

7. Иванов В. Б. и др. Квантовая электроника, 13, 857 (1986).  
 8. Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю. Квантовая электроника, 9, 1258 (1982).  
 9. Карпухин С. И., Яшин К. Е. Квантовая электроника, 11, 1992 (1984).

**LiIO<sub>3</sub> ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ԵՎ ՔԱՌԱՖՈՏՈՆ  
 ՊԱՐԱՄԵՏՐԻ ՑՐՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՎԵՐԱԿՐՈՒՄԸ ԼՈՒՅՍԻ  
 ՊԻԿՈՎԱՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԱԶԳԱԿՆԵՐԻ ՀԱՐԿԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ  
 ԺԱՄԱՆԱԿ**

Գ. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Փորձնականորեն հետազոտված է LiIO<sub>3</sub> բյուրեղում հարկադրական կոմբինացիոն ցրման (248) ուժեղացման ճնշվելը, պայմանավորված կոմբինացիոն ցրման (48) և քառաֆոտոն պարամետրիկ ցրման (ՔՊՑ) երևույթների վերադրմամբ: Տրված է անտիստորայն ճառագայթման դիտվող անկյունային կառուցվածքի քանակական մեկնաբանությունը ցրման տարրեր երկրաչափությունների դեպքում: Դեպի ետ 48-ի օգտագործմամբ ստուգողական փորձով հաստատված է, որ 48-ի ուժեղացման ճնշվելը հետազոտվող դեպքում պայմանավորված է 48 և ՔՊՑ երևույթների վերադրմամբ:

**THE SUPERPOSITION OF RAMAN SCATTERING AND  
 PARAMETRIC FOUR-WAVE MIXING IN LiIO<sub>3</sub> CRYSTAL  
 UNDER SRS OF PICOSECOND PUMP PULSES**

G. G. GRIGORYAN

The gain suppression of stimulated Raman scattering in LiIO<sub>3</sub> crystal due to the superposition of Raman scattering and parametric four-wave mixing processes has been experimentally investigated. A quantitative interpretation of the observed angular structure of anti-Stokes emission for various scattering geometries is given. As was verified with a check-up experiment using the backward Raman scattering, the SRS gain suppression was due to the superposition of the processes of Raman scattering and four-wave mixing.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 81—87 (1990)

УДК 539.186.22:546.32

**ВЛИЯНИЕ БУФЕРНОГО ГАЗА НА ФИОЛЕТОВЫЕ  
 ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ В ПАРАХ КАЛИЯ  
 ПРИ ДВУХФОТОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ**

М. Е. МОВСЕСЯН, А. В. ПАПОЯН, С. В. ШМАВОНЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 15 апреля 1989 г.)

Исследовано влияние буферного газа на возникающие при двухфотонном возбуждении паров калия излучения на переходах  $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$ . Приводятся зависимости энергий этих излучений от плотности паров калия, давления буферного газа, энергии возбуждающего излучения, а также их временные характеристики. С повышением давления буферного газа энергия и длительность фиолетовых излучений уменьшаются, а зависимость энергии от плотности паров калия из квадратичной приближается к экспоненциальной. Экспериментальные результаты сравниваются с теорией.

В ряде работ исследованы четырехфотонные параметрические процессы при двухфотонном возбуждении паров металлов [1—7]. В первых работах [1—3, 8] при возбуждении паров калия излучениями рубинового лазера и первой стоковой компоненты его ВКР в нитробензоле наблюдались фиолетовые излучения на частотах, соответствующих переходам  $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$ . Отсутствие фиолетовых излучений в обратном направлении, а также при встречном распространении пучков накачки, позволило авторам [3] сделать вывод о параметрической природе этих излучений. Об наблюдении такого параметрического процесса сообщалось и в работах [4, 5], где возбуждение осуществлялось лазером на красителе, перестраиваемым в области двухфотонного резонанса  $4S_{1/2} \rightarrow 6S_{1/2}$ . В [8] утверждается, что фиолетовые линии обусловлены сверхизлучением, связанным с когерентным двухфотонным возбуждением паров калия. В последнее время появились работы, в которых исследуется влияние столкновений на нелинейные процессы в парах металлов [9—14]. В [13, 14] исследуется влияние буферного газа на четырехфотонный параметрический процесс при двухфотонном возбуждении паров рубидия.

В настоящей работе впервые исследуется влияние буферного газа (гелий, аргон, ксенон) на фиолетовые излучения вблизи переходов  $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$ , возникающие в парах калия при двухфотонном возбуждении. Исследованы зависимости энергий этих излучений от плотностей паров калия и буферного газа, а также от интенсивности возбуждающего излучения. Обсуждаются возможные механизмы, объясняющие полученные результаты.

Возбуждение паров калия осуществлялось излучениями рубинового лазера и первой стоковой компоненты его ВКР в нитробензоле. Частота излучения ВКР  $\nu_c = 13055 \text{ см}^{-1}$  / на  $12 \text{ см}^{-1}$  больше частоты перехода  $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$  атома калия, а суммарная частота излучений рубинового лазера ( $\nu_p = 14400 \text{ см}^{-1}$ ) и ВКР — на  $4 \text{ см}^{-1}$  больше частоты перехода  $4S_{1/2} \rightarrow 6S_{1/2} / 27451 \text{ см}^{-1}$ . Энергии излучений рубинового лазера и ВКР составляли 1 Дж и 0,3 Дж при длительностях импульсов 20 нс и 15 нс соответственно. Спектральная ширина линии излучения ВКР составляла  $2 - 3 \text{ см}^{-1}$ . Возбуждающие излучения фокусировались в центр кюветы длиной 20 см с парами калия и буферным газом. Плотность паров калия изменялась в пределах  $10^{12} - 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , буферного газа —  $2 \cdot 10^{16} - 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  / давление от 1 до 400 Торр/. Выходящее из кюветы излучение исследовалось на спектрографе ДФС-8. Регистрация спектров излучений проводилась с помощью скоростной фотоэлектрической камеры СФЭК-СС. Спектры наблюдались на экране запоминающего осциллографа и одновременно вводились в память микро-э.в.м. "Электроника ДЗ-28", с последующим выводом на графопостроитель. Чувствительность всей системы составляла  $10^{-7}$  Дж в фиолетовой области спектра, аппаратная ширина —  $0,3 \text{ \AA}$ . Измерения длин волн излучений проводились с точностью  $0,1 \text{ \AA}$  фотографическим методом. Исследования временных характеристик излучений проводились с помощью фотоэлектрического преобразователя

ФК-2 и скоростного осциллографа (И2 — 7 или С7 — 19). Временное разрешение системы составляло 0,5 нс.

Исследования показали, что зависимости энергий фиолетовых излучений на переходах  $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$  атома калия ( $\lambda = 4044$  и  $4047 \text{ \AA}$ ) от плотности паров калия существенно меняются от давления буферного газа. На рис. 1 приведены эти зависимости при значениях давления буферного газа гелия 1, 100, 400 Торр. Отметим, что зависимость энергии излучения на  $\lambda = 4044 \text{ \AA}$  от плотности паров калия в возрастающей части приближается к экспоненциальной при повышении давления буферного газа. Для буферных газов *Ar* и *Xe* получаются аналогичные зависимости, причем крутизна, соответствующая давлению *He* 400 Торр, достигается для этих газов при давлении 100 Торр.

Увеличение давления буферного газа (*He*, *Ar*, *Xe*) при постоянной плотности паров калия приводят к уменьшению энергий излучений как на  $\lambda = 4044 \text{ \AA}$ , так и на  $\lambda = 4047 \text{ \AA}$ , причем спад энергии излучения на  $\lambda = 4047 \text{ \AA}$  происходит быстрее. Исследования показали, что для *Ar* и *Xe* энергия линии  $4047 \text{ \AA}$  становится ниже порога регистрации при давлении 20 Торр, для *He* — при давлении 80 Торр. На рис. 2 приведены зависимости энергий излучений на  $\lambda = 4044 \text{ \AA}$  и на  $\lambda = 4047 \text{ \AA}$  от давления буферного газа *He* при плотности паров калия  $N_k = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

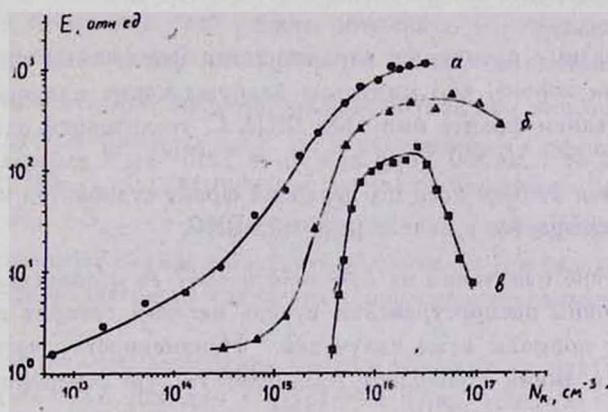


Рис. 1. Зависимость энергии излучения на  $\lambda = 4044 \text{ \AA}$  от плотности паров калия при давлении буферного газа гелия: а/ 1 Торр, б/ 100 Торр, в/ 400 Торр.

Энергии фиолетовых излучений возрастают пропорционально кубу интенсивности излучения рубинового лазера независимо от давления буферного газа (*He*, *Ar*, *Xe*) и плотности паров калия. Зависимости энергий фиолетовых излучений от интенсивности (энергии) рубинового лазера при  $N_k = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и давлениях буферного газа гелия  $P(\text{He})$  1 и 400 Торр представлены на рис. 3. Изменение интенсивностей возбуждающих излучений проводилось без нарушения соотношения энергий рубинового

лазера и ВКР. Максимальный коэффициент преобразования излучения рубинового лазера в излучение на  $\lambda = 4044 \text{ \AA}$  по энергии в условиях нашего эксперимента составлял 0,5% (при  $N_k = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $P(\text{He}) 1 \text{ Торр}$ ). Фиолетовые излучения, как и в [3], отсутствуют в обратном направлении и при встречном распространении пучков рубинового лазера и ВКР. Частоты фиолетовых излучений не менялись при изменении плотностей паров калия и буферного газа, интенсивностей и частот возбуждающих излучений и с точностью  $0,5 \text{ см}^{-1}$  совпадали с частотами переходов  $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$  атома калия.

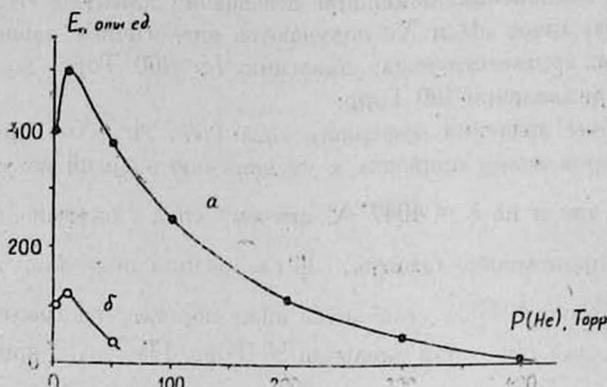


Рис. 2. Зависимости энергий излучений на а/  $\lambda = 4044 \text{ \AA}$ , б/  $\lambda = 4047 \text{ \AA}$  от давления буферного газа гелия при плотности паров калия  $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Исследования временных характеристик фиолетовых излучений показали, что они короче, чем импульсы возбуждающих излучений и появляются на переднем фронте импульса ВКР. С увеличением давления буферного газа  $\text{He}$  от 1 до 300 Торр при  $N_k = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  длительность импульса сокращается от 6 нс до 2 нс, передний фронт становится круче (0,5 нс), и максимум смещается к началу импульса ВКР.

Отсутствие излучений на  $\lambda = 4044$  и  $4047 \text{ \AA}$  в обратном направлении и при встречном распространении пучков накачки говорит в пользу параметрической природы этих излучений. Неизменность частоты и узость спектральных линий позволяют предполагать, что генерация фиолетового излучения на переходах  $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$  возникает в результате вынужденного четырехфотонного параметрического процесса с участием двух фотонов накачки ( $\nu_c$  и  $\nu_p$ ) и фотона ИК гиперкомбинационного рассеяния (ГКР), связанного с переходом атома калия с уровня  $4S_{1/2}$  на  $5P_{3/2, 1/2}$ . В «чистых» парах калия (без буферного газа) такой параметрический процесс наблюдался в [5]. В работе [15] теоретически рассмотрены ГКР и вынужденный четырехфотонный параметрический процесс при двухфотонном возбуждении паров щелочных металлов. Выражение для интенсивности фиолетового излучения, приведенное в этой работе, можно записать в виде:

$$I_{\Phi} = I_0 \left[ \exp \left( \frac{8 \pi^3}{h^3 c^3} \cdot \frac{\omega_{\text{ИК}} d_1^2 d_2^2 d_3^2 I_p I_c L N_k}{\Delta^2 \varepsilon^2 \Gamma} \right) - 1 \right]^2, \quad (1)$$

где 
$$\Gamma = \sigma_k N_k v_k + \sigma_k^* N_k^* v_k + \sigma_B N_B v_B + \frac{1}{\tau}.$$

$I_p, I_c$  — интенсивности возбуждающих излучений,  $d_1, d_2, d_3$  — матричные элементы переходов  $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}, 4P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2}, 6S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  / $\omega_{\text{УК}}$ / соответственно,  $\Delta$  — расстройка  $\omega_c$  от резонанса  $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$ ,  $\varepsilon$  — расстройка  $\omega_p + \omega_c$  от резонанса  $4S_{1/2} \rightarrow 6S_{1/2}$ ,  $L$  — длина взаимодействия,  $N_k, N_B$  — плотности атомов калия и буферного газа,  $N_k^*$  — плотность атомов калия в состояниях  $6S_{1/2}$  и  $5P_{3/2}$ ,  $\sigma_k^*, \sigma_k$  — сечения резонансных столкновений для переходов  $6S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  и  $5P_{3/2} \rightarrow 4S_{1/2}$ ,  $\sigma_B$  — сечение столкновений атомов калия с атомами буферного газа для перехода  $5P_{3/2} \rightarrow 4S_{1/2}$ ,  $v_k, v_B$  — относительные скорости сталкивающихся атомов,  $\tau$  — радиационное время жизни уровня  $5P_{3/2}$ .

В области изменения  $N_K$  от  $10^{15}$  до  $6 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$  и  $N_B$  от  $2 \cdot 10^{16}$  до  $8 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  (давление от 1 до 400 Торр) зависимость  $I_{\Phi}$  от  $N_K$  по формуле (1) согласуется с экспериментальной (рис. 1) при отношении  $\frac{\sigma_B}{\sigma_K} = 1,2 \cdot 10^{-2}$  (для буферного газа гелия). Исходя из этого отношения и значения  $\sigma_k = 9,1 \cdot 10^{-13}$  см $^2$ , вычисленного по формуле [16], получим значение  $\sigma_B = 1,1 \cdot 10^{-14}$  см $^2$ .

Укорочение длительности импульсов фиолетового излучения с повышением давления буферного газа можно объяснить нарушением условий синхронизма параметрического процесса в ходе заселения уровней  $5P_{3/2, 1/2}$ . Заметим, что при наличии буферного газа это заселение происходит не только за счет процесса ГКР, но и излучениями с эффективно заселяемого уровня  $6S_{1/2}$ . С повышением давления буферного газа растет заселенность уровня  $6S_{1/2}$ , а следовательно, и  $5P_{3/2, 1/2}$ . Однако параметрическим механизмом нельзя объяснить увеличение крутизны переднего фронта импульса фиолетового излучения с повышением давления буферного газа.

Расчет показывает, что насыщение энергий фиолетовых излучений, наблюдаемое при  $E_p > 0,2$  Дж для  $P(\text{He}) = 1$  Торр (рис. 3а, б), можно объяснить тем, что эффективное число возбуждающих фотонов (с учетом времени появления фиолетовых излучений относительно возбуждающих импульсов) превосходит число атомов калия. При  $P(\text{He}) = 400$  Торр и тех же значениях энергии рубинового лазера и  $N_k$  эффективное число фотонов меньше числа атомов калия, поэтому в этом случае насыщение не наблюдается (рис. 3, в). Энергия параметрически генерируемого фиолетового излучения до насыщения, исходя из формулы (1), должна быть пропорциональна, по крайней мере,  $E_p^6$ , так как в нашем эксперименте  $E_c \sim \sim E_p^2$ . Однако это противоречит экспериментально полученной зависимости  $E_{\Phi} \sim E_p^3$  (рис. 3).

Таким образом, параметрический механизм не дает полного объясне-

ния экспериментальных результатов. Отметим, что при наличии буферного газа становится существенным реальное заселение уровней, что может привести к развитию других вынужденных процессов, конкурирующих с описанным параметрическим. Исследования в ИК области спектра (вблизи переходов  $6S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2, 1/2}$ ), а также более детальные спектральные

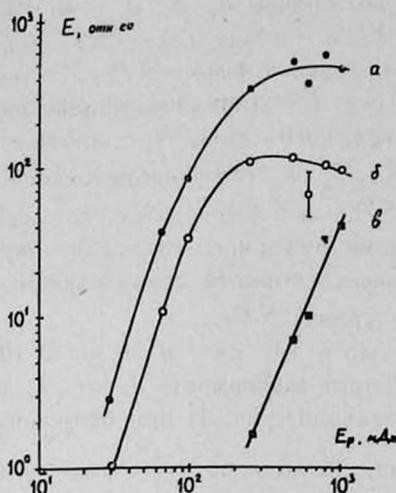


Рис. 3. Зависимости энергий излучений  
 а) на  $\lambda = 4044 \text{ \AA}$  при  $P(\text{He}) = 1 \text{ Торр}$ .  
 б) на  $\lambda = 4047 \text{ \AA}$  при  $P(\text{He}) = 1 \text{ Торр}$ .  
 в) на  $\lambda = 4044 \text{ \AA}$  при  $P(\text{He}) = 400 \text{ Торр}$   
 от энергии рубинового лазера при плотности паров калия  $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

и временные исследования с высоким разрешением дадут дополнительную информацию о происходящих процессах.

Авторы выражают благодарность Малакяну Ю. П. и Меликяну А. О. за неоднократные плодотворные обсуждения результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Lumpkin O. J. IEEE J. Quant. Electron., QE-4, 226 (1968).
2. Barak Sh., Rokni M., Yatsiv Sh. IEEE J. Quant. Electron., QE-5, 448 (1968).
3. Кирил Ю. М. и др. ЖЭТФ, 62, 466 (1972).
4. Бахрамов С. А., Файзуллаев Я. Э. Изв. АН УзССР, сер. физмат. наук, 6, 69 (1974).
5. Бахрамов С. А., Кирил И. Г., Гартаковский Г. Х. Труды VI Вавиловской конференции, Новосибирск, 1979, ч. 1, с. 153.
6. Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А., Хромов В. В. Письма в ЖЭТФ, 1971, 14, 487 (1971).
7. Королев Ф. А. и др. Опт. и спектр., 40, 1043 (1976).
8. Tan-No N. et al. IEEE J. Quant. Electron., QE-9, 423 (1973).
9. Carlsten J. L., Szöke A., Raymer M. G. Phys. Rev., A, 15, 1029 (1977).
10. Raymer M. G., Carlsten J. L. Phys. Rev. Lett., 39, 1326 (1977).
11. Дабаян А. А. и др. ЖЭТФ, 85, 1203 (1983); Изв. АН СССР, сер. физ., 47, 1609 (1983).
12. Агутов С. Н., Плеханов А. И., Шалагин А. М. Опт. и спектр., 56, 215 (1984).
13. Мовсисян М. Е., Овакимян Т. О., Шмавонян С. В. Опт. и спектр., 61, 454 (1986).
14. Мовсисян М. Е., Шмавонян С. В. Опт. и спектр., 63, 520 (1987).
15. Малакян Ю. П. Квант. электрон., 12, 1365 (1985).
16. Вайнштейн А. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979, с. 308.

ԲՈՒՅՆԵՐԱՅԻՆ ԳԱԶԻ ԱԶԳԻՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԱԼԻՈՒՄԻ ԳՈՂՈՐՇԻՆԵՐՈՒՄ  
ԵՐԿՅՈՏՈՆ ԳՐԳՌՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ ԱՌԱՋԱՑՈՂ ՄԱՆՈՒՇԱԿԱԳՈՒՅՆ  
ՃԱՌԱԳԱՑԹՈՒՄՆԵՐԻ ՎՐԱ

Մ. Ե. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ, Ա. Վ. ՊԱՊՈՅԱՆ, Ս. Վ. ՇՄԱՎՈՆՅԱՆ

Հետազոտված է բուֆերային գազի ազդեցությունը կալիումի զուրդիներում երկֆոտոն զրգուման պայմաններում  $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$  անցումների ժամանակ ճառագայթումների վրա: Բերված են այդ ճառագայթումների էներգիաների կախումները կալիումի զուրդիների խտությունից, բուֆերային գազի ճնշումից, զրգող ճառագայթման էներգիայից, ինչպես նաև նրանց ժամանակային բնութագրերը: Բուֆերային գազի ճնշման բարձրացումը, բերում է մանուշակագույն ճառագայթումների էներգիայի և տևողության փոքրացմանը, իսկ էներգիայի կախումը կալիումի զուրդիների խտությունից քառակուսայինից մոտենում է էքսպոնենցիալին: Էքսպերիմենտալ արդյունքները համեմատվում են տեսության հետ:

THE INFLUENCE OF BUFFER GAS ON VIOLET RADIATION IN  
POTASSIUM VAPOUR UNDER TWO-PHOTON EXCITATION

M. E. MOVSESSYAN, A. V. PAPOYAN, S. V. SHMAVONYAN

The influence of buffer gas on the radiation in potassium  $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$  transitions arising under the two-photon excitation of the vapor is investigated. Dependences of the energies of these radiations on the density of potassium vapor, the buffer gas pressure, the energy of exciting radiation, as well as their temporal characteristics are presented. The energy and duration of violet radiation decrease and the energy dependence of energy on potassium vapor density changes from squary-law to the exponential one with the increase in buffer gas pressure. The experimental results are compared with the theory.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 87—93 (1990)

УДК 539.41

БОЗЕ-КОНДЕНСАЦИЯ В СИСТЕМЕ С ДИСКРЕТНЫМ  
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ СПЕКТРОМ ЧАСТИЦ

В. А. АРУТЮНЯН

Кировоаканский государственный педагогический институт

(Поступила в редакцию 14 сентября 1989 г.)

Показано, что в системе произвольной размерности возможна бозе-конденсация, если частицы обладают дискретным энергетическим спектром, независимо от того, каков закон дисперсии при переходе к континуальному пределу. Получены простые уравнения, графическое решение которых позволяет определить температуру вырождения для любого конкретного случая. С «поднятием» основного энергетического уровня температура перехода в бозе-конденсированное состояние повышается.

Возможность наступления бозе-конденсации (БК) определяется, как известно, размерностью и законом дисперсии частиц данной системы. На-