нами была обследована область $L = 1,1-1,2$ при $B = 0,20-0,22$. В этой области имеется лишь небольшое превышение потока электронов с питч-углами $\theta = 75-90^\circ$ над потоком электронов альбедо ($\theta = 0-75^\circ$). Это превышение можно объяснить генерацией электронов протонами внутреннего радиационного пояса с энергией более 300 МэВ.

В заключение можно сказать, что независимо от того, образуются ли вторичные захваченные электроны протонами первичных космических лучей или протонами радиационного пояса, в обоих случаях они рождаются в малоплотной среде на высотах более 100 км. Приведенные данные свидетельствуют о том, что по крайней мере первая из этих возможностей реализуется и взаимодействие первичных космических лучей с остаточной атмосферой Земли на больших высотах приводит к формированию в околоземном пространстве потока захваченных электронов с энергиями 100 МэВ и выше, которые вместе с электронами альбедо и квазизахваченными электронами образуют своеобразный ореол вокруг Земли из высокоэнергичных электронов, заполняющий пространство от стратосферы до больших высот.

Следует ожидать, что другие планеты, обладающие атмосферой и магнитным полем, также имеют подобный ореол высокоэнергичных электронов.

Физический институт им. П.Н. Лебедева
Академии наук СССР, Москва

Поступило
29 VI 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. *Григоров Н.Л.* – ДАН, 1977, т. 234, с. 810–813. 2. *Курносова Л.В., Разоренов Л.А., Фрадкин М.И.* – Геомагнетизм и аэрономия, 1982, т. 22, № 2, с. 309–310. 3. *Григоров Н.Л., Курносова Л.В., Разоренов Л.А. и др.* – Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, № 9, с. 1672–1674. 4. *Grigorov N.L., Kurnosova L.V., Razorenov L.A., Fradkin M.I.* – Proc. XVII Int. Cosmic Ray Conf., 1981, SH 9, p. 1–19. 5. *Гальпер А.М., Грачев В.М., Дмитренко В.В. и др.* – Космич. исслед., 1983, т. 21, вып. 5, с. 707–709.

УДК 530.112

ФИЗИКА

В.А. ДУБРОВСКИЙ

УПРУГАЯ МОДЕЛЬ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

(Представлено академиком М.А. Садовским 10 XI 1984)

В настоящее время становится все более очевидным, что физический вакуум обладает рядом свойств, отличающих его от абсолютно пустого пространства. Именно, физический вакуум участвует достаточно активно во всех процессах, связанных с рождениями и распадами элементарных частиц. Представляет интерес попытка построения модели физического вакуума без привлечения слишком сильных предположений и без наделения этого вакуума излишними, экзотическими свойствами. Наиболее приемлемой и понятной для большинства является точка зрения, при которой элементарные частицы являются сингулярностями некоторого поля (физического вакуума, эфира и т.п.), причем параметры частиц определяются свойствами этого поля, процессами, сопровождающими взаимодействие сингулярности и поля. Попробуем провести такого рода программу в данной работе.

Простейшей физической сущностью, которая могла бы служить в качестве такого поля, или физического вакуума, является упругая среда. Рассмотрим возможные следствия предположения, что волновые процессы являются колебаниями упругого эфира, а материальные частицы — особыми точками, дефектами этой упругой среды (аналогичными, например, дефектам в теории твердого тела). Уравнения движения упругой среды для смещений в линейном приближении широко известны и имеют вид [1]

$$(1) \qquad (\rho \partial^2 \mathbf{u}/\partial t^2) + \mu \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{u} - (\lambda + 2\mu)\nabla \operatorname{div} \mathbf{u} = \mathbf{X},$$

где $\mathbf{u}$ — смещение частиц среды, ρ — ее плотность, μ и λ — упругие постоянные среды, имеющие размерность эрг/см^3 или дин/см^2, причем $c_1 = \sqrt{\mu/\rho}$ определяет скорость распространения поперечных волн, а $c_2 = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$ — продольных волн упругой среды, $\mathbf{X}$ в правой части (1) есть внешняя по отношению к упругой среде сила. Выбирая определенный вид $\mathbf{X}$, можно задавать различного рода сингулярности упругого поля. Принципиальным в уравнениях (1) оказывается то, что они описывают волновые процессы с двумя существенно разными скоростями поперечных, с одной стороны, и продольных, с другой, волн. Именно, термодинамика реальной упругой среды диктует, что всегда должно быть $c_2 > c_1$, т.е. скорость продольных волн всегда больше скорости поперечных волн. Вопрос о величине и физической интерпретации скорости продольных волн c_2 отложим пока до выяснения некоторых формальных аналогий, связанных с (1).

В линейной теории упругости считается, что смещение $\mathbf{u}$ не является наблюдаемым, а в качестве физически наблюдаемых принимают производные от $\mathbf{u}$: скорость $\mathbf{v} = \partial \mathbf{u}/\partial t$ и напряжения $\sigma_{ik} = \lambda \operatorname{div} \mathbf{u}\, \delta_{ik} + \mu[(\partial u^i/\partial x^k) + (\partial u^k/\partial x^i)]$, так что уравнения движения (1) имеют вид $(\partial v^i/\partial t) - (\partial \sigma_{ik}/\partial x^k) = X^i$. Однако в уравнениях для наблюдаемых переменных v^i и σ_{ik} замаскировывается структура волновых процессов: например, разделение на поперечные и продольные упругие волны. Можно пойти по нетрадиционному для динамической теории упругости пути и ввести, помимо скорости $\partial \mathbf{u}/\partial t$, в качестве наблюдаемых величины, определяемые вихревыми движениями среды $\operatorname{rot} \mathbf{u}$ и дилатансией $\operatorname{div} \mathbf{u}$. Введем $\mathbf{E} = -\sqrt{\rho}\, \partial \mathbf{u}/\partial t$, $\mathbf{H} = \sqrt{\mu} \operatorname{rot} \mathbf{u}$, $p = \sqrt{\lambda + 2\mu} \operatorname{div} \mathbf{u}$. Тогда в новых наблюдаемых переменных $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$, p уравнения движения упругой среды примут вид

$$(2) \qquad \begin{aligned} &(\partial \mathbf{E}/\partial t) - c_1 \operatorname{rot} \mathbf{H} + c_2 \nabla p = \mathbf{J}, \\ &(\partial \mathbf{H}/\partial t) + c_1 \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \\ &(\partial p/\partial t) + c_2 \operatorname{div} \mathbf{E} = 0, \end{aligned}$$

где $\mathbf{J} = -\mathbf{X}/\sqrt{\rho}$. Система (2) формально переходит при различных допущениях в известные уравнения математической физики: уравнения Максвелла при $p \to 0$ или уравнения типа акустики при $\mathbf{H} \to 0$.

Чтобы идти дальше по пути формальных аналогий, заметим, что введение $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ и p при переходе от (1) к первой тройке уравнений (2) не является однозначным. Действительно, в выражение для $\mathbf{E}$ можно ввести $-\nabla\varphi + \operatorname{rot} \bar{\mathbf{A}}$, если одновременно в p будет добавлено $\partial\varphi/c_2 \partial t$, а в H — $\partial \bar{\mathbf{A}}/c_1 \partial t$. Кроме того, само по себе $\mathbf{H}$ определено с точностью до градиента некоторой функции $\nabla\bar{\varphi}$. В итоге можно прийти к следующей системе уравнений:

$$(3) \qquad \begin{aligned} &(\partial \mathbf{E}/\partial t) - c_1 \operatorname{rot} \mathbf{H} + c_2 \nabla p = \mathbf{J}, \\ &(\partial \mathbf{H}/\partial t) + c_1 \operatorname{rot} \mathbf{E} + c_2 \nabla q = \bar{\mathbf{J}}, \\ &(\partial p/\partial t) + c_2 \operatorname{div} \mathbf{E} = -\rho, \\ &(\partial q/\partial t) + c_2 \operatorname{div} \mathbf{H} = -\bar{\rho}, \end{aligned}$$

где $\mathbf{E}, \mathbf{H}, p$ выражаются через потенциалы $\mathbf{A} = \sqrt{\mu}\mathbf{u}$, φ, $\overline{\mathbf{A}}$ и $\overline{\varphi}$:

$$\begin{aligned} &\mathbf{E} = -(\partial \mathbf{A}/c_1 \partial t) - \nabla\varphi - \operatorname{rot}\overline{\mathbf{A}}, \\ &\mathbf{H} = \operatorname{rot}\mathbf{A} - \nabla\overline{\varphi} - \partial\overline{\mathbf{A}}/c_1 \partial t, \\ &p = (c_2 \operatorname{div}\mathbf{A}/c_1) + \partial\varphi/c_2 \partial t, \\ &q = (c_2 \operatorname{div}\overline{\mathbf{A}}/c_1) + \partial\overline{\varphi}/c_2 \partial t. \end{aligned} \tag{4}$$

Система (3) переходит в систему уравнений Максвелла при $p = 0$ и $q = 0$, что связано с законами сохранения токов: $(\partial\rho/\partial t) + c_2 \operatorname{div}\mathbf{J} = 0$ и $(\partial\overline{\rho}/\partial t) + c_2 \operatorname{div}\overline{\mathbf{J}} = 0$. Другой крайний случай имеет место при условии $c_1 \operatorname{rot}\mathbf{E} = \overline{\mathbf{j}}$ и $c_1 \operatorname{rot}\mathbf{H} = \mathbf{j}$, когда система (3) распадается на две независимые системы уравнений, каждая из которых оказывается типа уравнений акустики:

$$(\partial \mathbf{E}/\partial t) + c_2 \nabla p = \widetilde{\mathbf{J}}, \qquad (\partial p/\partial t) + c_2 \operatorname{div}\mathbf{E} = -\rho, \qquad c_1 \operatorname{rot}\mathbf{E} = \overline{\mathbf{j}}, \tag{5}$$

$$(\partial \mathbf{H}/\partial t) + c_2 \nabla q = \widetilde{\overline{\mathbf{J}}}, \qquad (\partial q/\partial t) + c_2 \operatorname{div}\mathbf{H} = -\overline{\rho}, \qquad c_1 \operatorname{rot}\mathbf{H} = \mathbf{j}, \tag{6}$$

где $\widetilde{\mathbf{J}} = \mathbf{J} + \mathbf{j}$ и $\widetilde{\overline{\mathbf{J}}} = \overline{\mathbf{J}} - \overline{\mathbf{j}}$. Очевидно, что $\widetilde{\mathbf{J}}, \overline{\mathbf{j}}$ и $\widetilde{\overline{\mathbf{J}}}, \mathbf{j}$ связаны соотношениями $(\partial\overline{\mathbf{j}}/\partial t) - c_1 \operatorname{rot}\widetilde{\mathbf{J}} = 0$ и $(\partial\mathbf{j}/\partial t) - c_1 \operatorname{rot}\widetilde{\overline{\mathbf{J}}} = 0$. Системы (5) и (6) можно переписать и в спинорной форме, введя компоненты $\psi = \{-E_x + iE_y;\ E_z - iq;\ H_y + iH_x;\ -iH_z + p\}$ и $J_n = \{-\widetilde{J}_x + i\widetilde{J}_y + c_2(j_x - ij_y)/c_1;\ \widetilde{J}_z + i\overline{\rho} - c_2 j_z/c_1;\ \widetilde{\overline{J}}_y + i\widetilde{\overline{J}}_x + c_2(\overline{j}_y + i\overline{j}_x)/c_1;\ -i\widetilde{\overline{J}}_z - \rho - ic_2\overline{j}_z/c_1\}$:

$$(\partial\psi/\partial t) + c_2 \alpha^\nu \partial\psi/\partial x^\nu = J_n. \tag{7}$$

Аналогично систему (5) можно также формально переписать в двухкомпонентной спинорной форме ($\psi_2 = \{-E_x + iE_y;\ E_z - p\}$):

$$(\partial\psi_2/\partial t) + c_2 \sigma^\nu \partial\psi_2/\partial x^\nu = J_{2n}, \tag{8}$$

где $J_{2n} = \{-\widetilde{J}_x + i\widetilde{J}_y - c_2(\overline{j}_y + i\overline{j}_x)/c_1;\ \widetilde{J}_z + \rho + ic_2 j_z/c_1\}$. Если системы (5)–(6) и (7) эквивалентны, то этого нельзя сказать о взаимоотношении (5) и (8).

Вообще говоря, классические уравнения теории упругости описывают волновые процессы с двумя поперечными состояниями поляризации и одним продольным [1]. Однако стремление к более симметричной форме (3) по сравнению с (2) привело к уравнениям формально с двумя состояниями продольной поляризации. В случае чисто продольных колебаний этим двум состояниям соответствуют две системы (5) и (6). В этой связи интересно, что переход от (7) к (8) осуществляется с помощью матрицы $(1 + \gamma_5)$: $\{\psi_2;\ -\psi_2\} = (1 + \gamma_5)\psi$ [2], если положить $\mathbf{H}$ и q равными нулю. Другими словами, введенные дополнительные величины и появившиеся дополнительные уравнения, обеспечив нам наиболее удобную симметричную форму уравнений, участвуют только в промежуточных вычислениях и должны исчезнуть из конечных результатов, имеющих отношение к предполагаемому упругому эфиру.

Рассмотрим теперь обменное взаимодействие поперечных и продольных волн, приводящее, как известно, к закону Кулона. Оно моделируется такой правой частью в (1) или в (3), которая пропорциональна произведению скорости на δ-функцию: $\mathbf{J} = e\mathbf{v}\delta(x - v_x t)\delta(y - v_y t)\delta(z - v_z t)$. Соответствующее решение для $\mathbf{A}$ имеет вид ($R_i = \{(\mathbf{r} - \mathbf{v}t)^2 - [\mathbf{r}\mathbf{v}]^2/c_i^2\}^{1/2}$):

$$\begin{aligned} \mathbf{A} = \frac{ec_i}{4\pi v}\Bigg\{ &\nabla\operatorname{div}\left[\frac{\mathbf{v}(\mathbf{v}(\mathbf{r} - \mathbf{v}t))}{v^2}\operatorname{Arsh}\frac{(\mathbf{v}(\mathbf{r} - \mathbf{v}t))}{|[\mathbf{r}\mathbf{v}]|\sqrt{1 - v^2/c_2^2}} - \frac{\mathbf{v}}{|v|}R_2\right] - \\ &- \operatorname{rot}\operatorname{rot}\left[\frac{\mathbf{v}(\mathbf{v}(\mathbf{r} - \mathbf{v}t))}{v^2}\operatorname{Arsh}\frac{(\mathbf{v}(\mathbf{r} - \mathbf{v}t)}{|[\mathbf{r}\mathbf{v}]|\sqrt{1 - v^2/c_1^2}} - \frac{\mathbf{v}}{|v|}R_1\right]\Bigg\}. \end{aligned} \tag{9}$$

Поперечные колебания, как было отмечено, связаны с законом сохранения заряда, так что $\rho = 0$. Тогда из (4) следует условие на потенциалы φ и $\mathbf{A}$ калибровочного типа. Это условие позволяет нам найти φ и затем с помощью (4) $\mathbf{E}$ (полагая при этом $\overline{\mathbf{A}} \equiv 0$, если $\overline{\mathbf{J}} \equiv 0$). В итоге получаем $\mathbf{E}_э = -(\partial\overline{\mathbf{A}}/c_1\partial t) - \nabla\varphi = e_э\nabla(1/R_2) - e_э\nabla(1/R_1) - e_э(\mathbf{v}/c_1^2)\partial(1/R_1)/\partial t - e_э\nabla(1/R_2)$, так что

$$(10)\quad \mathbf{E}_э = -e_э\nabla(1/R_1) - e_э\partial(\mathbf{v}/c_1^2 R_1)/\partial t,$$

т.е. обычное выражение через запаздывающие потенциалы. Следует отметить, что использованное условие на потенциалы обеспечивает в данной схеме своеобразную процедуру вычитания, приводя к взаимному сокращению всех членов, содержащих продольную скорость. Аналогично продольные колебания связаны с условием $H = 0$, приводящим согласно (4) к условию на потенциалы: $(\partial\overline{\mathbf{A}}/\partial t) - c_1 \operatorname{rot}\mathbf{A} = 0$ (при этом $\overline{\varphi} \equiv 0$ и $\varphi \equiv 0$, если $\rho = \overline{\rho} \equiv 0$). В этом случае последовательное вычисление $\overline{\mathbf{A}}$ из этого условия и (9) и подстановка в (4) приводит к следующему выражению для $\mathbf{E}_г$, зависящему теперь только от продольных скоростей:

$$\mathbf{E}_г = -(\partial\mathbf{A}/c_1\partial t) - \operatorname{rot}\overline{\mathbf{A}} = e_г\nabla(1/R_2) - \nabla(e_г/R_1) - \partial(e_г\mathbf{v}/c_1^2 R_1)/\partial t +$$

$$+\nabla(e_г/R_1) + \partial(e_г\mathbf{v}/c_1^2 R_1)/\partial t - e_г\mathbf{v}\int\delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}\tau)d\tau,$$

так что

$$(11)\quad E_г = e_г\nabla(1/R_2) - e_г\mathbf{v}\int\delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}\tau)d\tau,$$

При этом наряду с градиентным членом возникает некоторый сингулярный член, зависящий от δ-функций. Оказывается, что он играет довольно принципиальную роль. Чтобы прояснить ее, вычислим статическую ($|v| \to 0$) энергию взаимодействия двух точечных зарядов в обоих случаях. Проинтегрируем квадрат напряженности поля зарядов (за вычетом энергии собственного поля) по всему объему. Тогда, используя свойство δ-функции, получим $W_э = e_{1э}e_{2э}/|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ в случае обмена поперечными волнами, $W_г = -(e_{1г}e_{2г})/|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|) + e_{1г}e_{2г}(\mathbf{v}_1\mathbf{v}_2)\int\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 + \mathbf{v}_2\tau_2 - \mathbf{v}_1\tau_1)d\tau_2 d\tau_1$ в случае обмена продольными волнами. Отметим фундаментальное свойство: кулоновские члены оказываются разного знака. Это означает, что обмен поперечными волнами приводит к кулоновскому отталкиванию, а продольными — к притяжению между зарядами одного знака. С другой стороны, мы знаем, что такого рода правило существует для кулоновских законов в электродинамике и гравитации. Поэтому полученный результат позволяет нам отождествить поперечные волны с электромагнитными, а продольные — с гравитационными, тем более, что первые описываются в нашей схеме уравнениями Максвелла. Наконец, можно сделать и дальнейший шаг: определить скорость распространения продольных волн c_2. Естественно для этого предположить, что отношение сил взаимодействия по закону Кулона для поперечных (электромагнитных с зарядом $e_э$) и продольных (гравитационных с зарядом $e_г = m\sqrt{f}$) колебаний определяется отношением соответствующих упругих модулей и, тем самым, отношением квадрата скоростей. Отсюда сразу следует $c_2 \sim 10^9 c_1$ для соответствующих значений заряда и массы протона (f — гравитационная постоянная). Такая большая разница в скоростях означает, что многие явления, связанные с поперечными и продольными волнами, оказываются независимыми и их взаимное влияние сказывается только за счет появления некоторых постоянных. Так, огромная скорость распространения гравитационных волн должна означать, что мы живем практически в статическом гравитационном поле. Эффекты запаздывания гравитационного взаимодействия существенно сказываются только на расстояниях, сравнимых с размерами видимой Вселенной. Тогда легче понять вопросы существования и структуры Вселенной, поскольку ее части взаимодействуют не за период, сравнимый с ее возрастом, а на много порядков быстрее. Далее, свойство частицы сопротивляться изменению состояния движения есть ее инертная масса, и эта инертность определяется перестройкой ее гравитационного взаимодействия за реальный период времени (вплоть до времени ее жизни) с огромным числом других частиц. Следовательно, инерционная масса как мера инертности частицы оказывается практически постоянной и в силу приведенных рассуждений пропорциональной гравитационной.

По столь важному вопросу, как принцип эквивалентности, можно высказаться несколько конкретнее. Поскольку нас интересует пока кулоновское взаимодействие, мы можем формально не учитывать второй сингулярный член в (11), включив его в правые части (5). Тогда справа в системе (5) будет вместо $\tilde{\mathbf{J}}$ стоять нуль, а ρ будет пропорциональна δ-функции. Это означает, что продольное гравитационное взаимодействие может описываться для указанной цели не парой векторных потенциалов $\mathbf{A}$ и $\overline{\mathbf{A}}$, а скалярным потенциалом φ. После этих замечаний можно составить лагранжиан взаимодействия (не вводя инерционную массу) с электромагнитным полем $A_э^{\nu}$ и скалярным гравитационным полем $\varphi_г$: наряду с членом $e_э\bar{\psi}\gamma^{\nu}\psi A^{\nu}$ в лагранжиан войдет $e_г\bar{\psi}\psi\varphi_г$. Соответственно, в уравнении движения для частицы появится член $e_г\varphi_г\psi$. С другой стороны, в обычных уравнениях всегда имеется инерционный член $mc^2\psi$. В силу приведенных рассуждений, связанных с большой скоростью продольных волн, можно рассматривать потенциал $\varphi_г$ практически статическим. Следовательно. $e_г = mc_1^2/\varphi_г$ (принцип эквивалентности), при этом обычный коэффициент пропорциональности f (гравитационная константа) связана с постоянным $\varphi_г$ так: $\sqrt{f} = c_1^2/\varphi_г$. Поскольку второй член в (11) оказывается столь важным, что приводит к противоположному знаку в кулоновском законе для гравитации, необходимо отметить (хотя из-за недостатка места и схематично) некоторые особенности описываемого им дополнительного взаимодействия. Как следует из приведенного выражения для $W_г$, это взаимодействие (при $|v_1|$ и $|v_2| \to 0$), во-первых, пропорционально $\operatorname{ctg}\varphi$, где φ — угол между векторами скоростей, во-вторых, из-за δ-функций оно носит при $\varphi \neq 0, \pi$ близкодействующий характер и происходит только тогда, когда векторы скоростей взаимодействующих частиц оказываются компланарными с вектором $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$.

В теории упругости известен [1] достаточно широкий набор сингулярных решений, которые могли бы служить в качестве моделей частиц. При этом каждую сингулярность можно рассматривать и как некоторую неоднородность упругой среды: например, вакансия, атом внедрения, центр вращения и т.п. [1]. Любая неоднородность обладает целым спектром собственных комплексных частот, мнимая часть которой характеризует длительность колебания (время жизни) каждой моды [3]. Спектр определяется набором чисел n, m и k таким, что в соответствии с разложением по сферическим функциям Y_n^m для каждой пары n и m существует еще бесконечный (или конечный для полости) счетный (число k) набор обертонов [3]. Вдаваться в дальнейшие детали пока не стоит, отметим только один очень важный случай: радиальные колебания сферической полости в упругой среде с излучением продольных волн. Известно, что оно при $c_1 \ll c_2$ носит острорезонансный характер с добротностью $(\mathrm{Re}\,\omega/\mathrm{Im}\,\omega) \sim c_2/c_1$ [3, 4]. Учитывая, что продольные бегущие волны имеют строго продольную поляризацию (как для нейтрино), можно предположить, что нейтрино есть одна из форм такой волны (см. (7)–(8)). Тогда, если распад частиц проходит (или сопровождается) через стадию колеблющейся радиально полости, может оказаться понятным, почему распадные взаимодействия замедленны по сравнению с прочими в 10^9-10^{10} раз. Это еще одно возможное следствие соотношения $c_1 \sim 10^{-9} c_2$.

Наконец, отметим, что, как известно из теории твердого тела [5], точечные дефекты (сингулярности упругой среды) находятся в термодинамическом равновесии и их число определяется так: $n = N\exp\{\epsilon/kT\}$, где ϵ – энергия образования дефекта, N – число узлов в решетке, T – температура, k – постоянная Больцмана. Так что независимо от характера дефекта (модели частицы) в упругом эфире всегда имеется существующее в термодинамическом равновесии множество различных частиц, тем более что наш упругий эфир находится близко к температуре плавления (поскольку $c_2 \gg c_1$). По аналогии с теорией твердого тела акты рождения и уничтожения частиц (античастиц) в физическом вакууме также получают достаточно ясный физический смысл как процессы образования или уничтожения дефектов кристаллической решетки.

Автор благодарен А.Н. Лезнову за конструктивные советы и обсуждение работы.

Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта
Академии наук СССР, Москва

Поступило
6 XII 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ляв А.* Математическая теория упругости. М.; Л., 1935. 674 с. 2. *Feynmann R., Gell-Mann M.* – Phys. Rev., 1958, vol. 109, p. 193. 3. *Дубровский В.А., Морочник В.С.* – Изв. АН СССР. Физика Земли, 1981, № 7, с. 29–41. 4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: Наука, 1965, 203 с. 5. *Киттель Р.* Введение в физику твердого тела. М.: Физматгиз, 1963. 696 с.

УДК 548.0+535.35 ФИЗИКА

А.А. КАМИНСКИЙ, В.А. ЛОМОНОВ

НИЗКОПОРОГОВОЕ СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ИОНОВ Nd^{3+} В РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ SrF_2-ScF_3

(Представлено академиком Б.К. Вайнштейном 1 VI 1984)

1. Работы [1, 2], где при 300 К возбуждено и изучено стимулированное излучение (СИ) ионов Nd^{3+} в упорядоченных фторидах CaF_2 и SrF_2 (пространственная группа O_h^5-Fm3m), инициировали в начале 60-х годов постановку детальных спектрально-генерационных исследований соединений этого типа. Результатом явилось создание на их основе нового класса кристаллов для получения генерации СИ трехвалентных лантаноидов (TR^{3+}) – многокомпонентных твердых растворов с разупорядоченной структурой [3, 4]. За прошедшие годы получено более тридцати таких активных сред, которые демонстрируют удовлетворительные характеристики СИ ионов Nd^{3+}, Ho^{3+}, Er^{3+} и Tm^{3+} [5, 6]. Их отличительной особенностью является многоцентровость TR^{3+}-активаторов, обусловливающая широкие (несколько сотен $см^{-1}$) и интенсивные полосы в спектрах поглощения и люминесценции. В частности, первое свойство обеспечивает этим смешанным разупорядоченным фторидам высокие коэффициенты использования энергии излучения газоразрядных ламп накачки. Современная технология позволяет выращивать кристаллы типа CaF_2 достаточно больших размеров при высоком оптическом качестве [7].