

О. М. Браун, Э. А. Пашицкий

О ВОЗМОЖНОСТИ ФОТОСТИМУЛИРОВАННЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В СУБМОНОСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ, АДСОРБИРОВАННЫХ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

1. Как известно [1—6], электростатическое взаимодействие между адсорбированными на поверхности металла атомами электроположительных и электроотрицательных элементов благодаря силам изображения, возникающим в подложке за счет эффектов экранировки, и особенности электронной поляризуемости металла на удвоенном фермиевском импульсе $2p_F$, которая обусловлена ступенчатым распределением вырожденных электронов проводимости по энергии, носит характер диполь-дипольного отталкивания, модулированного знакопеременными фриделевскими осцилляциями:

$$U(R) \approx 2Q_0^2 x_0^2 R^{-3} + \beta Q_0^2 R^{-\nu} \exp(-2k_F x_0) \cos(2k_F R - \theta). \quad (1)$$

Здесь Q_0 и x_0 — эффективный (средний) заряд адатома и его равновесное положение относительно поверхности ($x_0 \sim 1 \text{ \AA}$), R — расстояние между адатомами на поверхности, $k_F = p_F/\hbar$, а показатель степени ν , амплитуда β и фаза θ фриделевских осцилляций зависят от вида электронного спектра, т. е. от формы поверхности Ферми металла.

Аналогичные фриделевские осцилляции, убывающие с расстоянием R по степенному закону, возникают и при «непрямом» взаимодействии между адатомами через электроны проводимости металла-подложки [7—9]. Однако из-за экспоненциального затухания амплитуды фриделевских осцилляций при удалении адчастицы от поверхности для адатомов достаточно большого радиуса, обладающих относительно большим зарядом Q_0 (K, Na, Cs, Ba [1]), в выражении (1) для потенциальной энергии экранированного электростатического взаимодействия можно ограничиться первым (диполь-дипольным) членом.

При колебаниях заряженных адатомов (ионов) в подложке индуцируется переменный потенциал и возникают эффекты запаздывания

в формировании отклика подложки, которые становятся особенно существенными в том случае, когда одна из частот локальных колебаний адатомов ω_0 близка к частоте поверхностных коллективных возбуждений (плазмонов) $\omega_S = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / m^* (\epsilon_0 + 1)}$, где n_0 и m^* — концентрация и эффективная масса свободных носителей заряда в кристалле с диэлектрической проницаемостью ϵ_0 .

Поскольку для металлов типичные значения частот $\omega_S \approx 10^{15} \div 10^{16} \text{ с}^{-1}$, а характерные частоты колебаний адатомов $\omega_0 \approx 10^{13} \div 10^{14} \text{ с}^{-1}$, то в данном случае можно пренебречь запаздыванием сил изображения. С другой стороны, на поверхности легированных полупроводников и полуметаллов с гораздо более низкой, чем в металлах, концентрацией свободных носителей и большей диэлектрической проницаемостью ($\epsilon_0 \gg 1$) легко реализовать условие $\omega_S \approx \omega_0$. Более того, создавая в собственном полупроводнике с помощью оптической (лазерной) накачки неравновесную электронно-дырочную плазму (ЭДП) соответствующей концентрации¹, можно добиться точного резонанса между частотами ω_0 и ω_S . Так, например, для полупроводника с $\epsilon_0 \approx 10$ и $m^* \approx 0,2m_e$ при $\omega_0 \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ резонанс $\omega_S = \omega_0$ возникает при $n_0 \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

В настоящей работе показано, что при $\omega_0 \approx \omega_S$ эффективная потенциальная энергия запаздывающего (динамического) взаимодействия $U_{\text{дуп}}$ между колеблющимися заряженными адатомами через плазмонную подсистему полупроводниковой подложки радикально отличается от энергии статического взаимодействия (1). В частности, она является анизотропной в плоскости поверхности для продольных (параллельных поверхности) колебаний адатомов, а в случае переменных (осциллирующих во времени) зарядов колеблющихся хемосорбированных атомов, в силу неполной экранировки кулоновского взаимодействия, убывает с расстоянием R гораздо медленнее (пропорционально R^{-1}), чем в случае диполь-дипольного отталкивания (пропорционально R^{-3}). В зависимости от разности фаз колебаний взаимодействующих адатомов $U_{\text{дуп}}$ может носить характер как отталкивания, так и притяжения, что должно оказывать существенное влияние на структуру и динамику субмонослойных пленок на поверхности полупроводниковых кристаллов и, в частности, может приводить к фотостимулированным фазовым переходам под действием лазерного облучения, не связанным с разогревом подложки.

2. Рассмотрим запаздывающие силы изображения, создаваемые точечным переменным зарядом $Q(t)$, движущимся в вакууме вблизи плоской поверхности полубесконечного кристалла по классической траектории $\mathbf{r}_0(t) \equiv \{x_0(t), \mathbf{R}_0(t)\}$. Переменный потенциал, индуцируемый таким зарядом вне кристалла, в нерелятивистском приближении равен

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \int_0^{\infty} dr' \int dt' D(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t') Q(t-t') \delta[x' - x_0(t-t')] \delta[\mathbf{R}' - \mathbf{R}_0(t-t')], \quad (2)$$

где D — запаздывающая функция Грина продольного кулоновского поля в полуграниченной среде, $\mathbf{R}_0(t) \equiv \{y_0(t), z_0(t)\}$. В рамках модели «желе» с резкой границей раздела кристалл — вакуум, расположенной в плоскости $x=0$, в приближении зеркального отражения электронов подложки от границы кристалла фурье-компонента функции D по времени t и по продольным координатам $\mathbf{R} \equiv \{y, z\}$ в области $x, x' \geq 0$ (вакуум) имеет вид [4, 11, 12]

$$D(x, x'; \mathbf{q}, \omega) = -2\pi q^{-1} g_S(\mathbf{q}, \omega) \exp[-q(x+x')], \quad (3)$$

¹ Как известно [10], при температурах, превышающих критическую точку T_c , в полупроводниках при высоких уровнях накачки образуется неравновесная ЭДП, а не вырожденная ЭД-жидкость с фиксированной плотностью.

где

$$g_S(\mathbf{q}, \omega) = \frac{\epsilon_S(\mathbf{q}, \omega) - 1}{\epsilon_S(\mathbf{q}, \omega) + 1}, \quad \frac{1}{\epsilon_S(\mathbf{q}, \omega)} = \frac{q}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_x}{(k_x^2 + q^2) \epsilon_l(\mathbf{k}, \omega)}, \quad (4)$$

$\epsilon_l(\mathbf{k}, \omega)$ — продольная диэлектрическая проницаемость бесконечного кристалла, $\mathbf{q} = \{q_y, q_z\}$. Полюсы функции отклика g_S определяют спектр поверхностных плазмонов. В ВЧ-пределе, когда можно пренебречь эффектами пространственной дисперсии ($q \rightarrow 0$), поверхностная «диэлектрическая проницаемость» $\epsilon_S(\omega)$ совпадает с $\epsilon_l(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, где $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / m^* \epsilon_0}$ — частота плазменных колебаний в неограниченном кристалле. В результате с учетом конечного затухания поверхностных плазмонов получаем (сравни с [13])

$$g_S(\omega) = \frac{\omega_S^2 - \omega^2 (\epsilon_0 - 1) / (\epsilon_0 + 1)}{\omega_S^2 - (\omega + i\delta_S)^2}, \quad (5)$$

где $\omega_S = \omega_p \sqrt{\epsilon_0 / (\epsilon_0 + 1)}$, δ_S — декремент затухания ($\delta_S \ll \omega_S$).

С учетом собственного кулоновского поля заряда потенциал (2), согласно (3), (4), может быть представлен в виде

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \frac{Q(t)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t)|} + \varphi_{\text{ind}}(\mathbf{r}, t), \quad (6)$$

где

$$\varphi_{\text{ind}}(\mathbf{r}, t) = - \int \frac{d^3q}{2\pi q} e^{i\mathbf{q}\mathbf{R}} \Psi(\mathbf{q}, t) e^{-qz}, \quad (7)$$

$$\Psi(\mathbf{q}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} g_S(\mathbf{q}, \omega) T(\mathbf{q}, \omega), \quad (8)$$

$$T(\mathbf{q}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt Q(t) \exp [i\omega t - iqR_0(t) - qx_0(t) - \delta|t|], \quad \delta \rightarrow +0. \quad (9)$$

Главное значение интеграла (8) определяет регулярную часть индуцированного движущимся зарядом потенциала φ_{ind} , которая описывает запаздывающие силы изображения, обусловленные взаимодействием заряда с виртуальными поверхностными плазмонами в подложке. В то же время осциллирующая часть интеграла (8), возникающая за счет полюсов функции отклика (5), определяет переменную составляющую потенциала φ_{ind} , связанную с возбуждением реальных поверхностных плазмонов.

3. В случае поперечных (перпендикулярных поверхности) колебаний адатома (иона) с постоянным зарядом Q_0 относительно положения равновесия x_0 с амплитудой a и частотой ω_0 интеграл по траектории (9) и пространственная фурье-компонента потенциала (8) принимают вид

$$T(q, \omega) = 2\pi \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n I_n(qa) \delta(\omega - n\omega_0), \quad (10)$$

$$\Psi(q, t) = I_0(qa) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} I_n(qa) N_S(n\omega_0) \cos [n\omega_0 t + n\pi/2 - \theta_S(n\omega_0)], \quad (11)$$

где

$$N_S(\omega) = \frac{\omega_S^2 - \omega^2 (\epsilon_0 - 1) / (\epsilon_0 + 1)}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_S^2)^2 + (2\delta_S \omega)^2}}, \quad \theta_S(\omega) = \arctg \frac{2\delta_S \omega}{\omega^2 - \omega_S^2}, \quad (12)$$

I_n — функция Бесселя первого рода от мнимого аргумента.

В результате для статической φ_0 и осциллирующей $\tilde{\varphi}$ частей потенциала φ , согласно (6), (7), при условии $a \ll x + x_0 \ll R$ получаем следующие асимптотические выражения:

$$\varphi_0(x, R) \approx 2Q_0 x x_0 R^{-3}, \quad (13)$$

$$\tilde{\varphi}(x, R, t) \approx Q_0 a R^{-3} \{ (x - x_0) \sin \omega_0 t + (x + x_0) N_S(\omega_0) \sin [\omega_0 t - Q_S(\omega_0)] \}. \quad (14)$$

(Статическую составляющую φ_0 при $\omega = 0$, строго говоря, следует вычислять с учетом эффектов пространственной дисперсии.)

Пусть на расстоянии R от данного заряда находится другой заряд Q_0 , совершающий поперечные колебания с той же частотой и амплитудой по траектории $x_1(t) = x_0 + a \sin(\omega_0 t + \alpha)$, где α — относительный сдвиг фаз колебаний. Тогда эффективная энергия динамического (запаздывающего) взаимодействия двух колеблющихся зарядов, усредненная по периоду колебаний $\tau_0 = 2\pi/\omega_0$, согласно (14), равна

$$U_{\text{dyn}}^{(1)} \equiv \frac{Q_0}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} dt \tilde{\varphi}[x_1(t), R, t] \approx \frac{a^2 Q_0^2}{2R^3} \{ \cos \alpha + N_S(\omega_0) \cos [\alpha + \theta_S(\omega_0)] \}. \quad (15)$$

При резонансе $\omega_0 = \omega_S$, когда $N_S(\omega_S) = \omega_S/\delta_S(\epsilon_0 + 1)$ и $\theta_S(\omega_S) = \pi/2$, получаем

$$U_{\text{dyn}}^{(1)} \approx \frac{Q_0^2 a^2 \omega_S}{2\delta_S(\epsilon_0 + 1)} \frac{\sin \alpha}{R^3}. \quad (16)$$

Случай продольных колебаний постоянного заряда Q_0 по траектории $y_0(t) = a \sin \omega_0 t$, $x_0(t) = x_0$ и $z_0(t) = 0$ сводится к предыдущему, если в формулах (10) и (11) заменить q на $i q_y$ и $I_n(qa)$ на $i^n J_n(q_y a)$.

При этом для переменного потенциала φ при условии $a \ll x + x_0 \ll R$ получаем выражение

$$\tilde{\varphi}(y, R, t) \approx Q_0 \frac{ay}{R^3} \{ \sin(\omega_0 t) - N_S(\omega_0) \sin[\omega_0 t - \theta_S(\omega_0)] \}, \quad (17)$$

а усредненная по периоду колебаний энергия динамического взаимодействия двух зарядов, колеблющихся параллельно друг другу, имеет вид

$$U_{\text{dyn}}^{(1)} \approx U_{\text{dyn}}^{(1)} (1 - 3 \cos^2 \beta), \quad (18)$$

где β — угол между направлением колебаний (осью OY) и линией, соединяющей заряды.

Как видим, энергия $U_{\text{dyn}}^{(1)}$ анизотропна в плоскости поверхности и аналогична потенциальной энергии взаимодействия жестко ориентированных диполей. Однако, в отличие от последней, энергия $U_{\text{dyn}}^{(1)}$ при фиксированном значении угла β в зависимости от α так же, как и $U_{\text{dyn}}^{(1)}$, может изменять знак, т. е. иметь характер либо отталкивания, либо притяжения. Отметим, что энергия динамического взаимодействия зарядов, колеблющихся в фазе ($\alpha = 0$) или во взаимно перпендикулярных направлениях, равна нулю.

4. При локальных колебаниях периодически изменяется во времени степень перекрытия волновых функций хемосорбированного атома и поверхностных атомов подложки, а также положение виртуального электронного уровня адатома относительно уровня Ферми кристалла. В результате должно осциллировать значение эффективного заряда адатома $Q(t)$, определяемое заполнением виртуального уровня [1]. В связи с этим рассмотрим переменный неподвижный заряд в точке

$x = x_0$, изменяющийся во времени по синусоидальному закону $Q(t) = Q_0 + Q_1 \sin \omega_0 t$. При этом, согласно (8) и (9), имеем

$$T(\omega) = 2\pi Q_0 \delta(\omega) + i\pi Q_1 [\delta(\omega - \omega_0) - \delta(\omega + \omega_0)], \quad (19)$$

$$\Psi(q, t) = Q_0 + \frac{i}{2} Q_1 [e^{-i\omega_0 t} g_S(q, \omega_0) - e^{i\omega_0 t} g_S^*(q, \omega_0)]. \quad (20)$$

Пренебрегая, как и ранее, дисперсией поверхностных плазмонов, получим отсюда

$$\tilde{\varphi}(x, R, t) = Q_1 \left\{ \frac{\sin \omega_0 t}{\sqrt{R^2 + (x - x_0)^2}} - N_S(\omega_0) \frac{\sin[\omega_0 t - \theta_S(\omega_0)]}{\sqrt{R^2 + (x + x_0)^2}} \right\}. \quad (21)$$

так что эффективная энергия запаздывающего взаимодействия двух осциллирующих зарядов на больших расстояниях ($R \gg x + x_0$) в точке резонанса $\omega_0 = \omega_S$

$$U_{\text{dyn}} \equiv \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} dt Q(t) \tilde{\varphi}(R, t) \approx Q_1^2 \frac{\omega_S}{2\delta_S(\epsilon_0 + 1)} \frac{\sin \alpha}{R}. \quad (22)$$

Как видим, в данном случае в силу неполной экранировки кулоновского взаимодействия U_{dyn} убывает с расстоянием как R^{-1} и в зависимости от α может быть как положительным (отталкивание), так и отрицательным (притяжение).

5. Сопоставим полученные выражения (16), (18) и (22) с энергией статического экранированного взаимодействия зарядов вблизи поверхности полупроводника (см. [4, 6])

$$U_{\text{stat}} = Q_0^2 \int_0^{\infty} dq J_0(qR) \left[1 - \frac{\epsilon_S(q, 0) - 1}{\epsilon_S(q, 0) + 1} e^{-2qx_0} \right]. \quad (23)$$

Здесь $\epsilon_S(q, 0)$ определяется выражением (4) с объемной статической диэлектрической проницаемостью полупроводника $\epsilon_i(k, 0) = \epsilon_0 (1 + \kappa_0^2 / (k_x^2 + q^2))$, где $\kappa_0^{-1} \equiv r_0$ — радиус экранирования, равный $\sqrt{\epsilon_0 T / 8\pi e^2 n_0}$ в случае невырожденной ЭДП и $\sqrt{\epsilon_0 E_F / 6\pi e^2 n_0}$ в случае полного вырождения как по электронам, так и по дыркам с эффективными массами m_e^* и m_h^* и $p_F = \hbar (3\pi^2 n_0)^{1/3}$, когда приведенная энергия Ферми $E_F = p_F^2 / (m_e^* + m_h^*) > T$.

Согласно (4), в статическом пределе ($\omega = 0$) $\epsilon_S(q, 0) = \epsilon_0 \sqrt{q^2 + \kappa_0^2} / q$ и выражение (23) может быть представлено в виде

$$U_{\text{stat}}(R) = \frac{Q_0^2}{R} - \frac{Q_0^2}{\sqrt{R^2 + 4x_0^2}} + 2Q_0^2 \int_0^{\infty} dq \frac{q J_0(qR)}{\epsilon_0 \sqrt{q^2 + \kappa_0^2} + q} e^{-2qx_0}. \quad (24)$$

Поскольку в полупроводниках радиус экранирования макроскопически велик (например, при $n_0 \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon_0 \approx 10$, $m_e^* \approx 0,2m_e$ и $T \approx 300 \text{ K} > E_F$, $r_0 \approx 30 \text{ \AA}$), то существует довольно широкий интервал расстояний $x_0 \sqrt{\epsilon_0 + 1} < R < r_0$, внутри которого основную роль играет последнее слагаемое в (24), которое в металлах с $\kappa_0 \sim k_F \sim 10^8 \text{ см}^{-1}$ мало уже на расстоянии одной постоянной решетки. В результате из (24) с точностью до главных членов получаем

$$U_{\text{stat}}(R) \approx \begin{cases} 2Q_0^2 / (\epsilon_0 + 1) R, & x_0 \sqrt{\epsilon_0 + 1} < R < r_0, \\ 2Q_0^2 \kappa_0^2 / R^3, & R > r_0. \end{cases} \quad (25)$$

Отсюда следует, что в субмонослойных пленках с характерным расстоянием между адатомами $R_0 \leq r_0$ (но $R_0 > 2x_0$) практически только энергия динамического взаимодействия (22), обусловленного осцилля-

циями зарядов колеблющихся адатомов и убывающего с расстоянием как R^{-1} , может превысить при $\omega_0 = \omega_S$ энергию статического отталкивания $U_{\text{stat}} \sim R^{-1}$, если выполняется условие $Q_1^2/Q_0^2 > 4\delta_S/\omega_S$. При малых степенях покрытия поверхности, когда $R_0 > r_0$, энергии динамических взаимодействий (16) и (18) также могут превысить энергию диполь-дипольного отталкивания $U_{\text{stat}} \sim R^{-3}$, если $a^2/x_0^2 > 4\delta_S/\omega_S$.

6. Таким образом, создавая в полупроводниковой подложке с помощью лазерной накачки необходимую концентрацию свободных носителей, можно добиться точного резонанса между частотой поверхностных плазмонов и одной из частот локальных колебаний адатомов и тем самым существенно изменить характер взаимодействия адатомов. Если при этом фазы колебаний адатомов являются случайными, как это имеет место при тепловом возбуждении колебаний, то в случае резонанса $\omega_0 = \omega_S$ при условии $|U_{\text{dyn}}| > U_{\text{stat}}$ упорядоченная субмонослойная пленка на поверхности полупроводника благодаря случайным вариациям знака U_{dyn} может стать полностью неупорядоченной.

При возбуждении локальных колебаний когерентным пучком электронов или света с длиной волны λ , соизмеримой с периодом исходной структуры пленки, между колебаниями соседних адатомов может установиться постоянный сдвиг фаз $\alpha \neq 0$, чему способствует также взаимодействие между ними. В результате при $\omega_0 = \omega_S$ в пленке могут образовываться новые упорядоченные структуры, в том числе анизотропные, если условие резонанса выполняется для одного из типов продольных колебаний с анизотропным взаимодействием $U_{\text{dyn}}^{\parallel}$. Иными словами, под действием оптической накачки при определенной («резонансной») интенсивности излучения, при которой $\omega_S = \omega_0$, в субмонослойных пленках, адсорбированных на поверхности полупроводниковых кристаллов, могут наблюдаться не связанные с повышением температуры² фотостимулированные структурные фазовые переходы типа порядок — беспорядок, ориентационные, типа двумерного плавления и т. п.

SUMMARY. The energy of the dynamic (retarded) interaction between vibrating adatoms on semiconductor surfaces is calculated. It is shown that the dynamic interaction energy can be repulsive or attractive depending on the phase shift between adatom vibrations. The dynamic interaction energy can greatly exceed the static energy of dipole-dipole repulsion under conditions of the resonance between the frequency of surface plasmons. Conditions of the resonance can be obtained for sufficiently high concentration of the electron-hole semiconductor plasma induced by the laser pumping. Thus, the photosimulated phase transitions in adlayers on semiconductor surfaces are possible.

1. Субмонослойные пленки на поверхности металлов / Л. А. Большов, А. П. Напартович, А. Г. Наумовец, А. Г. Федорус // УФН.— 1977.—122, вып. 1.— С. 125—158.
2. Габович А. М., Пашицкий Э. А. Непрямое взаимодействие адсорбированных атомов на поверхности металла через электронный газ подложки // ФТТ.— 1976.—18, вып. 2.— С. 377—382.
3. Kohn W., Lau K. H. Adatom dipole moments on metals and their interactions // Solid State Commun.— 1976.—18, N 5.— P. 553—555.
4. Экранировка зарядов и фриделевские осцилляции электронной плотности в металлах с разной формой поверхности Ферми / А. М. Габович, Л. Г. Ильченко, Э. А. Пашицкий, Ю. А. Романов // ЖЭТФ.— 1978.—75, вып. 1.— С. 249—264.
5. Кравцов В. Е. Асимптотика парного взаимодействия адсорбированных на поверхности металла атомов // ФТТ.— 1979.—21, вып. 5.— С. 1560—1562.
6. Electrostatic energy and screened charge interaction near the surface of metals with different Fermi surface shape / А. М. Gabovich, L. G. Il'chenko, E. A. Pashitskii, Yu. A. Romanov // Surface Sci.— 1980.—94, N 1.— P. 179—203.
7. Lau K. H., Kohn W. Indirect long-range oscillatory interaction between adsorbed atoms // Ibid.— 1978.— 75, N 1.— P. 69—85.
8. Johansson P., Hjelmberg H. Charge density oscillations around a hydrogen adatom on simple metal surfaces and their importance for adatom-adatom interaction // Ibid.— 1979.—80, N 1.— P. 171—178.

² Нагрева подложки можно избежать, если накачку осуществлять лазером с энергией квантов, равной ширине запрещенной зоны полупроводника.

9. Браун О. М. Особенности непрямого взаимодействия атомов, адсорбированных на поверхности металла // ФТТ.—1981.—23, вып. 9.— С. 2779—2784.
10. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках / Т. Райс, Дж. Хенсел, Т. Филлипс, Г. Томас.— М. : Мир, 1980.—327 с.
11. Романов Ю. А. К теории характеристических потерь в тонких пленках // ЖЭТФ.—1964.—47, вып. 6.— С. 2119—2133.
12. Сидякин А. В. Вычисление поляризационного вклада в энергию взаимодействия заряда с поверхностью металла // Там же.—1970.—58, вып. 2.— С. 573—581.
13. *Semiclassical image potential at a solid surface* / P. M. Echenique, R. H. Ritchie, N. Barberan, J. Inkson // Phys. Rev. B.—1981.—23, N 12.— P. 6486—6493.