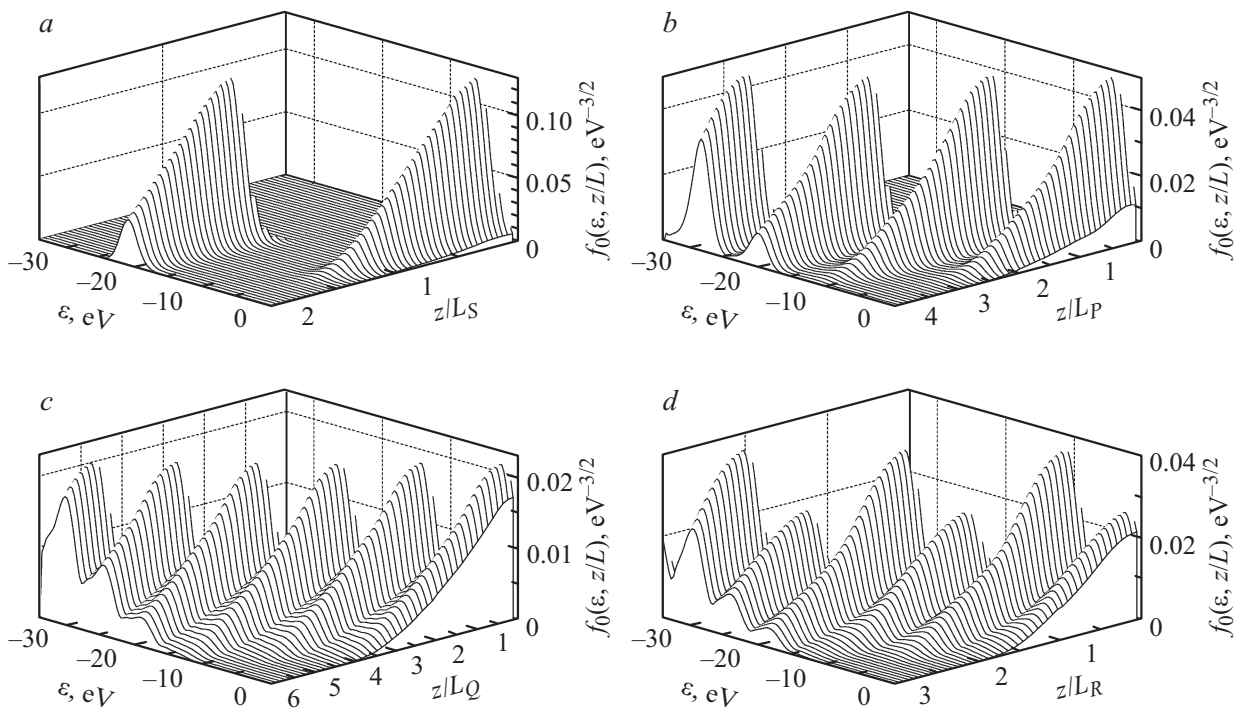


Рис. 9. ФРЭ в переменных полная энергия ε –координата z , рассчитанные при $p_0 = 0.5 \text{ Torr}$ для (a) S -, (b) P -, (c) Q -, (d) R -резонансов. Расстояние по координате равно $2L_S$ для всех четырех случаев. Данные работы [37].

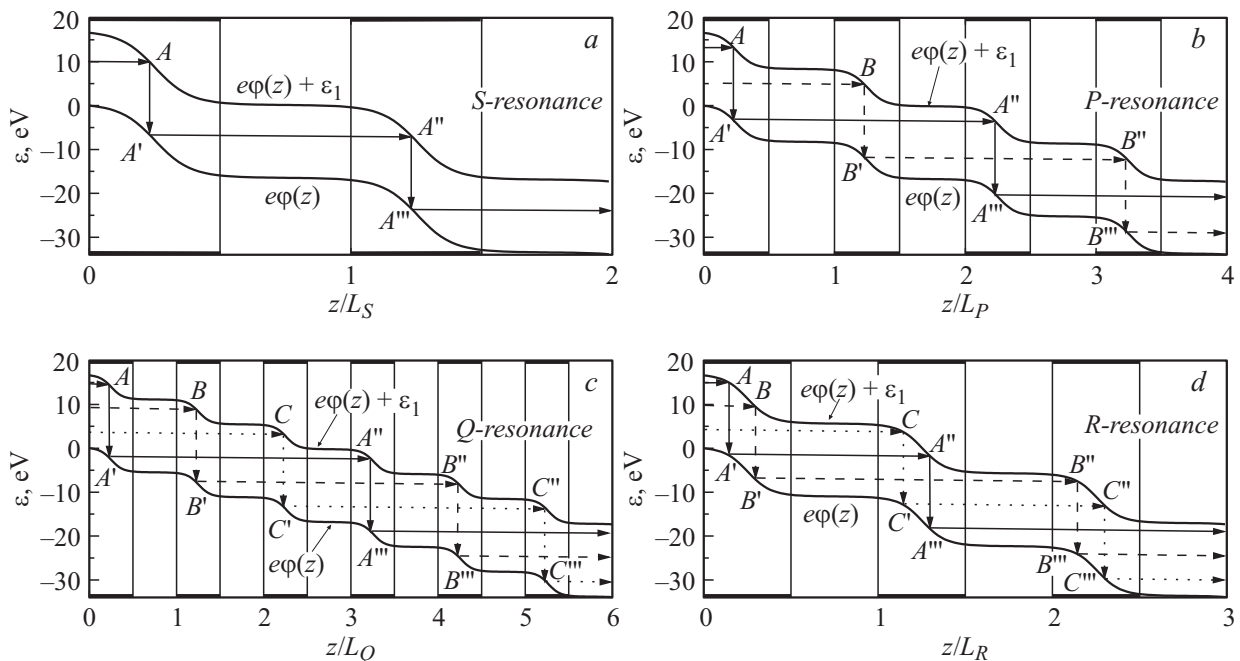


Рис. 10. Схемы перемещения максимумов на ФРЭ вдоль резонансных траекторий на плоскости полная энергия ε –координата z для S -, P -, Q - и R -резонансов [37]. Области сильного поля отмечены толстыми участками оси z .

3 раза чаще, чем для S -резонанса. Для R -резонанса максимумы расположены почти так же, как у Q -резонанса, но они чередуются по амплитуде, так как пространственный период в случае R -резонанса в 2 раза больше: $L_R = 2L_Q$.

На рис. 10 приведена качественная картина перемещения максимумов на ФРЭ вдоль резонансных траекторий на плоскости полная энергия ε –координата z для различных резонансов. Показаны графики зависимостей $\varepsilon = e\varphi(z)$ и $\varepsilon = e\varphi(z) + \varepsilon_1$. На этих кривых кинетиче-

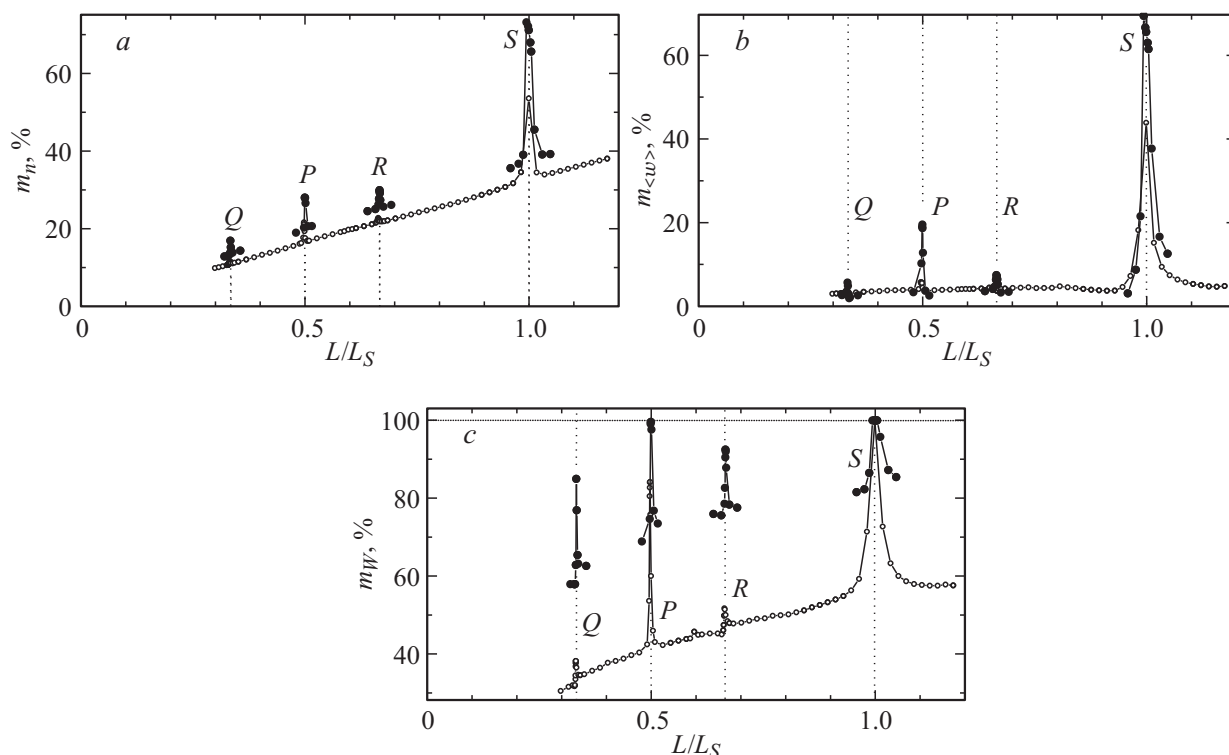


Рис. 11. Глубины модуляции: *a* — концентрации электронов n , *b* — средней энергии электронов $\langle w \rangle$, *c* — скорости возбуждения W в зависимости от приведенной длины пространственного периода L/L_S , полученные в результате расчетов для давления неона $p_0 = 0.5$ Torr для реальных значений сечений неупругих столкновений электронов с атомами (светлые кружки) и вблизи резонансов для значений, формально увеличенных в 10 раз (черные кружки) [37].

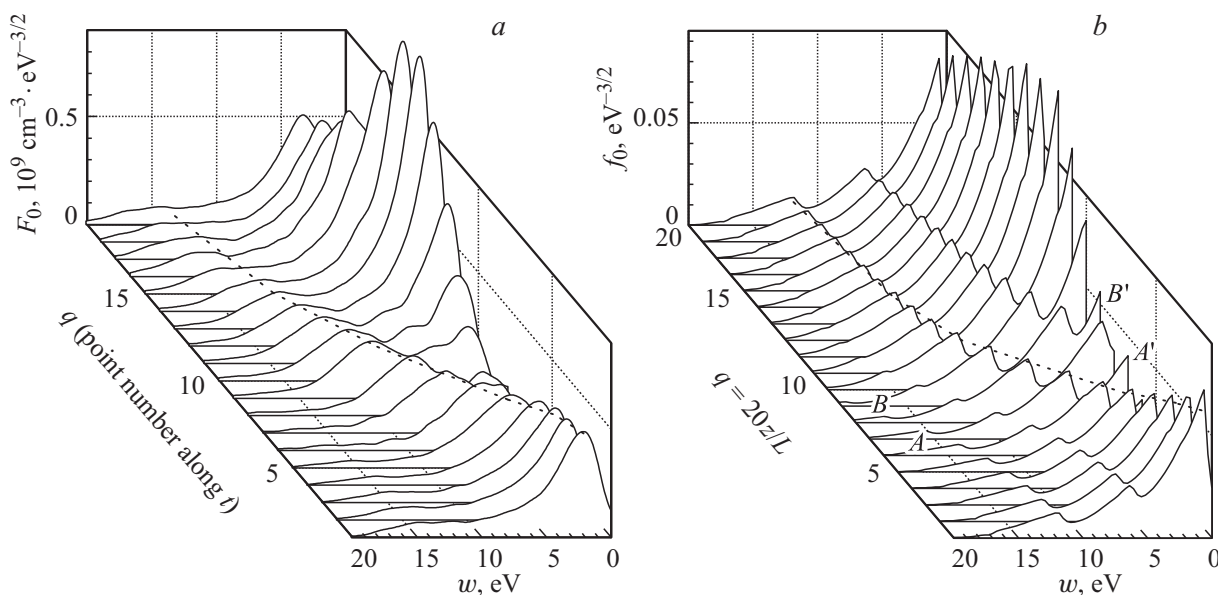


Рис. 12. *a* — измеренная в R -стратах в неоне ($p_0 = 0.72$ Torr, $r_0 = 1$ cm, $i = 20$ mA) ФРЭ $F_0(w, t)$ как функция от кинетической энергии и фазы страты; q — номер точки по времени t . *b* — рассчитанная для R -резонанса ФРЭ $f_0(w, z)$ как функция от кинетической энергии и фазы страты; q — номер точки по координате z . Данные работы [63].

ская энергия электронов равна соответственно нулю и порог возбуждения атома ε_1 . Области сильного поля (сильного перепада $e\varphi(z)$) отмечены на рис. 10 жир-

ными участками оси z . С целью большей наглядности выбрано поле с более резким перепадом $e\varphi(z)$, чем для синусоидально модулированного $E(z)$. Скачкообразные

переходы AA' , $A''A'''$, BB' , $B''B'''$, CC' , $C''C'''$, отражающие потери энергии в неупругих ударах, происходят в областях сильного поля.

Очевидно, что аналогично возможны нецелочисленные резонансы при $L = (k_1/k_2)L_S$ для любых целых k_1 и k_2 . Однако резонансы с большими k_1 и k_2 выражены очень слабо, так как максимумы на ФРЭ накладываются друг на друга.

Эффект бунчировки обусловлен двумя факторами — малые потери энергии в упругих ударах и наличие нескольких возбужденных уровней атома. Поскольку речь идет о малых давлениях, вклады этих двух факторов сравнимы между собой. В работе [37] показано, что если в численном расчете формально увеличить сечения неупругих столкновений в 10 раз, то все резонансы проявляются сильнее (рис. 11), максимумы на резонансных ФРЭ становятся более узкими. Фактически при таком расчете ФРЭ при $w > \varepsilon_1$ спадает гораздо сильнее, резко ослабляется влияние наличия всех возбужденных уровней, кроме первого, на бунчировку. С точки зрения аналитической теории параметр θ уменьшается. Можно сказать, что уравнение (2) решается почти в приближении „черной стенки“.

Первая попытка зондовых измерений ФРЭ в R -стратах была предпринята в работе [59]. Позднее были проведены более подробные измерения ФРЭ в R -стратах [63]. На рис. 12 показаны полученные в этой работе результаты измерений ФРЭ в различных фазах R -страты, а также ФРЭ, рассчитанная для R -резонанса для соответствующих разрядных условий. Так как R -страты наблюдаются при более низких давлениях ($p < 1.5$ Torr), чем S - и P -страты, и имеют на порядок более высокие частоты (~ 10 kHz), то количество точек на период в случае R -страт оказывается существенно меньше, чем в случае S - и P -страт (рис. 6). Тем не менее, несмотря на большую погрешность измерений, можно сделать вывод о неплохом согласии ФРЭ, измеренной в R -стратах, и ФРЭ, рассчитанной для резонанса при $L = (2/3)L_S$. Из рис. 12, *a* видно, что на протяжении периода страты один максимум проходит насквозь, кроме того, по-видимому, имеются два других максимума, которые претерпевают скачок от $w \approx 17$ eV к $w \approx 0$ eV (неупругие удары). Таким образом, полученная в эксперименте ФРЭ имеет структуру, характерную для R -резонанса (см., например, рис. 10, *d*). Это подтверждает интерпретацию R -страт как резонанса при $L = (2/3)L_S$.

Детальное исследование эффекта бунчировки и процесса релаксации ФРЭ в резонансных полях при различных $f_0^{\text{init}}(\varepsilon)$ выполнено в [64].

Заключение

Основные результаты исследований страт в разряде постоянного тока в инертных газах при низких давлениях можно кратко сформулировать следующим образом. Проанализированы резонансные свойства кинетики электронов при низких давлениях, когда баланс энергии

электронов определяется неупругими столкновениями с атомами. S -, P - и R -страты соответствуют различным резонансам ФРЭ в пространственно периодических полях. Показано, что наряду с целочисленными резонансами, которые описывают S - и P -страты, имеют место нецелочисленные резонансы, к которым относятся R -страты. Результаты детальных экспериментальных измерений ФРЭ в различных фазах страт достаточно хорошо описываются с позиций бунчировки электронов в пространственно периодических резонансных полях. В перспективе следует построить самосогласованную теорию, в которой будет корректно рассмотрена кинетика не только электронов, но и других частиц (ионов, возбужденных атомов), рассмотреть формирование самосогласованного электрического поля и учесть двумерность задачи для цилиндрической трубки.

Работа выполнена при поддержке гранта СПбГУ 11.38.203.2014 в рамках госзадания Минобрнауки РФ вузам № 2014/242, номер НИР 1447.

Список литературы

- [1] Пекарек Л. // УФН. 1968. Т. 94. Вып. 3. С. 463–500.
- [2] Недоснасов А.В. // УФН. 1968. Т. 94. Вып. 3. С. 439–462.
- [3] Oleson N.L., Cooper A.W. // Adv. Electron. El. Phys. 1968. Vol. 24. P. 155–278.
- [4] Ланда П.С., Мускинова Н.А., Пономарев Ю.В. // УФН. 1980. Т. 132. Вып. 4. С. 601–637.
- [5] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [6] Рожанский В.А., Цендин Л.Д. Столкновительный перенос в частичноионизованной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988. 248 с.
- [7] Rozhansky V.A., Tsendin L.D. Transport phenomena in partially ionized plasma. London, New York: Taylor & Francis, 2001. 491 p.
- [8] Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда. СПб.: Лань, 2010. 512 с.
- [9] Кернер Б.С., Осипов В.В. // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28. Вып. 1. С. 132–142.
- [10] Kolobov V.I. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. Vol. 39. N 24. P. R487–R506.
- [11] Pfau S., Rutscher A., Wojaczek K. // Beiträge aus der Plasmaphysik. 1969. Bd. 9. Hf. 4. S. 333–358.
- [12] Pupp W. // Physikalische Zeitschrift. 1932. Bd. 33. Hf. 21. S. 844–847.
- [13] Wojaczek K. // Beiträge aus der Plasmaphysik. 1962. Bd. 2. Hf. 1. S. 1–12.
- [14] Wojaczek K. // Beiträge aus der Plasmaphysik. 1971. Bd. 11. Hf. 4. S. 335–350.
- [15] Цендин Л.Д. // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 8. С. 1341–1349.
- [16] Цендин Л.Д. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 8. С. 1553–1558.
- [17] Arslanbekov R.R., Kolobov V.I. // IEEE T. Plasma Sci. 2005. Vol. 33. N 2. P. 354–355.
- [18] Kolobov V.I., Arslanbekov R.R. // IEEE T. Plasma Sci. 2006. Vol. 34. N 3. P. 895–909.
- [19] Голубовский Ю.Б., Некучаев В.О. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 662–667.

- [20] Голубовский Ю.Б., Некучаев В.О. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 5. С. 858–863.
- [21] Голубовский Ю.Б., Некучаев В.О. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 5. С. 864–867.
- [22] Голубовский Ю.Б., Куликов В.В., Некучаев В.О., Немирова М.Б. // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30. Вып. 6. С. 1159–1163.
- [23] Голубовский Ю.Б., Колобов В.И., Цендин Л.Д. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 1. С. 54–60.
- [24] Голубовский Ю.Б., Колобов В.И., Куликов В.В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 6. С. 1102–1106.
- [25] Цендин Л.Д. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 1. С. 169–177.
- [26] Голубовский Ю.Б., Колобов В.И., Сулейменов И.Э. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 8. С. 57–61.
- [27] Голубовский Ю.Б., Колобов В.И., Некучаев В.О., Сулейменов И.Э. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 8. С. 62–67.
- [28] Golubovskii Yu.B., Maiorov V.A., Nekutchaev V.O., Behnke J., Behnke J.F. // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 63. P. 036 409.
- [29] Зайцев А.А., Савченко И.А., Махров В.Ф. // Радиотехника и электроника. 1970. Т. 15. Вып. 12. С. 2650–2653.
- [30] Зайцев А.А., Савченко И.А. // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 7. С. 1541–1544.
- [31] Golubovskii Yu.B., Skoblo A.Yu., Maiorov V.A., Nekutchaev V.O. // Plasma Sources Sci. Technol. 2002. Vol. 11. N 3. P. 309–316.
- [32] Novák M. // Czech. J. Phys. B. 1960. Vol. 10. N 12. P. 954–959.
- [33] Krejčí V., Mašek K., Lásková L., Peřina V. // Beiträge aus der Plasmaphysik. 1967. Bd. 7. Hf. 5. S. 413–418.
- [34] Peřina V. // Czech. J. Phys. B. 1976. Vol. 26. N 7. P. 764–768.
- [35] Ильинский В.В. Исследование свойств ионизационных волн: Диссертация на соиск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук. М.: МГУ, 1979. 149 с.
- [36] Зайцев А.А., Ильинский В.В., Савченко И.А. // Метрология. 1978. № 3. С. 17–20.
- [37] Golubovskii Yu.B., Skoblo A.Yu., Wilke C., Kozakov R.V., Behnke J., Nekutchaev V.O. // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 72. P. 026 414.
- [38] Dinklage A., Bruhn B., Deutsch H., Jonas P., Koch B.-P., Wilke C. // Phys. Plasmas. 1998. Vol. 5. N 4. P. 833–835.
- [39] Dinklage A., Wilke C. // Phys. Lett. A. 2000. Vol. 277. N 6. P. 331–338.
- [40] Tsendin L.D. // Plasma Sources Sci. Technol. 1995. Vol. 4. N 2. P. 200–211.
- [41] Kolobov V.I., Godyak V.A. // IEEE T. Plasma Sci. 1995. Vol. 23. N 4. P. 503–531.
- [42] Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Форгова. М.: Наука, 2000. Вводный том. Книга 2. С. 5–47.
- [43] Tsendin L.D. // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. Vol. 18. P. 014 020.
- [44] Цендин Л.Д. // УФН. 2010. Т. 180. Вып. 2. С. 139–164.
- [45] Bernstein I.B., Holstein T. // Phys. Rev. 1954. Vol. 94. N 6. P. 1475–1482.
- [46] Цендин Л.Д. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. Вып. 5. С. 1638–1650.
- [47] Ružička T., Rohlena K. // Czech. J. Phys. B. 1972. Vol. 22. N 10. P. 906–919.
- [48] Цендин Л.Д. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 2. С. 400–409.
- [49] Цендин Л.Д. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 635–642.
- [50] Цендин Л.Д. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 643–649.
- [51] Швейгерт В.А. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. Вып. 10. С. 1230–1237.
- [52] Golubovskii Yu.B., Porokhova I.A., Behnke J., Nekutchaev V.O. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1998. Vol. 31. N 19. P. 2447–2457.
- [53] Sigeneer F., Winkler R. // Contrib. Plasma Phys. 1996. Vol. 36. N 5. P. 551–571.
- [54] Sigeneer F., Golubovskii Yu.B., Porokhova I.A., Winkler R. // Plasma Chem. Plasma P. 1998. Vol. 18. N 2. P. 153–180.
- [55] Sigeneer F., Winkler R. // Plasma Chem. Plasma P. 2000. Vol. 20. N 4. P. 429–451.
- [56] Golubovskii Yu.B., Kozakov R.V., Behnke J., Wilke C., Nekutchaev V.O. // Phys. Rev. E. 2003. Vol. 68. P. 026 404.
- [57] Rayment S.W., Twiddy N.D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1969. Vol. 2. N 12. P. 1747–1754.
- [58] Бессонова К.Ф., Орешак О.Н., Остапченко Е.П., Степанов В.А. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 5. С. 979–984.
- [59] Rayment S.W. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1974. Vol. 7. N 6. P. 871–879.
- [60] Голубовский Ю.Б., Некучаев В.О., Пономарев Н.С., Порохова И.А. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 9. С. 14–21.
- [61] Голубовский Ю.Б., Некучаев В.О., Пономарев Н.С. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 3. С. 25–32.
- [62] Golubovskii Yu.B., Kozakov R.V., Wilke C., Behnke J., Nekutchaev V.O. // Plasma Sources Sci. Technol. 2004. Vol. 13. N 1. P. 135–142.
- [63] Golubovskii Yu.B., Skoblo A.Yu., Wilke C., Kozakov R.V., Nekutchaev V.O. // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. Vol. 18. P. 045 022.
- [64] Golubovskii Yu.B., Kolobov V.I., Nekutchaev V.O. // Phys. Plasmas. 2013. Vol. 20. P. 101 602.