

Переход “проводник–изолятор” в стационарной ультрахолодной плазме

Ю. В. Думин^{+*1)}, Л. М. Свирская^{×◦1)}

⁺ Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга
Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, 119234 Москва, Россия

^{*} Институт космических исследований РАН, 117997 Москва, Россия

[×] Южно-Уральский государственный университет (национальный исследовательский университет),
454080 Челябинск, Россия

[◦] Южно-Уральский государственный гуманитарно-педагогический университет,
454080 Челябинск, Россия

Поступила в редакцию 21 мая 2026 г.

После переработки 26 июня 2026 г.

Принята к публикации 26 июня 2026 г.

Представлена теоретическая модель ионизационно-рекомбинационного баланса в смеси ультрахолодного ридберговского газа и плазмы, который создается коллективными процессами, а не индивидуальными межчастичными взаимодействиями. Рассматривается система электронов и ионов, в которой каждый электрон большую часть времени движется в эффективном центробежном потенциале, создаваемом ближайшим ионом, и иногда перескакивает в соседние потенциальные ямы за счет возмущений от удаленных частиц. Эти возмущения описываются тепловой баней с эффективной “вириальной” температурой. Тогда электрон с достаточно большой энергией, способный убежать из локальной потенциальной ямы, может рассматриваться как свободный (или проводящий); а электрон с малой энергией, движение которого ограничено потенциальной ямой, – как входящий в состав ридберговского атома. Как следует из наших расчетов, имеет место достаточно резкий переход от изолирующего состояния (ридберговского газа) к проводящему состоянию (плазме) с возрастанием концентрации частиц, который отчасти напоминает переход Мотта в физике конденсированных сред. Данная модель должна быть хорошо применима к стационарной ультрахолодной плазме, которая была получена в недавних экспериментах и представляет собой перспективное направление дальнейших исследований.

DOI: 10.7868/S3034576626080058

1. Введение. Процессы взаимного превращения ридберговского газа в плазму и обратно наблюдались уже достаточно долгое время как в экспериментах с атомными пучками [1, 2], так и в магнито-оптических ловушках [3, 4]. С теоретической точки зрения они обычно описывались как последовательность взаимодействий между индивидуальными частицами, например, электрон-ридберговских и ридберг-ридберговских столкновений, трехчастичной рекомбинации и т.п. с соответствующими поперечными сечениями.

Между тем, как было подчеркнуто в известной статье [1] еще в 1982 г., “возможно, что развиваемый здесь двухчастичный анализ слишком наивен”, так что необходимо принимать во внимание влияние всего окружения. Это было качественно ассоциировано

с моттовскими переходами в физике конденсированных сред [5], хотя конкретные физические механизмы в этих двух случаях далеко не идентичны. В частности, в процитированной выше работе было сделано заключение, что такая ситуация может иметь место, если атомы имеют температуру ниже долей кельвина. В этом случае самые первые межатомные столкновения, инициирующие каскад двухчастичных взаимодействий, будут запаздывать, так что коллективные процессы могут стать действительно важными.

К сожалению, в начале 1980-х гг. столь холодные атомы были недоступны. Однако благодаря развитию магнито-оптических ловушек к концу 1990-х годов были достигнуты даже более низкие температуры, и в этих установках началось исследование ионизационно-рекомбинационных процессов в так называемой ультрахолодной плазме (УХП) [6–10]. При этом практически все такие эксперименты про-

¹⁾ e-mail: dumin@yahoo.com; svirskayalm@mail.ru

водились в сильно- неравновесном режиме, когда ступок гораздо более энергичных электронов быстро ускорял ионы, первоначально имевшие температуру порядка милликельвин. К счастью, эта ситуация изменилась в последние два года, когда УХП стала генерироваться в стационарном режиме [11]. Тем самым возникли перспективы высокоточного измерения ионизационно-рекомбинационных процессов, аналогичного тому, которое производилось в атомных пучках, и, в частности, исследования переходов типа Мотта.

Цель нашей статьи – представить модель коллективного установления ионизационно-рекомбинационного баланса в неупорядоченном невырожденном ридберговском газе и обсудить ее наблюдательные следствия. В отличие от предшествующих работ, например, [12], где детально рассматривались заселенности индивидуальных ридберговских состояний на достаточно ранней стадии расширения плазменного облака (грубо говоря, в пределах 100–200 мкс), нами будут рассматриваться гораздо более поздние времена, когда ридберговские состояния уже полностью перемешались и установилось их квазиравновесное распределение. В этом смысле наш подход существенно отличен от использовавшихся ранее теоретических моделей.

2. Теоретическая модель.

2.1. Основные предположения. Будет рассматриваться система почти неподвижных плотноупакованных ридберговских атомов в классическом приближении. (Как известно, чисто классический подход является вполне разумным для описания многих свойств ридберговских атомов [13, 14].) Тогда в режиме сильной неидеальности (т.е. когда параметр неидеальности электронов достиг значения порядка единицы, $\Gamma_e \sim 1$), каждый из электронов будет двигаться большую часть времени в эффективном “центробежном” потенциале [15] ближайшего иона,

$$U_{\text{eff}}(r) = \frac{M_e^2}{2m_e} \frac{1}{r^2} - e^2 \frac{1}{r}, \quad (1)$$

и иногда перескакивать в соседние потенциальные ямы за счет многочастичных возмущений от окружающей среды. Здесь M_e – угловой момент электрона относительно ближайшего иона, m_e и e – электронная масса и заряд, а r – расстояние между электроном и ионом. Соответствующая кривая $\varepsilon = U_{\text{eff}}(r)$ изображена на рис. 1. Важно подчеркнуть, что согласно одной из общих теорем классической механики [15] угловой момент M_e является адиабатическим инвариантом, т.е. приближенно сохраняется в течение

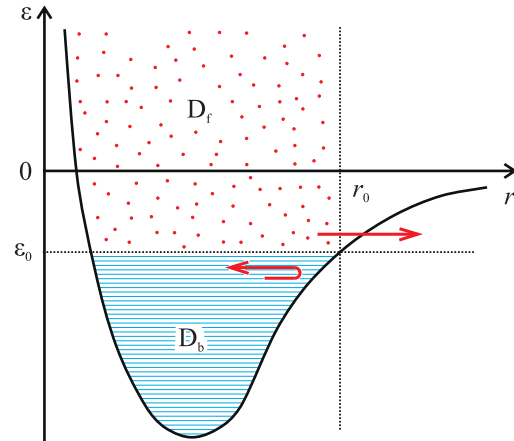


Рис. 1. (Цветной онлайн) Фазовое пространство электрона, состоящее из областей свободных и связанных состояний – D_f и D_b соответственно

некоторого времени, даже если электрон-ионная пара испытывает малые внешние возмущения.

Пусть r_0 – половина среднего расстояния между ионами (т.е. характерный размер потенциальной ямы), а ε_0 – величина эффективного потенциала в соответствующей точке:

$$\varepsilon_0 = U_{\text{eff}}(r_0). \quad (2)$$

Тогда фазовое пространство электрона будет состоять из двух подобластей – D_f и D_b . Электрон в области D_f , имеющий энергию $\varepsilon \geq \varepsilon_0$, может достигнуть расстояния r_0 и, тем самым, перескочить в соседнюю потенциальную яму, как показано верхней красной стрелкой на рис. 1. Следовательно, он должен трактоваться как свободный, что обозначено индексом “f” (free). С другой стороны, электрон в области D_b , с энергией $\varepsilon < \varepsilon_0$, не может уйти от иона на расстояние r_0 и, следовательно, будет отражаться назад от потенциальной стенки. Поэтому он должен трактоваться как связанный, т.е. образующий ридберговский атом. Это обозначено индексом “b” (bound).

Если $F(r, \varepsilon)$ – электронная функция распределения в переменных r и ε , то концентрации свободных и связанных электронов могут быть записаны как

$$N_f = \iint_{D_f} F(r, \varepsilon) dr d\varepsilon \quad \text{и} \quad N_b = \iint_{D_b} F(r, \varepsilon) dr d\varepsilon. \quad (3)$$

Соответствующая функция F может быть построена описанным ниже способом.

2.2. Функция распределения и эффективная температура. В классическом приближении эффективная функция распределения электронов в стандарт-

ных переменных радиус–энергия может быть взята в виде распределения Больцмана:

$$f_{\text{eff}}(r, v_r) = A_f \exp \left[-\varepsilon(r, v_r)/k_B T_{\text{vir}} \right] \quad (4)$$

в предположении, что рассматриваемая электрон-ионная пара погружена в тепловую баню с эффективной (“вириальной”) температурой T_{vir} , формируемой за счет воздействия со стороны всех остальных частиц. Это будет подробнее пояснено далее. Здесь,

$$\varepsilon(r, v_r) = m_e v_r^2/2 + U_{\text{eff}}(r) \quad (5)$$

– полная энергия электрона, v_r – его радиальная скорость, k_B – постоянная Больцмана, и A_f – нормировочный множитель. Далее, выполняя преобразование от переменных радиус–скорость к переменным радиус–энергия по формуле (5), получаем искомую функцию распределения в виде:

$$F(r, \varepsilon) = A_F \exp \left\{ -\frac{\varepsilon}{k_B T_{\text{vir}}} \right\} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon - U_{\text{eff}}(r)}}, \quad (6)$$

где U_{eff} дается формулой (1).

Как уже было упомянуто ранее, коллективное описание ионизационно-рекомбинационных процессов относится к случаю достаточно низких температур и, тем самым, сравнительно малых скоростей электронов. Однако следует иметь в виду, что в кулоновской системе многих тел *кинетическая энергия электронов может быть сколь угодно велика по сравнению с потенциальной, но она не может быть произвольно мала*. Действительно, если кинетическая энергия упала до величины порядка потенциальной энергии, то медленные электроны начнут разгоняться полем ближайших ионов и падать на них, совершая тем самым квазиограниченное движение по приблизительно эллиптическим орбитам. В результате должно установиться вириальное распределение энергий [15]:

$$\langle k \rangle = \frac{1}{2} |\langle u \rangle|, \quad (7)$$

где $\langle k \rangle$ и $\langle u \rangle$ – средние кинетическая и потенциальная энергии в расчете на одну частицу. Строго говоря, вириальное соотношение содержит энергии, усредненные по времени; но мы будем использовать здесь предположение об эргодичности, т.е. считать, что средние значения физических величин по времени и по ансамблю равны между собой.

Далее, средняя по ансамблю потенциальная (кулоновская) энергия может быть оценена просто по среднему расстоянию между частицами:

$$\langle u \rangle = C_u \frac{e^2}{\langle r \rangle}, \quad (8)$$

где C_u – численный коэффициент порядка единицы. При этом среднее электрон-ионное расстояние, фигурирующее в этой формуле, может быть, очевидно, записано как

$$\langle r \rangle = C_r \frac{1}{N^{1/3}}, \quad (9)$$

где N – концентрация заряженных частиц каждого знака, а C_r – еще один численный коэффициент, близкий к $1/2$.

Наконец, средняя кинетическая энергия, фигурирующая в формуле (7), может быть выражена через эффективную “вириальную” температуру как

$$\langle k \rangle = \frac{3}{2} k_B T_{\text{vir}}. \quad (10)$$

На первый взгляд, эта формула кажется относящейся лишь к идеальному одноатомному газу. Однако фактически она применима при любой интенсивности кулоновского взаимодействия.

Действительно, многочастичная функция распределения для всей системы может быть записана в наиболее общем виде как

$$f(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_{2N}, \mathbf{v}_1, \dots, \mathbf{v}_{2N}) = \quad (11)$$

$$= A_f \exp \left\{ -\frac{1}{k_B T_{\text{vir}}} \left[\sum_{i=1}^{2N} \frac{m_i \mathbf{v}_i^2}{2} + U(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_{2N}) \right] \right\},$$

где $\mathbf{r}_i$ и $\mathbf{v}_i$ – координаты и скорости всех частиц (как электронов, так и ионов), m_i – их массы, N – количество частиц каждого типа во всей системе либо в единичном объеме, и U – потенциальная (кулоновская) энергия взаимодействия между заряженными частицами.

Даже если потенциальная энергия представляет собой сложную функцию координат и не может трактоваться как малая добавка к кинетической энергии, среднее значение любой физической величины G , зависящей лишь от скорости j -й частицы (например, ее кинетическая энергия), может быть вычислено в явном виде:

$$\langle G(\mathbf{v}_j) \rangle = \frac{\int G(\mathbf{v}_j) \exp \left\{ -\frac{1}{k_B T_{\text{vir}}} \frac{m_j \mathbf{v}_j^2}{2} \right\} d\mathbf{v}_j}{\int \exp \left\{ -\frac{1}{k_B T_{\text{vir}}} \frac{m_j \mathbf{v}_j^2}{2} \right\} d\mathbf{v}_j}. \quad (12)$$

Действительно, интегралы по координатам $\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_{2N}$ в числителе и знаменателе идентичны и автоматически сокращаются друг с другом при любой интенсивности кулоновского взаимодействия U .

С другой стороны, многомерный интеграл по скоростям факторизуется в произведение интегралов по каждой из скоростей, и они также компенсируют друг друга для каждой скорости, за исключением v_j . Таким образом, взяв в качестве функции G кинетическую энергию j -й частицы, $m_j \mathbf{v}_j^2/2$, мы получаем приведенное выше соотношение (10).

Наконец, комбинируя формулы (7)–(10), мы получаем вириальную температуру как функцию концентрации заряженных частиц:

$$k_B T_{\text{vir}} = \frac{1}{3} \frac{C_u}{C_r} e^2 N^{1/3}. \quad (13)$$

Подчеркнем, что, к сожалению, было бы невозможно связать эффективную температуру с параметрами кулоновского взаимодействия более прямым способом, а именно, усредняя потенциальную энергию $\langle u \rangle$ с помощью функции распределения (11). Действительно, из-за очень сложного вида функции U было бы вряд ли возможно вычислить такой интеграл в каком-либо разумном приближении. Как раз чтобы обойти данную проблему, мы и следовали по более косвенному пути: вначале точно рассчитывали среднюю кинетическую энергию, а затем связывали ее с потенциальной по теореме вириала, которая справедлива при любой интенсивности кулоновского взаимодействия.

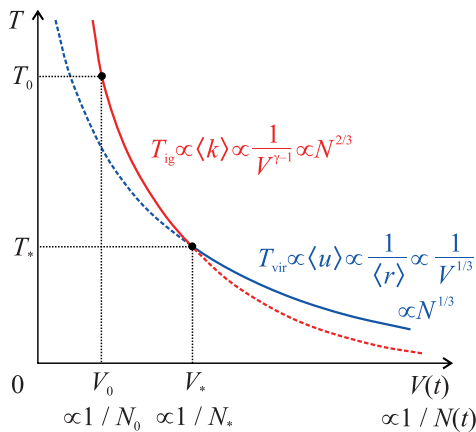


Рис. 2. (Цветной онлайн) Эволюция температуры в идеальном газе (ideal gas, T_{ig} , красная кривая) и в системе “вириализованных” заряженных частиц (T_{vir} , синяя кривая). Физически реализуемые части этих кривых изображены сплошными линиями, а нефизические части – штриховыми. Все величины в момент перехода между двумя этими режимами помечены звездочками

Полученное выражение (13), где температура зависит лишь от концентрации, на первый взгляд выглядит несколько странным. Однако оно хорошо под-

тверждается экспериментальными результатами [16] о том, что на поздней стадии расширения УХП (когда $N \propto 1/V \propto t^{-3}$) электронная температура подстраивается как раз под изменение потенциальной энергии, т.е. спадает как $T_e \propto N^{1/3} \propto t^{-1}$ вместо $T_e \propto N^{\gamma-1} \propto t^{-2}$, что следовало бы ожидать при адиабатическом расширении идеального одноатомного газа с $\gamma = 5/3$. Отметим также, что вариация вида $T_e \propto N^{1/3}$ формально соответствует $\gamma = 4/3$, и именно такой эффективный показатель адиабаты был предсказан в одной из ранних работ [12] для случая, когда кулоновский параметр неидеальности приближается к значению порядка единицы, $\Gamma_e \approx |\langle u \rangle| / \langle k \rangle \sim 1$. Соответствующее поведение схематично проиллюстрировано на рис. 2.

Далее, с использованием представленного выше выражения для вириальной температуры, общая формула (6) для одночастичной функции распределения в переменных радиус-энергия может быть переписана в более детальном виде как

$$F(r, \varepsilon) = A_F \exp \left\{ -\frac{3(C_r/C_u)}{e^2 N^{1/3}} \varepsilon \right\} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon - U_{\text{eff}}(r)}}, \quad (14)$$

где эффективная потенциальная энергия U_{eff} дается выражением (1).

Важнейший параметр в этом “центробежном” потенциале – угловой момент электрона M_e относительно ближайшего иона, который является приблизительно сохраняющейся величиной ввиду адиабатической инвариантности. В случае свободно расширяющегося сгустка плазмы этот параметр может быть оценен в момент перехода плазмы в сильно-неидеальное состояние. (Здесь и далее соответствующие величины будут помечаться звездочками.) Согласно формуле (13), $v_* \propto m_e^{-1/2} N_*^{1/6}$; при этом $r_* \propto N_*^{-1/3}$. Поскольку $M_e \propto m_e r_* v_*$, то можно в результате написать:

$$M_e = C_M m_e^{1/2} N_*^{-1/6}, \quad (15)$$

где C_M – численный множитель порядка единицы.

Наконец, величина N_* , играющая важную роль во всех последующих формулах, может быть получена следующим образом. Если N_0 и T_0 – концентрация и температура в начальный момент времени, то закон эволюции идеального газа (сплошная красная кривая на рис. 2) дает соотношение: $T_* = T_0 (N_*/N_0)^{2/3}$. С другой стороны, та же температура T_* в конце этой стадии может быть оценена по формуле (13) для сильно-неидеального состояния, в которой все величины должны быть записаны со

звездочками. Тогда, комбинируя эти две формулы, можно легко получить:

$$N_* = \frac{(C_u/C_r)^3 e^6 N_0^2}{27(k_B T_0)^3}. \quad (16)$$

2.3. Безразмерные переменные. Чтобы вычислить интегралы (3), удобно переписать все формулы в безразмерных переменных. Пусть единицей длины будет $l/2$, где

$$l = N_*^{-1/3}. \quad (17)$$

(Поскольку l – характерное расстояние между двумя частицами одного типа, то $l/2$ будет характерным расстоянием между электроном и ионом.) Тогда в качестве единицы времени можно взять кеплеровский период обращения электрона на орбите с радиусом (или главной полуосью) $l/2$:

$$\tau = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{m_e^{1/2}}{e} l^{3/2} = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{m_e^{1/2}}{e N_*^{1/3}}. \quad (18)$$

Итак, безразмерные радиус и время, которые будут далее обозначаться тильдами, определяются следующим образом:

$$\tilde{r} = 2r/l \quad \text{и} \quad \tilde{t} = t/\tau. \quad (19)$$

Наконец, единица энергии, очевидно, вводится как

$$\hat{\varepsilon} = 2e^2 N_*^{1/3}, \quad (20)$$

и все энергии будут нормированы далее именно на эту величину.

Во введенных таким образом единицах одночастичная функция распределения (14) принимает вид:

$$\tilde{F}(\tilde{r}, \tilde{\varepsilon}) = \tilde{A}_F \frac{\exp \left\{ -6 \frac{C_r}{C_u} \left(\frac{N}{N_*} \right)^{-1/3} \tilde{\varepsilon} \right\}}{\left[\tilde{\varepsilon} - \frac{C_M^2}{\tilde{r}^2} + \frac{1}{\tilde{r}} \right]^{1/2}}. \quad (21)$$

При этом, как показано на рис. 1, область допустимых состояний в фазовом пространстве электрона – это $\varepsilon \geq U_{\text{eff}}(r)$, или в безразмерных единицах:

$$\tilde{\varepsilon} \geq \tilde{U}_{\text{eff}}(\tilde{r}) = \frac{C_M^2}{\tilde{r}^2} - \frac{1}{\tilde{r}}. \quad (22)$$

Эта область разбивается горизонтальной линией $\varepsilon_0 = U_{\text{eff}}(r_0)$ на две подобласти – D_f и D_b , ассоциируемые со свободными и связанными состояниями электронов. Уравнение границы между ними имеет вид:

$$\tilde{\varepsilon}_0 = \frac{C_M^2}{\tilde{r}_0^2} - \frac{1}{\tilde{r}_0}. \quad (23)$$

Радиус границы потенциальной ямы r_0 должен быть равен примерно половине расстояния между ионами:

$$r_0 = \frac{1}{2} C_0 N^{-1/3}, \quad (24)$$

где C_0 – числовой коэффициент, близкий к единице. В безразмерном виде он может быть записан как

$$\tilde{r}_0 = C_0 (N/N_*)^{-1/3}. \quad (25)$$

Во избежание недоразумений подчеркнем, что коэффициенты C_r , появляющийся в формуле (9), и C_0 , фигурирующий в (24), не идентичны: первый из них связан с термодинамическими (энергетическими) свойствами плазмы, тогда как второй характеризует кинетические (транспортные) свойства электронов.

Чтобы записать окончательные формулы, удобно ввести еще один безразмерный параметр:

$$\alpha = (N/N_*)^{-1/3}. \quad (26)$$

Фактически, это – относительное межчастичное расстояние, нормированное на его значение в момент перехода плазмы в сильно-неидеальное состояние. Кроме того, принимая во внимание, что коэффициенты C_r и C_u появляются во всех формулах лишь в виде их отношения друг к другу, а $C_r \approx 1/2$, разумно ввести новый коэффициент C_U , так что

$$C_r/C_u = 1/(2C_U). \quad (27)$$

В результате, одночастичная функция распределения (21) примет вид:

$$\tilde{F}(\tilde{r}, \tilde{\varepsilon}) = \tilde{A}_F \frac{\exp \left\{ - (3/C_U) \alpha \tilde{\varepsilon} \right\}}{\left[\tilde{\varepsilon} - \frac{C_M^2}{\tilde{r}^2} + \frac{1}{\tilde{r}} \right]^{1/2}}, \quad (28)$$

а концентрация заряженных частиц в момент перехода в сильно-неидеальное состояние (16) будет записываться как

$$N_* = \frac{8C_U^3 e^6 N_0^2}{27(k_B T_0)^3}. \quad (29)$$

Обозначим через I_f интеграл от функции $\tilde{F}$ по области D_f , изображенной на рис. 1, а через I_b – по области D_b :

$$I_f = \iint_{D_f} \tilde{F}(\tilde{r}, \tilde{\varepsilon}) d\tilde{r} d\tilde{\varepsilon} \quad \text{и} \quad I_b = \iint_{D_b} \tilde{F}(\tilde{r}, \tilde{\varepsilon}) d\tilde{r} d\tilde{\varepsilon}. \quad (30)$$

Тогда относительные концентрации свободных и связанных электронов будут, очевидно, даваться формулами:

$$\frac{N_f}{N} = \frac{I_f}{I_f + I_b} \quad \text{и} \quad \frac{N_b}{N} = \frac{I_b}{I_f + I_b}, \quad (31)$$

соответственно.

Как нетрудно показать, минимум функции $\tilde{U}_{\text{eff}}(\tilde{r})$, задаваемой выражением (22), достигается при

$$\tilde{r}_{\min} = 2 C_M^2 \quad (32)$$

и равен

$$(\tilde{U}_{\text{eff}})_{\min} = -1/(4 C_M^2). \quad (33)$$

Поскольку связанные электронные состояния, очевидно, существуют лишь если $\tilde{r}_{\min} < \tilde{r}_0$ (и, следовательно, $(\tilde{U}_{\text{eff}})_{\min} < \tilde{\epsilon}_0$), то интеграл I_b будет ненулевым лишь при условии:

$$\alpha > 2 C_M^2 / C_0. \quad (34)$$

3. Результаты и обсуждение. Интегралы (30), фигурирующие в формуле (31), были рассчитаны численно. Так как наша модель включает в себя несколько полуэмпирических параметров (а именно, C_0 , C_M и C_U), нужно проанализировать также, насколько чувствительны получающиеся величины N_f/N и N_b/N к вышеупомянутым параметрам.

“Базовый” случай, когда все параметры равны единице, представлен на рис. 3. Мы видим здесь, что относительная концентрация свободных электронов N_f/N резко падает, а относительная концентрация связанных электронов N_b/N резко подскакивает с возрастанием относительного расстояния между частицами α . Характерное положение этого перехода оказывается локализованным при $\alpha_{\text{cr}} \approx 3$, что близко совпадает со случаем перехода Мотта в физике конденсированного состояния. Однако такое совпадение является отчасти случайным, поскольку соответствующие модели основываются на существенно разных предположениях.

Далее, на рис. 4 продемонстрировано, как переход между ридберговским газом и плазмой зависит от параметров, входящих в нашу модель. Видно, что кривые $[N_f/N](\alpha)$ сравнительно мало чувствительны к изменению коэффициентов C_U и C_0 , но существенно зависят от C_M . Таким образом, было бы желательно в будущем определить этот параметр более надежным способом.

Стоит упомянуть, что еще одним примером коллективных эффектов в динамике ридберговских атомов является кристаллоподобная ридберговская материя – см., например, статью [17] и приведенные там

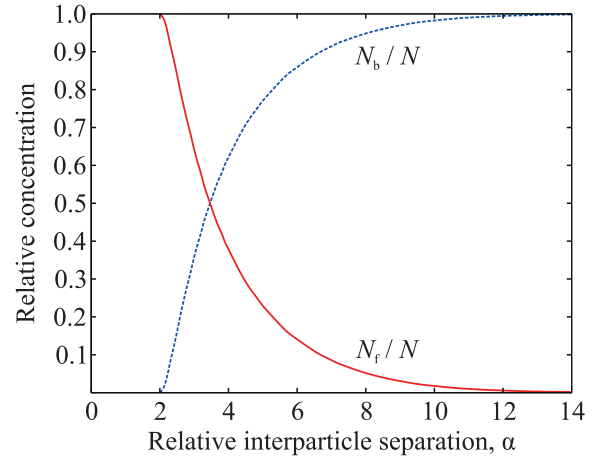


Рис. 3. (Цветной онлайн) Относительные концентрации свободных N_f/N и связанных электронов N_b/N как функции относительного межчастичного расстояния $\alpha = (N/N_*)^{-1/3}$ для “базового” набора параметров ($C_0 = C_M = C_U = 1$)

ссылки. Однако такие системы не относятся к теме настоящего исследования, поскольку мы имеем дело с обычными неупорядоченными газами и плазмой.

В заключение подчеркнем еще раз, что мы представили теоретический подход к описанию коллективного ионизационно-рекомбинационного баланса в смеси ультрахолодных нейтральных и ионизованных ридберговских атомов. Это может стать перспективным направлением дальнейших исследований в недавно начавшихся экспериментах со стационарной УХП [11].

Ю. В. Думин признателен Э. Р. Гранту (E. R. Grant), А. М. Игнатову, В. С. Воробьеву, С. Уилстоку (S. Whitlock) и Д. И. Жуховицкому за полезные обсуждения и ценные советы.

Финансирование работы. Данная работа выполнялась за счет текущего институтского финансирования. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. G. Vitrant, J. M. Raimond, M. Gross, and S. Haroche, “Rydberg to Plasma Evolution in a Dense Gas of Very Excited Atoms”, *J. Phys. B* **15**, L49 (1982).
2. J. P. Morrison, C. J. Rennick, J. S. Keller, and E. R. Grant, “Evolution from a Molecular Rydberg Gas to an Ultracold Plasma in a Seeded Supersonic Expansion of NO”, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 205005 (2008).
3. T. C. Killian, M. J. Lim, S. Kulin, R. Dumke, S. D. Bergeson, and S. L. Rolston, “Formation of

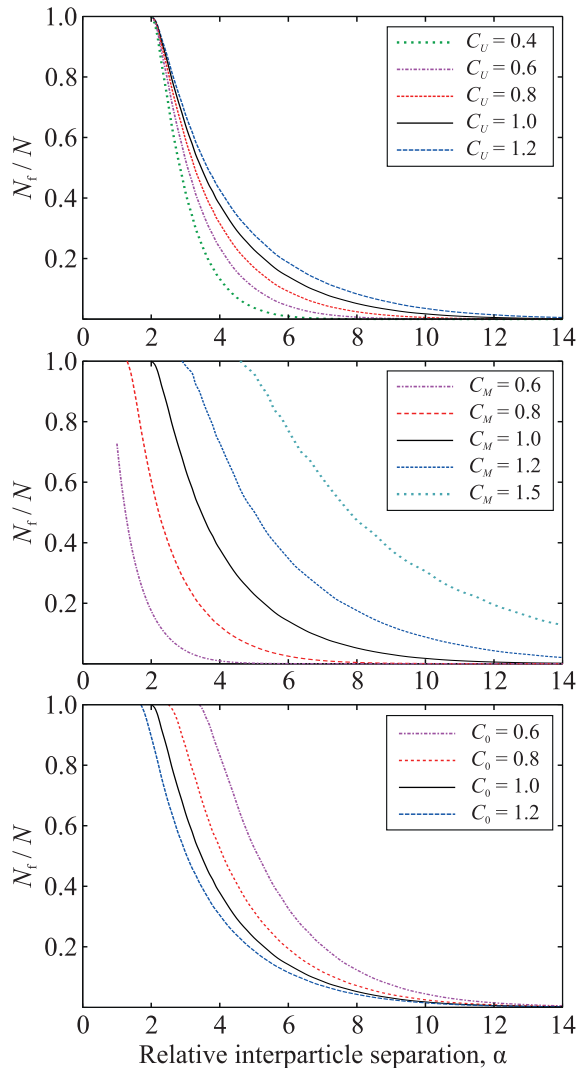


Рис. 4. (Цветной онлайн) Вариации кривых $[N_f/N](\alpha)$ в зависимости от коэффициентов C_U , C_M и C_0 , когда два остальных коэффициента фиксированы на единице

Rydberg Atoms in an Expanding Ultracold Neutral Plasma”, Phys. Rev. Lett. **86**, 3759 (2001).

4. M. Robert-de Saint-Vincent, C.S. Hofmann, H. Schempp, G. Günter, S. Whitlock, and M. Weidemüller, “Spontaneous Avalanche Ionization of

a Strongly Blocked Rydberg Gas”, Phys. Rev. Lett. **110**, 045004 (2013).

5. Н. Ф. Мотт, *Переходы металл-изолятор* (Наука, М., 1979) [N. F. Mott, *Metal-Insulator Transitions* (Taylor & Francis, London, 1974)].
6. T. C. Killian, S. Kulin, S. D. Bergeson, L. A. Orozco, C. Orzel, and S. L. Rolston, “Creation of an Ultracold Neutral Plasma”, Phys. Rev. Lett. **83**, 4776 (1999).
7. P. Gould, E. Eyler, “Ultracold Plasmas Come of Age”, Phys. World **14**(3), 19 (2001).
8. S. Bergeson and T. Killian, “Ultracold Plasmas and Rydberg Gases”, Phys. World **16**(2), 37 (2003).
9. T. C. Killian, “Ultracold Neutral Plasmas”, Science **316**, 705 (2007).
10. T. C. Killian, T. Pattard, T. Pohl, and J. M. Rost, “Ultracold Neutral Plasmas”, Phys. Rep. **449**, 77 (2007).
11. B. B. Zelener, E. V. Vilshanskaya, N. V. Morozov, S. A. Saakyan, A. A. Bobrov, V. A. Sautenkov, and B. V. Zelener, “Steady-State Ultracold Plasma Created by Continuous Photoionization of Laser Cooled Atoms”, Phys. Rev. Lett. **132**, 115301 (2024).
12. Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Маныкин, “Кинетические процессы в неидеальной ридберговской материи”, ЖЭТФ **126**, 1344 (2004) [B. B. Zelener, B. V. Zelener, and E. A. Manykin, “Kinetic Processes in a Nonideal Rydberg Matter”, JETP **99**, 1173 (2004)].
13. T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 1994).
14. V. S. Lebedev and I. L. Beigman, *Physics of Highly Excited Atoms and Ions* (Springer, Berlin, 1998).
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика*, 3-е изд. (Наука, М., 1973) [L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Mechanics*, 3rd ed. (Pergamon, Oxford, 1976)].
16. R. S. Fletcher, X. L. Zhang, and S. L. Rolston, “Using Three-Body Recombination to Extract Electron Temperatures of Ultracold Plasmas”, Phys. Rev. Lett. **99**, 145001 (2007).
17. Э. А. Маныкин, М. И. Ожован, П. П. Полуэктов, “Примесная рекомбинация ридберговской материи”, ЖЭТФ **105**, 50 (1994) [E. A. Manykin, M. I. Ozhovan, P. P. Poluektov, “Impurity Recombination of Rydberg Matter”, JETP **78**, 27 (1994)].