

533.9

ПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ОБОЛОЧКИ АТОМА

Д. А. Киржнин, Ю. Е. Лозовик

Вопрос о плазменных (коллективных) колебаниях атомной оболочки, поставленный более тридцати лет назад¹, в последнее время вновь привлекает к себе внимание. В литературе в свое время уже обсуждались возможные проявления атомного плазмона в таких процессах, как потери энергии быстрой частицей в веществе¹⁻², плазменные колебания и характеристические потери электронов в металле³⁻⁴ и т. д. Особый интерес сейчас вызывает вопрос об участии плазмона в различного рода атомных реакциях, вызываемых электронно-атомными столкновениями, соударением атомов и ионов друг с другом, взаимодействием с атомом электромагнитного излучения⁵⁻⁸. Этот интерес стимулируется появлением новых экспериментальных данных по атомным реакциям с передачей энергии в диапазоне от десятков до тысяч электрон-вольт. Наряду с экспериментами по электронно-атомным столкновениям⁹⁻¹¹ особое внимание привлекают новые, в значительной мере уникальные данные по ионно-атомным соударениям¹²⁻¹⁴, которые получены с использованием техники совпадений, дающей возможность регистрировать состояния обоих участвующих в реакции партнеров*).

Природа плазменных колебаний в атомной оболочке та же, что и в электронной жидкости металла или в плазме: при отклонении плотности частиц от равновесного значения возникает восстанавливающая сила кулоновского происхождения. На квантовом языке плазмон как элементарное возбуждение представляет собой определенную суперпозицию обычных одночастичных возбуждений типа частица — дырка, охватывающую, с тем или иным весом, все заполненные уровни атома**).

В проблеме атомного плазмона требуют своего разрешения в первую очередь следующие вопросы:

- спектр колебаний — величина собственных частот и затуханий, характер колебаний (радиальные, дипольные и т. п.);
- характеристики, описывающие вероятность возбуждения плазменных колебаний (в частности, силы осцилляторов);
- степень и характер участия плазмона в атомных реакциях.

Необходимо сразу же указать, что вполне определенного ответа на поставленные вопросы до сих пор нет: экспериментальные данные не поддаются сколько-нибудь однозначной интерпретации, а теоретическое рассмотрение наталкивается на серьезные трудности. Особенно

*) В феврале этого года в Физико-техническом институте АН СССР им. А. Ф. Иоффе, где была получена большая часть этих данных, состоялось специальное совещание по коллективным эффектам в атоме.

**) Вопреки распространенному мнению, плазмон нельзя считать связанным состоянием частицы и дырки, так как соответствующие аннигиляционные диаграммы отвечают не притяжению, а отталкиванию. Соответственно энергия плазмона в однородной среде лежит выше уровней энергии невзаимодействующих частиц и дырок.

остро стоит вопрос о затухании плазменных колебаний, т. е. по существу вопрос о самом существовании атомного плазмона (см. по этому поводу ^{4,15} и ниже, раздел 4).

В этом кратком обзоре излагается современное состояние теории атомного плазмона. Используются атомные единицы $e = \hbar = m = 1$.

1. Простейший и исторически наиболее ранний способ описания плазменных колебаний в тяжелом атоме исходит из их аналогии с гидродинамическими колебаниями жидкой заряженной капли. Рассматривая акустическое приближение к нестационарному уравнению Томаса — Ферми, т. е. считая отклонение от равновесной плотности и скорость малыми, можно прийти ¹⁻² к следующим выражениям для собственных частот ω_n и сил осцилляторов f_n :

$$\omega_n = k_n Z, \quad f_n = q_n Z, \quad (1)$$

где Z — число электронов в атоме, k_n и q_n — численные коэффициенты порядка единицы.

Следует отметить, что приведенные оценки справедливы при $Z \gg 1$ и вне рамок гидродинамического подхода; так, оценка для $\omega_n \sim v_0/l$ (v_0 — характерная скорость, l — характерная длина) вытекает непосредственно из соотношений $v_0 \sim Z^{2/3}$, $l \sim Z^{-1/3}$, следующих из уравнения Томаса — Ферми.

Формула (1) показывает, таким образом, что плазменным колебаниям отвечает область спектра, промежуточная между оптической и рентгеновской (см. подробнее ⁷).

Соотношения (1) были использованы в работах ¹⁻² для определения потерь энергии быстрой частицей в веществе (формула Бете — Блоха). Хотя эта формула и находится в хорошем согласии с опытом, отсюда еще нельзя заключить о реальном существовании атомного плазмона, так как неясно, имеем ли мы дело с действительным возбуждением плазменного колебания или же с некоторым усредненным эффектом одиночастичных возбуждений ¹⁶.

Обсуждаемый гидродинамический подход страдает рядом недостатков. Прежде всего, в его рамках нельзя поставить вопрос о затухании, не вводя специальных диссипативных членов, что уже само по себе означает необходимость привлечения дополнительной микроскопической информации. Кроме того, уже в применении к однородной среде правильный результат для ω_n получается лишь в длинноволновом пределе ⁴. Между тем в атоме этот предел недостижим из-за ограниченности системы (длина волны плазмона не может превышать размеров атома).

2. Последовательное микроскопическое описание плазменных колебаний удобно вести на языке диэлектрической проницаемости. Для сокращения последующих формул мы будем считать продольную диэлектрическую проницаемость атома $\epsilon(\omega, x, x')$ матрицей относительно x и x' и обозначать ее символом $\hat{\epsilon}(\omega)$.

Обозначая через $\epsilon(\omega)$ собственное значение матрицы $\hat{\epsilon}(\omega)$, можно определить собственные частоты ω_n и затухания γ_n плазменных волн из уравнения $\epsilon(\omega_n + i\gamma_n) = 0$. Другими словами,

$$\int d\mathbf{x}' \epsilon(\omega_n + i\gamma_n, \mathbf{x}, \mathbf{x}') \Phi(\mathbf{x}') = 0, \quad (2)$$

^{*)} Эта величина связывает продольные компоненты индукции и электрического поля:

$$D_\omega(\mathbf{x}) = \int d\mathbf{x}' \epsilon(\omega, \mathbf{x}, \mathbf{x}') E_\omega(\mathbf{x}').$$

где $\Phi(\mathbf{x})$ — собственная функция матрицы $\hat{\epsilon}(\omega)$, подчиненная необходимым граничным условиям *). В более компактной форме уравнение для определения ω_n и γ_n можно записать как условие обращения в нуль резольвенты ядра $\epsilon(\omega, \mathbf{x}, \mathbf{x}')$:

$$\exp(-Sp \ln \hat{\epsilon}(\omega_n + i\gamma_n)) = 0. \quad (3)$$

С помощью матрицы $\hat{\epsilon}(\omega)$ можно выразить практически все интересные характеристики системы¹⁷⁻¹⁸. В частности, спектральная плотность сил осцилляторов имеет вид

$$g(\omega) = -\frac{\omega}{2\pi^2} \operatorname{Im} \int d\mathbf{x} d\mathbf{x}' \hat{\epsilon}^{-1}(\omega). \quad (4)$$

Эта величина удовлетворяет обычному правилу сумм

$$\int_0^\infty g(\omega) d\omega = Z.$$

Для определения самой диэлектрической проницаемости атома во многих работах используется так называемый квазиоднородный подход. Он состоит в том, что в выражение ϵ для однородной среды, зависящее, как от параметра, от значения плотности q , подставляется вместо q его локальное значение $q(\mathbf{x})$ в данной точке пространства.

Для применимости этого подхода необходимо, чтобы величина $q(\mathbf{x})$ менялась достаточно плавно. Если ввести характеристическую длину неоднородности l , на которой $q(\mathbf{x})$ меняется заметным образом, то необходимо, чтобы l было много больше всех характеристик системы размерности длины, входящих в выражение для ϵ . К их числу относятся среднее расстояние между частицами $d \sim q^{-1/3}$ и величина, имеющая в однородном случае смысл радиуса дебаевского экранирования, $r_D \sim q^{-1/6}$. В атоме с $Z \gg 1$ имеем $q \sim Z^2$, $l \sim Z^{-1/3}$, $r_D \sim Z^{-1/3}$. Таким образом, хотя $l \gg d$, всегда $l \sim r_D$. Поэтому квазиоднородный подход к задаче о вычислении ϵ для атома неприменим в принципе^{6,15 **}). Это обстоятельство обесценивает количественные выводы большинства работ, посвященных вычислению спектра атомного плазмона ***).

3. Точное микроскопическое выражение для диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\hat{\epsilon}(\omega) = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') + \int d\mathbf{x}'' \frac{\Pi(\omega, \mathbf{x}, \mathbf{x}'')}{|\mathbf{x}'' - \mathbf{x}'|},$$

где Π — поляризационный оператор (величина, описывающая замкнутую петлю частица — дырка)⁶. Это выражение можно представить в виде

*) В пространственно-однородной задаче $\Phi(\mathbf{x}) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{x})$. Вводя фурье-образ диэлектрической проницаемости по разности координат $\epsilon(\omega, \mathbf{k})$, мы приходим к хорошо известному уравнению,

$$\epsilon(\omega_n + i\gamma_n, \mathbf{k}) = 0$$

(см., например, 17).

**) Вместе с тем величины, для определения которых пригодно более грубое приближение самосогласованного поля, можно вычислять с помощью квазиоднородного подхода, так как в этом приближении параметр r_D вообще не возникает. Это относится, например, к плотности электронов, квазиоднородное описание которой дается уравнением Томаса — Ферми.

***) По поводу работы⁷ заметим дополнительно, что в ней экспонента (3) ошибочно заменена выражением $[1 + Sp \ln \hat{\epsilon}(\omega)]^{-1}$; это, в частности, приводит к неправильному спектру в пределе однородной системы.

дисперсионного интеграла Крамерса — Кронига ¹⁷

$$\hat{\epsilon}(\omega) = \delta(x - x') - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega' F(\omega', x, x')}{\omega^2 - \omega'^2 + i\delta}, \quad (5)$$

Вычисление $\hat{\epsilon}$ для атомов со сравнительно небольшими значениями Z представляет собой крайне трудную задачу. Положение сильно облегчается в случае $Z \gg 1$, которым мы и ограничимся. Точнее говоря, мы будем пренебрегать членами, имеющими относительный порядок $Z^{-2/3}$.

Напомним прежде всего, что условию $Z \gg 1$ соответствует неравенство $r_D \gg d$, благодаря которому энергия взаимодействия пары частиц оказывается малой по сравнению с их кинетической энергией. Это позволяет заменить Π его выражением в низшем порядке теории возмущений (в качестве возмущающего члена берется разность между точным и самосогласованным взаимодействием) ⁶:

$$\Pi(\omega, x, x') = \frac{i}{\pi} \int G_0(\varepsilon + \omega, x, x') G_0(\varepsilon, x', x) d\varepsilon;$$

здесь

$$G_0(\varepsilon, x, x') = \sum_v \frac{\chi_v^*(x') \chi_v(x)}{\varepsilon - \varepsilon_v + i\delta \operatorname{sign}(\varepsilon_v - \varepsilon_F)}$$

— функция Грина в приближении Хартри — Фока, χ_v и ε_v — собственная функция и энергия в этом приближении, ε_F — энергия Ферми.

Используя далее малость параметра $Z^{-2/3}$, можно опустить обменные члены и перейти к квазиклассическому описанию. Последовательное использование условия $Z \gg 1$ дает следующее окончательное выражение для F , справедливое в той области атома, где находится большая часть электронов ^{15 *}):

$$F(\omega, x, x') = \frac{\omega^2 p_0(x)}{\pi^2} \overline{\left(\frac{1}{|x(\tau) - x'|} \right)}_{\omega}, \quad (6)$$

здесь $p_0(x) = [3\pi^2 \rho(x)]^{1/3}$ — граничный импульс, определяющийся уравнением Томаса — Ферми $\Delta p_0^3 = \frac{8}{3\pi} p_0^3 - 2Z\delta(x)$. Величина $x(\tau)$ — классическая координата частицы для ее движения в самосогласованном поле, т. е. решение уравнения $\ddot{x} = -\nabla p_0^2/2$ с начальными условиями $x(0) = x, \dot{x}(0) = p_0(x) \mathbf{n}$. Черта означает усреднение по направлениям единичного вектора \mathbf{n} , символ $(\dots)_{\omega}$ — фурье-компоненту по τ . Если движение частицы периодично с периодом T , то величина $(\dots)_{\omega}$ заменяется соответствующей компонентой ряда Фурье, умноженной на фактор $[1 - \exp(-i\omega T)]^{-1}$. Полюсы этого выражения отвечают квазиклассическим одночастичным энергиям возбуждения.

Обсуждавшемуся выше квазиоднородному подходу отвечает замена реальной величины $x(\tau)$ траекторией свободного движения с теми же начальными условиями, т. е. $x + p_0(x) \mathbf{n}\tau$. На этом языке неприменимость квазиоднородного подхода проявляется в том, что за характеристическое время $\sim 1/\omega_n$ истинное движение частицы заметно отклоняется от прямолинейного и равномерного **).

*) По некоторым довольно случайным причинам это выражение может быть получено и из классического кинетического уравнения (подробнее см. ¹⁵).

**) Заметим, что (5), (6) получаются из точного выражения пренебрежением параметрами $d/r_D, d/l$, но с сохранением всех степеней параметра r_D/l . Между тем в квазиоднородном подходе пренебрегается и этим последним.

Приведем в качестве иллюстрации результаты расчета траектории в поле атома. Выбирая в качестве $p_0^2(x)$ выражение¹⁹

$$p_0^2(x) = \frac{2Z}{r} (1 + \xi)^{-2},$$

$$\xi = \frac{r}{a}, \quad a = \left(\frac{9\pi}{16} \right)^{1/3} Z^{-1/3}$$

и вводя обозначение

$$\Delta = \frac{Za}{M^2} - 1$$

(M — момент частицы), имеем в полярных координатах в плоскости движения

$$\xi + \frac{1}{\xi} = \Delta + 1 + (\Delta - 1) \cos \varphi.$$

Это замкнутая самопересекающаяся траектория, которой отвечает период

$$T = \frac{\pi(\Delta + 1)(3\Delta - 1)a^2}{M}.$$

Последняя величина оказывается как раз порядка $1/\omega_n$.

Из приведенных соотношений видно, насколько сложной в вычислительном отношении является задача описания атомного плазмона. Эта задача пока еще далека от разрешения.

4. Как уже указывалось, наиболее остро для атомного плазмона стоит проблема его затухания. Напомним, что в случае однородной среды затухание плазмона, связанное с его распадом на одночастичные возбуждения, мало, пока импульс плазмона k не превышает некоторого критического значения k_{kp} , составляющего в интересующем нас диапазоне плотности ($0,1 \div 0,3$) p_0 ^{20,5}. При $k < k_{kp}$ законы сохранения энергии и импульса препятствуют распаду плазмона на одну пару частица — дырка, а распад на две и более пары подавлен в той мере, в какой радиус Дебая превышает среднее расстояние между частицами.

Переходя к атомному плазмону, укажем ряд факторов, которые увеличивают его затухание по сравнению с однородной средой. Прежде всего, как уже отмечалось, длина волны плазмона в атоме ограничена сверху и соответственно эффективное значение k_{eff} — снизу. Поэтому возникает вопрос, не окажется ли невыполнимым для атомного плазмона условие $k_{eff} < k_{kp}$, т. е. не будет ли всегда открыт канал распада плазмона на пару частица — дырка. Эта сторона дела была исследована в работе⁵ на простейшей модели с прямоугольным распределением заряда. Было выяснено, что указанному условию действительно не удовлетворяет большинство возможных типов колебаний, за исключением лишь колебания дипольного типа^{*)} с наименшей энергией возбуждения.

Дело сильно усугубляется неоднородностью в распределении частиц. Поскольку при рассеянии на неоднородности происходит передача импульса порядка $1/l$ (см. раздел 2), даже при выполнении условия $k_{eff} < k_{kp}$ законы сохранения при распаде плазмона на пару частица — дырка могут оказаться выполнимыми. Другими словами, так как k больше не является хорошим квантовым числом, плазмон проводит часть времени в состоянии с $k > k_{kp}$. В результате возникает существенно

^{*)} Дипольный характер имеют и колебания, отвечающие сдвигу оболочки как целого относительно ядра. Такая простейшая модель плазменных колебаний рассматривалась уже давно Е. Л. Фейнбергом; в ней получаются оценки для ω_n , аналогичные (1). Возможность соблюдения в этом случае условий адиабатичности колебаний и малости затухания кажется, однако, маловероятной.

связанное с неоднородностью затухание, которое для атомного плазмона, по-видимому, является главным.

Отношение этого затухания к частоте плазмона должно выражаться через безразмерные комбинации, содержащие l в знаменателе: d/l , r_D/l и т. п. Параметр r_D/l , согласно оценкам раздела 2, порядка единицы. Поэтому в атоме отсутствуют малые параметры, способные сделать отношение затухания плазмона к его частоте малым. Что же касается возможных малых численных коэффициентов, то их появление, конечно, в принципе не исключено; однако решение этого вопроса требует проведения полного численного расчета *).

До сих пор речь шла, по существу, о тех процессах распада плазмона, которые могут происходить в сердцевине атома. С наружными оболочками также связан определенный механизм распада плазмона. Достаточно заметить, что энергия плазмона в тяжелом атоме значительно превышает величину первых ионизационных потенциалов. Поэтому уровень плазмона всегда лежит в непрерывном спектре. Если имеется эффективный механизм передачи энергии возбуждения на наружные оболочки, то при выполнении законов сохранения момента и четности плазмона всегда может распасться на пару с образованием дырки в наружной оболочке. С точки зрения последующего рассмотрения наиболее интересен случай, когда соответствующая частица попадает в непрерывный спектр. Отвечающую этому случаю парциальную ширину уровня плазмона мы обозначим через $\gamma_n^{\text{ион}}$. При выполнении всех перечисленных условий вклад $\gamma_n^{\text{ион}}$ в полную ширину γ_n может иметь вполне заметную величину.

5. Если затухание атомного плазмона окажется все же не слишком большим, то наличие такого коллективного уровня в спектре возбуждения атома может радикально изменить картину протекания атомных реакций с передачей энергии порядка резонансной энергии ω_n . В этих условиях с прямым механизмом реакции может конкурировать, по крайней мере в принципе, боровский механизм ⁶.

Будем для определенности говорить о столкновении электрона с атомом. При попадании резонансного электрона в атом в последнем возбуждается виртуальное плазменное колебание. Падающий электрон передаст свою энергию большому числу электронов атома и «застрянет» в оболочке, которая перейдет в сильно возбужденное, «нагретое» состояние (соответствующая эффективная температура порядка 10^5 град). В результате возникает сравнительно долгоживущее промежуточное состояние — «компаунд-атом». В дальнейшем энергия возбуждения может сосредоточиться на наружных электронах атома, что вызовет процесс ионизации («испарение» наружных электронов **); возможны, конечно, и другие вторичные процессы, конкурирующие с ионизацией.

Наиболее характерной особенностью реакции, идущей через компаунд-атом, является отсутствие корреляции между состояниями продуктов реакции и состояниями соударяющихся частиц. Реакция идет как бы в два независимых этапа: образование промежуточной системы и ее распад с испусканием конечных продуктов. Соответственно сечение реакции можно представить в виде произведения двух сомножителей:

$$\sigma^{if}(\omega) = \sigma_0^i(\omega) w^f(\omega), \quad (7)$$

*) Некоторым косвенным свидетельством в пользу заметной величины затухания может служить наличие в спектре характеристических потерь электронов в металле ряда широких линий, которые связываются с колебаниями, захватывающими электронные оболочки ионов ³.

**) Для процессов ионизации при соударении атомов с атомами аналогичные, хотя и в значительно мере феноменологические, представления были развиты ранее в работах ^{21, 22} (см. также ^{23, 24}).

первый из которых представляет собой сечение образования компаунда-атома, второй — вероятность его распада в данном канале f . Сечение σ^f дается известной формулой Брейта — Вигнера; вблизи резонанса сечение σ_0 близко к геометрическому:

$$\sigma_0 \approx \frac{1}{\omega_n} \sim \frac{1}{Z}.$$

Величина $w^f = \gamma_n^f / \gamma_n$, где γ_n^f — парциальная ширина, отвечающая каналу f . В частности, для сечения ионизации $w^{\text{ион}} = \gamma_n^{\text{ион}} / \gamma_n$ (см. конец раздела 4).

Подчеркнем, что если рассмотренный механизм действительно осуществляется в электронно-атомных столкновениях, традиционное противопоставление этого процесса процессу столкновения медленных нуклонов с ядром окажется неоправданным. Чтобы сделать еще более полной аналогию с ядерными реакциями, где существенно сильное взаимодействие между частицами, укажем, что сильным является и взаимодействие электронов в атоме в резонансной области. Чтобы не усложнять вопроса, рассмотрим однородную среду. Как хорошо известно, при учете взаимодействия между частицами эффективный потенциал взаимодействия получается заменой кулоновского потенциала $4\pi/k^2$ величиной $4\pi/k^2\epsilon(\omega, \mathbf{k})$. Эта величина может оказаться значительной вблизи резонанса, где $\epsilon(\omega, \mathbf{k}) = 0$ (см. раздел 2).

Отметим, что возбуждение плазменного колебания в оболочке может осуществляться не только налетающим извне электроном, но также и электроном, попадающим в оболочку, так сказать, «изнутри». Имеется в виду β -электрон, вылетающий из ядра при радиоактивном распаде. Соответствующая вероятность возбуждения дается следующей оценочной формулой, указанной Е. Л. Фейнбергом:

$$W \approx 0,1Z^{2/3}E_\beta^{-1},$$

где E_β — кинетическая энергия β -электрона.

Кратко остановимся еще на вопросе о поглощении атомом электромагнитного излучения. Соответствующее сечение

$$\sigma(\omega) = 2\pi^2 g(\omega)$$

(см. (4)) имеет, очевидно, вблизи ω_n резонансный характер. Используя (1), легко получить оценку для интеграла от $\sigma(\omega)$ по области резонанса:

$$\int \sigma(\omega) d\omega = l_n Z,$$

где l_n — численный множитель порядка единицы.

6. В заключение кратко рассмотрим имеющиеся экспериментальные данные по атомным реакциям в интересующей нас области энергий.

Для электронно-атомных соударений с использованием монознергетического пучка электронов имеются данные по сечениям ионизации благородных газов в широком интервале энергий от порога до 20 кэВ^{9-11} .

Наиболее примечательной особенностью сечений ионизации данной кратности иона k является значительный рост доли выхода ионов с данным k при увеличении Z . Так, отношение максимальных сечений с $k = 4$ и $k = 1$ составляет для аргона $\sim 0,001$, для криптона $\sim 0,01$, для ксенона $\sim 0,1$. Поскольку у этих атомов свойства наружных оболочек, из которых и вылетают электроны, весьма медленно меняются с изменением Z , приведенные данные с несомненностью свидетельствуют о колективной природе процесса ионизации, т. е. о важной роли внутренних оболочек атома.

Имеющихся экспериментальных данных, однако, еще недостаточно для выявления природы этого колективного процесса. Неясно, в частности, проявляется ли здесь плазменный уровень *) или происходит прямая реакция, связанная, например, с эффектом Оже.

Наиболее широкий и детальный набор данных получен в экспериментах по соударению ионов и атомов благородных газов ¹²⁻¹⁴.

Отметим прежде всего, что относительная вероятность отклонения суммарного заряда образовавшихся ионов от соответствующего максимального значения дается универсальной гауссовой кривой, на которую ложатся точки, отвечающие разным состояниям падающих частиц ¹². Этот факт не противоречит боровской картине (см. (7)).

Однако другие характерные особенности, обнаруженные в эксперименте, нелегко интерпретировать в духе боровской картины. Это относится, в частности, к механизму, основанному на плазменных возбуждениях **).

Следует подчеркнуть, что вообще еще имеется некоторое несоответствие между данными, полученными разными авторами. Неясен даже вопрос о том, относятся ли обнаруженные линии характеристических потерь к отдельным атомам или к «квазимолекуле», возникающей на первом этапе процесса ^{13, 14}.

Интерпретации обсуждаемых опытов посвящен уже целый ряд специальных работ ^{8, 25, 26}, однако предложенные схемы едва ли могут считаться удовлетворительными с точки зрения всего имеющегося экспериментального материала.

Нам представляется, что для объяснения этих опытов и выявления роли атомного плазмона необходимы еще дальнейшие эксперименты. Особенно важным для решения вопроса об атомном плазмоне было бы исследование фотоатомных реакций с участием тяжелых атомов в области энергий порядка килоэлектрон-вольт.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. F. Bloch, Zs. Phys. 81, 363 (1933).
2. H. Jensen, Zs. Phys. 106, 620 (1937).
3. D. Pines, Rev. Mod. Phys. 28, 184 (1956).
4. Е. Л. Фейнберг, ЖЭТФ 34, 1125 (1958).
5. В. Н. Алямовский, Д. А. Киржниц, Материалы 2-го Всесоюзного совещания по квантовой химии, Вильнюс, 1962; Литовск. физ. сб., № 1—2, 79 (1963).
6. Д. А. Киржниц, Полевые методы теории многих частиц, М., Атомиздат, 1963.
7. W. Brandt, S. Lundqvist, Phys. Rev. 132, 135 (1963).
8. M. Ya. Amusia, Phys. Letts. 14, 36 (1965).
9. R. Fox, Adv. Mass. Spectr., 1959; J. Chem. Phys. 33, 200 (1960).
10. F. Stuben, J. Chem. Phys. 42, 2639 (1965).
11. R. Schram, F. De-Heer, M. Wiel, J. Kistemaker, Physica 31, 94 (1965).
12. В. В. Абросимов, Ю. С. Гордеев, М. Н. Панов, Н. В. Федоренко, ЖТФ 34, 1611, 1624, 1637 (1964); 36, 123 (1966).
13. E. Everhart, Q. Kessel, Phys. Rev. Letts. 14, 8 (1965).

*) Отметим, что в этом случае сечение ионизации должно было бы иметь резонанс при энергии ω_n . Такого рода резонансы при $\omega \approx 1 \text{ кэв}$, возможно, не очень надежные, наблюдаются для сечений Xe^{3+} и Xe^{6+} ¹⁰.

**) С представлением о плазменных колебаниях отдельных оболочек атома, введенным в работе ⁸, трудно согласиться хотя бы потому, что возбуждения внутренних оболочек являются не плазменными, а одиночечными (см. по этому поводу ⁷).

14. В. В. Афросимов, Ю. С. Гордеев, М. Н. Панов, Н. В. Федоренко, Письма в редакцию ЖЭТФ 2, 291 (1965); D. A. Kirzhnits, Field Theoretical Methods in Many-body Systems, Pergamon Press, Oxford, 1966.
15. Д. А. Киржиц, Ю. Е. Лозовик, Препринт ФИАН, А-111, 1965.
16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, М., Физматгиз, 1963, § 146.
17. В. И. Силин, А. А. Рухадзе, Электромагнитные свойства плазмы и плазмо-подобных сред, М., Атомиздат, 1961.
18. J. Hubbard, Proc. Roy. Soc. A244, 199 (1958).
19. T. Tietz, J. Chem. Phys. 22, 2094 (1954).
20. K. Sawada, Phys. Rev. 106, 372 (1957); K. Sawada, K. Bruekner, A. Fukuda, R. Brout, Phys. Rev. 108, 507 (1957).
21. О. Б. Фирсов, ЖЭТФ 32, 1464 (1957); 34, 447 (1958).
22. A. Russek, M. Thomas, Phys. Rev. 109, 2015 (1958).
23. Н. В. Федоренко, УФН 68, 481 (1959).
24. Дж. Хастед, Физика атомных столкновений, М., Изд-во «Мир», 1965.
25. Q. Kessel, A. Russek, E. Everhart, Phys. Rev. Letts. 14, 484 (1965).
26. U. Fano, W. Lichten, Phys. Rev. Letts. 14, 627 (1965).

