

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Ш.-645

P4-87-901

М.И. Широков

ВЫСВЕЧИВАНИЕ АТОМА
В НЕВОЗБУЖДЕННОЙ СРЕДЕ

Направлено в журнал "Теоретическая
и математическая физика"

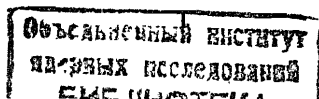
1987

I. ВВЕДЕНИЕ

В этой работе исследуется влияние невозбужденного атома A на вероятность потери возбуждения возбужденного атома \mathcal{D}^* (\mathcal{D} - детектор влияния A). Расстояние R между атомами предполагается много большим длины волны излучения \mathcal{D} , так что A не изменяет волновых функций \mathcal{D} . Невозбужденным здесь называется атом, который может резонансно поглотить излучение с энергией Δ , которое испускает \mathcal{D} (т.е. атом, находящийся в таком состоянии 1 , что выше него есть уровень 2 такой, что $E_2^A - E_1^A = \Delta$). Представляется, что в этом случае существует дополнительный канал потери возбуждения \mathcal{D}^* посредством испускания им фотона энергии Δ с последующим поглощением этого фотона атомом A . В случае $E_2^A - E_1^A \neq \Delta$ A практически не влияет на \mathcal{D}^* (вышеупомянутый канал подавлен, поскольку в низшем порядке теории возмущений не обеспечивается приближенное сохранение энергии).

Квантово-электродинамический расчет, проведенный здесь, показывает, что невозбужденный A в любом случае не влияет на высвечивание \mathcal{D}^* и что причиной этого оказываются не детали динамики, а два общих принципа или свойства теории локальных квантованных полей: (I) Две полевые величины должны коммутировать, если области их локализации пространственно-подобны (принцип микропричинности^{/1/}); (II) Квантованное поле имеет стандартную корпускулярную интерпретацию, согласно которой кванты поля имеют положительную энергию и могут распространяться только вперед во времени^{/2,3/}. Следовательно, соответствующий эксперимент по проверке отсутствия влияния A на \mathcal{D} проверял бы (I) и (II) или только (II), если считать, что (I) не нуждается в проверке. Обнаружение влияния могло бы означать, например, что кванты электромагнитного поля, переносящего влияние A на \mathcal{D} , распространяются вперед во времени, но им надо приписать отрицательную энергию (заметим, что это поле несвободное, и его энергия не должна описываться положительно-определенным оператором $\int d^3x (\vec{E}^2 + \vec{H}^2)$).

В поставленной задаче вероятность W перехода \mathcal{D} из возбужденного состояния 2 в основное 1 является инклюзивной величиной. В мо-



мент t регистрируется только факт нахождения \mathcal{D} в состоянии I; фотоны и состояние A не регистрируются. Изменение этой вероятности, обусловленное присутствием или "включением" атома A (см. раздел 2) определяется как разность "вероятность потери возбуждения в присутствии A минус такая же вероятность, но когда A отсутствовал или не включался". В разделе 3 эта разность ΔW вычисляется стандартным способом в первом исчезающем порядке теории возмущений в картине взаимодействия. В разделе 4 для вычисления ΔW используется картина, промежуточная между картиной взаимодействия и гейзенберговской. Новый способ расчета дает другое представление для ΔW . Оно более простое и обладает другими качественными особенностями по сравнению с полученным в разделе 3.

Сводка результатов дана в заключительном разделе 5.

2. "ВКЛЮЧЕНИЕ" АТОМА

Для анализа причин отсутствия влияния A на \mathcal{D}^* мы используем "включение" атома A . Под этим понимается приведение A в состояние I с энергией E_I^A , см. Введение. Экспериментально это можно осуществить, действуя на атом лазерным полем, локализованным около атома. Это поле описывается внешним потенциалом $L_A(x, t)$, который равен нулю вне некоторого интервала времен (τ_1, τ_2) , а внутри колеблется с частотой ω , см. далее формулу (6). Первоначально A находится в основном состоянии 0 , в момент τ_1 лазер включается, и если $\omega = E_I^A - E_0^A$, то через некоторое время атом оказывается в состоянии I. Теория этого резонансного возбуждения основана на известном резонансном приближении^{4,5/}; нам понадобится ее переизложение на языке картины Фарри, см. далее.

2.1. Потенциалы L_A^m поля лазера включаются в свободный гамильтониан вместе с постоянными потенциалами (кулоновскими, например) K_A и $K_{\mathcal{D}}$, локализующими электроны в атомах. Тогда оператор электронного поля ψ , фигурирующий в картине взаимодействия (называемой в этом случае картиной Фарри^{6,7/}) подчиняется уравнению

$$\{ \gamma_\mu \partial_\mu + m - ie [K(\vec{x}) + L(\vec{x}, x_0)] \} \psi(\vec{x}, x_0) = 0, \quad (I)$$

$$K(\vec{x}) \equiv [K_A^m(\vec{x}) + K_{\mathcal{D}}^m(\vec{x})] \gamma_\mu; \quad L(\vec{x}, x_0) = L_A^m(\vec{x}, x_0) \gamma_\mu,$$

и ψ разлагается по c -числовым решениям этого уравнения. В дальнейшем принимается приближение, которое можно назвать моделью атомов с конечным числом уровней. Например, пусть A будет трехуровневым атомом. Из разложения ψ выбрасываются позитронная часть и электронные функции сплошного спектра:

$$\psi(\vec{x}, x_0) = \sum_m U_m^A(\vec{x}, x_0) \alpha_{Am} + \sum_n u_n^{\mathcal{D}}(\vec{x}, x_0) \alpha_{\mathcal{D}n} \equiv \psi^A + \psi^{\mathcal{D}},$$

$$u_n^{\mathcal{D}}(\vec{x}, x_0) = u_n^{\mathcal{D}}(\vec{x}) \exp(-i E_n^{\mathcal{D}} x_0), \quad (2)$$

$$\{ \alpha_{Am}, \alpha_{Am'}^+ \}_+ = \delta_{m, m'}; \quad \{ \alpha_{\mathcal{D}n}, \alpha_{\mathcal{D}n'}^+ \}_+ = \delta_{n, n'}; \quad \{ \alpha_{Am}, \alpha_{\mathcal{D}n}^+ \} = 0.$$

Поскольку области локализации U_m^A и $u_n^{\mathcal{D}}$ разные, то

$$U_m^A(\vec{x}, x_0) u_n^{\mathcal{D}}(\vec{x}, x_0') = 0 \quad \text{для всех } \vec{x}, x_0, x_0', m \text{ и } n.$$

2.2. Функции $U_m^A(\vec{x}, x_0)$ выбираются так, что при $x_0 \leq \tau_1$ они совпадают с функциями $u_m^A(\vec{x}, x_0) = u_m^A(\vec{x}) \exp(-i E_m^A x_0)$, кулоновскими например^{1/}. При $\tau_1 < x_0 < \tau_2$ можно разложить U_m^A по функциям $u_{m'}^A$, $m' = 0, 1, 2$, составляющим полный набор для трехуровневого атома. Если $L(\vec{x}, x_0) \sim \cos \omega x_0$ или $\sin \omega x_0$ внутри (τ_1, τ_2) и $\omega = E_I^A - E_0^A$, то в резонансном приближении U_0^A и U_1^A раскладываются только по двум функциям $u_{0,1}^A$, а U_2^A совпадает с u_2^A при всех x_0 .

$$U_m^A(x, t) = \sum_{k=0,1} a_k^{(m)}(t) u_k^A(\vec{x}) \exp(-i E_k^A t), \quad m = 0, 1. \quad (3)$$

Уравнение (I) для каждой из c -числовых функций U_0^A и U_1^A можно переписать в виде системы двух уравнений для $a_k^{(m)}$, $m, k = 0, 1$:

^{1/} В случае $L = 0$ следовало бы разлагать ψ по собственным функциям двух кулоновских центров. Мы принимаем упрощенное описание. Из двухцентровых функций связанных состояний можно построить суперпозиции u_m^A и $u_n^{\mathcal{D}}$, описывающие состояния электрона, локализованного соответственно около ядра A или ядра \mathcal{D} . При большом R они почти совпадают с соответствующими одноцентровыми кулоновскими функциями^{8,9/}.

$$i \partial_t a_k^{(m)}(t) = \sum_l L_{kl}^A(t) \exp[i(E_k - E_l)t] a_l^{(m)}(t), \quad t \in (\tau_1, \tau_2), \quad (4)$$

$$L_{kl}^A(t) \equiv \int d^3x \bar{u}_k^A(\vec{x}) [-ie L_A^m(x, t) \gamma_\mu] u_l^A(\vec{x}) \quad (5)$$

с начальным условием $a_k^{(m)}(t = \tau_1) = \delta_{m,k}$, вытекающим из условия $U_m^A(\vec{x}, \tau_1) = u_m^A(x, \tau_1)$. С помощью длинноволнового приближения можно представить (5) в виде

$$L_{kl}^A(t) = \Lambda_{kl}(t) \cos(\omega t + \beta), \quad \Lambda_{kl} = \Lambda_{lk}^*, \quad (6)$$

где $\Lambda_{kl}(t)$ пропорционально произведению дипольного момента атома (комплексное число) на амплитуду напряженности электрического поля лазера, которая равна нулю вне (τ_1, τ_2) и медленно (сравнительно с $\cos(\omega t + \beta)$) меняется внутри (τ_1, τ_2) .

В резонансном приближении в (4) оставляют только члены с $k \neq l$ и в них заменяют $\cos(\omega t + \beta)$ на $\frac{1}{2} \exp i(\omega t + \beta)$ или $\frac{1}{2} \exp [-i(\omega t + \beta)]$, выбрасывая члены, не сохраняющие энергию^{4,5/}. В результате уравнения для $a_k^{(0)}$, например, принимают вид

$$i \partial_t a_0^{(0)} = \lambda(t) a_1^{(0)}(t); \quad i \partial_t a_1^{(0)}(t) = \lambda^*(t) a_0^{(0)}(t),$$

$$\lambda(t) \equiv \Lambda_{01}(t) e^{i\beta}; \quad a_0^{(0)}(\tau_1) = 1; \quad a_1^{(0)}(\tau_1) = 0.$$

Эта система может быть решена для произвольного $\lambda(t)$, см.^{10/} и 3.4 в^{5/}. Подставляя решение в (3), получаем для U_0^A

$$U_0^A(\vec{x}, t) = \cos \mu(t) u_0^A(x, t) - i e^{-i\nu} \sin \mu(t) u_1^A(x, t),$$

$$\mu(t) \equiv \int_{\tau_1}^t dt' |\lambda(t')|; \quad \lambda(t) \equiv |\lambda(t)| e^{i\nu}, \quad t \in (\tau_1, \tau_2). \quad (7)$$

В случае, когда $\Lambda_{01}(t)$ (или $\lambda(t)$) равна константе внутри (τ_1, τ_2) , имеем $\mu(t) = |\lambda|(t - \tau_1)$. В любом случае $\mu(t)$ равно

нулю при $t = \tau_1$ и далее растет до момента $t = \tau_2$. В тот момент t' , когда $\mu(t') = \pi/2$, функция U_0^A превращается в u_1^A . Величина t' зависит от дипольного момента атома и напряженности лазерного поля. Мы предполагаем, что $\mu(\tau_2) = \pi$, так что при $\tau_1 < t < \tau_2$ атом с некоторой вероятностью находится в состоянии 1, а к моменту τ_2 опять возвращается в состояние 0 ("выключается").

Аналогично можно с помощью другого лазера описать процесс приготовления атома D в возбужденном состоянии с энергией $E_2^D = E_1^D + \Delta$.

3. СТАНДАРТНАЯ ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ

Вычислим величину $\Delta W = W_L - W_0$, где W_L и W_0 - инклюзивные вероятности, см. Введение.

$$W_L = \sum_{\Gamma m} |\langle \Gamma \phi_{m1} | S_L(t, 0) | \phi_{in} \rangle|^2,$$

$$W_0 = \sum_{\Gamma m} |\langle \Gamma \phi_{m1} | S_0(t, 0) | \phi_{in} \rangle|^2. \quad (8)$$

Под S_L и S_0 можно понимать операторы эволюции в картине взаимодействия, см. Приложение. Например,

$$S_L(t, 0) = T \exp [-e \int_0^t dx_0 \int d^3x \bar{\psi}_L(x) \gamma_\mu \psi_L(x) A_\mu(x)]; \quad x \equiv (\vec{x}, x_0), \quad (9)$$

где разложение (2) для ψ_L включает волновую функцию U_0^A атома A , которая при $t \in (\tau_1, \tau_2)$ содержит состояние u_1^A с энергией E_1^A , см. (7). Начальное состояние ϕ_{in} можно записать как $\phi_{in} = \Omega_\gamma \alpha_{A_0}^+ \Omega_A \alpha_{D2}^+ \Omega_D$, где Ω_γ обозначает бесфотонное состояние и $\alpha_{Am}^+ \Omega_A = 0$, $\alpha_{Dn}^+ \Omega_D = 0$, $\forall m, n$. Оператор α_{D2}^+ рождает электрон D в состоянии 2. Оператор α_{A0}^+ в случае W_L рождает электрон A в состоянии u_0^A , а в случае W_0 в состоянии u_0^A с энергией E_0^A . Формально W_0 отличается от W_L только заменой u_m^A на u_m^A .

В момент t состояние атома A не измеряется и фотоны не регистрируются, что описывается в (8) суммированием по всевозможным

состояниям Γ электромагнитного поля и по всем состояниям n атома A ; $\phi_{m_1} = \alpha_{A m}^+ \Omega_A \alpha_{B 1}^+ \Omega_B$.

В дальнейшем W и S обозначают либо W_L, S_L , либо W_0, S_0 .

3.1. Оказывается, что для вычисления ΔW в первом исчезающем приближении по e надо учитывать в разложении S члены порядка e^3

$$S \cong 1 + S^{(1)} + S^{(2)} + S^{(3)}, \quad S^{(n)} \sim e^n. \quad (I0)$$

Учитывая, что $\langle \Gamma \phi_{m_1} | 1 | \phi_{in} \rangle = 0$ из-за ортогональности состояний $\Gamma \phi_{m_1}$ и ϕ_{in} , имеем

$$W = \sum_{\Gamma m} |\langle \Gamma \phi_{m_1} | S^{(1)} | \phi_{in} \rangle|^2 + \sum_{\Gamma m} |\langle \Gamma \phi_{m_1} | S^{(2)} | \phi_{in} \rangle|^2 + \{ \sum_{\Gamma m} \langle \Gamma \phi_{m_1} | S^{(1)} | \phi_{in} \rangle^* \langle \Gamma \phi_{m_1} | S^{(3)} | \phi_{in} \rangle + c.c. \}. \quad (II)$$

Здесь $\langle \Gamma \phi_{m_1} | S^{(1)} | \phi_{in} \rangle$ не равно нулю только, если $m = 0$, а Γ есть однофотонные состояния Γ_1 , $\Gamma_1 = C_{\mu \epsilon}^+ \Omega_{\mu}$,

$$\langle \Gamma_1 \alpha_{A m}^+ \Omega_A \alpha_{B 1}^+ \Omega_B | i \int_0^t dx_0 \int d^3x : \bar{\psi} \gamma_{\mu} \psi(x) : A_{\mu}(x) | \phi_{in} \rangle = \delta_{m,0} i \int_0^t dx_0 \int d^3x j_{12}^{\mu}(x) \langle \Gamma_1 | A_{\mu} | \Omega_{\mu} \rangle, \quad (I2)$$

$$j_{12}^{\mu}(x) = ie \bar{u}_1^{\mu}(x) \gamma_{\mu} u_2^{\mu}(x), \quad x \equiv (\vec{x}, x_0). \quad (I3)$$

Принимается лоренцевская калибровка (обсуждение выбора калибровки см. в II/). В (II) не входят члены $\sum_{\Gamma m} \langle \Gamma \phi_{m_1} | S^{(1)} | \phi_{in} \rangle^* \langle \Gamma \phi_{m_1} | S^{(2)} | \phi_{in} \rangle$, потому что при $\Gamma = \Gamma_1$ имеем $\langle \Gamma_1 \phi_{m_1} | S^{(2)} | \phi_{in} \rangle = 0$.

Как видно, (I2) не зависит от функций u_m^A , поэтому $\langle \Gamma_1 \phi_{m_1} | S_L^{(1)} | \phi_{in} \rangle = \langle \Gamma_1 \phi_{m_1} | S_0^{(1)} | \phi_{in} \rangle$ и первый член в выражении (II) для W_L совпадает с членом в W_0 , и в результате $\Delta W \sim e^4$ в первом исчезающем приближении.

3.2. Прямое вычисление матричных элементов от

$$S^{(2)} = -\frac{1}{2} \int_0^t dx \int_0^t dy T(j^{\mu}(x) j^{\nu}(y)) T(A_{\mu}(x) A_{\nu}(y)) \quad (I4)$$

дает (см., например, § 23 в I2/I/I3/)

$$\langle \Gamma \alpha_{A m}^+ \Omega_A \alpha_{B 1}^+ \Omega_B | S^{(2)} | \phi_{in} \rangle = - \int_0^t dx \int_0^t dy \langle \Gamma | T(A_{\mu}(x) A_{\nu}(y)) | \Omega_{\mu} \rangle \cdot \{ -j_{12}^{\mu}(x) j_{m\nu}^{A\nu}(y) - e^2 \delta_{m,0} \bar{u}_1^{\mu}(x) \gamma_{\mu} S^c(x,y) \gamma_{\nu} u_2^{\mu}(y) \}. \quad (I5)$$

Для случая S_L имеем

$$j_{m\nu}^{A\nu}(y) \equiv ie \bar{u}_m^A(y) \gamma_{\nu} u_0^A(y), \quad (I6)$$

$$S^c(x,y) = \theta(x_0 - y_0) [\sum_m u_m^A(x) \bar{u}_m^A(y) + \sum_n u_n^{\mu}(x) \bar{u}_n^{\mu}(y)]. \quad (I7)$$

Мы все время используем, что $u_n^{\mu}(x) u_m^A(x) = 0$, см. раздел 2. В частности, поэтому второй член в фигурных скобках в (I5) не содержит функций u^A и одинаков в случаях $S = S_L$ и $S = S_0$. Вследствие этого квадрат его модуля не входит в ΔW . Произведение этого члена на комплексно-сопряженный первый член из фигурных скобок (входящее в $\sum_{\Gamma m} |\langle \Gamma \phi_{m_1} | S^{(1)} | \phi_{in} \rangle|^2$) тоже выпадает из ΔW потому, что в этом произведении фигурирует $j_{0,0}^{A\nu}$. В длинноволновом приближении (когда $A_{\nu}(\vec{j}, y_0)$ заменяется на $A_{\nu}(\vec{R}, y_0)$, см. рис. I) имеем

$$\int d^3y j_{0,0}^{A\nu}(y) = ie d_{0,0}^{A\nu} (\epsilon_0 - \epsilon_0) = 0, \quad \nu = 1, 2, 3. \quad (I8)$$

При $\nu = 4$ интеграл (I8) равен ie , не зависит от u^A , и поэтому обсуждаемое произведение одинаково для W_L и W_0 и в ΔW не входит.

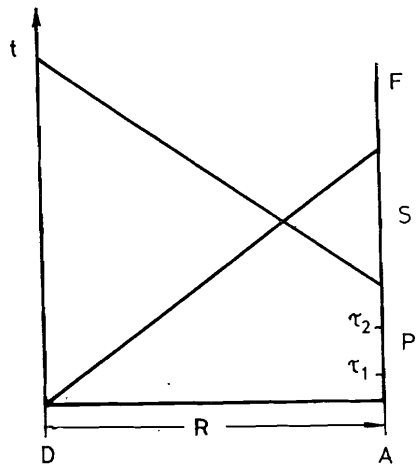
Итак, для вычисления ΔW нужен только первый член в фигурных скобках (I5), и мы выписываем только его вклад во второй член (II)

$$\sum_m \int^+ d^4x' \int^+ d^4y' \int^+ d^4x \int^+ d^4y [j_{12}^{\mathcal{D}\mu'}(x')]^* j_{12}^{\mathcal{D}\mu}(x) [j_{m\nu}^{A\nu'}(y')]^* j_{m\nu}^{A\nu}(y).$$

$$\left\{ \mathcal{D}_{\mu\nu}^C(x'-y) \mathcal{D}_{\mu\nu}^C(x-y) - \mathcal{D}_{\nu\mu}^+(y'-x) \mathcal{D}_{\nu\mu}^+(x'-y) - \mathcal{D}_{\mu\mu}^+(x'-x) \mathcal{D}_{\nu\nu}^+(y'-y) \right\} \quad (19)$$

Для вычисления (19) использована полнота состояний Γ

$$\sum_{\Gamma} \langle \Omega_{\Gamma} | [TA_{\mu} A_{\nu}]^{\dagger} | \Gamma \rangle \langle \Gamma | TA_{\mu} A_{\nu} | \Omega_{\Gamma} \rangle = \langle \Omega_{\Gamma} | [TA_{\mu} A_{\nu}]^{\dagger} TA_{\mu} A_{\nu} | \Omega_{\Gamma} \rangle \quad (20)$$



и затем известное разложение T произведения по нормальным произведениям. Фигурная скобка в (19) равна (20).

Три слагаемых, из которых состоит (19), изображены графиками А, В, С на рис. 2 (вершина $*$ изображает $[j]^*$, см. (19)). Подчеркнем, что они изображают инклюзивные вероятности, а не амплитуды.

Рис. 1

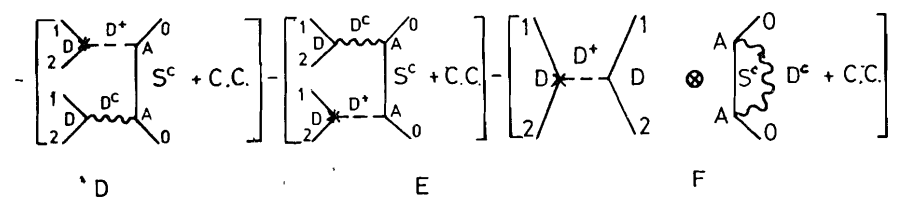
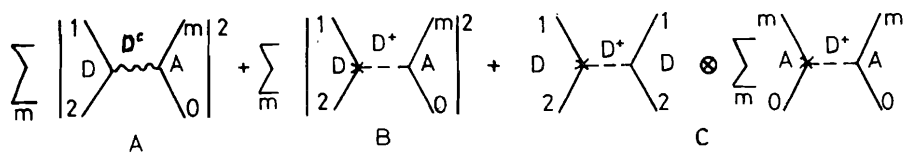


Рис. 2

3.3. Матричный элемент $\langle \Gamma \phi_{m_1} | S^{(1)} | \phi_{i_n} \rangle$ в (II) надо вычислять только для состояния $\Gamma \phi_{01}$, см. (I2). Члены с двумя "связями", имеющиеся в разложении $T(j_{\mu} j_{\nu} j_{\lambda})$ по нормальным произведениям (см. § 23.2 в /I2/), содержат выражения вида

$$\bar{u}_1^{\mathcal{D}}(x) \dots S^C(x, y) \dots S^C(y, z) \dots u_2^{\mathcal{D}}(z),$$

в которых отсутствуют U^A из-за $\bar{u}^{\mathcal{D}}(x) U^A(x) = 0$. Поэтому произведения (I2) и этих членов одинаковы в случаях S_L и S_0 и выпадают из ΔW . Вклад в ΔW дает только "односвязная" часть $T(j_{\mu} j_{\nu} j_{\lambda})$. Опуская опять члены, содержащие j_{00}^A , получаем для нее в случае $S_L^{(3)}$

$$6ie^3 \bar{U}_0^A(x) j^{\mu} S^C(x, y) j^{\nu} U_0^A(y) \bar{u}_1^{\mathcal{D}}(z) j^{\lambda} u_2^{\mathcal{D}}(z). \quad (21)$$

Сумма по полному набору Γ в третьем члене (II) содержит

$$\langle \Omega_{\Gamma} | A_{\mu}(x) T(A_{\nu}(y) A_{\lambda}(z)) | \Omega_{\Gamma} \rangle = -i \mathcal{D}_{\mu\nu}^+ \mathcal{D}_{\nu\lambda}^C - i \mathcal{D}_{\mu\nu}^+ \mathcal{D}_{\mu\lambda}^C - i \mathcal{D}_{\mu\lambda}^+ \mathcal{D}_{\nu\mu}^C, \quad (22)$$

и та часть третьего члена (II) (фигурные скобки), которая дает вклад в ΔW , может быть изображена графиками \mathcal{D} , E , F , см. рис. 2.

Сумму \sum_m в графиках A , B , C можно было бы заменить линией $S = \sum_m U_m^{\dagger} \bar{U}_m^A$, и тогда они стали бы похожи на графики \mathcal{D} , E , F , содержащие линию S^C , см. (I7).

3.4. Покажем, что графики C , F и F^* в сумме дают нуль. Для этого рассмотрим одно из соотношений унитарности

$$\sum_{\Gamma m} \langle \Gamma \alpha_{A_m}^{\dagger} \Omega_A | \text{Техр} [i \int_0^+ d^4x \int d^3x j_{\mu}^A(x) A_{\mu}(x)] | \Omega_{\Gamma} \alpha_{A_0}^{\dagger} \Omega_A \rangle|^2 = 1 \quad (23)$$

для оператора $\text{Техр} i \int j_{\mu}^A A_{\mu}$, $j_{\mu}^A = ie \bar{\psi} \gamma^{\mu} \psi^A$, см. (2). Учитывая в (23) только члены порядка не выше e^2 , получим равенство

$$0 = \int_0^t d^4x \int_0^t d^4y [-i \mathcal{D}_{\mu\nu}^+(x-y)] \sum_m [j_{m,0}^{A\mu}(x)]^* j_{m,0}^{A\nu}(y) - \left\{ \int_0^t d^4x \int_0^t d^4y \mathcal{D}_{\mu\nu}^c(x-y) \bar{U}_0^A(x) i e j_{\mu} \theta(x_0-y_0) \sum_m U_m^A(x) \bar{U}_m^A(y) \cdot i e j_{\nu} U_0^A(y) + c. c. \right\}. \quad (24)$$

Если из $C-F-F^*$ выделить общий левый множитель, то остается линейная комбинация правых сомножителей, которая является как раз графическим изображением правой части (24).

3.5. Выпишем выражение, соответствующее сумме графиков

$A, B, \mathcal{D}, \mathcal{D}^*, E, E^*$:

$$\begin{aligned} & \sum_m \left| \int d^3x \int d^3y \int_0^t d^4x_0 \int_0^t d^4y_0 j_{1,2}^{\mathcal{D}\mu}(x) \mathcal{D}^c(x-y) j_{m,0}^{A\mu}(y) \right|^2 + \\ & + \sum_m \left| \int d^3x \int d^3y \int_0^t d^4x_0 \int_0^t d^4y_0 [j_{1,2}^{\mathcal{D}\mu}(x)]^* [-i \mathcal{D}^+(x-y)] j_{m,0}^{A\mu}(y) \right|^2 - \\ & - \left\{ \sum_m \int_0^t d^4x' \int_0^t d^4x \int_0^t d^4y \int_0^t d^4z [j_{1,2}^{\mathcal{D}\mu}(x')]^* [-i \mathcal{D}^+(x'-x)] [j_{m,0}^{A\mu}(x)]^* \cdot \theta(x_0-y_0) j_{m,0}^{A\nu}(y) \mathcal{D}^c(y-z) j_{1,2}^{\mathcal{D}\nu}(z) + c. c. \right\} - \\ & - \left\{ \sum_m \int_0^t d^4x' \int_0^t d^4x \int_0^t d^4y \int_0^t d^4z [j_{1,2}^{\mathcal{D}\mu}(x')]^* [-i \mathcal{D}^+(x'-y)] j_{m,0}^{A\mu}(y) \cdot \theta(x_0-y_0) [j_{m,0}^{A\nu}(x)]^* \mathcal{D}^c(x-z) j_{1,2}^{\mathcal{D}\nu}(z) + c. c. \right\}. \quad (25) \end{aligned}$$

Искомое ΔW равно разности (25_L) - (25₀), где (25_L) есть выражение (25), в котором матричные элементы j^A выписаны с функциями U^A , а в (25₀) - с функциями u^A .

3.6. Покажем, что ΔW в определенном смысле мало, если лазер включается около A в интервале (z_1, z_2) , расположенном в области P на рис.1, т.е. внутри прошлого конуса с вершиной в точке $(0, t)$.

Рассмотрим интегралы $\int dx_0 \int dy_0$ по временам во втором члене (25). Используя для \mathcal{D}^+ представление

$$\mathcal{D}^+(x) = \frac{-i}{2(2\pi)^3} \int \frac{d^3k}{k} e^{i(\vec{k}\vec{x} - kx_0)}, \quad k = |\vec{k}| \quad (26)$$

и зависимости матричных элементов токов от времени типа $j_{m,0}^A(y) \sim \exp i(E_m^A - E_0^A)y_0$, мы увидим, что каждый из интегралов $\int dx_0$ и $\int dy_0$ имеет вид

$$\int_0^t dt' \exp[\pm i(\varepsilon - k)t'], \quad (27)$$

где $\varepsilon = -(E_m^A - E_0^A)$ или $E_1^{\mathcal{D}} - E_0^{\mathcal{D}}$ и т.д. Модуль (27) равен $M = \sin \frac{1}{2}(\varepsilon - k)t / \varepsilon - k$. Если $\varepsilon > 0$, то возможно равенство $\varepsilon - k = 0$, и в этом случае $M \sim t/2$. Если $\varepsilon < 0$, то при всех (положительных) k имеем $M \sim 1/\varepsilon \sim T$, где T - период колебания, соответствующий разности термов ε . Конечно, $T \ll t$, если t - макроскопически большое время. Физически говоря, интеграл (27) не мал, только если в рассматриваемой вершине энергия сохраняется.

В случае первого члена из (25) надо использовать представление

$$\mathcal{D}^c(x-y) = -i [\theta(x_0-y_0) \mathcal{D}^+(x-y) + \theta(y_0-x_0) \mathcal{D}^+(y-x)] \quad (28)$$

(см. Г7.31' в /14/; использовано, что $\mathcal{D}^-(x-y) = -\mathcal{D}^+(y-x)$). Ввиду наличия θ - функции, к условию сохранения энергии добавляется еще такое: вершина $j_{m,\delta}$ перехода из состояния с большей энергией E_{Γ} в состояние с меньшей E_m (где фотон может испуститься) должна находиться в прошлом конусе относительно вершины $j_{\delta,m}$ (где фотон может поглотиться)^{/3/}.

На основании этих качественных соображений устанавливаем, что все члены в (25₀) малы, потому что хотя бы в одной вершине энергия не будет сохраняться: не существует таких k , которые равнялись бы одновременно разностям $E_1^A - E_0^A$, $E_2^A - E_0^A$ и $E_1^{\mathcal{D}} - E_1^{\mathcal{D}} = \Delta$, поскольку все эти разности по условию не равны друг другу (равны только $E_2^A - E_1^A$ и $E_2^{\mathcal{D}} - E_1^{\mathcal{D}}$).

В случае (25_L) интеграл $\int_0^t dy_0$ от $j^A(y)$ содержит часть $\int_{z_1}^{z_2} dy_0$, где $j_{m,0}^A$ имеет составляющую $\sim \exp i(E_2^A - E_1^A)y_0$ при $m = 2$, см. раздел 2, и возможно сохранение энергии при $k = \Delta$. И действительно, первый (график А) и третий (графики $\mathcal{D} + \mathcal{D}^*$) члены

в (25₂) могут быть не малы, но только в том случае, если интервал (τ_1, τ_2) лежит в будущем конусе с вершиной в точке $(0,0)^{2/}$ (область F на рис. I).

Второй и четвертый члены в (25₂) (графики B и $E + E^*$) малы при всех расположениях (τ_1, τ_2) , потому что ток $j^A \sim \exp i\Delta y_0$ не может испустить квант положительной энергии: $\kappa + \Delta \neq 0$.

Из изложенного следует основной качественный результат этого раздела: если атом A "включен" в области P , см. рис. I, то ΔW оказывается малым в следующем смысле: $\Delta W(t)$ пропорционально $T^2 \sim (1/\Delta)^2$, а не t^2 , например (другое определение "малости" см. также в Заклучении). Результат, в частности, следует из свойств функций \mathcal{D}^+ и \mathcal{D}^c , определяемых, в свою очередь, корпускулярной интерпретацией электромагнитного поля ($\mathcal{D}_{\mu\nu}^+$ происходит от $\langle \mathcal{D}_j | A_\mu A_\nu | \mathcal{D}_j \rangle$). В этом смысле результат является следствием (II), см. Введение.

4. ПОЛУТЕЙЗЕНБЕРГОВСКАЯ КАРТИНА

Выведем для ΔW другое представление, более простое, чем выведенное выше стандартным расчетом, и с другими качественными особенностями.

4.1. В модели атомов с конечным числом уровней оператор ψ распадается на такие две части ψ^A и ψ^B , что $\psi^A(x)\psi^B(x) = 0$, см. (2). Ввиду этого $\int_\mu A_\mu = \int_\mu^A A_\mu + \int_\mu^B A_\mu$. Представим $S = T \exp i(\int j^A A + \int j^B A)$ в виде произведения

$$S(t, 0) = V \cdot \mathcal{U}(t, 0), \quad V \equiv T \exp i \int_0^t d^4x j_\mu^A(x) A_\mu(x). \quad (29)$$

Поскольку уравнения для S и V известны:

^{2/}Заметим, что интегралы в (25₂) малы, если (τ_1, τ_2) расположено в области S (space-like) на рис. I, поскольку функции $\mathcal{D}^c(x-y)$ и $\mathcal{D}^+(x-y)$ малы при $x \sim y$ (их S -образные особенности сосредоточены на световом конусе). Формула (44) следующего раздела еще более явно подчеркивает этот факт. Из (44) следует также, что A и $\mathcal{D} + \mathcal{D}^*$ должны взаимно уничтожаться, так что ΔW мало и в случае, когда (τ_1, τ_2) лежит в области F . Этот факт не может быть выведен из (25) на основании качественных соображений.

$$i\partial_t S = - \int j^A A \cdot S; \quad i\partial_t V = - \int j^A A \cdot V, \quad (30)$$

то дифференцированием (29) по времени находим уравнение для \mathcal{U} ,

$$i\partial_t \mathcal{U}(t, 0) = V^+ \left[- \int_0^t d^4x j_\mu^B(x) A_\mu(x) \right] V \cdot \mathcal{U}(t, 0) = \\ = \left[- \int_0^t d^4x j_\mu^B(x) A_\mu^A(x) \right] \mathcal{U}(t, 0). \quad (31)$$

В (31) использовано, что $V^+ \psi^B V = \psi^B$ ввиду $\{\psi^A(x), \psi^B(y)\} = 0$. Вычислим $A_\mu^A = V^+ A_\mu V$. Для этого представим V в виде

$$V(t, 0) = \sum_n (-i)^n \int_0^t d^4x_1 \int_0^{x_1^0} d^4x_2 \dots \int_0^{x_{n-1}^0} d^4x_n v(x_1) \dots v(x_n), \\ v \equiv -j_\mu^A A_\mu$$

и воспользуемся формулой

$$V^+ A_\mu V = \sum_n i^n \int_0^t d^4x_1 \int_0^{x_1^0} d^4x_2 \dots \int_0^{x_{n-1}^0} d^4x_n [v(x_n), \dots [v(x_2), [v(x_1), A_\mu(x)]] \dots]. \quad (32)$$

См. /I2/, § 2I, стр. I64-I67 или /I5/, формулы (20.9), (20.I4a). Из ряда (32) нам понадобятся члены порядка не выше e^2 :

$$A_\mu^A(x) \equiv A_\mu(x) + \int_0^\infty d^4y \theta(x_0 - y_0) \mathcal{D}(x-y) [j_\mu^A(y) + \delta j_\mu^A(y)], \quad (33)$$

$$\delta j_\mu^A(y) = -e^2 \int_0^{y_0} d^4z \{ \bar{\psi}^A(y) \gamma_\mu S_A(y, z) A_\nu(z) \gamma_\nu \psi^A(z) - \\ - \bar{\psi}^A(z) A_\nu(z) \gamma_\nu S_A(z, y) \gamma_\mu \psi^A(y) \}, \quad (34)$$

где в случае S_L (около A включается лазер)

$$-iS_A(y, z) \equiv \sum_m U_m^A(y) \bar{U}_m^A(z). \quad (35)$$

Ср. /15/, формулы (18.7) и (18.9); заметим, что (35) не есть S_{adv} . Можно показать, что A_{μ}^A подчиняется уравнению вида $\square A_{\mu}^A = -ie \bar{\psi}_A \gamma_{\mu} \psi_A^A$, где $\psi_A^A = V^{\dagger} \psi^A V$. В правой части этого уравнения фигурирует не полный ток, и поэтому A^A не есть гейзенберговский оператор, назовем его полугейзенберговским.

4.2. Представление (29) для $S(t, 0)$, где $U(t, 0)$ есть решение (31),

$$U(t, 0) = \sum_n i^n \int_0^t d^4x_1 \int_0^{x_1^0} d^4x_2 \dots \int_0^{x_{n-1}^0} d^4x_n j^{\mathcal{D}}(x_1) A^A(x_1) \dots j^{\mathcal{D}}(x_n) A^A(x_n), \quad (36)$$

упрощает вычисление W , потому что оператор V "выпадает" из этой инклюзивной величины. Действительно, обозначая $U(t, 0) \phi_{in} \equiv \phi(t)$, получаем из (8) и (29):

$$W = \sum_{\Gamma m} \langle \phi(t) | V^{\dagger} | \Gamma \phi_{m_i} \rangle \langle \Gamma \phi_{m_i} | V | \phi(t) \rangle = \sum_{\Gamma m} \sum_{\sigma', \sigma''} \langle \phi(t) | \sigma' \rangle \langle \sigma' | V^{\dagger} | \Gamma \phi_{m_i} \rangle \langle \Gamma \phi_{m_i} | V | \sigma'' \rangle \langle \sigma'' | \phi(t) \rangle. \quad (37)$$

Вставлены суммы $\sum_{\sigma} |\sigma\rangle \langle \sigma| = 1$ по полному набору состояний $|\sigma\rangle = |\Gamma \phi_{\kappa}^A \phi_n^{\mathcal{D}}\rangle$ рассматриваемой системы "электрон A + электрон \mathcal{D} + электромагнитное поле". Поскольку V не содержит операторов электрона \mathcal{D} , то

$$\langle \Gamma \phi_{m_i} | V | \Gamma' \phi_{\kappa}^A \phi_n^{\mathcal{D}} \rangle = \langle \Gamma \phi_{m_i}^A | V | \Gamma' \phi_{\kappa}^A \rangle \langle \alpha_{\mathcal{D}i}^{\dagger} \Omega_{\mathcal{D}} | \phi_n^{\mathcal{D}} \rangle \sim \delta_{\Gamma', m_i}.$$

Поэтому суммы по σ' и σ'' в (37) сводятся к суммам по Γ и ϕ_{κ}^A . Используя унитарность V ,

$$\sum_{\Gamma m} \langle \Gamma' \phi_{\kappa}^A | V^{\dagger} | \Gamma \phi_m^A \rangle \langle \Gamma \phi_m^A | V | \Gamma'' \phi_{\kappa}^A \rangle = \delta_{\Gamma', \Gamma''} \delta_{\kappa', \kappa''}, \quad (38)$$

получаем из (37)

$$W = \sum_{\Gamma \kappa} \langle \phi(t) | \Gamma \phi_{\kappa}^A \alpha_{\mathcal{D}i}^{\dagger} \Omega_{\mathcal{D}} \rangle \langle \Gamma \phi_{\kappa}^A \alpha_{\mathcal{D}i}^{\dagger} \Omega_{\mathcal{D}} | \phi(t) \rangle = \sum_{\Gamma m} |\langle \Gamma \phi_{m_i} | U(t, 0) | \phi_{in} \rangle|^2. \quad (39)$$

4.3. Для вычисления ΔW в первом исчезающем приближении надо взять из ряда (36) для U члены до порядка e^3 включительно:

$$U \equiv 1 + U^{(1)} + U^{(2)} + U^{(3)}, \quad U^{(n)} \sim e^n, \quad U^{(1)} = i \int_0^t d^4x j_{\mu}^{\mathcal{D}} A_{\mu}, \quad (40)$$

$$U^{(2)} = i \int_0^t d^4x \int_0^{x_0} d^4y j_{\mu}^{\mathcal{D}}(x) \mathcal{D}(x-y) j_{\mu}^A(y) - \int_0^t d^4x \int_0^{x_0} d^4y j_{\mu}^{\mathcal{D}} A_{\mu} j_{\nu}^{\mathcal{D}} A_{\nu}, \quad (41)$$

$$U^{(3)} = i \int_0^t d^4x \int_0^{x_0} d^4y j_{\mu}^{\mathcal{D}}(x) \mathcal{D}(x-y) \delta j_{\mu}^A(y) - \int_0^t d^4x j_{\mu}^{\mathcal{D}}(x) A_{\mu}(x) \int_0^{x_0} d^4y \int_0^{y_0} d^4z j_{\nu}^{\mathcal{D}}(y) \mathcal{D}(y-z) j_{\nu}^A(z) - \int_0^t d^4x \int_0^{x_0} d^4z j_{\mu}^{\mathcal{D}}(x) \mathcal{D}(x-z) j_{\mu}^A(z) \int_0^{x_0} d^4y j_{\nu}^{\mathcal{D}}(y) A_{\nu}(y) - i \int_0^t d^4x \int_0^{x_0} d^4y \int_0^{y_0} d^4z j_{\mu}^{\mathcal{D}} A_{\mu} j_{\nu}^{\mathcal{D}} A_{\nu} j_{\lambda}^{\mathcal{D}} A_{\lambda}. \quad (42)$$

Достаточно вычислить следующие члены W , дающие вклад в ΔW , см. п.3.1.,

$$\sum_{\Gamma m} |\langle \Gamma \phi_{m_i} | U^{(2)} | \phi_{in} \rangle|^2 + [\sum_{\Gamma m} \langle \Gamma \phi_{m_i} | U^{(1)} | \phi_{in} \rangle^* \langle \Gamma \phi_{m_i} | U^{(3)} | \phi_{in} \rangle + c.c.]. \quad (43)$$

В первом члене (43) не надо учитывать часть $U^{(2)}$, пропорциональную $j^{\mathcal{D}} j^{\mathcal{D}}$, см. (41), по причине независимости от U_m^A и пропорциональности $\delta_{m,0}$, см. п. 3.2. Как и в п. 3.2., сумма по m в квадратной скобке в (43) сводится к одному члену $m = 0$. Далее, в матричном элементе от $U^{(3)}$ надо учитывать только первый член из (42). Действительно, второй и третий члены (42) в обкладках $\langle \Gamma \phi_{0i} |$ и $| \phi_{in} \rangle$ пропорциональны \int_0^A , см. п. 3.2. Последний же член в (42) не зависит от U_m^A и не входит в ΔW .

В результате получаем следующее выражение для тех членов (43), которые дают вклад в ΔW :

$$\begin{aligned} & \sum_m \left| \int_0^t d^4x \int_0^t d^4y \int_{1,2}^{\mathcal{D}^\mu} (x) \theta(x_0 - y_0) \mathcal{D}(x-y) \int_{m,0}^{A_\mu} (y) \right|^2 - \\ & - \left[\sum_m \int_0^t d^4x' \int_0^t d^4x \int_0^t d^4y \int_0^{y_0} d^4z \left[j_{1,2}^{\mathcal{D}^\mu}(x') \right]^* \mathcal{D}^+(x'-z) \left[j_{m,0}^{A_\mu}(z) \right]^* \right. \\ & \quad \left. j_{1,2}^{\mathcal{D}^\nu}(x) \theta(x_0 - y_0) \mathcal{D}(x-y) j_{m,0}^{A_\nu}(y) + \text{c. c.} \right] + \\ & + \left[\sum_m \int_0^t d^4x' \int_0^t d^4x \int_0^t d^4y \int_0^{y_0} d^4z \left[j_{1,2}^{\mathcal{D}^\mu}(x') \right]^* \mathcal{D}^+(x'-z) j_{m,0}^{A_\mu}(z) \right. \\ & \quad \left. j_{1,2}^{\mathcal{D}^\nu}(x) \theta(x_0 - y_0) \mathcal{D}(x-y) \left[j_{m,0}^{A_\nu}(y) \right]^* + \text{c. c.} \right]. \end{aligned} \quad (44)$$

При вычислении квадратных скобок в (44) использованы формулы (34) и (35) и

$$\sum_r \langle \Omega_f | A_\mu(x') | \Gamma \rangle \langle \Gamma | A_\nu(z) | \Omega_f \rangle = -i \mathcal{D}_{\mu\nu}^+(x'-z). \quad (45)$$

В случае W_L матричные элементы $j_{m,0}^{A_\mu}$ в (44) вычисляются с помощью функций u_m^A , а в случае W_0 — функций u_m^A , см. раздел 2. Разность (44_L)-(44₀) дает представление для ΔW , качественное отличие которого от (25_L)-(25₀) состоит в том, что во всех членах (44_L)-(44₀) фигурирует запаздывающая функция $\mathcal{D}^R(x-y) = \theta(x_0 - y_0) \mathcal{D}(x-y)$. Для качественной оценки интегралов в (44₀), см. п.3.6., используем представление $\mathcal{D} = \mathcal{D}^+ + \mathcal{D}^-$. Оценка показывает, что (44₀) мало, так что $\Delta W \cong (44_L)$. В (44_L) заметный вклад вносит только часть \int_{Σ^2} интеграла по времени, от которого зависит ток j^A . Присутствие $\mathcal{D}^R(x-y)$ в (44_L) приводит к тому, что $\Delta W(t) \cong (44_L) = 0$, если $t < \tau_i + R/c$: возможное действие атома A может сказаться на поведении \mathcal{D} только с запазданием R/c . В частности, $\Delta W \cong 0$, если A "включается" в областях S и F на рис. I, см. примечание 2/. Из (44_L) не следует качественно малость ΔW в случае, когда A "включается" в области P . В этом случае первый и второй члены в (44_L) не малы. Громоздкие и аккуратные вычисления показывают,

что их сумма мала, однако эти вычисления не проясняют причину малости ΔW в этом случае, которая была установлена в разделе 3.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчет по стандартной теории возмущений, проведенный в разделе 3, показывает, что $\Delta W \cong 0$, если атом A "включается" в области P , см. рис. I. Причиной этого являются свойства функций \mathcal{D}^+ и \mathcal{D}^c , которые, в свою очередь, определяются стандартной корпускулярной интерпретацией электромагнитного поля.

С другой стороны, расчет раздела 4 показывает, что ΔW мало при включении A в областях S и F : влияние A на \mathcal{D}^* должно осуществляться с запаздыванием R/c . Это является качественным следствием наличия запаздывающей функции $\mathcal{D}^R(x-y) = \theta(x_0 - y_0) \mathcal{D}(x-y)$ в выражении для ΔW . Функция $\mathcal{D}(x-y)$ происходит от микропричинной коммутации $[A_\mu(x), A_\nu(y)] = -i \mathcal{D}(x-y) \delta_{\mu\nu}$, с помощью которой вычисляется (32), (33). Функция $\theta(x_0 - y_0)$ возникла из-за употребления в формуле (32) такого решения V второго из уравнений (30), которое решает обычную задачу Коши: задано состояние при $t_0 = 0$, найти состояние при $t > t_0$. Другими словами, $\theta(x_0 - y_0)$ появилось не потому, что мы потребовали, чтобы будущее не влияло на прошлое, но ввиду ограничения (не являющегося физическим принципом) задачей о предсказании будущего (задача о восстановлении прошлого не рассматривается). Поэтому можно считать, что запаздывающий характер ΔW является следствием только обращения в нуль $[A_\mu, A_\nu(y)]$ при $x \sim y$.

Таким образом, прием "включения" A в разных интервалах времени и использование двух способов вычисления ΔW позволили нам не только установить факт отсутствия влияния A на \mathcal{D}^* , но и выяснить причины этого. Кроме того, если ставить задачу экспериментальной проверки (П), см. Введение, то может оказаться существенным, что (П) запрещает влияние A на \mathcal{D}^* именно в случае включения A в области P . Конечный результат работы может быть, однако, сформулирован без упоминания о включении A (см. аннотацию), поскольку невозбужденный A не изменяет вероятности потери возбуждения \mathcal{D}^* , когда бы A не включался.

Изложенный способ расчета задачи $A \rightarrow \mathcal{D}^*$ без изменения применением к задаче $A^* \rightarrow \mathcal{D}^*$ (влияние на \mathcal{D}^* возбужденного на уровень E_2^A атома A). Надо только читать, что функции u_m^A соответствуют

включению лазера около A с частотой $\omega = E_2^A - E_0^A$, все остальное не изменяется. В этом случае получается, что по-прежнему $\Delta W \approx 0$, если лазер включается в областях S или F . Но при включении в области P ΔW оказывается большим (за счет второго члена из (25_L); механизм влияния и результирующая формула для ΔW обсуждались в II/). Выражение " $\Delta W(A \rightarrow \mathcal{D}^*)$ мало" можно понимать в смысле $\Delta W(A \rightarrow \mathcal{D}^*) \ll \Delta W(A^* \rightarrow \mathcal{D}^*)$. Заметим еще, что численно $\Delta W(A^* \rightarrow \mathcal{D}^*)$ равно вероятности $W(A^* \rightarrow \mathcal{D})$ передачи возбуждения атома другому, невозбужденному, атому, конечно, при условии равенства соответствующих параметров: R , Δ и т.д.

В разделе 4 был предложен и реализован способ расчета инклюзивной вероятности W , основанный на выделении из гамильтониана взаимодействия H_I такой его части h_I , которая не содержит операторов рождения-уничтожения детектируемой частицы. Оператор эволюции в картине взаимодействия разделяется на множители VU , где $V = T \exp[-i \int dt' h_I(t')]$. Оказывается, что V "выпадает" из W , см. пункт 4.2, и задача сводится к вычислению матричных элементов U между собственными состояниями H_0 .

В заключение отметим, что использование оператора эволюции $S(t, 0)$ не имеет такого теоретического обоснования, как использование $S(\infty, -\infty)$. В частности, неясно, что делать с расходимостями в высших порядках теории возмущений. Однако сейчас нет лучшего способа расчета эффектов типа рассмотренного (другие примеры: временной ход высвечивания, сверхизлучение и т.п.). В этих условиях предсказываемое качественное явление запрета влияния A на \mathcal{D}^* может использоваться для экспериментальной верификации этого способа расчета.

Благодарю А.С. Шумовского, В.И. Манько, В.П. Карасева и В.Л. Павлова за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В шредингеровской картине W_L должно определяться формулой (8), в которой $S_L(t, \nu)$ заменено шредингеровским оператором эволюции

$$Q(t) = Q_0(t) S_L(t, \nu),$$

$$i \partial_t Q(t) = H(t) Q(t), \quad H(t) = H_0(t) + H_I,$$

$$i \partial_t Q_0(t) = H_0(t) Q_0(t), \quad H_0(t) = H_{0\gamma} + H_{0\mathcal{D}} + H_{0A}(t).$$

(Потенциалы поля лазера $L_A^*(x, t)$ включены в H_{0A}). Поскольку $H_{0\gamma}$, $H_{0\mathcal{D}}$ и H_{0A} коммутируют друг с другом, то $Q_0 = Q_{0\gamma} Q_{0\mathcal{D}} Q_{0A}$. Поэтому

$$\begin{aligned} \langle \Gamma \phi_{mi} | Q_0 S | \phi_{in} \rangle &= \langle Q_0^+ \Gamma \phi_m^A \phi_i^{\mathcal{D}} | S | \phi_{in} \rangle = \\ &= \langle \exp[i(E_{0\gamma} + E_i^{\mathcal{D}})t] \Gamma \phi_i^{\mathcal{D}} Q_{0A}^+ \alpha_{Am}^+ \Omega_A | S | \phi_{in} \rangle. \end{aligned} \quad (\text{П.1})$$

Фазовый множитель $\exp i(E_{0\gamma} + E_i^{\mathcal{D}})t$ выпадает из модуля (П.1). Что касается выражения $Q_{0A}^+ \alpha_{Am}^+ \Omega_A$, то оно не пропорционально $\alpha_{Am}^+ \Omega_A$, вообще говоря. Однако оператор $Q_{0A}(t)$ выпадает из суммы по m от квадрата модуля (П.1). Доказательство этого факта точно такое же, как в пункте 4.2. Впрочем, при нашем выборе L_A (см. конец раздела 2) при $\tau_2 < t$ оказывается, что

$$Q_{0A}^+(t) \alpha_{Am}^+ \Omega_A = \exp(i E_m^A t) \alpha_{Am}^+ \Omega_A.$$

Ввиду изложенного, как W_0 , так и W_L могут быть определены формулами (8).

ЛИТЕРАТУРА

1. Бьёркен Д.Д., Дрелл С.Д. Релятивистские квантовые поля. - "Наука", Москва, 1978, § 72.
2. Бьёркен Д.Д., Дрелл С.Д. Релятивистская квантовая теория. - "Наука", Москва, 1978, §§ 23 и 42.
3. Fierz M. Helv. Phys. Acta 1950 23, 731. См. перевод в сб. "Новейшее развитие квантовой электродинамики", ИИЛ, Москва, 1954.
4. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Квантовая механика, изд. III. "Наука", Москва, 1974, § 40 (задача).
5. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Атом в сильном световом поле. - Энергоатомиздат, Москва, 1984, гл. 3.
6. Швебер С. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля. ИИЛ, Москва 1963 гл. 15, § 7.

7. Furry W.H. Phys.Rev. 1951 81, 115.
8. Слетер Д. Электронная структура молекул. "Мир", Москва, 1965, гл. I, § I.
9. Комаров И.В., Пономарев Л.И., Славянов С.Ю. Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции. - "Наука", Москва 1976, гл. II, § 4.
10. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. ГИИИ, Москва, 1961, стр. 640, 820.
11. Широков М.И. Сообщение ОИЯИ, Е4-87-686, Дубна 1987.
12. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика, изд. I, ГИИИ, Москва 1953.
13. Билецкий С.М. Введение в диаграммную технику Фейнмана. Москва, Атомиздат, 1971, § 9.
14. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика, изд. 2, ГИИИ, Москва 1959.
15. Kallen G. Quantum Electrodynamics. Springer-Verlag, Berlin, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 декабря 1987 года.

Широков М.И.

P4-87-901

Высвечивание атома в невозбужденной среде

Показано, что присутствие невозбужденного атома А не изменяет временной закон высвечивания возбужденного атома D /расстояние между А и D предполагается много большим длины волны излучения D /. Анализ вывода этого качественного результата показывает, что он является следствием не конкретной динамики КЭД, но двух общих свойств этой теории: локальной коммутативности операторов электромагнитного поля и обычной корпускулярной интерпретации этого поля. Предложен способ расчета инклюзивных вероятностей, использующий картину, промежуточную между картиной взаимодействия и гейзенберговской. Он оказывается более простым, чем стандартный расчет в картине взаимодействия.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод автора

Shirokov M.I.

P4-87-901

Atom Deexcitation in Unexcited Medium

It is shown that the presence of an unexcited atom A does not practically change the time law of the deexcitation of an excited atom D (the distance R between A and D is supposed to be much larger than the wavelength of D radiation). The analysis of the derivation of this qualitative result shows that it is a consequence not of the QED details but of two general properties of the free electromagnetic field operators: the local commutativity and standard particle (photon) interpretation of the field. A method of calculating the inclusive probability is suggested which uses the picture intermediate between the Heisenberg and interaction pictures. It turns out to be simpler than the standard calculation in the interaction picture.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987