PACS numbers: 03.65._w, 32.60._i

ОПЕРАТОРНАЯ ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ – НОВЫЙ МЕТОД ОПИСАНИЯ ШТАРКОВСКИХ РЕЗОНАНСОВ

А.В. Глушков, д.ф.-м.н., проф.

Одесский государственный экологический университет,
ул. Львовская,15 , 65016, Одесса, Украина, glushkovav@gmail.com

Мы предлагаем новый последовательный, единый квантово-механический подход к решению проблемы квазистационарных состояний, включая как эффект Штарка, так и проблему рассеяния вообще. Подход позволяет рассчитывать комплексные энергии резонансов и особенно полезен при исследовании области спектра вблизи границы нового континуума. Разработанный нами метод описания квазистационарных состояний в принципе лишен недостатков всех существующих квантово-механических методов решения задачи Штарка и основывается на формализме операторной теории возмущений. Его суть – включение хорошо известного в теории рассеяния "distorted waves" приближения в рамки формально точной теории возмущений. Предложенный новый метод может быть использован для изучения резонансов любой природы. В настоящее время он применяется нами к исследованию резонансов компаунд - ядра, образующегося при столкновении тяжелых ионов. В отличие от других подходов, он позволяет рассчитывать не только функцию состояния рассеяния, но и определять функцию состояния с комплексной энергией плюс полное ортогональное дополнение функций рассеяния.

Ключевые слова: формализм операторной теории возмущений, эффект Штарка, энергии и ширины резонансов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что любое внешнее поле смешивает атомные состояния, что в результате может привести к радикальному изменению характеристик среды, в частности, например, может разрушить свойства квазистационарности рабочих уровней генерирующей лазерной среды. Напряженность флуктуирующего поля, действующего на связанный в ионе электрон, может достигать значений 10-3 собственного поля иона. Соответствующие возмущения уровней порядка и более расстояний между уровнями, которые могут смешиваться. Кроме того, условие малости возмущения нарушается не для отдельных пар смешиваемых уровней, а для целых серий. В таких условиях, очевидно, классический метод теории возмущений (ТВ) по полю оказывается неприменимым и корректное решение предполагает включение поля в нулевое приближение задачи [1,2]. Часто вполне приемлемым с физической точки зрения является замена квазиэлектрического поля в плазме некоторым постоянным электрическим полем с последующим усреднением по флуктуациям. В такой постановке задача требует детальной информации по эффекту Штарка, исследование которого явилось, как известно, одним из важнейших подтверждений правильности квантовой механики. Несмотря на то, что основы квантовой теории эффекта Штарка были заложены в одних из первых работ по квантовой механике, многие результаты теории оказались либо малопригодными для конкретных расчетов, либо вообще незавершенными, вплоть до последнего времени [1-21]. Совершенствование техники эксперимента и в первую очередь создание новых классов лазеров с перестраиваемой частотой позволяет выполнять эксперименты по изучению эффекта Штарка на качественно новом уровне. На протяжении последних лет большая программа таких экспериментов выполнялась в Массачусетском технологическом институте Клепнером и др. (см. [2]). Теоретические результаты, ранее полученные главным образом с помощью приближенных методов ТВ и в квазиклассическом приближении, уже не могут быть удовлетворительными при описании новейших экспериментальных данных. Именно этим объясняется огромное число работ по эффекту Штарка, появившееся в последние годы. Дальнейшее развитие теории связано в основном с исследованиями атомных спектров в достаточно сильных полях $n4\varepsilon{\sim}1$ и высоковозбужденных автоионизационных состояний. Более менее детальная информация по эффекту Штарка имеется лишь в случае самой простейшей атомной системы - атома водорода. Что же касается других многоэлектронных атомов, то здесь ситуация достаточно драматичная; фактически последовательный метод расчетов эффекта Штарка, включая и область сильного поля, отсутствует. Известные условия применения квазиклассического приближения эквивалентны требованию, чтобы рассматриваемый резонанс был хорошо отделен от других резонансов [2]. Обращаясь к КЭД терминологии (см.[17]) условие не перекрывания резонансов можно сформулировать как условие малости вклада интерференционных эффектов в фотопроцессах или, напр., при рассеянии электрона на атомном остове. В задаче Штарка этот случай детально исследован к настоящему времени. Остается актуальным исследование свойств систем как раз в критической области спектра, которая характеризуется постепенным размыванием резонансов до такой степени, что они сливаются в континууме, фактически понижая энергию ионизации. Исследование такой ситуации необходимо при решении принципиальных задач квантовой электроники, физики и химии плазмы и т.д. Среди других методов, разумеется, следует отметить методы ТВ для обычных стационарных состояний. Возможность формального применения ТВ связана с введением понятия нормы для квазистационарного состояния, что позволяет регуляризовать расходящиеся интегралы. Такой подход применим лишь в случае долгоживущих резонансов. Много работ посвящено изучению резонансного рассеяния электрона на системе, с которой рассеиваемый электрон образует квазистационарные состояния. В этих работах рассчитывается зависимость асимптотической фазы функции состояния рассеиваемого электрона от его энергии φ(E). Стандартная параметризация формы этой кривой в области резонанса позволяет определить параметры резонанса, в частности, ширину Г. Природа резонанса в этом подходе безразлична. Как показывают расчеты ширин АС этим методом, результаты очень чувствительны к качеству кривойφ(E) , особенно в случае близких резонансов и уступают по точности более простым методам. Обобщение метода с целью выделения интерференционных эффектов проблематично. Фактически, область применимости метода асимптотической фазы совпадает с областью применимости ВКБ приближения. Мы предлагаем новый последовательный, единый квантово-механический подход к решению проблемы квазистационарных состояний, включая как эффект Штарка, так и проблему рассеяния вообще. Подход позволяет рассчитывать комплексные энергии резонансов и особенно полезен при исследовании области спектра вблизи границы нового континуума. Разработанный нами метод описания квазистационарных состояний в принципе лишен указанных недостатков и основывается на операторной ТВ. Его суть – включение хорошо известного в теории рассеяния “distorted waves” приближения в рамки формально точной ТВ.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ НОВОГО МЕТОДА

В этом подразделе мы рассмотрим эффект Штарка для атома водорода. Как известно, внешнее электрическое поле сдвигает и уширяет уровни энергии связанных состояний (резонансы формы). Стандартный квантово-механический подход приписывает резонансам формы комплексные собственные функции и собственные энергии $E = E_Г + iГ/2$. Высоко лежащие уровни в достаточно сильных полях перекрываются, образуя новый континуум с пониженной границей. Вычислительные трудности, присущие стандартным квантово-механическим подходам, указывались выше.. Суть метода заключается во включении хорошо известного в теории рассеяния "distorted waves приближения" в рамки формально точной ТВ [16]. Гамильтониан нулевого приближения H_0 нашей ТВ обладает только спектром стационарных связанных состояний и состояний рассеяния. Для преодоления формальных трудностей мы определяем гамильтониан «0» приближения набором ортогональных собственных функций и значений энергии без конкретизации в явном виде соответствующего потенциала нулевого приближения. Чтобы добиться быстрой сходимости ряда ТВ, физически разумный спектр собственных функций и энергий должен быть выбран в нулевом приближении подобно тому, как это делается в "distorted waves приближении". В случае оптимального спектра нулевого приближения параметр малости ТВ - $Г/E$, где $Г$ и E – ширина и энергия рассматриваемого уровня. Легко видеть, что $Г/E \le 1/n$ даже в окрестности границы нового континуума (n-главное квантовое число).

Соответствующие поправки ТВ могут быть выражены через матричные элементы общего гамильтониана системы и рассчитываются на базисных функциях нулевого приближения. Метод назван нами операторной формой ТВ. Определим H_0 таким образом, чтобы этот гамильтониан совпадал с полным гамильтонианом H при $\varepsilon \Rightarrow 0$ (здесь и далее ε- напряженность поля). Отметим, что возмущение в нашей ТВ не совпадает с потенциалом электрического поля, хотя они исчезают одновременно (см. ниже). Уравнение Шредингера для электронной волновой функции с учетом потенциала однородного электрического поля и поля ядра имеет вид (здесь используются кулоновы ед.)[16]

$$[-(1 - N/Z) / r + V_m(r) + \varepsilon z - 0{,}5\Delta - E]\, \psi = 0, \qquad (1)$$

где E - энергия электрона, Z-заряд ядра, N-число электронов в атомном остове (для атома водорода Z=1, N=0); $V_m(r)$ – модельный потенциал, допускающий разделение переменных в уравнении Шредингера для многоэлектронного атома и определяющий потенциал электронных оболочек атома;

Здесь мы рассмотрим только кулоновскую часть потенциала взаимодействия электрона с атомным остовом. Некулоновская часть этого потенциала приближенно учитывается в п.3.5. Разделение переменных в параболических координатах $\zeta=r+z$, $\eta=r-z$, $\varphi=\mathrm{arctg}\,(y/x)$

$$\psi(\zeta, \eta, \varphi) = f(\zeta)\, g(\eta) (\zeta\cdot \eta)^{|m|/2} \exp(im\varphi)/(2\pi)^{1/2} \qquad (2)$$

позволяет от (1) перейти к системе двух дифференциальных уравнений для функций f, g:

$$f''+\frac{|m|+1}{t} f'+[0{,}5E+(\beta_1 - N/Z)/t - 0{,}25\varepsilon(t)t] f = 0\,, \qquad (3)$$

$$g''+\frac{|m|+1}{t} + g'+ [0{,}5E+\beta_2/t + 0{,}25\varepsilon(t)t]\, g = 0\,, \qquad (4)$$

где константы разделения связаны соотношением

$$\beta_1 + \beta_2 = 1\,, \qquad (5)$$

Для однородного электрического поля ε (t)= ε. В принципе, и более реалистичные модели могут рассмотрены в рамках нашего подхода.

Потенциал в (4) имеет барьер. Две поворотные точки классического движения вдоль оси η: t_1 и t_2 при данной энергии E определяются решениями известного квадратного уравнения:

$$t_2 = \{[\, E^2{}_0 - 4\, E\, (1 - \beta\,)]^{1/2} - E_0\,\}/\varepsilon, \qquad (6)$$

$$t_1 = \{-[E^2{}_0 - 4\, E\, (1 - \beta)]^{1/2} - E_0\,\}/\varepsilon,\ \ t_1 < t_2. \qquad (7)$$

Здесь и далее t обозначает аргумент функций, общий для всей системы дифференциальных уравнений. Для упрощения вычислительной процедуры однородное электрической поле ε в (4) заменяется полем, описываемым функцией

$$\varepsilon(t) = \frac{1}{t} e\left[(t-\tau)\frac{\tau^4}{\tau^4+t^4} + \tau\right] \qquad (8)$$

с достаточно большим τ ($\tau = 1.5\ t_2$).

Функция $\varepsilon(t)$ практически совпадает с константой ε во внутрибарьерной области движения ($t<t_2$) и исчезает при $t»t_2$. Минимально приемлемое значение τ, не влияющее на конечные результаты, подбирается численно. Кроме чисто технического удобства, случай асимптотически исчезающего поля представляется более реалистичным с физической точки зрения. Таким образом, на асимптотике мы имеем дело со свободным (без электрического поля) движением (вдоль η - оси) вылетевшего электрона. Соответствующее эффективное волновое число

$$k = (E/2 + \varepsilon\tau/4)^{1/2}. \qquad (9)$$

Энергетический спектр состояний рассеяния расположен в области $(\varepsilon\tau/2, +\infty)$ (напомним, в однородном поле имеем $(-\infty, +\infty)$). В противоположность случаю свободного атома состояния рассеяния в присутствии однородного электрического поля остаются квантованными при любой энергии E, т.е. возможны только определенные значения β_1. Последние определяются условием ограничения движения вдоль оси η) .То же самое справедливо и в нашем случае, но для $E\subset(-\varepsilon\tau/2,\ \varepsilon\tau 2)$. Движение с большими E не является квантованным подобно случаю свободного атома.

Полный гамильтониана H (ξ,ν,φ) не обладает связанными стационарными состояниями. В соответствии с идеологией операторной формы ТВ мы определяем гамильтониан нулевого приближения H_0 так, что его спектр качественно воспроизводит спектр исходного гамильтониана. Однако в противоположность H, он обладает стационарными состояниями. Чтобы рассчитать ширину Γ конкретного квазистационарного состояния в низшем порядке ТВ необходимы только две собственные функции гамильтониана нулевого приближения H_0: функция связанного $\psi_{Eb}(\varepsilon,\eta,\varphi)$ и функция состояния рассеяния $\psi_{Es'}(\varepsilon,\eta,\varphi)$ с одной и той же собственной энергией. Мы решим более общую проблему: построение функции связанного состояния плюс полное ортогональное дополнение функций рассеяния ψ_{Es} с $E\subset(-\varepsilon\tau/2, +\infty)$. Прежде всего. необходимо определить собственную энергию ожидаемого связанного состояния. Это хорошо известная в теории проблема квантования состояний в случае проницаемого барьера [12]. В рамках нашего подхода далее решается система уравнений (3,4) с полным гамильтонианом H при условиях:

$$f(t) \rightarrow 0 \text{ at } t \Rightarrow \infty, \qquad (10)$$

$$\partial x(\beta, E) / \partial E = 0, \qquad (11)$$

$$x(\varepsilon, E) = \lim_{t\Rightarrow\infty} [g^2(t) + \{g'(t) / k\}^2] t^{|m|+1}.$$

Первое условие обеспечивает конечность движения вдоль оси ξ, второе условие минимизирует амплитуду асимптотических осцилляций функции, описывающей движение по оси η .Эти два условия квантуют энергию связанного состояния E, константу β_1 .

Мы разработали специальную численную процедуру для искомой двухразмерной проблемы собственных значений. В рамках данной процедуры прогонкой решается система дифференциальных уравнений(3,4) с пробной парой значений E,β_1. Соответствующая собственная функция

$$\psi_{Eb}(\zeta, \eta, \varphi) = f_{Eb}(\zeta)\, g_{Eb}(\eta)(\zeta\, \eta)^{|m|/2} \exp(im\varphi)(2\pi)^{-1/2}. \qquad (12)$$

Здесь $f_{Eb}(t)$ - решение уравнения (3) (с только что определенными E, β_1) при $t\subset(0, \infty)$, и $g_{Eb}(t)$ - решение (4) (с такими же E, β_1) при $t < t_2$ (внутри барьера), и $g(t)$=0 за его пределами.

Собственные энергии, собственные функции и собственные значения β_1 связанного состояли для гамильтониана нулевого приближения H_0 совпадают с аналогичными для полного гамильтониана H при $\varepsilon\Rightarrow 0$: все состояния при этом классифицируются набором квантовых чисел: n, n_1, n_2, m (главное квантовое число, .параболические квантовые числа , азимутальное квантовое число); связь с E, β_1, m дается хорошо известными выражениями.

Мы сохраняем n, n_1,m - классификацию состояний в случае ненулевого ε сохраняется. Функции состояния рассеяния

$$\psi_{E's}(\zeta, \eta, \varphi) = f_{E's}(\zeta)\, g_{E's}(\eta)\, (\zeta\, \eta)^{|m|/2} \exp(im\varphi)(2\pi)^{-1/2} \qquad (13)$$

должны быть ортогонализированы определенной функции связанного состояния, друг с другом. Естественно, эти функции должны описывать движение вылетевшего электрона, т.е. $g_{E's}$ должна удовлетворять асимптотически уравнению (4) .Выберем, следуя идеологии подхода, функции $g_{E's}$ в следующем виде

$$g_{E's}(t) = g_1(t) - z_2'\, g_2(t), \qquad (14)$$

где $f_{E's}$ и $g_1(t)$ удовлетворяют дифференциальным уравнениям (3) и (4). Функция $g_2(t)$ удовлетворяет неоднородному дифференциальному уравнению, отличающемуся от (4) только правой частью, исчезающей при $t \Rightarrow \infty$. Общая система уравнений, определяющих функцию рассеяния , имеет вид:

$$f''_{E's} + \frac{|m|+1}{t} f'_{E's} + [0{,}5E' + (\beta_1' - N/Z)\ /t - 0{,}25\varepsilon(t)t] f_{E's} = 0,$$

$$g_1'' + \frac{|m|+1}{t} g_1' + [0{,}5E' + \beta_2'\ /\ t + 0{,}25\ \varepsilon(t)t]\, g_1 = 0,$$

$$g_2'' + \frac{|m|+1}{t} g_2' + [0{,}5E + \beta_2'\ /\ t + 0{,}25\ \varepsilon(t)t]\, g_2 = 2g_{Eb}$$

$$\beta_1' + \beta_2' = 1. \qquad (15)$$

Как упоминалось выше, движение остается квантованным для энергий $E' \subset (-\varepsilon\tau/2, +\varepsilon\tau/2)$. При данном значении E', единственный квантовый параметр β' определяется естественным граничным условием: $f_{E's} \Rightarrow 0$ при $t \Rightarrow \infty$. Разумеется, $\beta_1' = \beta_1$, $f_{E's} = f_{Eb}$ при $E'=E$. Отметим, что только этот случай необходимо рассматривать при решении задачи об эффекте Штарка.

Коэффициент z_2' обеспечивает выполнение условия ортогональности $\langle\psi_{Eb}|\psi_{E's}\rangle = 0$

$$z_2' = \{ \iint d\zeta d\eta\, (\zeta+\eta)\, f^2_{Eb}(\zeta) g_{Eb}(\eta) g_1(\eta) \} /$$
$$/ \{ \iint d\zeta d\eta\, (\zeta+\eta)\, f^2_{Eb}(\zeta) g_{Eb}(\eta) g_2(\eta) \}. \quad (16)$$

Легко проверить, что $\langle\psi_{Es'}|\psi_{E''s}\rangle = 0$ для $E' \neq E''$.

Мнимая часть энергии состояния в низшем порядке ТВ имеет вид

$$Im\, E = \Gamma/2 = \pi <\Psi_{Eb}|H|\Psi_{Es}> \quad (17)$$

с полным гамильтонианом H.

Функции Ψ_{Eb} и Ψ_{Es} предполагаются нормированными соответственно на 1 и условие $\delta(k\text{-}k')$. Действие H на Ψ_{Eb} определяется выражением (15)

$$(H\text{-}E')\psi_s = 4\cdot\eta\cdot f_{E's}(\zeta)\, g_{Eb}(\eta) z_2' \exp(im\varphi/)(2\pi)^{1/2},$$

$$\langle\psi_{Eb}|H|\psi_{E's}\rangle = \iint d\zeta d\eta\, (\zeta\eta)^{|m|} \eta\, f^2_{Eb}(\zeta) f^2_{E's}(\zeta) g_{Eb}(\eta) z_2'. \quad (18)$$

Матричные элементы $<\psi_{E's}|H|\psi_{E''s}>$ в поправках высших порядков ТВ могут быть рассчитаны таким же образом. Все двукратные интегралы в (11)-(18) и коэффициент нормировки выражаются через следующий набор однократных интегралов:

$$I_1 = \int dt\, f_b^{\,2}(t)\, t^{|m|},$$
$$I_2 = \int dt\, f_b^{\,2}(t)\, t^{|m|+1},$$
$$I_3 = \int dt\, g_b(t)\, g_1(t)\, t^{|m|},$$
$$I_4 = \int dt\, g_b(t)\, g_1(t)\, t^{|m|+1}, \quad (19)$$
$$I_5 = \int dt\, g_b(t)\, g_2(t)\, t^{|m|},$$
$$I_6 = \int dt\, g_b(t)\, g_2(t)\, t^{|m|+1},$$
$$I_7 = \int dt\, g_b^{\,2}(t)\, t^{|m|},$$
$$I_8 = \int dt\, g_b^{\,2}(t)\, t^{|m|+1},$$

рассчитываемых с произвольно нормированными функциями f_{Eb}, g_{Eb}, f_2, g_2 и $f_1 = f_{Eb}$, $g_1 = g_{Eb}$.

В этих обозначениях:

$$\Gamma = 32\,\pi\, z_2'\, N^2_s\, I^2_1\, I^2_8 / [\, I_2 I_7 + I_1 I_8], \quad (20)$$

$$z_2' = [\, I_1 I_4 + I_2 I_3] / [\, I_1 I_6 + I_2 I_5]\ ,$$

$$N^2_s = \lim_{t\Rightarrow\infty} X(t) / \{2\pi\eta^{2|m|+1}[\, g^2_s(\eta) X^2(t) + g'^{\,2}_s(\eta)]\},$$

$$X(t) = \{\, E/2 + (\beta - N/Z)/t - E\,t/4 \,\}^{1/2}. \quad (21)$$

Напомним, что произвольно нормированные функции состояний участвуют в (20,21). Вся вычислительная процедура при известной энергии резонанса E и параметре β сводится к решению одной системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Искомая система включает дифференциальные уравнения для функций f_{Eb}, g_{Eb}, f_{Es}, g_{Es}, а также уравнения для интегралов I_1-I_8. Таким образом, вся процедура является одномерной. Численная процедура достаточно проста и реализована в виде комплекса программ, основанных на процедуре интегрирования методом Рунге-Кутта (“Superatom-ISAN-Stark”).

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный новый метод может быть использован для изучения резонансов любой природы. В настоящее время он применяется нами к исследованию резонансов компаунд - ядра, образующегося при столкновении тяжелых ионов. В отличие от других подходов, он позволяет рассчитывать не только функцию состояния рассеяния, но и определять функцию состояния с комплексной энергией плюс полное ортогональное дополнение функций рассеяния. В принципе это позволяет рассчитывать характеристики любых процессов, упомянутых выше. Искомый метод легко обобщается как на случай многоэлектронного атома, так и на случай учета релятивистских эффектов. Комплекс программ, реализующих данный подход, легко подключается к любому многоэлектронному атомному коду и позволяет проводить массовые расчеты атомных характеристик в электрическом поле.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д. Квантовая механика /Л.Д. Ландау, Е.М. Дифшиц. - М.:Наука, 1977.-790 с.
2. Глушков А.В. Атом в электромагнитном поле: Численные модели / А.В. Глушков - Киев: ТНТ, 2005.-450 с.
3. Лисица В.С., Новое в эффектах Штарка и Зеемана для атома водорода / В.С. Лисица // УФН.- 1977.-Т.153, №3.- С.379-422.
4. Harmin D.A. Theory of the Non hydrogenic Stark Effect. *Phys.Rev.Lett.,* 1982, vol.49, no. 2. pp. 128-131.
5. Казанский А.И. Диабатические квазистационарные состояния и неустойчивые замкнутые траектории /А.И. Казанский, В.Н. Островский //ЖЭТФ.-1989.-Т.95, №4.-С.1162-1168.
6. Yamabe T., Tashiibana A., Silverstone H.J. Theory of ionization of hydrogen atom by external electric field. *Phys.Rev.A*, 1977, vol.16, no. 3, pp.877-890.
7. Казанский А.И. Надпороговые резонансные серии, связанные с неустойчивой классической траекторией в задаче об атоме водорода в электрическом поле. /А.И. Казанский, В.Н. Островский, Д.А. Тельнов // Тез. докл. 2 Всесоюзного Семинара по Атомной спектроскопии. - Ростов Великий, 1990.-С. 29.
8. Maquet A., Chu S-I., Reinhardt V.P. Stark ionization in dc and ac electric field: an L2 complex coordinate approach. *Phys.Rev.A.*, 1983, vol.26, no. 6, pp. 2246-2261.
9. Telnov D.A., DC Stark effect in hydrogen atom via sturmian expansion. *J.Phys. B: At. Mol. Opt. Phys*, 1989, vol.22, no. 4.-pp. L399-404.
10. Мур В.Д. Штарковские резонансы и скейлинг ридберговых

атомов / В.Д. Мур, В.С. Попов, А.В. Сергеев, А.В. Щеблыкин // ЖЭТФ.-1989.-Т.96,№1.-С. 91-106.
11. Hehenberger M., McIntosh H.V., Brändas E. Weyl's theory applied to the Stark effect in the hydrogen atom. *Phys. Rev. A*., 1974, vol.10, pp. 1494 – 1506.
12. Popov V.S., Mur V.D., Sergeev A.V. 1/n expansion for the Stark effect in Rydberg atoms. *Phys.Lett.A*., 1990, vol.149, no. 9, pp. 425-433.
13. Zimmerman M., Littman M., Kash M., Kleppner D. Stark structure of Rydberg states of alkali-metal atoms. *Phys.Rev.A.,* 1979, vol.20, no. 6, pp. 2251-2275.
14. Damburg R.J., Kolosov V.V. Hydrogen atom in uniform electric field. *J. Phys. B.: Atom.,Mol.,Opt. Phys*, 1979, vol.12, no. 22, pp. 2637-2644.
15. Дамбург Р.Я. Асимптотический подход к задаче Штарка / Р.Я Дамбург, В.В. Колосов. - Рига: Зилитис,1987.-180 с.
16. Glushkov A.V., Ivanov L.N. DC Strong-Field Stark-Effect: consistent quantum-mechanical approach. *J.Phys. B:At.Mol.Opt. Phys.*,1993, vol.26, no. 16, pp. L379-396.
17. Glushkov A.V. Operator Perturbation Theory for Atomic Systems in a Strong DC Electric Field. *Advances in Quantum Methods and Applications in Chemistry, Physics, and Biology. Series: Progress in Theoretical Physics and Chemistry*. Berlin: Springer, 2013, vol.27, pp. 161-188.
18. Glushkov A.V., Ambrosov S.V., Ignatenko A.V., Korchevsky D.A. DC Strong Field Stark Effect for Non-hydrogenic Atoms: Consistent Quantum Mechanical Approach. *Int.Journ.Quant.Chem*, 2004, vol.99, no. 6, pp. 936-939.
19. Glushkov A.V., Lepikh Ya.I., Khetselius O.Yu., Fedchuk A.P., Ambrosov S.V , Ignatenko A.V. Wannier-mott excitons and atoms in a DC elecric field: photoionization, Stark effect, resonances in the ionization continuum. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn*., 2008, no. 4, pp. 5-11.
20. Глушков А.В. Атомы и двухатомные молекулы во внешних эффективных полях N-компонентных материалов /А.В. Глушков // Моделирование на ЭВМ элементарных атомных процессов.- Киев, 1992.-С. 121-124.
21. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A., Lovett L. Energy Approach to Nuclei and Atoms in a Strong Laser Field: Stark Effect and Multi-photon Resonances. *Quantum Theory: Reconsideration of Foundations (AIP)*, 2010, vol.1232, pp. 228-234.

REFERENCES

1. Landau L.D., Difshits E.M. Quantum mechanics. Moscow: Nauka, 1977. 790 p. (In Russian).
2. Glushkov A.V. An atom in an electromagnetic field: Numerical mo-Delhi. Kiev: TNT, 2005. 450 p. (In Russian).
3. Lisitsa V.S. New in Stark and Zeeman effects in the hydrogen atom. *UFN*. 1977. T.153, no. 3. pp. 379-422. (In Russian).
4. Harmin D.A. Theory of the Non hydrogenic Stark Effect. *Phys.Rev.Lett*., 1982, vol.49, no. 2. pp. 128-131.
5. Kazansky A.I. Diabatic quasi-stationary states and unstable closed trajectories. *JETP*. 1989, vol.95, №4. pp. 1162-1168. (In Russian).
6. Yamabe T., Tashiibana A., Silverstone H.J. Theory of ionization of hydrogen atom by external electric field. Phys.Rev.A, 1977, vol.16, no. 3, pp. 877-890.
7. Kazansky A.I., Ostrovsky V.N., Tel'nov D. Above-threshold resonance series associated with unstable classical trajectories in the problem of the hydrogen atom in an electric field. *Proc. of the Atomic Spectroscopy Seminar*. Rostov Velikiy, 1990. p. 29. (In Russian).
8. Maquet A., Chu S-I., Reinhardt V.P. Stark ionization in dc and ac electric field: an L2 complex coordinate approach. *Phys.Rev.A.,* 1983, vol.26, no. 6, pp. 2246-2261.
9. Telnov D.A., DC Stark effect in hydrogen atom via sturmian expansion. *J.Phys. B: At. Mol. Opt. Phys*, 1989, vol.22, no. 4.-pp. L399-404.
10. Moore V.D., Popov V.S., Sergeev A.V., Shcheblykin A.V. Stark resonances and scaling Rydberg atoms. *JETP*, 1989, vol.96, no. 1, pp. 91-106. (In Russian).
11. Hehenberger M., McIntosh H.V., Brändas E. Weyl's theory applied to the Stark effect in the hydrogen atom. *Phys. Rev. A*., 1974, vol.10, pp. 1494–1506.
12. Popov V.S., Mur V.D., Sergeev A.V. 1/n expansion for the Stark effect in Rydberg atoms. *Phys.Lett.A*., 1990, vol.149, no. 9, pp. 425-433.
13. Zimmerman M., Littman M., Kash M., Kleppner D. Stark structure of Rydberg states of alkali-metal atoms. *Phys.Rev.A.,* 1979, vol.20, no. 6, pp. 2251-2275.
14. Damburg R.J., Kolosov V.V. Hydrogen atom in uniform electric field. *J. Phys. B.: Atom.,Mol.,Opt. Phys*, 1979, vol.12, no. 22, pp. 2637-2644.
15. Damburg R.Ya., Kolosov V.V. *Asymptotic approach to the problem of the Stark*. Riga: Zilitis, 1987.-180 p. (In Russian).
16. Glushkov A.V., Ivanov L.N. DC Strong-Field Stark-Effect: consistent quantum-mechanical approach. *J.Phys. B:At.Mol.Opt. Phys*., 1993, vol.26, no. 16, pp. L379-396.
17. Glushkov A.V. Operator Perturbation Theory for Atomic Systems in a Strong DC Electric Field. *Advances in Quantum Methods and Applications in Chemistry, Physics, and Biology. Series: Progress in Theoretical Physics and Chemistry*. Berlin: Springer, 2013, vol.27, pp. 161-188.
18. Glushkov A.V., Ambrosov S.V., Ignatenko A.V., Korchevsky D.A. DC Strong Field Stark Effect for Non-hydrogenic Atoms: Consistent Quantum Mechanical Approach. *Int.Journ.Quant.Chem*, 2004, vol.99, no. 6, pp. 936-939.
19. Glushkov A.V., Lepikh Ya.I., Khetselius O.Yu., Fedchuk A.P., Ambrosov S.V , Ignatenko A.V. Wannier-mott excitons and atoms in a DC elecric field: photoionization, Stark effect, resonances in the ionization continuum. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn*., 2008, no. 4, pp. 5-11.
20. Glushkov A.V., The atoms and diatomic molecules in external efficient fields of N-component materials. *Computer simulation of elementary atomic processes*. Kiev, 1992, pp.121-124. (In Russian).
21. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A., Lovett L. Energy Approach to Nuclei and Atoms in a Strong Laser Field: Stark Effect and Multi-photon Resonances. *Quantum Theory: Reconsideration of Foundations (AIP)*, 2010, vol.1232, pp. 228-234.

OPERATOR PERTURBATION THEORY - NEW METHOD OF DESCRIPTION OF STARK RESONANCE

A.V. Glushkov , Dr. Sci. (Phys.-Math.)

Odessa State Environmental University, 15,
Lvivska St., 65016 Odessa, Ukraine , glushkovav@gmail.com

We propose a new serial, single quantum-mechanical approach to the problem of quasi-stationary states, including both the Stark effect and the scattering problem at all. The approach allows the calculation of complex energy resonances and is particularly useful in the study of the spectral region near the boundary of the new continuum. We have developed a method of describing quasi-stationary states, in principle, devoid of all the shortcomings of the existing quantum-mechanical methods for solving the problem based on the Stark and operator formalism of perturbation theory. Its essence - the inclusion of a well-known in the theory of scattering "distorted waves" approach within the formal precision of perturbation theory. The proposed new method can be used to explore the resonances of any nature. Currently it is used by us to the study of resonances of the compound - nucleus formed by the collision of heavy ions. Unlike other approaches, it allows to calculate not only the function of the scattering states, but also to determine the function of the state with complex energy plus a full complement of functions orthogonal scattering.

Keywords: operator formalism of perturbation theory, the Stark effect, energy and resonance widths..

ОПЕРАТОРНА ТЕОРІЯ ЗБУРЕНЬ - НОВИЙ МЕТОД ОПИСУ ШТАРКОВСЬКИХ РЕЗОНАНСІВ

О.В. Глушков, д-р ф.-м. н., проф.

Одеський державний екологічний університет,
вул. Львівська, 15, 65016 Одеса, Україна, glushkovav@gmail.com

Ми пропонуємо новий послідовний, єдиний квантово-механічний підхід до вирішення проблеми квазістаціонарних станів, включаючи як ефект Штарка, так і проблему розсіювання взагалі. Підхід дозволяє розраховувати комплексні енергії резонансів і особливо корисний при дослідженні області спектра поблизу кордону нового континууму. Розроблений нами метод опису квазістаціонарних станів в принципі позбавлений недоліків всіх існуючих квантів-механічних методів рішення задачі Штарка і грунтується на формалізмі операторної теорії збурень. Його суть - включення добре відомого в теорії розсіювання "distorted waves" наближення в рамки формально точної теорії збурень. Запропонований новий метод може бути використаний для вивчення резонансів будь-якої природи. В даний час він застосовується нами до дослідження резонансів компаунд - ядра, що утворюється при зіткненні важких іонів. На відміну від інших підходів, він дозволяє розраховувати не тільки функцію стану розсіювання, але і визначати функцію стану з комплексною енергією плюс повне ортогональне доповнення функцій розсіювання.

Ключові слова: формалізм операторної теорії збурень, ефект Штарка, енергії і ширини резонансів.

*Дата первого представления.:*05.05.2015
Дата поступления окончательной версии **11.08.2015**
Дата опубликования статьи: **24.09.2015**