Известия НАН Армении, Физика, т. 30, №3, с. 114—122 (1995)

УДК 535:621.373.8:539

# СТАЦИОНАРНЫЕ СОСТОЯНИЯ АТОМА В ИНТЕНСИВНОМ ПОЛЕ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН

А. Ж. МУРАДЯН

НПО «Лазерная техника» при ЕГУ

(Поступила в редакцию 18 марта 1994 г.)

Рассмотрены стационарные состояния двухуровневого атома в квантованном и классическом полях интенсивных встречных волн. Вычислены энергетический спектр и волновые функции системы. Получено, что в стационарных состояниях число фотонов во встречных волнах определяется скоростью атома. Наиболее важным результатом является расчет энергетического спектра квантовомеханического движения атома в поле встречных волн с учетом основного механизма энергообмена между атомом и встречными волнами—многофотонной квантовой отдачи. Показано, что расстояние между энергетическими уровнями с точностью постоянного коэффициента равно квадратному корню от произведения глубины периодического потенциала на энергию квантовой отдачи.

Система «резонансный атом (молекула) в интенсивном поле встречных волн» является одной из основных систем в лазерной физике. Хорошо известно, что эта система описывает лазерный резонатор, распределенную обратную связь, некоторые методы лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения, динамическое рассеяние атомов светом и так далее.

Стационарные состояния атома в резонансном поле встречных волн, образующих стоячую волну, детально рассмотрены в квазиклассическом приближении, когда атом описывается квантовомеханически ,а поле—классически [1—5]. На первый взгляд, может показаться, что учет фотонного характера поля (вторичное квантование) не может внести существенно нового в картину взаимодействия данной системы, поскольку хорошо известно из обычных курсов квантовой электродинамики, что вторичное квантование дает поправки порядка $1/n$, где $n$ есть общее число фотонов. Но следует принять во внимание, что этот вывод относится к процессам с фиксированным числом фотонов, участвующих в акте взаимодействия (например, одно- или двухфотонное поглощение). В рассматриваемой же системе основным механизмом энергообмена между полем и поступательным движением атома является квантовая отдача, порядок (степень) которой растет прямо пропорционально интенсивности (числу фотонов) внешнего поля [6, 7], и поэтому вопрос о вкладе фотонного характера поля требует отдельного рассмотрения.

В настоящей работе изучаются стационарные состояния вышеуказанной системы. Получено, в частности, что система может нахо-

диться в стационарном состоянии только при определенном соотношении средних чисел фотонов во встречных волнах. В случае неподвижного атома числа фотонов должны равняться. Дано объяснение этого результата, особенно важного для проблемы долговременного оптического охлаждения атомов .В работе выведено также элементарное выражение для расстояния между энергетическими уровнями атома, движущегося в квантованном поле встречных волн.

Гамильтониан системы в приближении вращающейся волны может быть записан в виде [8]

$$H=\frac{\hbar\omega_0}{2}\sigma_3-\frac{\hbar^2}{2M}\frac{\partial^2}{\partial z^2}+\hbar\omega(c_1^+c_1+c_2^+c_2)+\hbar(\beta_1c_1^+e^{-ikz}+\beta_2c_2^+e^{ikz})\sigma_-+ \tag{1}$$
$$+\hbar(\beta_1^*c_1e^{ikz}+\beta_2^*c_2e^{-ikz})\sigma_+,$$

где $\omega_0$, $\omega$ — частоты оптического перехода и поля соответственно, $k=\omega/c$, $M$--масса атома, $c_i^+$ и $c_i$—операторы рождения и уничтожения фотонов в первой и второй волне ($i=1,2$), $\sigma_\pm=\sigma_1\pm i\sigma_2$, $\sigma_j$ ($j=1, 2, 3$) —матрицы Паули, $\beta_{1,2}$--постоянные взаимодействия (при отсутствии поляризационных явлений они связаны с дипольным моментом перехода $d$ соотношением $|\beta_1|=|\beta_2|=\beta=d\sqrt{2\pi\omega/\hbar V}$, где $V$—объем квантования). Первый член в (1) представляет внутреннюю энергию изолированного атома, второй—его кинетическую энергию, третий—собственную энергию фотонного поля встречных волн, а последние два члена представляют энергию резонансного взаимодействия. С гамильтонианом (1) коммутируют операторы $\sigma^2=\sigma_1^2+\sigma_2^2+\sigma_3^2$, $\eta=c_1^+c_1+c_2^+c_2\sigma_3/2$ [8] и $\theta=|\beta_2|^2c_1^+c_1+|\beta_1|^2c_2^+c_2-\beta_1\beta_2c_2^+c_1-\beta_1\beta_2^*c_1^+c_2$ [9] (в случае неподвижного атома). Первая пара этих операторов представляет общий „момент" двухуровневого атома и число „возбуждений" в системе. Последний оператор удобно назвать „интерференционным", что будет обосновано в пункте I.

Волновую функцию удобно искать в виде

$$\psi=\sum_{s=-n_2}^{n_1}\{\binom{0}{1}a_s(t)|n_1-s>|n_2-s>+\binom{1}{0}b_s(t)|n_1-s-1>|n_2+s>e^{ikz}\}\times \tag{2}$$
$$\times\exp\left[-\frac{i}{\hbar}\left(\frac{p^2}{2M}+n\hbar\omega-\frac{\hbar\omega_0}{2}\right)t+\frac{i}{\hbar}(P+2s\hbar k)z\right]$$

с искомыми амплитудами $a_s(t)$ и $b_s(t)$, которые в стационарных условиях должны быть представлены в виде

$$a_s(t)=a_s\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\lambda t\right),\qquad b_s(t)=b_s\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\lambda t\right). \tag{3}$$

Параметры $n_1$, $n_1$ и $P$ в (2) есть число фотонов в отдельных волнах и импульс атома до взаимодействия; а матрицы $\binom{0}{1}$ и $\binom{1}{0}$ представляют изолированный атом в основном и возбужденном состояниях. Суммированию по $s$ соответствует возможность переизлучения $s$ фотонов

из одной волны в другую с одновременным приобретением атомом импульса отдачи $2s\hbar k$.

После стандартных преобразований получается следующая система уравнений:

$$\left(\frac{\lambda}{\hbar}-s\hbar k-\frac{2\hbar k^2 s^2}{M}\right)a_s=\beta_1\sqrt{n_1-s}\,b_s+\beta_2\sqrt{n_2-s}\,b_{s-1}, \tag{4}$$

$$\left(\frac{\lambda}{\hbar}-\varepsilon-(2s+1)kv-\frac{\hbar k^2(2s+1)^2}{2M}\right)b_s=\beta_1^*\sqrt{n_1-s}\,a_s+\beta_2^*\sqrt{n_2+s+1}\,a_{s+1} \tag{5}$$

($\varepsilon=\omega_0-\omega$ —расстройка резонанса), которая в общем случае не решается аналитическими методами. Поэтому рассмотрим частные случаи, по возможности полно раскрывающие физическое содержание задачи. Прежде, чем рассмотреть их, заметим, что члены в скобках, пропорциональные $k$, представляют допплеровское смещение частоты, а члены, пропорциональные $k^2$—квантовую отдачу.

### 1. Неподвижные атомы

В случае неподвижного атома члены, описывающие допплеровское смещение частоты и отдачу, отсутствуют. Подставляя в этом приближении (5) в (4) и вводя новые амплитуды

$$\alpha_s=\left(\frac{\beta_1\beta_2^*}{\beta_1^*\beta_2}\right)^{\frac{s}{2}}\frac{a_s}{\sqrt{(n_1+s)!(n_2-s)!}}, \tag{6}$$

получаем следующее разностное уравнение:

$$[\lambda(\lambda-\hbar\varepsilon)-\hbar n\beta^2]\alpha_s=\hbar^2\beta^2[(n_2-s+1)\alpha_{s+1}+(n_2+s+1)\alpha_{s-1}]. \tag{7}$$

Обычно число фотонов в пучках очень велико ($n_{1,2}\gg 1$) Поэтому амплитуды можно представить как медленные функции от $s$ и разложить $\alpha_{s\pm1}$ в ряд Тейлора. Сохранив члены до $d^2\alpha_s/ds^2$, нетрудно получить

$$\frac{d^2\alpha(x)}{dx^2}-2x\frac{d\alpha(x)}{dx}+\left(2n-\frac{\lambda(\lambda-\hbar\varepsilon)}{\hbar^2\beta^2}\right)\alpha(x)=0, \tag{8}$$

где $x=\sqrt{\frac{2}{n}}\left(s-\frac{n_2-n_1}{2}\right)$, $n=n_1+n_2$. Граничное условие „$\alpha(x)$ не растет быстрее некоторой степени $x$ при $|x|\to\infty$ ($n\to\infty$)“ дает следующий спектр для энергии взаимодействия:

$$\lambda_m=\frac{\hbar\varepsilon}{2}\left(1\mp\sqrt{1+8\beta^2(n-m)/\varepsilon^2}\right), \tag{9}$$

где $m=0, 1, \ldots, n$. Верхний знак соответствует атому основного состояния, нижний знак—возбужденного состояния.

Соответствующие волновые функции представляются через полиномы Эрмита:

$$a_s^{(m)}=\left(\frac{\beta_1^*\beta_2}{\beta_1\beta_2^*}\right)^{\frac{s}{2}}\frac{c_m}{\sqrt{(n_1+s)!\,(n_2-s)!}}H_m(x) \qquad (10)$$

и обладают следующим свойством симметрии: $|a_s^{(m)}|=|a_{n_2-n_1-s}^{(m)}|$.

Энергетический спектр (9) может быть получен также другим путем. С помощью хорошо известных математических преобразований уравнение (8) представляется в виде уравнения для вырожденных гипергеометрических функций, линейно независимые решения которого $a_s^{(1)}=F(\gamma,\frac{1}{2};x^2)$ и $a_s^{(2)}=x\,F(\gamma+\frac{1}{2},\frac{3}{2};\,x^2)$, где $\gamma=\frac{1}{4}\lambda(\lambda-\hbar\varepsilon)-2n$. В этом представлении при условии $x=0$ (т.е. при $s=\frac{n_2-n_1}{2}$, соответствующем условию равного числа фотонов во встречных пучках) решения $a_s^{(1)}$ и $a_s^{(2)}$ равняются 1 и 0 соответственно безотносительно значения энергии $\lambda$. Такая зависимость реализуется только, если $\gamma=4l$ или $\gamma=4l+2$ ($l=0,\ 1,\ 2,\ \ldots$). Первое условие дает энергетический спектр (9) для четных $m$, второе—для нечетных $m$. А решения $a_s^{(1)}$ и $a_s^{(2)}$ при этом образуют собственные функции системы (10) при четных и нечетных $m$ соответственно.

Амплитуды возбуждения состояний $b_s^{(m)}$ определяются подстановкой (10) в (5).

Квантовый энергетический спектр не является эквидистантным и заполняет некий интервал значений. Запишем также квазиклассическое выражение энергии взаимодействия и сопоставим с квантованным

$$\lambda_{\text{кл. кл}}=\frac{\hbar\varepsilon}{2}\left(1\pm\sqrt{1+\xi+\xi\cos 2kz}\right), \qquad (11)$$

где $\xi=2d^2E_f^2/\hbar^2\varepsilon^2$ есть безразмерный параметр интенсивности, $E_f$—амплитуда поля. Квазиклассическая энергия также заполняет некий интервал значений, но, естественно, непрерывным образом. Каждой энергии квантовомеханического движения соответствует определенное значение атомной координаты $Z$ (определенная разность между фазами противоположно распространяющихся волн). Аналогичное фазовое объяснение образования спектра может быть использовано также в квантовом случае: хотя фаза каждой из квантованных встречных волн неопределенная, разность фаз имеет определенные значения [10]. Классическому фазовому (интерференционному) параметру $\cos 2kz$ в (11) соответствует квантовый параметр $1-2m/n$ в (9). Именно это дает основание назвать оператор $\theta$ интерференционным.

Вычисление средних чисел фотонов $\bar{n}_1=\langle c_1^+\,c_1\rangle$ и $\bar{n}_2=\langle c_2^+\,c_2\rangle$ с помощью волновых функций (2) дает результат $\bar{n}_1\simeq\bar{n}_2$. Равенство становится точным при пренебрежении вероятностью возбуждения атома. Это равенство связано с тем, что частота (вероятность в единицу времени) $W_{12}$ вынужденного перезлучения фотонов из первой

волны во вторую не равна частоте $W_{21}$ обратного процесса. Например, в теории возмущений $W_{12}^{(s)}=\beta^2|\varepsilon|^{-1}\sqrt{(n_1+s)(n_2-s+1)}$, $W_{21}^{(s)}=\beta^2\cdot|\varepsilon|^{-1}\sqrt{(n_2-s)\cdot(n_1+s+1)}$ и соответственно $W_{12}\gtrless W_{21}$ при $n_1+s\gtrless n_2-s$. Общее время выравнивания средних чисел фотонов (образования стационарного состояния) будет ($n_2>n_1$)

$$\tau=\sum_{s=1}^{s_m}(W_{21}^{(s)}-W_{12}^{(s)})^{-1}\simeq\frac{|\varepsilon|}{\beta^2}\sum_{s=1}^{s_m}\frac{2\sqrt{(n_2-s)(n_1+s)}}{n_2-n_1-2s},\quad s_m\equiv\left|\frac{n_2-n_1}{2}\right|. \tag{12}$$

При классическом описании поля $W_{12}=W_{21}$ и исчезает необходимость условия $\bar{n}_1=\bar{n}_2$ при образовании стационарных состояний.

## 2. Учет многофотонного допплеровского смещения частоты

Возможные стационарные состояния могут быть изучены также с учетом допплеровского смещения частоты, если выбрать большие расстройки резонанса. При этом число фотонов не обязательно большое. Тогда можно в скобке с левой стороны уравнения (5) оставить только член $-\varepsilon$ и определенный таким образом $bs$ подставить в (4):

$$\left(\frac{\lambda}{\hbar}-2sk\upsilon\right)a_s=-\frac{\beta^2}{\varepsilon}[\sqrt{(n_1-s)(n_2+s+1)}\,a_{s+1}+\sqrt{(n_1-s+1)(n_2+s)}\,a_{s-1}], \tag{13}$$

где $\upsilon=p/M$—начальная скорость атома.

Вводя новые амплитуды $A_s=a_s[(n_1-s)!(n_2+s)!]^{-1/2}$, уравнение (13) преобразуется в

$$\left(\frac{\lambda}{\hbar}-2sk\upsilon\right)A_s=-\frac{\beta^2}{\varepsilon}[(n_2+s+1)A_{s+1}+(n_1-s+1)A_{s-1}]. \tag{14}$$

Для решения этого уравнения введем производящую функцию $\varphi(x)=\sum_{s=-n_2}^{n_1}x^s\cdot A_s$, для которой на основе (14) получаем следующее полиномиальное решение:

$$\varphi_m(x)=C_m x^{-n_2}(x-x_1)^m(x-x_2)^{n-m}, \tag{15}$$

где $x_{1,2}=-(k\upsilon\varepsilon/\beta^2)\pm\sqrt{(k\upsilon\varepsilon/\beta^2)^2+1}$. Искомые амплитуды $A_s^{(m)}$ определяются через $\varphi_m(x)$ с помощью обратного преобразования:

$$A_s^{(m)}=(-1)^{n_1+s}c_m m!(n-m)!\sum_{r=0}^{n_2+s}\frac{x_1^{m-r}x_2^{n_1-m-s+r}}{r!(n_2+s-r)!(m-r)!(n_1-m-s+r)!}. \tag{16}$$

Соответствующие собственные значения энергии

$$\lambda_m=\hbar k\upsilon(n_1-n_2)+\hbar(2m-n)\sqrt{k^2\upsilon^2+\beta^4/\varepsilon^2}. \tag{17}$$

Заметим, что при отключении взаимодействия ($\beta\to0$) полная энергия системы $E_m\to-\frac{\hbar\omega_0}{2}+n\hbar\omega+\frac{P^2}{2M}+2\hbar k\upsilon(m-n_2)$. Учитывая, что квантовая отдача не была учтена, энергия может быть записана

в виде $E_m \to -\frac{\hbar\omega_0}{2} + n\hbar\omega + \frac{[P+2\hbar k(m-n_2)]^2}{2M}$. Из этого выражения может показаться, что $p$ есть квазиимпульс атома в квантованном поле стоячей волны. В действительности ограниченность чисел $m-n_2(-n_2 \leqslant m-n_2 \leqslant n_1)$ делает невозможным применение понятия Бриллюэновских зон и концепции квазиимпульса в обычном виде. Такая концепция может быть применена только в классическом пределе $n_{1,2} \to \infty$.

Выражение (17) показывает, что в рассматриваемом приближении расстояние между энергетическими уровнями определяется параметром $\sqrt{k^2v^2+\beta^4/\varepsilon^2}$, определяющим также частоту регулярных временных осцилляций в амплитуде многофотонной отдачи атома [11].

Амплитуды (16) могут быть представлены с помощью гипергеометрических полиномов Якоби:

$$A_s^{(m)} = (-1)^{n_2+s+m} 2^{n_2+s} (1-q)^{m-n_2-s} (1+q)^{n_1-m-s} P_{n_2+s}^{(m-n_2+s,\ n_1-m-s)}(q), \qquad (18)$$

где $q = kv/\sqrt{k^2v^2+\beta^4/\varepsilon^2}$, и имеют следующие свойства симметрии: $|A_s^{(m)}(q)| = |A_s^{(n-m)}(-q)| = |A_{n_1-n_2-s}^{(m)}(-q)|$.

Представляет интерес зависимость амплитуды от числа переброшенных фотонов $s$ при разных значениях энергетического квантового числа $m$. Монотонная зависимость имеет место только при граничных значениях $m=0,n$. Чем больше удаляется $m$ от этих значений, тем значительнее осцилляции (см. рисунок).

Зависимость $A_s^{(m)}$ от $s$ при $v=0$ симметричная, откуда также следует указанное в предыдущем пункте равенство $\bar{n}_1 = \bar{n}_2$. Но при $v \neq 0$ распределение становится несимметричным и, соответственно, стационарные состояния формируются при неравных числах фотонов в волнах. Причем с увеличением скорости $v$ «центр тяжести» распределения движется к краям области определения $s$. Несимметричность распределения обусловлена влиянием эффекта Допплера на вероятности $W_{12}$ и $W_{21}$. Каждой начальной скорости соответствует свое значение средних чисел фотонов (интенсивностей) во встречных волнах. Это означает, что если атомный пучок попадает в поле встречных волн, то система не будет находиться в стационарном состоянии, пока число фотонов не будет приближаться к своим стационарным равновесным значениям. В частности, стоячая волна со стопроцентной модуляцией не может обеспечить стационарное состояние для поступательного движения атома при $v \neq 0$.

### 3. Учет многофотонной квантовой отдачи

Хорошо известна важная роль квантовой отдачи в проблеме взаимодействия света с веществом. Поэтому особенную ценность имеют те редкие случаи, когда удается получить аналитические результаты с учетом отдачи. В рассматриваемой системе такие результаты могут быть получены, если наряду с выбором больших расстроек

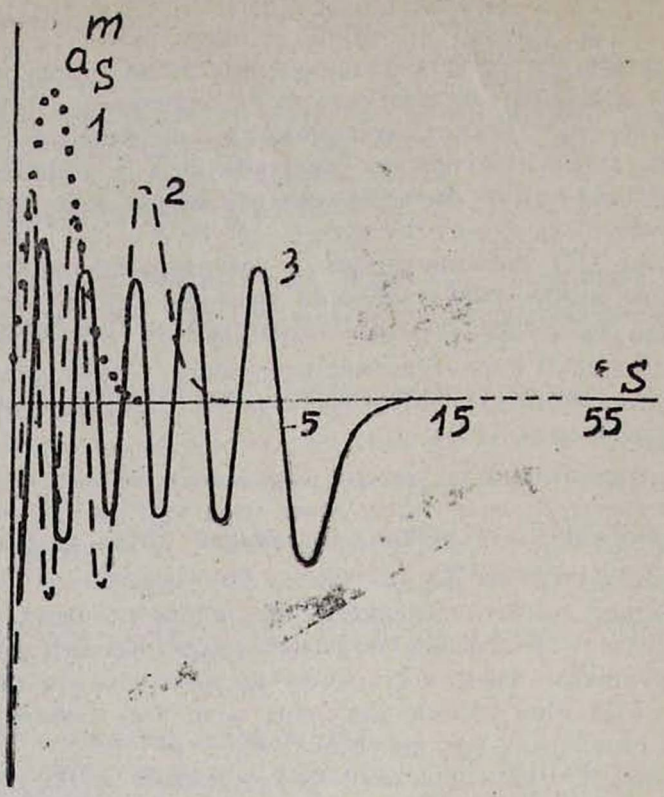



Рис. 1. Амплитуда когерентной многофотонной отдачи в зависимости от числа фотонов, переброшенных из одной волны в другую при организации стационарных состояний. Значения параметров системы: $n_1=55$, $n_2=45$ ($n=100$). $x_1=0.24$, $x_2=-4.24$ ($\varepsilon>0$), $m=0$ (кривая 1), 5 (2), 10 (3).

резонанса перейти к классическому пределу поля, при котором в коэффициентах правых сторон уравнений (4), (5) пренебрегается зависимостью от $s$. Исключая сперва амплитуды $b_s$ и используя метод тейлоровского разложения (см. пункт 1), для искомых амплитуд получим уравнение

$$\frac{d^2a_s}{ds^2}+(h_1s^2+h_2s+h_3)a_s=0, \tag{20}$$

с постоянными $h_1=-\frac{2\hbar b^2\varepsilon}{M\beta^2\sqrt{n_1n_2}}$, $h_2=-\frac{2pk\varepsilon}{M\beta^2\sqrt{n_1n_2}}$, $d_3=|\lambda+$ $+\frac{\hbar\beta^2(n_1+n_2)}{\varepsilon}\Big|\frac{\varepsilon}{\hbar\beta^2\sqrt{n_1n_2}}$. После преобразования $a_s=A(y)\exp\left(-\nu s^2+\right.$ $\left.\frac{h_2}{4\nu}s\right)$, где $\nu=\frac{k}{2}(\hbar\varepsilon/M\beta^2\sqrt{n_1n_2})^{1/2}$, $y=\sqrt{\frac{\nu}{2}}(s-h_2/8\nu^2)$, легко получить следующее уравнение для новой искомой функции·

$$A''(y)-2yA'(y)+\frac{1}{32\nu^3}(h_2^2+16\nu^2(h_3-2\nu))A(y)=0. \qquad (21)$$

Собственные значения этого уравнения определяют энергетический спектр системы

$$\varepsilon_m=U_{min}-(2m+1)\sqrt{E_{отд}\cdot U}, \qquad (22)$$

где $U_{min}=\hbar\beta^2(n_1+n_2)/\varepsilon$ и $U_0=4\hbar\beta^2\sqrt{n_1n_2}/\varepsilon$ – минимальное значение и глубина периодического потенциала поля, $E_{отд}=\hbar^2k^2/2M$ – энергия отдачи.

Собственные функции (21) определяют амплитуды состояний (волновые функции) системы:

$$a_s^{(m)}=c_mH\left(\left(\frac{E_{отд}}{U}\right)^{1/4}\left(s-\frac{p}{2\hbar k}\right)\right)\exp\left(-2\sqrt{\frac{E_{отд}}{U}}s^2-\sqrt{\frac{p^2/2M}{U}}s\right), \qquad (23)$$

где коэффициенты $c_m$ определяются из условия нормировки.

Таким образом, поступательное движение атома в интенсивном поле встречных волн квантовано линейно, а расстояние между энергетическими уровнями определяется только глубиной потенциала и энергией отдачи

$$\Delta E=2\sqrt{E_{отд}\cdot U}\ . \qquad (24)$$

В умеренных и интенсивных лазерных полях, для которых может быть применена развитая теория, $\Delta E\gg E_{отд}$ .

## ЛИТЕРАТУРА


1. **W. E. Lamb.** Phys. Rev., **134**, A1429 (1964).
2. **С. Г. Раутиан, И. И. Собельман.** ЖЭТФ, **44**, 934 (1963).
3. **H. Kogelnik, C. V. Shank.** Appl. Phys. Lett., **18**, 152 (1971).
4. **В. С. Летохов, В. П. Чеботаев.** Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М., Наука, 1975.
5. **С. Стенхольм.** Основы лазерной спектроскопии. М., Мир, 1987.
6. **А. Ж. Мурадян.** Изв. АН АрмССР, Физика, **10**, 361 (1975).
7. **R. G. Cook, A. F. Bernhardt.** Phys. Rev. A., **18**, 2533 (1978).
8. **А. Л. Микаелян, М. Л. Тер-Микаелян, Ю. Г. Турков.** Твердотельные оптические генераторы. М., Сов. Радио, 1967.
9. **А. Ж. Мурадян.** Кандидатская диссертация. Ереван, 1979.
10. **Н. В. Карлов.** Лекции по квантовой электронике. М., Наука, 1983.
11. **A. Zh. Muradyan.** Opt. Commun., **69**, 41 (1988).


## *ԱՏՈՄԻ ՍՏԱՑԻՈՆԱՐ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ՀԱՆԴԻՊԱԿԱՑ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎ ԴԱՇՏՈՒՄ*


**Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ**



*Ստացված են «ատոմ—հանդիպակած ալիքների քվանտացված դաշտ» համակարգի էներգետիկ սպեկտրը և ալիքային ֆունկցիաները։ Ստացիոնար վիճակներում ֆոտոնների թիվը հանդիպակած ալիքներում դառնում են ինքնահամաձայնեցված ատոմի նախնական արագության*

*Հետ։ Որոշվել է ատոմի համընթաց շարժման էներգետիկ սպեկտրը, հաշվի առնելով հանդի պատած ալիքների դաշտում ատոմի բազմաֆոտոն հետհարվածի հնարավորությունը։ Էներգե տիկ մակարդակների միջև եղած հեռավորությունը հավասար է պոտենցիալի խորության ատոմի հետհարվածի էներգիայի արտադրյալի քառակուսի արմատի կրկնապատիկին։*

# STATIONARY STATES OF AN ATOM IN THE INTENSE FIELD OF COUNTERPROPAGATING WAVES

A. ZH. MURADYAN

Energy spectrum and wave functions of the system «atom+quantized field of coun terpropagating waves» are calculated. It is obtained that in the stationary states the mea numbers of photons in the counterpropagating waves are consistent with the atom velo city. Energy spectrum of the translational motion of atom is obtained, including the pos sibility of the atom multiphoton recoil. The distance between the energy levels is deter mined by the square root from the product of the dept parameter and recoil energy.