

ная энергия металлизированной фазы, рассчитываемая по формуле, полученной в модели "желе" [4] без учета вклада ионной подрешетки и дискретности ионов, A - потенциал родства электрона хлору, d_m - сторона куба кристалла во второй фазе.

Давление металлизации можно определить из условия равенства термодинамических потенциалов диэлектрической и металлизированной фаз:

$$G_1 = G_2 \quad (5)$$

Минимизируя термодинамические потенциалы фаз и определяя межионные расстояния при данном внешнем давлении, в результате решения уравнения (5) на ЭВМ были определены давления «металлизации» для ряда щелочно-галогидных кристаллов. Результаты расчета для массивных образцов демонстрируют хорошее согласие наших результатов с экспериментальными данными. Для всех исследованных кристаллов наблюдается значительное возрастание давления металлизации с уменьшением размера кристалла.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда содействия отечественной науке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карпенко С.В., Винокурский Д.Л., Кяров А.Х., Темроков А.И. //Поверхность. 2003. № 7. С.96.
2. Ухов В.Ф., Кобелева Р.М., Дедков Г.В., Темроков А.И. Электронно-статистическая теория металлов и ионных кристаллов. М.: Наука. 1982, 104 С.
3. Карпенко С.В., Винокурский Д.Л., Кяров А.Х., Темроков А.И.//Доклады РАН. 2001. Т. 381. № 6. С. 756.
4. Мотт Н.Ф. Переходы металл - изолятор. М.: Наука, 1979. 342 с.

СИЛА РЕАКЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В НОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

Меньшов Е.Н.

Ульяновский государственный
технический университет,
Ульяновск

Сила реакции излучения это та сила, которая действует на заряженную частицу со стороны создаваемого ей поля электромагнитного излучения. В классической электродинамике с этой силой связано внутреннее противоречие, что указывает на неполноценность данной теории. В работе [1] приведена формула этой силы $\mathbf{f}_s$, выведенная в рамках модернизированной электродинамики, но только для частного случая ускоренного движения заряда. В этом сообщении демонстрируется общий случай. В основу метода вывода положена типовая феноменологическая методика определения силы реакции излучения через мощность излучения P_0 .

При вычислении мощности излучения нас будет интересовать поле на больших расстояниях от заряда и в пределе при $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t)| \rightarrow \infty$, тогда положим $R \approx r(1 - \mathbf{e}_r \mathbf{r}_0/r) \rightarrow r$, $\mathbf{e}_R \rightarrow \mathbf{e}_r = \mathbf{r}/r$. Мощность через элемент сферической поверхности dS равна

$$dP_0 = (\Pi_0 dS) = (\Pi_0 \mathbf{e}_r) r^2 \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{q^2 \sin \theta d\theta d\varphi}{16\pi^4 \epsilon_0 c^3 (2t)^2} \int_0^t e^{\frac{x-t}{t}}.$$

$$\cdot \left(\frac{\mathbf{v}_1}{l_1} - \frac{\mathbf{v}_2}{l_2} \right) \left(\frac{\mathbf{v}_1(x)}{l_1(x)} - \frac{\mathbf{v}_2(x)}{l_2(x)} \right) dx$$

где $\Pi_0 = [\mathbf{E}_{из} \mathbf{H}_{из}]$ - вектор Пойтинга, при этом уравнения для $\mathbf{E}_{из}$, $\mathbf{H}_{из}$ приведены в [2]; θ - угол между векторами $\mathbf{e}_r$ и $\mathbf{v}$; ψ - азимутальный угол; $\lambda_1 = 1 - (\mathbf{e}_r \mathbf{v}_1)/c$; $\lambda_2 = 1 - (\mathbf{e}_r \mathbf{v}_2)/c$; $\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}(t'_1)$; $\mathbf{v}_2 = \mathbf{v}(t'_2)$; $\mathbf{e}_{R1} = \mathbf{R}_1/R_1$; $\mathbf{e}_{R2} = \mathbf{R}_2/R_2$; $R_1 = R(t'_1)$; $R_2 = R(t'_2)$.

Рассмотрим ускорение по прямой со скоростями ($v/c \ll 1$), при этом имеем: $(\mathbf{e}_r \mathbf{e}_v) = \cos \theta$; $\mathbf{v}_1 = v_1 \mathbf{e}_v$; $\mathbf{v}_2 = v_2 \mathbf{e}_v$, где $\mathbf{e}_v = \mathbf{v}/v$. Полная излучаемая мощность

$$P_0 = \frac{q^2}{6\pi^3 \epsilon_0 c^3} \left(\frac{\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2}{2t} \right) \int_0^t e^{\frac{x-t}{t}} \left[\frac{\mathbf{v}_1(x) - \mathbf{v}_2(x)}{2t} \right] dx \quad (1)$$

Формула (1) не зависит от R , поэтому она правоправна в любой точке, в том числе и на границе области генерации поля излучения ($R = R_m$), [2].

Из уравнения движения заряда $dR/dt = d|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t)|/dt = -(\mathbf{R}\mathbf{v})/R = -(\mathbf{e}_R \mathbf{v})$ устанавливаем связь между расстоянием $R(t)$ от заряда до наблюдателя и параметрами движения в разные опорные моменты времени:

$$R(t) = R(0) - \int_0^t (\mathbf{v} \mathbf{e}_R) dt,$$

$$R(t) = R(t') - \int_{t'}^t (\mathbf{v} \mathbf{e}_R) dt \quad (2)$$

В работе [2] изучен характер излучения поля на разных этапах времени от начала ускорения. Задавая $R(t) = R_m = \pi t c$ и $t_{rp} = R(0)/c + \pi t$ из [2], получаем выражение:

$$R_m \approx R(0) [1 - (\mathbf{v} \mathbf{e}_R)_{cp} / c] - \pi t (\mathbf{v} \mathbf{e}_R)_{cp},$$

из которого (при условии $v/c \ll 1$) следуют соотношения $R(t'_1) \approx R_m$, $R(0) \approx R_m$ в запаздывающие моменты времени. Подставляя их в формулы для t_{rp} и t'_1 из [2], имеем:

- для этапа $0 \leq t \leq R(0)/c + \pi t \approx 2\pi t$; $t'_1 = 0$; $t'_2 = t$;
- для этапа $t > R(0)/c + \pi t \approx 2\pi t$; $t'_1 = t - \pi t - R(t'_1)/c \approx t - 2\pi t$, $t'_2 \approx t$.

Подставляя теперь полученные моменты времени в (1), получаем законы излучения.

Определяем силу реакции излучения $\mathbf{f}_s$. В классической электродинамике сила реакции излучения выводится из баланса между работой, произведенной этой силой над зарядом и энергией излучения на интервале времени T , за который заряд возвратился бы в исходное состояние движения. Так как выражение (1) содержит затухающую экспоненту по времени, тогда возврат в исходное состояние возможен на бесконечном пределе времени, начиная с момента времени $t_A \rightarrow \infty$ до $t_B = t_A + T$

$$\int_{t_A}^{t_A+T} \mathbf{v} \mathbf{f}_s dt = - \int_{t_A}^{t_A+T} P_0 dt. \quad (3)$$

Для $0 \leq t \leq 2\pi\tau$: $t'_1=0$ и если $v_1=v(0) \neq 0$, то соответствующим выбором инерциальной системы отсчета всегда начальную скорость можно свести к нулю, $v_1 = 0$. При этом $v_2=v$, поэтому непосредственно находим $f_s = P_0/v$, которая имеет вид:

$$f_s = -\frac{q^2}{6p^3 e_0 c^3 t (2t)} \int_0^t e^{\left(\frac{x-t'}{t}\right)} \left[\frac{v(x)}{2t} \right] dx \quad (4)$$

Сила (4) отрицательная, значит, ей соответствует устойчивое уравнение движения.

Для $t \geq 2\pi\tau$, переходя к новой шкале времени на основе преобразования $t' = (t - 2\pi\tau)$, имеем

$$\int_{t_A}^{t_A+T} v f_s dt' = -\frac{q^2}{6p^3 e_0 c^3 t} \cdot \int_{t_A}^{t_A+T} \left\{ \left(\frac{v_2 - v_1}{2t} \right) \int_0^{t'} e^{\left(\frac{x-t'}{t}\right)} \left[\frac{v_2(x) - v_1(x)}{2t} \right] dx \right\} dt' \quad (5)$$

Применяя к правой части (5) процедуру интегрирования по частям, имеем:

$$\int_{t_A}^{t_A+T} v f_s dt' = \frac{q^2}{6p^3 e_0 c^3 t} \cdot \left[\int_{t_A}^{t_A+T} \left(\frac{r_{02} - r_{01}}{2t} \right) \frac{d}{dt'} \cdot \left\{ \int_0^{t'} e^{\left(\frac{x-t'}{t}\right)} \left[\frac{v_2(x) - v_1(x)}{2t} \right] dx \right\} dt' - C \right] \quad (6)$$

где при $t_A \rightarrow \infty$,

$$C = \left[\left(\frac{r_{02} - r_{01}}{2t} \right) \int_0^{t'} e^{\left(\frac{x-t'}{t}\right)} \left[\frac{v_2(x) - v_1(x)}{2t} \right] dx \right]_{t_A}^{t_A+T} \rightarrow 0,$$

Используем следующее упрощение: $(r_{02} - r_{01}) \cong 2\pi\tau v$, $(v_2 - v_1) \cong 2\pi\tau a$, где v , a - усредненные на интервале $2\pi\tau$ скорость и ускорение соответственно. Из (5)-(6) следует выражение для силы реакции излучения

$$f_s = \frac{t_0 m}{t} \frac{d}{dt'} \int_0^{t'} e^{\left(\frac{x-t'}{t}\right)} a(x) dx, \quad t_0 = q^2 / (6p e_0 c^3 m). \quad (7)$$

Этой силе соответствует в операторной форме следующее уравнение движения заряда:

$$L[a][p(\tau - \tau_0) + 1] = (1 + p\tau)L[f/m]. \quad (8)$$

При $\tau \geq \tau_0$ движение устойчивое ($\tau_0 \cong 10^{-24}$ с), где $L[a]$, $L[f]$ -операторные ускорение и сила соответственно, p - оператор Лапласа, m -масса электрона. В данной теории параметр $R_m = \pi\tau c$ определяет область генерации излучения. В квантовой теории электрон характеризуется областью виртуальных фотонов с размером, равным комптоновской длине волны $\lambda_{K\Omega}$. Если оценить $R_m \approx \lambda_{K\Omega}$?, тогда имеет место приближение $\tau \approx 10^{-21}$ с $> \tau_0$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Меньшов Е.Н. Новые уравнения Максвелла: преодоление внутреннего противоречия в классической электродинамике // Современные наукоемкие технологии. - 2005. - №1. - С.89-90.
2. Меньшов Е.Н. Поле излучения, определяемое

из новых уравнений Максвелла // Современные наукоемкие технологии. - 2005. - №11- С.61-63.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ПЛЁНКАХ

Семенчин Е.А., Галай Е.О.

Ставропольский государственный университет,
Ставрополь

В работе аналитическими и численными методами изучается физический процесс образования пленки в результате газовой или жидкостной эпитаксии на кристаллическую подложку.

Совокупность частиц неупорядоченной фазы можно рассматривать как ансамбль бозе-частиц. При температурах ниже некоторой критической происходит осаждение части частиц системы на подложку в состоянии с нулевым импульсом, так называемая бозе-конденсация в поле псевдопотенциала подложки. В результате на кристаллической поверхности образуются зародыши новой фазы, происходит фазовый переход первого рода [1, 2].

Предложена динамическая модель квазидвумерных решеток, в которой учтены решеточные ангармонизмы и ангармоническое взаимодействие плёнки с подложкой. Гамильтониан системы представлен в виде суммы одночастичного потенциала поля подложки и потенциала двухчастичного взаимодействия атомов плёнки с атомами подложки. Это дает возможность описывать «метастабильные» положения атомов в «метастабильных» локальных минимумах одного из потенциалов, а значит описывать метастабильные состояния решетки, связанные со структурно-фазовым переходом первого рода, близкого ко второму.

Несохранение числа частиц неупорядоченной системы, связанное с наличием поля подложки, приводит к появлению отличных от нуля средних $\langle a_{k_1}^+ a_{k_2} \rangle$, определяющих концентрацию частиц в газовой фазе, а также аномальных средних $\langle a_{k_1} a_{k_2} \rangle$ которые при $k=0$ определяют концентрацию осаждаемых частиц - конденсата. Для аномальной функции Грина (ФГ):

$$\Gamma_{kk'}(w) = \langle \langle a_k^+(t_1) a_{k'}^+(t_2) \rangle \rangle_w$$

получено уравнение:

$$\Gamma_{kk'}(w)[w + e] = \Delta^+ G_{kk'}(w),$$

где

$$\Delta^+ = -\frac{1}{n} \sum V(k_1 - k_1') \langle a_{k_1}^+(t_1) a_{k_2}^+(t_1) \rangle.$$

Здесь e - энергия одночастичных возбуждений.

Решая совместно систему уравнений для нормальной:

$$G_{kk'}(t_1, t_2) = \langle \langle a_k(t_1) a_{k'}^+(t_2) \rangle \rangle$$

и аномальной ФГ находим для энергетической щели в спектре аномальной ФГ уравнение: