Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 18, вып. 6, 323—330 (1983)

УДК 539.184

# КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЕ, КВАЗИЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ

Г. Ю. КРЮЧКОВ

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 20 ноября 1982 г.)

Для связанного электрона в лазерном поле исследуются решения квазиэнергетического типа квантово-электродинамического уравнения Швингера-Дирака для одноэлектронных амплитуд. Решение получено в двух приближениях: для резонансных между атомными уровнями полей и в низшем порядке итерации для произвольного поля. В резонансном случае исследованы также эффекты влияния лазерного поля на радиационные сдвиги водородоподобных атомов.

## 1. Введение

Как известно [1—3], один из простых и наглядных способов интерпретации получаемых в экспериментах спектральных характеристик атомов в лазерном поле основан на использовании квазиэнергетических состояний (КЭС) или состояний «одетого атома». Последние имеют место для системы «атом + электромагнитное поле» при временах $t \ll \gamma^{-1}$, когда можно пренебречь релаксационными явлениями при соответствующих ширинах $\gamma$.

Попытки распространить метод КЭС на времена $t \gtrsim \gamma^{-1}$ приводят к понятию квазистационарных, квазиэнергетических состояний*. Обычно в рамках такого обобщения учет спонтанных ширин атомных уровней осуществляется с помощью формальной процедуры Брейт-Вигнера (см., например, [2]). Что же касается радиационных сдвигов атомных уровней и радиационной поправки к эффекту перемешивания атомных состояний лазерным полем, то они не учитываются вовсе.

В настоящей работе показано, что квазистационарные, квазиэнергетические состояния возникают как решения квантово-электродинамического уравнения Швингера-Дирака, описывающего взаимодействие атома с внешним полем с учетом радиационных эффектов. Такой подход, свободный от всякой рецептурности, позволяет наиболее полно учесть влияние лазерного поля как на спонтанные ширины, так и на радиационные (лэмбовские) сдвиги атомных уровней. Лазерные эффекты интенсивности в радиационных сдвигах атомных уровней исследовались в работах [4, 5], и их дальнейшее изучение составляет другой аспект настоящей работы.

---

* Более общим подходом, описывающим такой круг задач, является метод матрицы плотности.

## 2. Квазиэнергетические решения уравнения Швингера—Дирака

В рамках квантовой электродинамики с внешним полем в представлении Фарри [6] изучается взаимодействие атома с полем монохроматической волны и с квантованным полем излучения. Одной из величин, характеризующих такую систему, является одноэлектронная амплитуда

$$f_n(\mathbf{x}, t) = \langle 0 | T(\psi(x) S) | n \rangle / S_0, \tag{1}$$

соответствующая КЭС $|n\rangle$ атома в поле волны. Оператор $\psi(x)$ удовлетворяет уравнению Дирака во внешнем поле $A_F = (\mathbf{A}, 0) + (0, U)$, являющемся суммой вектор-потенциала волны $\mathbf{A} = \mathrm{Re}(\mathbf{A}_0 e^{-i\omega t})$ и кулоновского потенциала ядра $U(r)$. Величина $S(\infty, -\infty)$ есть матрица рассеяния, причем $S_0 = \langle 0 | S | 0 \rangle$ и $x = (\mathbf{x}, t)$.

Амплитуда (1) является обобщением, включающим радиационные эффекты, квазиэнергетических волновых функций с определенной квазиэнергией $E_n^0$:

$$\psi_n(x) = \langle 0 | \psi(x) | n \rangle = e^{-iE_n^{(0)} t} \Phi_n^{(0)}(x),$$
$$\Phi_n^{(0)}\left(\mathbf{x}, t + \frac{2\pi}{\omega}\right) = \Phi_n^{(0)}(\mathbf{x}, t). \tag{2}$$

Функции $\Phi_n^{(0)}$ образуют полный набор и выбираются таким образом, $\mathbf{A} = 0$, когда $t \to -\infty$, $E_n \to \omega_n$, $\Phi_n \to \varphi_n$, где $\omega_n$ и $\varphi_n$ — атомные уровни энергии и соответствующие волновые функции.

Амплитуда удовлетворяет уравнению Швингера—Дирака

$$\left(i\frac{\partial}{\partial t} - H\right) f_n(x) = \gamma_0 \int M(x, x') f_n(x') d^4x', \tag{3}$$

$$H = \boldsymbol{\alpha}(\mathbf{p} - e\mathbf{A}) + \beta m + eU(r),$$

где $\boldsymbol{\alpha}$, $\gamma_0$, $\beta$ — матрицы Дирака, собственно-энергетический оператор $M(x, x')$ описывает радиационные эффекты в поле $A_F$.

Величина $M(x, x')$ исследована в работе [5]. Она удовлетворяет следующему условию периодичности:

$$M\left(\mathbf{x}, t + \frac{2\pi}{\omega}; \mathbf{x}', t' + \frac{2\pi}{\omega}\right) = M(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}', t'),$$

следствием чего, как легко проверить, является существование решений уравнения (3) «квазиэнергетического типа»

$$f_n(x) = e^{-iE_n t} \Phi_n(x), \quad \Phi_n\left(\mathbf{x}, t + \frac{2\pi}{\omega}\right) = \Phi_n(\mathbf{x}, t) \tag{4}$$

с комплексной «квазиэнергией».

В настоящей работе мы ограничиваемся изучением таких решений уравнения (3). Запишем ее в базисе функций (2), используя следующее разложение

$$\Phi_j(x) = \sum_l \sum_{q=-\infty}^{\infty} C_{jl}^{(q)} e^{-iq\omega t} \Phi_l^{(0)}(x),$$

$$C_{jl}^{(q)} = \ll \overset{+}{\Phi}{}_l^{(0)} e^{iq\omega t} \Phi_j \gg \equiv \frac{\omega}{2\pi} \int_{-\pi/\omega}^{\pi/\omega} dt \int d\mathbf{x} \overset{+}{\Phi}{}_l^{(0)}(x) e^{iq\omega t} \Phi_j(x). \tag{5}$$

Умножив уравнение (3) слева на величину $\overset{+}{\Phi}{}_l^{(0)} e^{i(E_j + q\omega)t}$ и проинтегрировав по координатам и усреднив по периоду, для коэффициентов разложения (5) получим

$$(E_j + q\omega - E_l^{(0)}) C_{jl}^{(q)} = \sum_k \sum_{q_1=-\infty}^{\infty} M_{lk}^{(q-q_1)} (E_j + q_1\omega) C_{jk}^{(q_1)}, \tag{6}$$

где

$$M_{lk}^{(q)}(\sigma) = \ll \overset{+}{\Phi}{}_l^{(0)} | e^{iq\omega t} \gamma_0 M(\sigma) | \Phi_k^{(0)} \gg. \tag{7}$$

При выводе уравнений (6) использовано разложение по гармоникам матричного элемента от собственно-энергетического оператора:

$$M_{nm}(t, t') = \int d\mathbf{x}\, d\mathbf{x}' \overset{+}{\Phi}{}_n^{(0)}(x) \gamma_0 M(x, x') \Phi_m^{(0)}(x') =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int d\sigma\, e^{i\sigma(t'-t)} \sum_{q=-\infty}^{\infty} e^{-iq\omega t} M_{nm}^{(q)}(\sigma)$$

и выражение (7) записано в операторной форме [5].

Решение системы уравнений (6) можно получить с помощью итерационной процедуры:

$$f_n = \exp[-i(E_n^{(0)} + E_n^{(1)} + E_n^{(2)} + \cdots)](\Phi_n^{(0)} + \Phi_n^{(1)} + \cdots),$$

основанной на малости отношений величин порядка амплитуд радиационных переходов между КЭС и разности квазиэнергий:

$$|M_{lj}^{(q)}(E_j^{(0)})/(E_j^{(0)} + q\omega - E_l^{(0)})| \ll 1 \tag{8}$$

(для значений индексов: $i \neq j$, $q$ — произвольно; $i = j$, $q \neq 0$).

При пренебрежении эффектами поля плоской волны получаем

$$M_{lj}^{(q)}(E_j^{(0)})|_{\mathbf{A}=0} = \delta_{q_0} m_{lj}(\omega_j),$$

где $m_{lj}$ — матричные элементы оператора $M$ при $\mathbf{A} = 0$ между атомными волновыми функциями, причем диагональные элементы определяют радиационные сдвиги $\delta_l$ и спонтанные ширины $\gamma_l$ атомных уровней:

$$\delta_l = \mathrm{Re}\, m_{ll}(\omega_l), \quad \gamma_l = -2\,\mathrm{Im}\, m_{ll}(\omega_l).$$

В этом пределе условия (8) сводятся к обычным условиям ($|m_{lj}/\omega_{lj}| \ll 1$, $|\delta_l/\omega_{lj}| \ll 1$, $|\gamma_l/\omega_{lj}| \ll 1$) применимости теории возмущений по $e^2$ к вычислению радиационных поправок к атомным уровням.

В низшем порядке итерации для радиационной поправки $E_n^{(1)} = \delta E_n^{(1)} - i/2\,\Gamma_n^{(1)}$, определяющей радиационные сдвиги и ширины квазиэнергий, получаем

$$\delta E_n^{(1)} = \operatorname{Re} M_{nn}^{(0)}(E_n^{(0)}),\ \Gamma_n^{(1)} = -2\ \operatorname{Im} M_{nn}^{(0)}(E_n^{(0)}). \tag{9}$$

В следующем порядке итерации получаем выражение

$$E_n^{(2)} = \sum_k \sum_q \frac{M_{nk}^{(-q)}(E_n^{(0)} + q\omega)\, M_{kn}^{(q)}(E_n^{(0)})}{E_n^{(0)} + q\omega - E_k^{(0)}}, \tag{10}$$

в котором суммирование проводится по допустимым значениям индексов: $n \neq k$, $q$ — произвольно; $n = k$, $q \neq 0$. Соответственно, радиационная поправка к волновой функции $\Phi_n^{(0)}$ имеет следующий вид:

$$\Phi_n^{(1)}(x) = \sum_k \sum_{q=-\infty}^{\infty} \frac{M_{kn}^{(q)}(E_n^{(0)})}{E_n^{(0)} + q\omega - E_k^{(0)}} e^{-iq\omega t}\, \Phi_k^{(0)}(x),$$

где суммирование также проводится по допустимым значениям индексов.

## 3. Амплитуда КЭС в резонансном случае

В настоящем разделе приводится неитерационное решение системы (6) для резонансного случая, когда частота поля $\omega$ близка к частоте атомного перехода. Речь идет, для конкретности, о вычислении амплитуд $f_{a,b}$, соответствующих КЭС $|a>$ и $|b>$ при $\omega \simeq \omega_{ba} = \omega_b - \omega_a$.

В резонансном приближении ($\varepsilon = \omega_{ba} - \omega \ll \omega_{ba}$), учитывая нерезонансные состояния по теории возмущений, имеем

$$E_{a,b}^{(0)} = \omega_{a,b} + \Delta_{a,b} \pm \frac{\varepsilon'}{2}\left(1 - \frac{2}{|\varepsilon'|}\Omega'\right), \tag{11}$$

$$E_i^{(0)} = \omega_i + \Delta_i \quad (i \neq a,\ b),$$

где $2\Omega' = ((\varepsilon')^2 + |V_{ba}|^2)^{1/2}$, $V_{ba} = -e\langle \bar{\varphi}_b | \alpha \mathbf{A}_0 | \varphi_a \rangle$, $\varepsilon' = \varepsilon + \Delta_b - \Delta_a$. В них учтены штарковские сдвиги уровней $\Delta_j$, которые по порядку величины могут быть сравнимы с радиационными сдвигами атомных уровней.

При вычислении матричных элементов (7) воспользуемся известными резонансными волновыми функциями [1]. Ограничимся учетом в них эффектов лазерного поля, зависящих от резонансного параметра $\eta = |V_{ab}/\varepsilon| \simeq (E\omega_{ba}/E_{\text{ат}}\varepsilon) \gtrsim 1$, где $E_{\text{ат}}$ — характерная атомная напряженность. Для этого эффекты поля плоской волны достаточно сохранить лишь в функциях $\Phi_{a,b}^{(0)}$, пренебрегая ими в операторе $M(\sigma)$ [5]. Вычисление нерезонансных эффектов интенсивности в радиационных переходах можно провести по теории возмущений с параметром $\xi = (e|\mathbf{A}_0|/p_{\text{ат}}) \simeq (E/E_{\text{ат}}) \ll 1$ (см. раздел 4).

Для коэффициентов разложения (5) амплитуды $f_a$ в указанном приближении из уравнений (6) получаем

$$\begin{aligned} (E_a - E_a^{(0)} - M_{aa}^{(0)}(\omega_a))\, C_{aa}^{(0)} &= M_{ab}^{(-1)}(\omega_b)\, C_{ab}^{(1)}, \\ (E_a - E_b^{(0)} + \omega - M_{bb}^{(0)}(\omega_b))\, C_{ab}^{(1)} &= M_{ba}^{(1)}(\omega_a)\, C_{aa}^{(0)}, \end{aligned} \tag{12}$$

где

$$M_{aa}^{(0)}(\omega_a) = n_a m_{aa}(\omega_a) + n_b m_{bb}(\omega_b),$$
$$M_{bb}^{(0)}(\omega_b) = n_a m_{bb}(\omega_b) + n_b m_{aa}(\omega_a), \tag{13}$$

$$M_{ba}^{(1)}(\omega_a) = \frac{V_{ab}}{V_{ab}^*} M_{ab}^{(-1)}(\omega_b) = \frac{\varepsilon V_{ab}}{4|\varepsilon|\Omega}(m_{aa} - m_{bb}) \tag{14}$$

(см. раздел 4); в последних $n_{a,b} = \frac{1}{2}\left(1 \pm \frac{|\varepsilon|}{2\Omega}\right)$, $2\Omega = (\varepsilon^2 + |V_{ab}|^2)^{1/2}$.

Они приводят к следующим решениям

$$E_{a,\,1;2} = \frac{1}{2}(E_a^{(0)} + E_b^{(0)} - \omega + M_{aa}^{(0)} + M_{bb}^{(0)}) \pm$$

$$\pm \frac{1}{2}[(E_a^{(0)} + \omega - E_b^{(0)} + M_{aa}^{(0)} - M_{bb}^{(0)})^2 + 4 M_{ab}^{(-1)} M_{ba}^{(1)}]^{1/2},$$

которые с помощью выражений (11), (13) и (14) можно преобразовать к виду

$$E_{a,\,1;2} = \omega_{aR} + \frac{\varepsilon_R}{2} - \frac{i}{4}(\gamma_a + \gamma_b) \pm \frac{\varepsilon_R}{|\varepsilon_R|}\Omega_R. \tag{15а}$$

Аналогичные уравнения имеют место и для коэффициентов $C_{ba}^{(-1)}$ $C_{bb}^{(0)}$ амплитуды $f_b$ и приводят к следующему результату

$$E_{b,\,1;2} = \omega_{bR} - \frac{\varepsilon_R}{2} - \frac{i}{4}(\gamma_a + \gamma_b) \pm \frac{\varepsilon_R}{|\varepsilon_R|}\Omega_R, \tag{15б}$$

где использованы обозначения

$$\omega_{lR} = \omega_l + \Delta_l + \delta_l, \quad \varepsilon_R = \omega_{bR} - \omega_{aR} - \omega,$$

$$2\Omega_R = \sqrt{\left(\varepsilon_R + \frac{i}{2}(\gamma_a - \gamma_b)\right)^2 + |V_{ab}|^2}.$$

Выражения (15) определяют спектр резонансной системы с учетом нерезонансных штарковских сдвигов. Они содержат эффекты влияния поля на радиационную структуру уровней в резонансном приближении при пренебрежении вкладами порядка $\delta_l^2/\omega$, $\gamma_l^2/\omega$ и $\xi\delta_l$, $\xi\gamma_l$ по сравнению с радиационными ширинами и сдвигами уровней.

Для нормированных при $t = 0$ амплитуд в резонансном приближении соответственно получаем ($\varepsilon > 0$)

$$f_a = Be^{-iE_a t}\left[\cos\theta(1+L)\varphi_a - \frac{V_{ab}}{|V_{ab}|}\sin\theta(1-L)e^{-i\omega t}\varphi_b\right],$$

$$f_b = Be^{-iE_b t}\left[\frac{V_{ab}^*}{|V_{ab}|}\sin\theta(1-L)e^{i\omega t}\varphi_a + \cos\theta(1+L)\varphi_b\right], \tag{16}$$

где $\cos\theta = \sqrt{\frac{1}{2}\left(1+\frac{\varepsilon}{2\Omega}\right)}$, $\sin\theta = \sqrt{\frac{1}{2}\left(1-\frac{\varepsilon}{2\Omega}\right)}$ и в величинах

$E_a = E_{a,2}$ и $E_b = E_{b,1}$ также должны быть опущены нерезонансные вклады $\Delta_l$.

Выбраны решения, которые при выключении взаимодействия с полем излучения переходят в квазиэнергетические волновые функции. Величина $L = (m_{aa} - m_{bb})/[2(E_a - E_a^{(0)} - 2\Omega) - m_{aa} - m_{bb}]$ описывает радиационную поправку к эффекту перемешивания резонансных состояний внешним полем и приводит к возникновению неортогональности амплитуд $f_a$ и $f_b$, пропорциональной величине $\operatorname{Im} L^*$. Постоянная нормировки равна

$$B = \frac{1+L^*}{|1+L|}\left(1 + |L|^2 + \frac{\varepsilon}{\Omega}\operatorname{Re} L\right)^{-1/2}.$$

В предельном случае слабых полей амплитуды (16) переходят в квазистационарные амплитуды не возмущенного полем атома.

Амплитуды, соответствующие режиму мгновенного при $t = 0$ включения внешнего поля, имеют следующий вид:

$$f_1(t) = A_1 f_a + A_2 f_b,\ f_1(t=0) = \varphi_a, \tag{17}$$

где

$$A_1 B = \cos\theta \frac{1+L}{1+L^2+\frac{\varepsilon}{\Omega}L},\quad A_2 B = \frac{V_{ab}}{|V_{ab}|}\sin\theta\frac{1-L}{1+L^2+\frac{\varepsilon}{\Omega}L},$$

и аналогично для амплитуды $f_2(t)$, $f_2(t=0) = \varphi_b$.

Одна из постановок задач, основанная на КЭС, заключается в вычислении спектров излучения или поглощения без учета ширин уровней. В рамках излагаемого подхода и в однофотонном приближении, которое для резонансной системы $|a> - |b>$ справедливо при условии $\gamma_{ba} \ll \gamma_a + \gamma_b$ ($\gamma_{ba}$ — парциальная ширина), спектры выражаются через решения (16) или (17) с учетом радиационных эффектов в поле в низшем приближении по параметрам $\gamma_{ba}/(\gamma_a + \gamma_b)$ и $e^2$.

## 4. Эффекты интенсивности в радиационных сдвигах

С помощью резонансных волновых функций (выражения (16) при $L = 0$, $a_{a,b} = E_{a,b}^{(0)}$, без штарковских сдвигов) легко проверить, что условия (8) для резонансных состояний приводят к условиям сильного поля:

$$|\delta_b - \delta_a| \ll 2|V_{ab}|,\ |\gamma_b - \gamma_a| \ll 4|V_{ab}| \tag{18}$$

для случая малых расстроек: $\varepsilon \ll |V_{ab}|$, $\varepsilon \lesssim \delta$, $\gamma$. Из этого следует, что для „сильных полей“ ($E \gg E_{\text{ат}}\,\delta/\omega$, $E \gg E_{\text{ат}}\,\gamma/\omega$) с точностью до членов порядка $\delta_l/2\Omega$, $\gamma_l/2\Omega$ ($i = a, b$) сдвиги и ширины атомных уровней в поле определяются радиационными поправками $E_n^{(1)}$ к квазиэнергиям. Используя формулы (7) и (9), представим их в следующем виде

---

* С общей точки зрения неортогональные квазистационарные состояния изучались в работе [7].

$$E_n^{(1)} = \ll \overline{\Phi}_n^{(0)} | m(\omega_n) | \Phi_n^{(0)} \gg + \ll \overline{\Phi}_n^{(0)} | M(E_n^{(0)}) - m(\omega_n)) \Phi_n^{(0)} \gg, \quad (19)$$

где

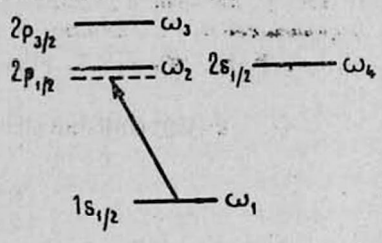
$$m(\omega_n) = M(E_n^{(0)})|_{A=0}.$$

Первое слагаемое этого выражения содержит основной вклад в эффекты влияния поля на радиационные поправки, зависящие от резонансного параметра $\eta$. Их вычисление с помощью резонансных волновых функций приводит к выражениям (13) и (14). Аналогично для поправки (10) второго порядка $E_n^{(2)} = \delta E_n^{(2)} - \frac{i}{2}\Gamma_n^{(2)}$ получаем

$$\delta E_{a,b}^{(2)} = \mp \frac{|V_{ab}|^2}{4(2\Omega)^3}\left[(\delta_b - \delta_a)^2 - \frac{1}{4}(\gamma_b - \gamma_a)^2\right], \quad (20)$$

$$\Gamma_{a,b}^{(2)} = \pm \frac{|V_{ab}|^2}{4(2\Omega)^3}(\delta_b - \delta_a)(\gamma_b - \gamma_a).$$

Рассмотрим эффекты интенсивности в радиационных сдвигах с учетом также нерезонансных вкладов на примере схемы уровней водородоподобных атомов (см. рисунок) при наличии однофотонного резонанса между уровнями $1s_{1/2} - 2p_{1/2}$. Используется приближение $\varepsilon = \omega_{21} - \omega \ll \omega_{21}$, $|V_{13}| \ll \omega_{32}$, когда переход $|1\rangle \to |2\rangle$ насыщается, а состояние (3) можно учесть по теории возмущений. Без взаимодействия с квантованным полем излучения имеем $\omega_2 = \omega_4$, т. е. двукратное вырождение уровня.




Воспользуемся квазиэнергетическими волновыми функциями этой системы в пренебрежении примесью состояния $|4\rangle$ с коэффициентом порядка $|V_{14}|/|V_{12}|$, содержащего малый матричный элемент $|V_{14}|$ магнитно-дипольного перехода. Учитывая нерезонансные члены в низшем приближении с малыми энергетическими знаменателями $\omega_{31} - \omega \simeq \omega_{32}$ и пренебрегая членами порядка $V_{31}/\omega$ и $V_{21}/\omega$, для спектра квазиэнергий имеем

$$E_{1,2}^{(0)} = \omega_{1,2} \pm \frac{\varepsilon}{2}\left(1 - \frac{2}{|\varepsilon|}\Omega\right) + \frac{1}{2}\left(1 \pm \frac{|\varepsilon|}{2\Omega}\right)\Delta_1,$$

$$E_3^{(0)} = \omega_3 + \Delta_3, \quad E_4^{(0)} = \omega_4,$$

где

$$\Delta_1 = -\Delta_3 = |V_{13}|^2/4(\omega - \omega_{31}).$$

С помощью соответствующих волновых функций из первого члена формулы (19) для разности сдвигов получаем выражение

$$\delta E_1^{(1)} - \delta E_2^{(1)} = (1+\eta^2)^{-1/2}(\delta_1 - \delta_2) + |V_{12}|^2 \Delta_1 \delta_1/(2\Omega)^3 \quad (21)$$

с резонансным вкладом и с учетом нерезонансных поправок $\frac{\Delta_1}{\Omega}\delta_1 \simeq \simeq \frac{|V|}{\omega_{32}}\delta_1$ только к наибольшей величине радиационного сдвига основного состояния ($\delta_1 \equiv \delta_{1s_{1/2}} \simeq 8151$ МГц для атома водорода [8]).

Как известно, наличие взаимодействия с квантованным полем излучения приводит к расщеплению уровней $\omega_2 = \omega_4$ на величину лэмбовского сдвига, $\delta_{2s_{1/2}} - \delta_{2p_{1/2}} \approx 1057$ МГц для атома водорода. При учете эффектов перемешивания резонансного поля для этой разности сдвигов получаем выражение

$$\delta E_4^{(1)} - \delta E_2^{(1)} = \delta_4 - \delta_2 - \sin^2\theta\left(1 + \frac{\Delta_1}{\Omega}\cos^2\theta\right)\delta_1 + \sin^2\theta\,\delta_2, \qquad (22)$$

содержащее примесь радиационного сдвига $\delta_1$. По порядку величины коэффициент $\sin^2\theta \simeq 0{,}2 \div 0{,}5$ при $\eta \simeq 1 \div 10$. Вклад второго члена формулы (19) в выражения (21) и (22) имеет порядок нерезонансных эффектов и в низшем приближении $\simeq \xi\delta$; для произвольной атомной резонансной системы он вычислен в работе [5].

Автор выражает благодарность М. Л. Тер-Микаеляну и Ю. П. Малакяну за полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Тер-Микаелян М. Л.* Препринт ИФИ 74—11, Ереван, 1974.
2. *Делоне Н. Б., Крайнов В. П.* Атом в сильном световом поле, Атомиздат, М., 1978.
3. *Knight P. L., Milloni P. W.* Phys. Reports, 66, № 2 (1980).
4. *Крючков Г. Ю., Малакян Ю. П.* ДАН АрмССР, 71, 286 (1980).
   *Крючков Г. Ю.* ДАН АрмССР, 72, 109 (1981).
5. *Крючков Г. Ю.* ЖЭТФ, 83, 1992 (1982).
6. *Швебер С.* Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, Изд. ИЛ, М., 1963.
7. *Барышевский В. Г., Любошиц В. Л., Подгорецкий М. И.* ЖЭТФ, 57, 157 (1969).
8. *Hansch T. W., Wieman C.* Phys. Rev., A22, 192 (1980).

## ՔՎԱԶԻՍՏԱՑԻՈՆԱՐ, ՔՎԱԶԻԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ՎԻՃԱԿՆԵՐ

Գ. ՅՈՒ. ԿՐՅՈՒՉԿՈՎ

*Լազերային դաշտում կապված էլեկտրոնի համար հետազոտված են Շվինգեր-Դիրակի միամասնիկ ամպլիտուդների հավասարման քվազիէներգետիկ լուծումները։ Ցույց է տրված, որ ուժեղ դաշտում, երբ գրանտրվում է ատոմի քվազիէներգետիկ կառուցվածքը, ատոմային մակարդակների համար ռադիացիոն էֆեկտները առաջանում են որպես քվազիէներգիաների համար ռադիացիոն ուղղումներ։ Ռեզոնանսային մոտավորությամբ ստացված են քվազիստացիոնար, քվազիէներգետիկ վիճակները և ինտենսիվության էֆեկտները ռադիացիոն ուղղումներում։*

## QUASI-STATIONARY, QUASI-ENERGETIC STATES

G. Yu. KRYUCHKOV

**Quasi-energetic type solutions of the Schwinger-Dirak equation for one-electron amplitude have been investigated for a bound electron in a laser field. The solution was obtained in cases of two approximations: for fields resonant between atomic levels and for an arbitrary field in the lowest iteration order. In the resonance fields case the effects of laser field on the radiation shifts of hydrogen-like atoms were also investigated.**