На основе описанных выше экспериментальных результатов, показавших аномальный ход долговременной кинетики КЛ для нитрида галлия, легированного цинком, можно предположить следующее. При высоких плотностях возбуждающего тока происходят сильный локальный нагрев материала и возникновение высокого градиента температуры, что приводит к стимуляции диффузии примесей, генерации и миграции собственных дефектов решетки V_{Ga}; V_N; Ga_i; N_i. Помимо этого в области рассеяния электронов пучка и ионизации атомов вещества возможно появление высокой плотности заряда и существование значительного градиента локального потенциала, также способствующего диффузии носителей заряда. Наблюдаемое возрастание интенсивности КЛ (см. рис. 1, участок $dI/dt>0$), по-видимому, связано с увеличением концентрации центров излучательной рекомбинации за счет диффузии цинка, входящего в процессе роста эпитаксиального слоя в основном в межкристаллитные границы. Природа этих центров в настоящее время не ясна, однако возможно, что локальный нагрев способствует переходу цинка из межкристаллитных границ в кристаллическую решетку GaN. Внедряясь в вакансии галлия, атомы цинка действуют как эффективные центры излучательной рекомбинации. Насыщение роста интенсивности КЛ и дальнейший монотонный ее спад можно объяснить конечной концентрацией цинка в области температурного градиента. При дальнейшем облучении материала происходит ослабление люминесценции вследствие накопления центров безызлучательной рекомбинации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Демченко А. М., Кесаманлы Ф. П. В кн.: Полупроводниковая техника и микроэлектроника. Киев, 1976, вып. 23, с. 9. [2] Marasina L. A., Pikhtin A. N., Pichugin I. G., Solomonov A. V. Phys. stat. sol. (a), 1976, 38, p. 753. [3] Малиновский В. В., Пихтин А. Н., Соломонов А. В. ФТП, 1980, 14, с. 1550. [4] Monemar B., Lagerstedt O., Gislason H. P. J. Appl. Phys., 1980, 51, p. 625. [5] Панков Дж., Миллер Е. А., Беркихайзер Дж. Е. Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, 37, с. 556. [6] Jacob G., Boulou M., Bois D. J. Luminesc., 1978, 17, p. 263. [7] Андреев В. М. и др. В кн.: Синтез и рост совершенных кристаллов и пленок полупроводников. Новосибирск: Наука, 1981, с. 99, 124.

Поступила в редакцию
03.05.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 3

УДК 530.12;531.18

ОБОБЩЕННОЕ УРАВНЕНИЕ КЛЕЙНА—ГОРДОНА И ПРИНЦИП МАХА

Г. Ю. Богословский

(НИИЯФ)

Согласно идее Маха, инерциальные силы, действующие на тело, определяются распределением и относительным движением внешней материи. Поэтому инертная масса должна быть, вообще говоря, не скалярной, а тензорной величиной. Соответственно, кинетическая энергия должна зависеть не только от величины импульса, но и от его направления. Исходя из этой идеи, а также используя некоторые модельные предположения о главных значениях тензора массы, Коккони и Салпитер [1, 2] предложили ряд экспериментов по проверке принципа Маха, которые впоследствии были осуществлены (см. обзор [3]).

В экспериментах искали возможный из-за анизотропии кинетической энергии сдвиг магнитных подуровней (различный для разных подуровней) и, как следствие, расщепление линий в спектрах атомов и ядер. Однако полученные экспериментальные оценки для величины анизотропии инертной массы $\Delta m/m<10^{-22}$ [4] и $\Delta m/m<5\cdot10^{-23}$ [5] не являются корректными, поскольку при оценке возмущения уровней энергии не учитывалось влияние анизотропии на потенциальную энергию частицы. Возмущение потенциальной энергии оказывается противоположным возмущению кинетической энергии, что приводит к конспирации анизотропии.

Как показано в [6], уравнения нерелятивистской механики, написанные Коккони и Салпитером чисто феноменологически, исходя из принципа Маха, следуют в нерелятивистском пределе из специальной релятивистской теории локально анизотропного пространства-времени. При этом для тензора инертной массы получается явное выражение через локальные значения полей r и $\mathbf{v}$, определяющих величину анизотропии пространства и выделенное направление в нем [7]. Метрика плоского анизотропного пространства событий имеет вид

$$ds=\left[\frac{(dx_0-\mathbf{v}d\mathbf{x})^2}{dx_0^2-d\mathbf{x}^2}\right]^{r/2}\sqrt{dx_0^2-d\mathbf{x}^2}, \tag{1}$$

где $r=\mathrm{const}$ и $\mathbf{v}=\mathrm{const}$. Она инвариантна относительно обобщенных преобразований Лоренца [8]

$$x'=D(\mathbf{v};\ \mathbf{v})R(\mathbf{v};\ \mathbf{v})L(\mathbf{v})\cdot x, \tag{2}$$

где $L(\mathbf{v})$ — обычный лоренцев буст, $R(\mathbf{v};\ \mathbf{v})$ — соответствующий поворот пространственных осей, $D(\mathbf{v};\ \mathbf{v})$ — масштабное преобразование пространства-времени (матрица $D(\mathbf{v};\mathbf{v})=[(1-\mathbf{v}\mathbf{v})/\sqrt{1-\mathbf{v}^2}]^r\cdot I$, т. е. пропорциональна единичной матрице).

Для того чтобы правильно учесть влияние анизотропии на ядерный потенциал, необходимо найти строгое уравнение, обобщающее уравнение Клейна—Гордона в анизотропном пространстве событий (1). Такое уравнение не может быть получено подстановкой $p_0\to i\partial/\partial x^0$; $\mathbf{p}\to -i\partial/\partial\mathbf{x}$ в выражение для «квадрата» 4-импульса в пространстве (1):

$$\left[\frac{(p_0-\mathbf{p}\mathbf{v})^2}{p_0^2-\mathbf{p}^2}\right]^{-r}(p_0^2-\mathbf{p}^2)=\varkappa^2(1-r)^{(1-r)}(1+r)^{(1+r)} \tag{3}$$

из-за иррациональной связи энергии и импульса.

Однако можно написать интегральное уравнение, учитывающее (3) и обобщающее интегральную форму классического неоднородного уравнения Клейна—Гордона:

$$\varphi(x)=\frac{1}{4\pi^8}\int\frac{e^{-ip(x-x')}}{p^2}\left[\frac{\varkappa^2}{4\pi}\varphi(x')-\rho(x')\right]d^4p\,d^4x'. \tag{4}$$

Обобщенное уравнение Клейна—Гордона имеет вид:

$$\varphi(x)=\frac{1}{4\pi^8}\int\left[\frac{(pv)^2}{p^2}\right]^r\frac{e^{-ip(x-x')}}{p^2}\times$$

$$\times\left[\frac{\varkappa^2}{4\pi}(1-r)^{(1-r)}(1+r)^{(1+r)}\varphi(x')-\rho(x')\right]d^4p\,d^4x', \tag{5}$$

где

$$pv=p_0-\mathbf{p}\mathbf{v};\ p(x-x')=p_0(x^0-x^{0\prime})-\mathbf{p}(\mathbf{x}-\mathbf{x}');\ p^2=p_0{}^2-\mathbf{p}^2.$$

Уравнение (5) удовлетворяет следующим необходимым свойствам: 1) инвариантности относительно обобщенных преобразований Лоренца; 2) предельному переходу в классическое неоднородное уравнение Клейна—Гордона (4) при $r \to 0$; 3) линейности однородного уравнения, которое получается из (5) при $\rho(x)=0$; 4) существованию решений однородного уравнения в виде плоских волн с правильной связью (3) энергии и импульса.

Чтобы убедиться в инвариантности (5) относительно обобщенных преобразований Лоренца, нужно иметь в виду, что группа этих преобразований по-разному представлена в координатном и импульсном пространствах. Если в координатном пространстве действуют преобразования (2), то в импульсном — преобразования

$$p' = D^{-1}(\mathbf{v};\ \boldsymbol{\nu}) R(\mathbf{v};\ \nu) L(\mathbf{v}) \cdot p. \tag{6}$$

Относительно (6) инвариантно соотношение (3). Учитывая (2) и (6), получаем инвариантность фазы плоской волны. Элементы объемов d^4p и d^4x порознь не инвариантны из-за дополнительных по сравнению с преобразованиями группы Лоренца масштабных преобразований. Однако так как масштабные преобразования координат и импульсов взаимообратны, то $d^4p\ d^4x$ — инвариант. Тем самым доказывается инвариантность уравнения (5). Остальные свойства (5) очевидны.

Учет компенсирующего влияния локальной анизотропии пространства на кинетическую и потенциальную энергию частицы показывает, что энергетический спектр связанных динамических систем малочувствителен к анизотропии пространства. Поэтому проверять принцип Маха и искать локальную анизотропию пространства необходимо в экспериментах кинематического типа, основанных на эффекте Доплера в анизотропном пространстве [6, 9], или в экспериментах со свободными частицами, подобных эксперименту [10], в котором дана надежная оценка для величины анизотропии пространства и инертной массы: $\Delta m/m \sim r < 5 \cdot 10^{-5}$. В кинематических экспериментах, в отличие от экспериментов с такими динамическими системами, как ядра и атомы, локальная анизотропия пространства должна проявиться непосредственным образом уже на уровне кинематики, что существенно упрощает идентификацию возможных эффектов и получение корректных экспериментальных оценок. Это особенно важно, поскольку корректный учет влияния локальной анизотропии пространства на энергетический спектр ядер осложнен необходимостью рассматривать релятивистские поправки к гамильтониану в связи с тем, что поправки к кинетической энергии вследствие анизотропии наверняка меньше релятивистских поправок. Действительно, $\Delta T_{\text{аниз}}/\Delta T_{\text{рел}} = r/(v^2/c^2)$. Для нуклонов в ядре $v^2/c^2 \sim 10^{-2}$. Имея в виду оценку $r < 5 \cdot 10^{-5}$, получаем $\Delta T_{\text{аниз}}/\Delta T_{\text{рел}} < 5 \cdot 10^{-3}$. Для электронов в атоме $\Delta T_{\text{аниз}}/\Delta T_{\text{рел}} < 1$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Cocconi G., Salpeter E. Nuovo Cimento, 1958, **10**, N 4, p. 646. [2] Cocconi G., Salpeter E. Phys. Rev. Lett., 1960, **4**, N 4, p. 176. [3] Хьюз В. В кн.: Гравитация и относительность. М.: Мир, 1965, с. 202—220. [4] Beltran-Lopez V., Robinson H. G., Hughes V. W. Bull. Am. Phys. Soc., 1961, **6**, N 5, p. 424. [5] Drever R. W. P. Phill. Mag., 1961, **6**, N 65, p. 683. [6] Bogoslovsky G. Yu. Nuovo Cimento, 1977, **40B**, N 1, p. 99; 1977, **40B**, N 1, p. 116; 1978, **43B**, N 2, p. 377. [7] Богословский Г. Ю. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1983, **24**, № 1, с. 70. [8] Богословский Г. Ю. ДАН СССР, 1973, **213**, № 5, с. 1055. [9] Богословский Г. Ю., Панов В. И. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1979, **20**, № 3, с. 69. [10] Николенко В. Г., Попов А. Б., Самосват Г. С. ЖЭТФ, 1979, **76**, № 2, с. 393.

Поступила в редакцию
22.06.82