

О СТАБИЛИЗАЦИИ РАСПАДА СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ В СИЛЬНОМ МОНОХРОМАТИЧЕСКОМ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ

Н.Л.Манаков, М.В.Фролов, Б.Борка¹⁾, А.Ф.Старасе^{†1)}

Воронежский государственный университет
394693 Воронеж, Россия

[†]Department of Physics and Astronomy, The University of Nebraska
NE 68588-0111 Lincoln, USA

Поступила в редакцию 8 августа 2000 г.

В формализме комплексных квазиэнергий выполнен точный расчет полевой зависимости скорости распада слабосвязанной частицы (в модели трехмерного потенциала нулевого радиуса) в сильном монохроматическом лазерном поле. Показано, что для этой модели режим адиабатической (квазистационарной) стабилизации типичен для частот ω , превышающих энергию связи, и существует лишь в ограниченном интервале интенсивностей. Получена простая оценка для критического поля, определяющего срыв стабилизации. Указано на возможность наблюдения эффекта при распаде ионов H^- в поле неодимового лазера фемтосекундной длительности.

PACS: 32.80.-t

Хотя на возможность убывания скорости распада атома с ростом интенсивности лазерного поля в области частот выше потенциала ионизации было указано более 10 лет назад [1, 2], к настоящему времени не существует полной ясности даже в вопросе о физической природе этого интересного нелинейного явления, а также о его зависимости от типа атомного потенциала и параметров поля. По существу, речь идет о принципиальном изменении картины обычного фотоэффекта в сильном поле. В [1] возникновение стабилизации связывается со своеобразной модификацией атомного потенциала в интенсивном высокочастотном поле, в результате которой ширина уровня Γ (мнимая часть комплексной квазиэнергии $\epsilon = \text{Re } \epsilon - i\Gamma/2$) неограниченно падает с ростом интенсивности — адиабатическая, или квазистационарная стабилизация (КС). Другой, интерференционный механизм КС был предложен для случая ридберговских состояний, когда убывание Γ связывается с деструктивной интерференцией амплитуд ионизации близких уровней, перемешиваемых сильным полем и заселяемых путем рамановских переходов из начального состояния [2]. В последние годы активно обсуждается также идея “динамической стабилизации” (ДС) [3], обусловленной импульсным характером поля. В этом случае численные расчеты указывают и на возникновение “дестабилизации” в области суперинтенсивных импульсных полей [4]. Однако в недавней работе [5], используя квазистационарные квазиэнергетические состояния (ККЭС) в качестве адиабатического базиса для импульсного поля (см. также [6]), авторы показали, что ДС имеет ту же природу что и КС. Наконец, в ряде работ утверждается о невозможности стабилизации вообще, в частности, КС при ионизации из короткодействующего потенциала [7] и режима ДС как такового [8]. Очевидно, возникающие вопросы обусловлены сложностями численного решения начальной задачи для уравнения Шредингера в сильном поле

¹⁾ B.Borca, A.F.Starace.

и отсутствием анализа проблемы для точно решаемых аналитических моделей. В настоящей заметке на примере точно решаемой модели короткодействующего потенциала анализируются вопросы – существует ли режим КС при распаде слабосвязанного уровня и ограничен ли интервал интенсивностей, при которых возможна стабилизация?

Мы рассматриваем квазистационарный распад связанного состояния в поле сильной монохроматической волны с электрическим вектором

$$\mathbf{F}(t) = \frac{F}{\sqrt{1+\eta^2}} \{\cos \omega t, \eta \sin \omega t, 0\}, \quad -1 \leq \eta \leq +1,$$

и интенсивностью $I = cF^2/8\pi$ в формализме ККЭС [9] на примере точно решаемой 3D модели короткодействующего (δ -) потенциала с одним связанным состоянием с энергией E_0 [10]. Точное уравнение для комплексной квазиэнергии ϵ содержит степень линейной поляризации, $l = (1 - \eta^2)/(1 + \eta^2)$, а также характерные безразмерные параметры задачи: $\hbar\omega/|E_0|$ и отношение средней энергии колебаний электрона в волне, $(eF)^2/4m\omega^2$, к энергии фотона, $\Delta = (eF)^2/4m\hbar\omega^3$, или к энергии связи, $\mathcal{E}_F = (eF)^2/4m\omega^2|E_0| = \Delta (\hbar\omega/|E_0|)$. Ниже используются безразмерные единицы: энергия и $\hbar\omega$ измеряются в единицах $|E_0|$, а напряженность поля – в единицах $F_0 = \sqrt{4m|E_0|^3/|e|\hbar}$, так что $\mathcal{E}_F = F^2/\omega^2$, $\Delta = F^2/\omega^3$ (укажем, что параметр Келдыша, $\gamma = \sqrt{2m|E_0|}\omega/eF$, в этих единицах есть: $\gamma = \omega/\sqrt{2F}$).

Уравнение для ϵ имеет наиболее простой вид при циркулярной поляризации $\mathbf{F}(t)$ с $\eta = \pm 1$ [11]:

$$\sqrt{\mathcal{E}_F - \epsilon} = 1 + \sqrt{\frac{\omega}{4\pi i}} \int_0^\infty \frac{d\tau}{\tau^{3/2}} \exp\left\{\frac{-i(\mathcal{E}_F - \epsilon)\tau}{\omega}\right\} \left\{\exp\left[4i\Delta \frac{\sin^2 \tau/2}{\tau}\right] - 1\right\}. \quad (1)$$

В случае эллиптической поляризации ($0 \leq |\eta| < 1$) ϵ определяется как собственное значение 1D интегрального уравнения для периодической функции $\varphi_\epsilon(t)$ (определяющей асимптотику точной функции ККЭС $\Phi_\epsilon(\mathbf{r}, t)$ при $\tau \rightarrow 0$) с ядром, имеющим сходную структуру с подынтегральным выражением в (1) [10]. Так как $\text{Im} \epsilon < 0$, интегралы типа (1) формально расходятся на верхнем пределе и должны рассматриваться в смысле аналитического продолжения из верхней полуплоскости ϵ . Для указанного аналитического продолжения мы используем соотношение

$$\int_0^\infty \frac{d\tau}{\tau^{1/2}} e^{-i\alpha\tau} f(\tau) = \frac{1}{\sqrt{4\pi i}} \int_{-\infty}^\infty \frac{dk}{\sqrt{\alpha+k}} \int_{-\infty}^\infty d\tau e^{ik\tau} f(\tau), \quad (2)$$

в котором двойной интеграл сходится при любых $\alpha = (\mathcal{E}_F - \epsilon)/\omega$. Укажем, что в ряде работ, использующих метод ККЭС в модели δ -ямы [10], расходимость интегралов типа (1) исключается заменой $\epsilon \approx E_0 = -1$, что, очевидно, неверно в случае сильных полей. В частности, это привело к ошибочным результатам на рис.5 в [7] и неверному выводу авторов об отсутствии КС для короткодействующего потенциала.

Результаты численного расчета $\Gamma(F)$ приведены на рис.1–3 и ясно показывают наличие режима КС при надпороговых в области КС выражается более ярко в случае линейной поляризации. частотах, а также резкий “срыв” стабилизации, то есть, резкое возрастание $\Gamma(F)$, начиная с некоторого критического значения $F = F_{cr}$.

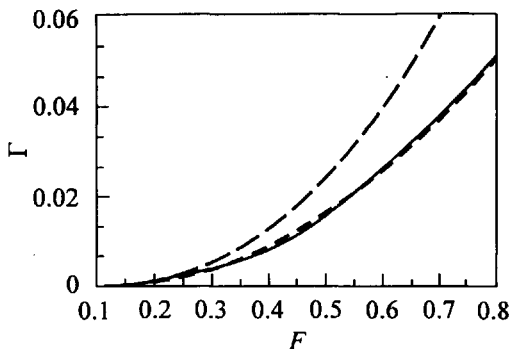


Рис.1. Зависимость Γ от F при $\omega = 0.74$ и циркулярной поляризации поля. Непрерывная кривая – точный (численный) расчет согласно (1); пунктирная – результат теории возмущений по ω (3); штриховая – приближение слабого поля (5)

Ширина области КС (по F) растет с ростом ω . Как видно из рис.3, значение F_{cr} не зависит от типа поляризации (см. ниже (7)), а убывание $\Gamma(F)$

Поскольку вопрос о срыве стабилизации и величине критического поля F_{cr} носит принципиальный характер (в частности, указывает на отсутствие так называемой “долины смерти”(Death Valley) [1], то есть, широкого и глубокого минимума в зависимости времени жизни квазистационарного атомного уровня от F), для подтверждения численных результатов и их физической интерпретации приведем некоторые аналитические оценки. В случае циркулярной поляризации ϵ определяется как (комплексное) собственное значение стационарного гамильтониана [9]

$$\mathcal{H}_{rot}(\mathbf{r}) = -\nabla_{\mathbf{r}}^2 + U(\mathbf{r}) + Fx \pm \omega \hat{L}_z$$

в системе координат, вращающейся с частотой ω , где \hat{L} – оператор орбитального момента. Учтем оператор $\omega \hat{L}_z$ по теории возмущений (ТВ) на базисе квазистационарных состояний частицы в δ -потенциале $U(\mathbf{r}) = 4\pi\delta(\mathbf{r})(\partial/\partial r)$ и постоянном поле с напряженностью F . О построении ТВ для квазистационарных состояний см., например, [12], а удобное выражение для функции Грина нашей задачи в записи через регулярную и нерегулярную функции Эйри, $Ai(x)$ и $Bi(x)$, и технику вычислений во втором порядке ТВ см. в [13]. Выражение для ϵ с учетом поправки $\sim \omega^2$ есть

$$\epsilon = E - \frac{\omega^2}{360F^{2/3}} \frac{I^{(4)}(\xi)}{I(\xi)}, \quad \xi = -\frac{E}{F^{2/3}}, \quad (3)$$

где E – комплексная энергия квазистационарного состояния в поле F , определяемая как корень трансцендентного уравнения (анализ зависимости $E = E(F)$ дан в [13]):

$$1 + \pi F^{1/3} J(-EF^{-2/3}) = 0, \quad (4)$$

где $J(x) = Ai'(x)Ci'(x) - xAi(x)Ci(x)$; $Ci(x) = Bi(x) + iAi(x)$; $I(x) = Ai(x)Ci(x)$; $I^{(4)}(x) = d^4I(x)/dx^4$. Формулы (3), (4) не предполагают малости F и, используя свойства функций Эйри, допускают простой анализ условий применимости ТВ по оператору $\omega \hat{L}_z$ (то есть, малости поправки $\sim \omega^2$ к энергии E в (3)).

В пределе слабого поля имеем ($F \ll 1$)

$$\epsilon = -1 - \frac{1}{16}F^2 \left[1 + \frac{3}{2}F^2 + \frac{7}{24}(1 + 13F^2)\omega^2 \right] - \frac{i}{4}F \left[1 + \frac{4}{45}\frac{\omega^2}{F^3} \right] e^{-4/3F}. \quad (5)$$

Как видно, в этом случае пертурбативный учет $\omega \hat{L}_z$ возможен лишь при малых ω ($\omega^2 < F^3 \ll 1$), пока зависящая от частоты поправка к туннельной предэкспоненте

мала. Отметим, что при этом штарковский сдвиг, $\text{Re } \epsilon + 1$, в точности совпадает с двумя первыми членами разложения в ряд по ω известных результатов для динамических поляризуемости и гиперполяризуемости слабосвязанной частицы [14]. Неприменимость разложения (5) при $\omega > 1$ очевидна уже и из того факта, что в слабом поле ширина уровня степенным образом зависит от F , в частности, в низшем порядке ТВ по F имеем: $\Gamma_0^{(1)} = (8F^2/3\omega^4)(\omega - 1)^{3/2}$ при любой поляризации $\mathbf{F}(t)$.

В пределе $F \gg 1$ выражение (3) принимает вид

$$\epsilon = 0.44133122e^{-i(\pi/3)}F^{2/3} - F^{1/3} \left[0.86328690e^{-i(\pi/6)} - 0.02548960e^{i(\pi/3)}\frac{\omega^2}{F^3} \right] \quad (6)$$

и показывает, что в сверхсильном поле учет $\omega \hat{L}_z$ по ТВ оправдан при любых частотах $\omega^2 < F^3$ (интересно, что это условие обратно условию применимости ТВ по F для комплексной квазиэнергии [15]: $\Delta \equiv F^2/\omega^3 < 1$). Хотя двучленная асимптотика для энергии E в постоянном поле [13], использованная при выводе (6), справедлива лишь в ультрасильных полях, результат (6) имеет принципиальный характер и подтверждает (наряду с результатами прямого численного расчета) срыв стабилизации в области сверхсильных полей. Отметим, что при $\omega < 1$ результат (3) хорошо согласуется с точным в области, где ТВ по F уже расходится: на рис. 1 точная кривая $\Gamma(F)$ для $\omega = 0.74$ и рассчитанная по формуле (3) практически не различаются, начиная с $F \sim 0.5$. Другими словами, при $\omega < 1$ действие сильного поля с циркулярной поляризацией эквивалентно действию сильного постоянного поля с напряженностью \mathbf{F} . При $\omega > 1$ ТВ по $\omega \hat{L}_z$ применима лишь в ультрасильных полях, так что в области КС и при $F \geq F_{cr}$ результаты могут быть получены лишь численными методами.

Результаты численного и аналитического анализов позволяют установить основные закономерности квазистационарного распада уровня в световом поле при различных соотношениях между $|E_0|$, ω и F . При $\Delta \ll 1$ реализуется многофотонный механизм распада, то есть $\Gamma \sim F^N$ с $N = \lceil |E_0|/\omega \rceil$, при любых F и ω , в том числе и при $\omega \ll 1$. С увеличением F ситуация качественно зависит от частоты: при малых ω значение $\Delta \sim 1$ достигается в относительно слабом поле F и ТВ режим распада плавно сменяется туннелированием (по Келдышу). Этот механизм реализуется в полях, слабых по сравнению с внутриатомными (см. (5) и штриховую кривую на рис. 1) и детально рассмотрен в работах [16] при произвольных значениях параметра Келдыша γ . При $\omega > 1$ механизм ионизации остается по-прежнему многофотонным и в полях, при которых низший порядок ТВ ($\Gamma_0^{(1)}$) уже неприменим и необходимо учитывать поправки высших порядков к $\Gamma_0^{(1)}$, обусловленные процессами переизлучения и прямого надпорогового поглощения фотонов. Однако в этой области F линейная зависимость Γ от интенсивности сменяется более плавной (поправка $\sim F^2$ к ширине $\Gamma_0^{(1)}$ имеет отрицательный знак [14]) и вместо туннелирования возникает режим КС, начало которого соответствует области полей $F < \omega$, при которых становятся существенными поправки высших порядков ТВ. Очевидно, что в области "развитой" стабилизации стандартная ТВ по F уже неприменима.

Переходя к точке срыва стабилизации, F_{cr} , укажем, что ей предшествует (весьма узкий) диапазон полей $F \leq F_{cr}$, в котором ширина Γ испытывает нерегулярные скачки с относительно небольшой амплитудой (см. рис.2; точный численный расчет Γ в этой области затруднителен). Для более детального анализа ширины уровня в области срыва нами был выполнен непертурбативный расчет парциальных ширин

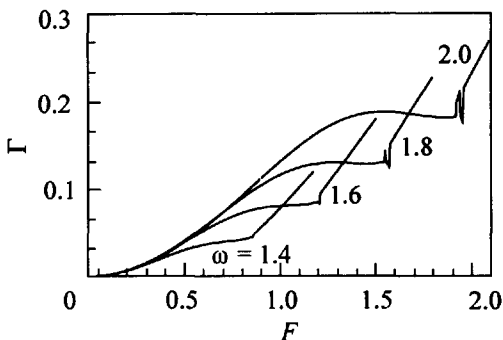


Рис.2. Зависимость Γ от F при надпороговых частотах (случай циркулярной поляризации). Около кривых указаны соответствующие им значения ω

$\Gamma^{(n)}(F)$, соответствующих поглощению фиксированного числа фотонов n . Не имея возможности для подробного обсуждения, укажем лишь, что в области срыва “однофотонная” ширина $\Gamma^{(1)}$ (соответствующая энергии фотоэлектрона $E_p = \text{Re } \epsilon - \mathcal{E}_F + \omega$ и почти полностью определяющая полную ширину Γ вплоть до середины интервала КС) имеет глубокий минимум, так что вклад в Γ в области срыва дает большое число (интерферирующих) каналов n -фотонного надпорогового распада. Мы полагаем, что существенно нерегулярная зависимость $\Gamma(F)$ в этой узкой области F соответствует квантовому проявлению известного хаотического поведения классических систем с сильной нелинейностью при определенных соотношениях между параметрами задачи (см., например, [17] о приложении идей динамического хаоса к проблеме стабилизации). Полагая, что минимум в однофотонной ширине $\Gamma^{(1)}$ обусловлен закрытием канала прямой фотоионизации, оцениваем F_{cr} из равенства $\text{Re } \epsilon - \mathcal{E}_F + \omega = 0$. Пренебрегая штарковским сдвигом, $\text{Re } \epsilon + 1$, который мал при $\omega \sim 1$, имеем

$$F_{cr} \approx \omega \sqrt{\omega - 1}. \quad (7)$$

Эта оценка прекрасно согласуется со значениями F_{cr} , полученными из численных расчетов вплоть до частот $\omega \leq 3$, а незначительное уменьшение F_{cr} с ростом ω по сравнению с (7) обусловлено пренебрежением штарковским сдвигом. Таким образом, как специфическое поведение $\Gamma(F)$ в области КС, так и само возникновение этой области и ее срыв обусловлены существенной модификацией пороговых явлений для фотоэффекта в сильном монохроматическом поле.

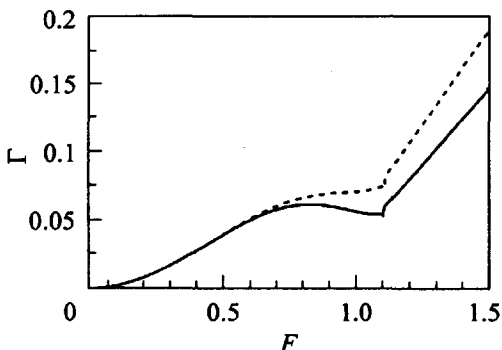


Рис.3. Зависимость Γ от F при линейной (сплошная кривая) и циркулярной (пунктир) поляризации лазерного поля с $\omega = 1.55$

В заключение отметим, что приведенный анализ показывает наличие режима КС при квазистационарном распаде слабосвязанного состояния в сильном поле с частото-

той, превышающей энергию связи, но лишь в ограниченном интервале интенсивностей, а также дает простую оценку для точки срыва КС, $F_{ср}$. Хотя эти результаты и не могут быть непосредственно использованы в количественных расчетах для кулоновского потенциала, можно ожидать, что качественный вывод о существовании (тесно связанных) режимов стабилизации и дестабилизации является общим. Модель δ -потенциала хорошо описывает фотопроцессы в отрицательных ионах, в частности, H^- (с $|E_0| \approx 0.752$ эВ). Для H^- частота неодимового лазера составляет $\omega_{Nd} \approx 1.55$ и стабилизация возможна (см. рис.3) в полях $F \sim 1$ ($I \approx 3 \cdot 10^{12}$ Вт/см²). Поскольку время жизни H^- в таком поле уже весьма мало, $\tau \sim 1/\Gamma \sim 10$ фс, для наблюдения стабилизации необходимы лазерные импульсы фемтосекундной длительности.

Авторы благодарны М.В.Федорову за полезные дискуссии. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке за счет грантов ИНТАС-РФФИ (грант # 97-673), Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 00-02-17843) и NSF (грант # PHY-0070980).

-
1. M.Pont and M.Gavrila, Phys. Rev. Lett. **65**, 2362 (1990); M.Gavrila, in *Photon and Electron Collisions with Atoms and Molecules*, Eds. P.G.Burke and C.J.Joachain, Plenum, New York, 1997, p.47.
 2. M.V.Fedorov and A.M.Movsesian, J. Phys. **B21**, L155 (1988); M.V.Fedorov, Laser Phys. **9**, 209 (1999).
 3. Q.Su, Laser Phys. **2**, 241 (1993); Q.Su, B.P.Irving, C.W.Johnson, and J.H.Eberly, J. Phys. **B29**, 5755 (1996).
 4. Q.Su, B.P.Irving, and J.H.Eberly, Laser Phys. **7**, 1 (1997); A.Patel, N.J.Kylstra, and P.L.Knight, J. Phys. **B32**, 5759 (1999); A.M.Popov, O.V.Tikhonova, and E.A.Volkova, Laser Phys. **10**, 779 (2000).
 5. M.Dorr and R.M.Potvliege, J. Phys. **B33**, L233 (2000).
 6. H.C.Day, B. Piraux, and R.M.Potvliege, Phys. Rev. **A61**, 031402(R) (2000).
 7. В.П.Крайнов, М.А.Преображенский, ЖЭТФ **103**, 1142 (1993).
 8. S.Geltman, J. Phys. **B32**, 853 (1999); T.Mercouris and C.Nicolaides, *ibid.* **32**, 2371 (1999); C.Figueira, A.Fring, and R.Schrader, Laser Phys. **9**, 379 (1999).
 9. N.L.Manakov, V.D.Ovsiannikov, and L.P.Rapoport, Phys. Rep. **141**, 319 (1986).
 10. Н.Л.Манаков, А.Г.Файнштейн, ДАН СССР **244**, 567 (1979); ЖЭТФ **79**, 751 (1980).
 11. Н.Л.Манаков, Л.П.Рапопорт, ЖЭТФ **69**, 842 (1975); I.J.Berson, J. Phys. **B8**, 3078 (1975).
 12. Я.В.Зельдович, ЖЭТФ **39**, 776 (1961).
 13. N.L.Manakov, M.V.Frolov, A.F.Starace, and I.I.Fabrikant, J. Phys. **B33**, R141 (2000).
 14. Н.Л.Манаков, М.А.Преображенский, Л.П.Рапопорт, А.Г.Файнштейн, ЖЭТФ **75**, 1243 (1978).
 15. Н.Л.Манаков, А.Г.Файнштейн, Теор. Мат. Физ. **48**, 375 (1981); R.M.Potvliege and R.Shakeshaft, Phys. Rev. **A41**, 1609 (1990).
 16. Л.В.Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1964); А.И.Никишов, В.И.Ритус, там же, **50**, 255 (1966); А.М.Переломов, В.С.Попов, М.В.Терентьев, там же, **50**, 1393 (1966); **51**, 309 (1966).
 17. W.Chism, D.I.Choi, and L.E.Reichl, Phys. Rev. **A61**, 054702 (2000).