

к нулю частоту волны  $\omega \rightarrow 0$ , то из (6) получаем выражение, определяющее комплексную энергию электрона, связанного короткодействующей потенциальной ямой, в постоянном скрещенном электромагнитном поле общего вида  $\mathcal{E} \perp \mathcal{H}$ ;  $\mathcal{E} \neq \mathcal{H}$ :

$$\sqrt{\perp 2E} = \sqrt{\perp 2E_0} + \frac{1}{\sqrt{2\pi i}} \int_0^\infty \frac{dt}{t^{3/2}} e^{iEt} \times \left\{ v \operatorname{ctg} v \exp \left[ \perp i \frac{e^2 \mathcal{E}^2}{8mv^2} (1 \perp v \operatorname{ctg} v) t^3 \right] \perp 1 \right\}, \quad (7)$$

где  $v = t\omega_H/2$ . Отметим, что замена функции  $\operatorname{ctg} v$  на  $1/\sin v$  в предэкспоненте формулы (7) дает выражение работы [7], где изучался процесс вырывания скалярной частицы из короткодействующей потенциальной ямы скрещенными электрическим и магнитным полями.

Отличительной особенностью процедуры получения уравнений для комплексной энергии  $E = E_r \perp i\Gamma/2$  методом функций Грина [5–10] является расходимость интегралов в правой части формул (6), (7). Это означает, что для получения физически обоснованных результатов такие интегралы нуждаются в дополнительной регуляризации. Одним из предлагаемых приемов регуляризации, используемых, например, в работах [7, 10], является метод аналитического продолжения. Однако, несмотря на многочисленные попытки устранения расходимостей с помощью этого подхода, удовлетворительная процедура до сих пор не найдена. Так, в частности, в работе [10] для аналитического продолжения использовалось соотношение, основанное на интегральном преобразовании однократного интеграла в двукратный. Но нетрудно убедиться, что используемый авторами [10] двукратный интеграл оказывается сходящимся при любых значениях энергии лишь из-за некорректного определения пределов интегрирования. Более аккуратные расчеты показывают, что пределы интегрирования при  $\operatorname{Im} E < 0$  содержат отрицательную мнимую добавку. В результате обратная трансформанта Фурье для интегралов типа (7) обращается в нуль не при всех  $t < 0$ , а лишь при  $t < \perp a$ , где  $a > 0$ .

В то же время давно известна [18] процедура устранения расходимости интегралов вида

$$f(E) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{iEt} F(t) dt,$$

даже если  $F(t)$  обращается в нуль лишь при  $t < \perp a$  ( $a > 0$ ). Для этого нужно определить новую функцию  $f_1(E)$ , связанную с  $f(E)$  простым соотношением

$$f_1(E) e^{-i\alpha E} = f(E)$$

и уже не имеющую существенной особенности в полуплоскости  $E > 0$ , хотя  $e^{-i\alpha E}$  и  $f(E)$  таковой обладают. Таким образом, в рассматриваемом случае

для получения функции, обладающей регулярным аналитическим продолжением на верхнюю полуплоскость комплексной энергии, ее необходимо умножить на  $e^{-i\alpha E}$  при  $\alpha \geq a$ . Проблема применения указанного подхода к решению уравнений состоит в том, что параметр  $a$ , называемый «элементарной длиной», для устранения расходимости интеграла должен принимать фиксированное значение, которое становится известным лишь после нахождения самого решения  $E = E_r \perp i\Gamma/2$ .

Эту трудность можно обойти, если к решению трансцендентных уравнений (6), (7) применить, например, метод итераций. Законность такого подхода в нашем случае обоснована тем, что сдвиг уровня  $E_0$ , вообще говоря, имеет физический смысл лишь при выполнении условия

$$|(E \perp E_0)/E_0| < 1. \quad (8)$$

На первом шаге в интегралах (6), (7) можно положить  $E_{(1)} = E_0$ , т. е. считать, что  $\Gamma_{(1)} = 0$ . После этого интегралы сходятся и становятся аналитическими функциями в верхней полуплоскости комплексной энергетической переменной, что позволяет определить комплексное значение энергии  $E_{(2)}$ . На следующем шаге процедура регуляризации интеграла строится по указанному рецепту на основе найденного значения  $\operatorname{Im} E_{(2)} = \perp \Gamma_{(2)}/2$  и т. д.

При замене  $E \rightarrow E_0$  в экспоненте интеграла (6) уравнение совпадает с точным результатом работы [12], где изучались пороговые явления во внешнем интенсивном электромагнитном поле той же конфигурации. В этой работе был использован метод дисперсионных соотношений без непосредственного применения свойств функций Грина. Развитие данного метода связано с необходимостью предварительного доказательства того, что вероятности или сечения, характеризующие взаимодействия частиц, могут быть надлежащим образом продолжены на верхнюю полуплоскость комплексной энергетической переменной. Этого можно добиться, например, используя связь между поперечным сечением и мнимой частью амплитуды упругого рассеяния вперед  $\operatorname{Im} f(E)$ , известную под названием *оптической теоремы*. Совпадение уравнения (6) (после замены  $E \rightarrow E_0$ ) с точным результатом [12] показывает, что уже первый шаг описанной итерационной процедуры дает обоснованное приближение.

В интеграл, входящий в (7), основной вклад дает окрестность нулевой точки [19]. Используя метод расчета, подробно описанный в этой работе, получаем для комплексной энергии следующее выражение:

$$\left( \frac{\perp E}{\perp E_0} \right)_k^{1/2} = 1 + \frac{\Delta x}{\pi x_0^{1/2}} \times \left[ {}_k D_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \operatorname{Ai}({}_k x_n) \operatorname{Bi}({}_k x_n) + i \sum_{n=1}^{\infty} \operatorname{Ai}^2({}_k x_n) \right] \perp$$

$$\perp \frac{1}{2x_0^{1/2}} \int_{x_0}^{\infty} \frac{dx}{x^{1/2}}, \quad (9)$$

где  $k = 1, 2$  соответствуют спинорной и скалярной частицам, а

$${}_1D_0 = [\text{Ai}(x_0) \text{Vi}(x_0) + i \text{Ai}^2(x_0)]/2 \text{ и } {}_2D_0 = 0.$$

Здесь  $\text{Ai}$ ,  $\text{Vi}$  — регулярная и нерегулярная на бесконечности функции Эйри, аргументы которых соответственно равны  ${}_1x_n = x_0 + n\Delta x$ ,  ${}_2x_n = x_0 \perp \Delta x/2 + n\Delta x$  и определяются параметрами

$$x_0 = \frac{(2m)^{1/3} (\perp E_0)}{(e\mathcal{E})^{2/3}}; \quad \Delta x = \frac{2^{1/3} e\mathcal{H}}{(me\mathcal{E})^{2/3}}. \quad (10)$$

Отметим, что последний интеграл в (9) компенсирует расходимость ряда с  $\text{Ai}$ ,  $\text{Vi}$ . Реальная часть  $E$  определяет сдвиг невозмущенного уровня  $E_0$ , а мнимая — его ширину [5–12]. Важно, что обе эти величины в итоге определяются всего двумя безразмерными величинами  $x_0$  и  $\Delta x$ . Подчеркнем, что в выражении (9) при  $k = 1$  (спинорная частица) аргумент функций Эйри в  ${}_1D_0$  не зависит от  $\mathcal{H}$  (см. (10)). Случай  $k = 2$ , отвечающий скалярной частице, демонстрирует их зависимость от интенсивности магнитного поля при любом  $n$ . В сильном магнитном поле это обстоятельство имеет принципиальное значение.

Для упрощения нижеследующих формул избавимся от расходящихся слагаемых в (9) и перейдем к атомным единицам напряженности полей [7]

$$h = \mathcal{H}/\mathcal{H}_0 = \Delta x/x_0, \quad \varepsilon = \mathcal{E}/\mathcal{E}_0 = x_0^{-3/2},$$

где  $\mathcal{H}_0 = k^2 m^2 e^3/2$ ,  $\mathcal{E}_0 = k^3 m^2 e^5/2$ , а  $k^2$  — энергия связи электрона, нормированная на энергию первого боровского уровня. Выделяя в (9) слагаемые, обуславливающие расходимость ряда, и проводя их регуляризацию с использованием формулы Эйлера [14], получаем для произвольных полей  $\varepsilon$  и  $h$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\perp E}{\perp E_0} \right)_k^{1/2} &= 2 \perp \frac{a_k}{b_k^{1/2}} + \varphi_k(h) + \frac{h}{\pi \varepsilon^{1/3}} \left\{ {}_k D_0(kz_n) + \right. \\ &+ \left. \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \text{Ai}(kz_n) \cdot \text{Vi}(kz_n) \perp \frac{\pi}{2(kz_n)^{1/2}} + i \text{Ai}^2(kz_n) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

где введенные параметры принимают значения

$$a_1 = b_1 = 1, \quad {}_1z_n = (1 + nh)/\varepsilon^{2/3}$$

или

$$a_2 = 1 + h/4, \quad b_2 = 1 + h/2, \quad {}_2z_n = (1 \perp h/2 + nh)/\varepsilon^{2/3},$$

а функция

$$\begin{aligned} \varphi_k(h) &= \frac{1}{2(2\pi)^{1/2}} \left( \frac{\Delta x}{x_0} \right)^{1/2} \times \\ &\times \int_0^{\infty} \frac{dy}{y^{1/2}} \left( \text{ctg } y \perp \frac{1}{y} \right) \exp \left( \perp y b_k \frac{2x_0}{\Delta x} \right), \end{aligned}$$

$k = 1, 2$  для частиц со спином и «без спина» соответственно.

Рассмотрим частные случаи выражения (11), когда доминирует одна из составляющих рассматриваемой конфигурации электромагнитного поля. Пусть вначале  $h \ll \varepsilon^{2/3}$ . Это означает, что шаг суммирования в (11) мал. Используя формулу Эйлера и ограничиваясь первым интегральным членом, приходим к соотношению

$$\begin{aligned} \left( \frac{\perp E}{\perp E_0} \right)_k^{1/2} &= 2 + \varphi_k(h) + \\ &+ \frac{\varepsilon^{1/3}}{\pi} \text{Ai}' \left( \frac{b_k}{\varepsilon^{2/3}} \right) \left[ \text{Vi}' \left( \frac{b_k}{\varepsilon^{2/3}} \right) + i \text{Ai}' \left( \frac{b_k}{\varepsilon^{2/3}} \right) \right] \perp \\ &\perp \frac{1}{\pi \varepsilon^{1/3}} \text{Ai}' \left( \frac{b_k}{\varepsilon^{2/3}} \right) \left[ \text{Vi} \left( \frac{b_k}{\varepsilon^{2/3}} \right) + i \text{Ai} \left( \frac{b_k}{\varepsilon^{2/3}} \right) \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где  $\text{Ai}'$  и  $\text{Vi}'$  — производные функций Эйри. В случае  $h \sim 1$ ,  $\varepsilon \gg 1$ , ограничиваясь в (12) главными членами, независимо от спина частиц имеем

$$\left( \frac{\perp E}{\perp E_0} \right)^{1/2} = \frac{\varepsilon^{1/3}}{\pi} \text{Ai}'(0) [\text{Vi}'(0) + i \text{Ai}'(0)]. \quad (13)$$

Из последней формулы следует, что сдвиг и ширина уровня растут  $\sim \varepsilon^{2/3}$ . Это приводит к тому, что в сильном поле уровень энергии полностью «размазан», так как его ширина в  $\sqrt{3}$  превосходит сдвиг [12]. Отметим, что утверждение авторов работы [10] о том, что регуляризация интегралов типа (6), (7) с помощью замены  $E = E_0$  приводит к «неверным результатам в случае сильных полей», не является корректным, так как полученное выражение, совпадающее с результатом работы [12], совпадает также и с оценкой, содержащейся в самой работе [10]. Действительно, подставляя значения производных функций Эйри в нуле в (13), т. е. воспроизводя выражения (50)–(52) работы [12], имеем

$$\begin{aligned} E &= \perp \frac{3^{2/3}}{2^{10/3} \pi^2} \Gamma^4 \left( \frac{2}{3} \right) (1 + i\sqrt{3}) m \left( \frac{e\varepsilon}{m^2} \right)^{2/3} = \\ &= \perp 0.441727 \left( \frac{1}{2} + i \frac{\sqrt{3}}{2} \right) m \left( \frac{e\varepsilon}{m^2} \right)^{2/3}, \end{aligned} \quad (14)$$

что согласуется с точностью до 4-го знака с аналогичным результатом работы [10]. Таким образом, (6), (7) с невозмущенной энергией  $E_0$  в правых частях справедливы не только при условии (8), т. е. в относительно слабых полях, но и в области более сильных полей, где формально итерационное решение этих уравнений уже незаконно. Другими словами, мы имеем дело с ситуацией, когда область применимости полученных выражений оказывается несколько шире, чем предполагалось при их выводе.

Аналогичная ситуация с расширением области применимости встречается, например, при выводе формулы для диэлектрической проницаемости вакуума в сильном электрическом поле, подробно описанной в монографии [20].

Кроме того, уравнение (6) в пределе  $\omega \gg \perp E_0$  при  $\omega_H < \perp E_0$  разрешимо явно. В том случае, если в экспоненте интеграла использовано значение энергии  $E_0$ , имеется вещественное решение (6)

$$E = E_0 + E_{\sim},$$

где

$$E_{\sim} = \xi_0^2 m / 2\delta. \quad (15)$$

Но  $E$  представляет собой величину, совпадающую с определением квазиэнергии связанной заряженной частицы во внешнем интенсивном поле (см. (3)) и содержащую сдвиг за счет колебательной энергии  $E_{\sim}$  электрона в суперпозиции поля циркулярно поляризованной электромагнитной волны и постоянного магнитного поля. Мнимая часть энергии в рассматриваемом высокочастотном приближении определяется в более высоком порядке разложения по частоте  $\sim \omega^{-5/2}$ . Существенно, что решение (15), полученное при  $E = E_0$ , справедливо при произвольной интенсивности волнового поля. При полном выключении магнитного поля  $\delta \rightarrow 1$  соотношение (15) переходит в энергетический сдвиг в чисто волновом поле и согласуется с аналогичным результатом работы [9].

Если же в определение интеграла входит величина  $E$ , то значение (15) достигается лишь в пределе слабого электрического поля

$$\xi_0^2 m / 2|\delta E_0| \ll 1$$

как одно из двух возможных решений. При возрастании интенсивности поля до  $E_{\sim} > 1/3|E_0|$  возникает физически не оправданная ситуация, когда в уравнении (6) полностью отсутствуют вещественные решения.

В слабом магнитном поле  $h \ll 1$ ,  $\varepsilon \sim 1$ , из (12) нетрудно получить

$$\begin{aligned} \left(\frac{\perp E}{\perp E_0}\right)_k^{1/2} &= 2 + \frac{\varepsilon^{1/3}}{\pi} \text{Ai}'\left(\frac{1}{\varepsilon^{2/3}}\right) \times \\ &\times \left[ \text{Bi}'\left(\frac{1}{\varepsilon^{2/3}}\right) + i \text{Ai}'\left(\frac{1}{\varepsilon^{2/3}}\right) \right] \perp \\ &\perp \frac{1}{\pi \varepsilon^{1/3}} \text{Ai}'\left(\frac{1}{\varepsilon^{2/3}}\right) \left[ \text{Bi}\left(\frac{1}{\varepsilon^{2/3}}\right) + i \text{Ai}\left(\frac{1}{\varepsilon^{2/3}}\right) \right], \end{aligned}$$

где мнимая часть соответствует известным из оптики полупроводников формулам Франца–Келдыша [1, 5].

Перейдем теперь к другому пределу общего выражения (11), когда доминирует магнитное поле  $h \gg \varepsilon^{2/3}$ . В этом случае для оценок можно ограни-

читься первым слагаемым

$$\begin{aligned} \left(\frac{\perp E}{\perp E_0}\right)_k^{1/2} &= 2 \perp \frac{a_k}{b_k^{1/2}} + \varphi_k(h) + \frac{h}{c_k \pi \varepsilon^{1/3}} \times \\ &\times \left[ \text{Ai}\left(\frac{b_k}{\varepsilon^{2/3}}\right) \cdot \text{Bi}\left(\frac{b_k}{\varepsilon^{2/3}}\right) \perp \frac{\pi b_k}{2 \varepsilon^{2/3}} + i \text{Ai}^2\left(\frac{b_k}{\varepsilon^{2/3}}\right) \right], \end{aligned} \quad (16)$$

где  $c_1 = 2$ ,  $c_2 = 1$ .

Из (16) можно легко проанализировать предел сильного магнитного поля. Если  $h \gg 1$ ,  $\varepsilon \sim 1$ , то для спинорной частицы ( $k = 1$ ) получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{\perp E}{\perp E_0}\right)_1^{1/2} &= 1 + \frac{h}{2\pi \varepsilon^{1/3}} \times \\ &\times \left[ \text{Ai}\left(\varepsilon^{-2/3}\right) \text{Bi}\left(\varepsilon^{-2/3}\right) + i \text{Ai}^2\left(\varepsilon^{-2/3}\right) \right] \perp \\ &\perp \frac{1}{4} \left(\frac{h}{2\pi}\right)^{1/2} \ln\left(\frac{h}{2}\right). \end{aligned} \quad (17)$$

Для скалярной частицы ( $k = 2$ ) в том же пределе соответственно имеем

$$\left(\frac{\perp E}{\perp E_0}\right)_2^{1/2} = 2 \perp A h^{1/2} + \frac{i}{2} \left(\frac{h}{2}\right)^{1/2} \exp\left(\perp \frac{2^{1/2} h^{3/2}}{3\varepsilon}\right), \quad (18)$$

где

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{2\sqrt{2}} \perp \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty \frac{dx}{x^{1/2}} \exp(\perp x) \left( \text{cth } x \perp \frac{1}{x} \right) \sim \\ &\sim 0.302449. \end{aligned}$$

В ситуации слабого электрического поля  $\varepsilon \ll 1$  при  $h \sim 1$  в (16) можно заменить функции Эйри их асимптотическими значениями при больших положительных аргументах. В результате получаем

$$\left(\frac{\perp E}{\perp E_0}\right)_k^{1/2} = 2 \perp \frac{a_k}{b_k^{1/2}} + \varphi_k(h) + \frac{ih}{4c_k b_k^{1/2}} \exp\left(\perp \frac{4b_k^{3/2}}{3\varepsilon}\right). \quad (19)$$

Проанализируем подробнее соотношения (17)–(19). Принято считать [7, 17], что рост магнитного поля уменьшает ширину уровня и тем самым стабилизирует атом, подавляя вероятность его ионизации под действием электрического поля. Полученные нами результаты требуют пересмотра такого представления. Действительно, выражения (18) и (19) для скалярных частиц с ним вполне согласуются, так как в них мнимая часть подавлена экспоненциально и показатель экспоненты  $\sim \mathcal{H}^{3/2}$ . Однако, согласно (17) и (19), при  $k = 1$ , учитывающем спиновые состояния частицы в магнитном поле, мнимая часть и ширина уровня линейно растут с ростом  $\mathcal{H}$ . Причина, очевидно, в том, что уровень Ландау с минимальной энергией доступен только спинорной частице с направлением спина против магнитного поля. Поэтому аргументом первого члена

в сумме (9) при  $k = 1$  является величина  $x_0$ , не зависящая от  $\mathcal{H}$ , а при  $k = 2$  все аргументы содержат  $\mathcal{H}$ . С ростом  $\mathcal{H}$  энергия всех двукратно вырожденных уровней растет, и они становятся труднодоступными для скалярной частицы. Исключение составляет лишь основной уровень спинорной частицы: он не «сдвигается по шкале энергии» и дает основной вклад в вероятность ионизации в сильном магнитном поле. Потенциал короткодействующей ямы и уровни Ландау, искаженные электрическим полем, схематически изображены на рис. 1. Из него видно, что энергетические условия туннельных переходов из связанного состояния  $E_0$  для спинорной ( $n_1$ ) и скалярной ( $n_2$ ) частиц в сильном магнитном поле существенно отличаются.

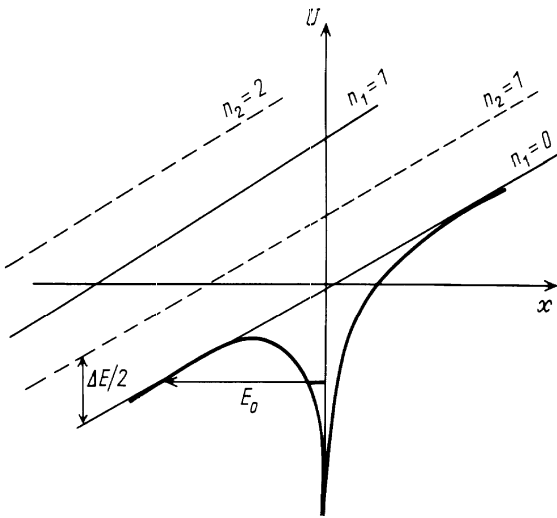


Рис. 1. Короткодействующая потенциальная яма в магнитном поле, искаженная электрическим полем, для спинорной  $n_1 = 0, 1, 2$  (сплошные прямые) и скалярной  $n_2 = 1, 2$  (пунктирные прямые) частиц

Известно, что приближение короткодействующей ямы адекватно потенциалу отрицательного иона. Поэтому нами рассчитаны зависимости вероятностей вырывания частиц из такого потенциала электрическим полем от величины магнитного поля, которые представлены на рис. 2. Сплошная кривая соответствует случаю скалярной частицы, а точечная — спинорной. По оси абсцисс отложено значение нормированного магнитного поля  $h$ , а нормировка  $\mathcal{H}_0 \approx 6.61 \cdot 10^6$  Гс соответствует характерному полю для отрицательного иона  $\text{He}^-(2p)$  с энергией связи  $\perp E_0 \approx 7.7 \cdot 10^{-2}$  эВ, т. е.  $k = 0.075$ . Соответственно для того же иона гелия  $\mathcal{E}_0 \approx 1.08 \cdot 10^6$  В/см [7]. Графики рис. 2 построены для  $\epsilon = 0.089$ . Легко видеть, что характер поведения кривых для скалярной и спинорной частиц совершенно различен. Это различие растет с повышением интенсивности внешнего магнитного поля.

Подобные зависимости вероятностей и сечений для реакций с участием спинорных и скалярных частиц в сильном магнитном поле хорошо известны. Это относится и к процессу фоторождения пар  $e^+ e^-$ ,

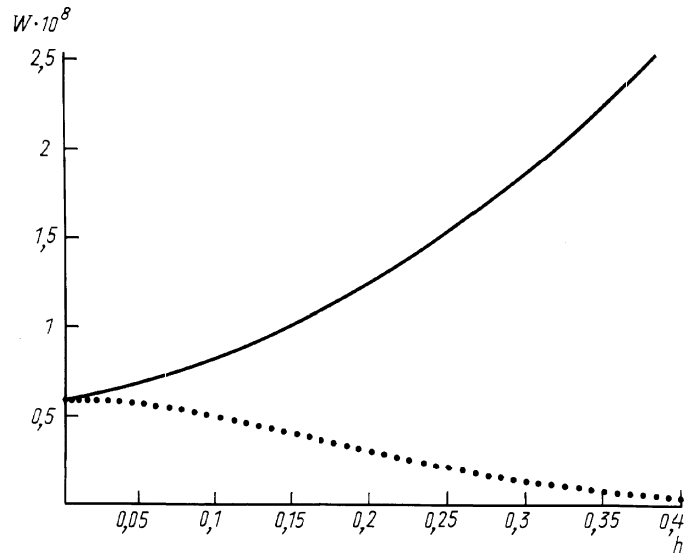


Рис. 2. Зависимости вероятностей  $W$  вырывания электрическим полем из  $\delta$ -ямы спинорной (сплошная кривая) и скалярной (точечная кривая) частиц от нормированной напряженности магнитного поля  $h$

а также к реакции фотопоглощения непроводящими кристаллами в квантующем магнитном поле [14, 15].

Последняя ситуация, на которой следует остановиться, — слабые электрическое и магнитное поля  $\epsilon \ll h \ll 1$ , — очень важна с точки зрения экспериментальной проверки, так как характерные атомные поля  $\mathcal{H}_0$  и  $\mathcal{E}_0$  довольно велики. В этом случае [21]

$$\left(\frac{\perp E}{\perp E_0}\right)_k^{1/2} = 1 + \frac{\epsilon^2}{32} + \frac{h^2}{48r_k} + i\frac{\epsilon}{8} \left(1 + \frac{h}{3r_k\epsilon^2}\right) \exp\left(\perp \frac{4}{3\epsilon}\right), \quad (20)$$

где  $r_1 = 1, r_2 = \perp 2$ . При  $k = 2$  (для скалярной частицы) это совпадает с результатом работы [17]. Таким образом, даже в слабом поле поправки к энергии, обусловленные магнитным полем, противоположны по знаку для спинорной и скалярной частиц. Это подтверждает необходимость учитывать спин электрона даже в нерелятивистских реакциях с участием магнитного поля произвольной интенсивности.

В заключение отметим, что в развиваемом нерелятивистском подходе мы не рассматривали возможность отличия магнитного момента электрона от магнетона Бора, хотя очевидно, что учет аномального магнитного момента электрона должен несколько изменить показатель экспоненты в (19), (20) и тем самым повлиять на рассматриваемую вероятность ионизации.

Авторы благодарны В.Р. Халилову за обсуждение полученных результатов и сделанные замечания. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 02-02-16784), а также при содействии Конкурсного центра фундаментального естествознания при СПбГУ (грант Е 00-3.1-457) и частичном финансировании гранта поддержки ведущих научных школ (00-15-96046).

## Литература

1. Келдыш Л.В. // ЖЭТФ. 1964. **47**. С. 1945.
2. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. // ЖЭТФ. 1966. **50**. С. 1393; **51**. С. 309.
3. Никишов А.И., Ритус В.И. // ЖЭТФ. 1966. **50**. С. 255.
4. Никишов А.И., Ритус В.И. // Тр. ФИАН. 1979. **111**. С. 84; **168**. С. 232.
5. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Атом в сильном световом поле. М.: Атомиздат, 1978.
6. Рапопорт Л.П., Зон Б.А., Манаков Н.П. Теория многофотонных процессов в атомах. М.: Атомиздат, 1978.
7. Попов В.С., Карнаков Б.М., Мур В.Д. // ЖЭТФ. 1998. **113**. С. 1579.
8. Мур В.Д., Попов В.С., Карнаков Б.М. // ЖЭТФ. 1999. **115**. С. 521.
9. Крайнов В.П., Преображенский М.А. // ЖЭТФ. 1993. **103**. С. 1142.
10. Манаков Н.Л., Фролов М.В., Борка Б., Старасе А.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 2000. **52**. С. 426.
11. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. // УФН. 1998. **168**. С. 531.
12. Кадышевский В.Г., Родионов В.Н. // ТМФ. 2000. **125**. С. 432.
13. Redmond P.J. // J. Math. Phys. 1965. **6**. P. 1163.
14. Тернов И.М., Халилов В.Р., Родионов В.Н. Взаимодействие заряженных частиц с сильным электромагнитным полем. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1982.
15. Родионов В.Н. // ЖЭТФ. 1998. **113**. С. 21.
16. Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. Рассеивание, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1966.
17. Друкарев Г.Ф., Монозон Б.С. // ЖЭТФ. 1971. **61**. С. 956.
18. Боголюбов Н.Н., Медведев Б.В., Поливанов М.К. // Вопросы теории дисперсионных отношений. М.: Физматлит, 1958.
19. Родионов В.Н., Мандель А.М. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2001. № 3. С. 25 (Moscow University Phys. Bull. 2001. No. 3. P. 28).
20. Мигдал А.Б. Фермионы и бозоны в сильных полях. М.: Наука, 1978.
21. Родионов В.Н., Кравцова Г.А., Мандель А.М. // Письма в ЖЭТФ. 2002. **75**. С. 435.

Поступила в редакцию  
27.02.02

УДК 539.19+539.2

## РАСПАД КВАНТОВЫХ СИСТЕМ СО МНОГИМИ СТЕПЕНЯМИ СВОБОДЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО ИК ИЗЛУЧЕНИЯ

В. В. Комаров, А. М. Попова, И. О. Стурейко, Х. Нейманн<sup>\*</sup>)

(НИИЯФ)

E-mail: stureiko@mail.ru

Рассматриваются квантовые системы, содержащие подструктуры из упорядоченных одинаковых составляющих, которые можно представить квантовыми осцилляторами с двумя энергетическими уровнями. Показано, что коллективное колебательное возбуждение составляющих указанных подструктур приводит к сверхбыстрому транспорту энергии колебаний внутри квантовой системы и к ее распаду. Получено аналитическое выражение для скорости распада квантовой системы со многими степенями свободы в ИК поле. Показано, что процесс распада рассматриваемых систем во внешних полях резонансно зависит от интенсивности поля и от числа тождественных степеней свободы, т. е. числа тождественных составляющих подструктуры.

### Введение

В последнее время наблюдается интенсивное исследование многочастичных нерелятивистских систем, таких, как кластеры,  $J$ -агрегаты, полиатомные молекулы. Интерес к этим объектам обусловлен тем, что их энергетические свойства, транспорт внутренней энергии и оптические свойства отличаются как от аналогичных свойств систем из нескольких частиц, так и от свойств твердого тела.

В ряде экспериментов было показано, что интенсивность спонтанной эмиссии радиации облученных  $J$ -агрегатов пропорциональна квадрату числа их

тождественных составляющих. Кроме того, время суперрадиационного процесса дезактивации  $J$ -агрегата оказалось в  $N$  раз меньше, чем время распада одной составляющей его молекулы [1–3]. Для объяснения нелинейных оптических эффектов была предложена теория когерентного электронного возбуждения одинаковых  $N$  составляющих квантовой системы под действием внешней радиации, если линейные размеры системы оказывались существенно меньше длины волн излучения [4].

В настоящей работе предлагается теоретический метод анализа нестатистических, сверхбыстрых процессов фрагментации под действием ИК-радиации

<sup>\*</sup>) Philipps Universität Marburg, Marburg/Lahn, Germany.