

DETECTION OF 285 nm ABSORPTION BAND AT THE BOMBARDMENT OF CORUNDUM WITH FAST ELECTRONS

V. V. HARUTYUNYAN, V. A. GEVORGYAN, R. K. EZOYAN,
G. N. ERITSYAN, V. KH. SARKISOV

Using partially polarized light, an absorption band at 285 nm of the colored centre was detected in the α - Al_2O_3 monocrystal bombarded with 50 MeV electrons. During the excitation in the 285 nm band, the photoluminescence was observed in the 440 nm region. During the excitation in the 275 nm band the radiation with maximum at 475 nm was also observed. The duration of photoluminescence in 440 and 475 nm bands was measured at 77 and 300 K. The photoluminescence was found to decay according to the exponential law.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 3, 135—141 (1989)

УДК 533.537.5

ПРОБОЙ ГАЗОВ СВЕРХСИЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

С. Г. АРУТЮНЯН, А. К. ИШОЕВ

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 15 сентября 1988 г.)

В работе рассмотрены процессы, ответственные за ионизацию газа и развитие электронной лавины в сверхсильном электромагнитном поле. Обсужден вопрос о взаимодействии внешнего поля с атомами, приводящем к уменьшению потенциала ионизации и, как результат, увеличению сечения ионизации атома электронным ударом. Рассмотрена также роль процессов, при которых происходит электронное ударное возбуждение атомов с последующей ионизацией высокочастотным туннельным эффектом. С учетом сказанного рассчитана постоянная развития лавины ионизации газов, обсуждена область параметров плазмы и излучения, в которых исследуемый процесс оказывается существенным. Расчеты проведены для излучения линейной и циркулярной поляризации.

При взаимодействии электромагнитной волны с газом происходят процессы, приводящие к ионизации. Это многофотонная ионизация или ВЧ туннельный эффект [1], электронная лавинная ионизация — пробой газа [2, 3]. Эти процессы не только могут иметь место одновременно, но и оказывать взаимное влияние. Теория пробоя газа, развитая в [2], применима для полей умеренной мощности. Для решения задачи пробоя газа

сверхсильным электромагнитным полем в работах [3—5] развит другой подход. В сверхсильном электромагнитном поле, когда выполнено условие $\varepsilon_0 \gg I$, где $\varepsilon_0 = e^2 E_0^2 / 4m\omega^2$ — средняя колебательная энергия электронов в поле волны частоты ω и амплитуды электрического вектора E_0 , I — потенциал ионизации атома, внешнее поле может исказить атомное поле настолько, что это может привести к появлению значительной вероятности ВЧ туннельного эффекта как с основного, так и с возбужденных состояний. Одновременно искажение поля приводит к уменьшению потенциала и, как следствие, к увеличению сечения ионизации электронным ударом.

Настоящая работа посвящена исследованию пробоя газа электромагнитным полем большой амплитуды, с учетом влияния внешнего поля на сечение ионизации электронным ударом, и мгновенной ионизации возбужденных состояний атомов в результате ВЧ туннельного эффекта.

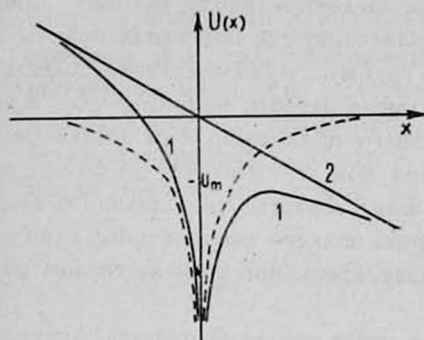


Рисунок 1. Результирующее поле (кривые 1), в котором находится атомный электрон при наложении внешнего электрического поля (2). Пунктирная линия соответствует кулоновскому полю.

Если атом находится в однородном внешнем электромагнитном поле, то полагая в простейшем случае потенциал ядра кулоновским, потенциальная энергия электрона в дипольном приближении есть (рис. 1)

$$U(x) = -\frac{e^2}{|x|} - eEx. \quad (1)$$

Минимальное значение полной энергии, при которой электрон сможет покинуть атом, можно определить, если найти максимум потенциальной энергии:

$$\varepsilon_{\min} = -2e(e|E|)^{1/2}.$$

Таким образом энергия, необходимая для ионизации атома, будет меньше энергии ионизации невозмущенного атома I_0 на величину $2e(e|E|)^{1/2}$:

$$I = I_0 - 2e(e|E|)^{1/2}.$$

Необходимо отметить, что приведенные рассуждения допустимы только для внешних полей, при которых возмущение энергии основного состояния несущественно. Мерой воздействия волны на основное состояние является изменение энергии этого состояния во втором порядке эффекта Штарка $\Delta\varepsilon = (eE_0\alpha_0)^2/I_0$, где α_0 боровский радиус. Если сравнить эту энергию со средней колебательной энергией электрона в поле $\varepsilon_0 = e^2 E_0^2 / 4m\omega^2$, то получим $\Delta\varepsilon/\varepsilon_0 = 2(I_0/I_H) \cdot (\hbar\omega/I_0)^2$, где I_H — энергия ионизации атома водорода. Отсюда видно, что сдвиг энергии $\Delta\varepsilon \approx \varepsilon_0 (\hbar\omega/I_0)^2$ для ИК и более длинноволнового излучения пренебрежимо мал.

Например, при $\lambda=10$ мкм $\Delta\varepsilon/\varepsilon_0 < 10^{-4}$ и вплоть до $\varepsilon_0 \approx 10$ эВ сдвиг $\Delta\varepsilon$ можно пренебречь.

Современные мощные генераторы излучения оптического и инфракрасного диапазонов позволяют получать излучение, при фокусировке которого возможно достижение значений E , при которых уменьшение потенциала ионизации, согласно (2), становится существенным. Снижение потенциала ионизации приводит к увеличению сечения ионизации атома электронным ударом $\sigma_i(\varepsilon)$ и, тем самым, к росту значений постоянной развития лавины ионизации $\gamma(\varepsilon)$. Влияние уменьшения энергии ионизации на сечение ионизации электронным ударом учитывается через потенциал ионизации, входящий в рассматриваемое сечение. При этом не учитывается угловая зависимость электронов, вылетающих после ионизации атомов. Предполагается, что все электроны вылетают вдоль силовых линий электрического поля волны, т. е. в направлении, где потенциал ионизации наиболее мал, что является достаточно грубым приближением. Однако, учитывая теоретические и экспериментальные работы, например [6], в которых показано, что в отсутствие внешнего поля электроны вылетают независимо от энергии обоих электронов под углом от 45° до 60° от направления налетающего электрона, можно сказать, что сделанное выше приближение может привести к завышению полного сечения ионизации самое большее в два раза. Качественные результаты при этом не теряют ценности.

В сверхсильном световом поле имеет место и другой процесс, приводящий к ионизации газа. Он состоит в электронном ударном возбуждении атома с последующей его ионизацией в результате ВЧ туннельного эффекта сверхсильным электромагнитным полем. Такой процесс имеет очень большую вероятность уже при напряженностях поля, при которых ВЧ туннельный эффект из основного состояния пренебрежим, но существенно снижение потенциала ионизации.

Скорость ионизации газа сверхсильным электромагнитным полем, с учетом обоих процессов, дается выражением

$$\gamma = n_0 \sum_{k=2}^{\infty} \langle \sigma_{Bk} v \rangle W_k + n_0 \langle \sigma_i v \rangle, \quad (3)$$

где усреднение проводится по периоду колебаний поля и по начальным фазам рождения электрона в поле, W_k — вероятность ВЧ туннельной ионизации атома из k -ого возбужденного состояния [7], которая зависит от поляризации излучения, и для линейной поляризации имеет вид

$$W_k = \frac{\sqrt{6\pi}}{4} \left(\frac{\omega_k}{\omega} \right)^{1/2} \left(\frac{\varepsilon_0}{I_0 - \varepsilon_{1k}} \right)^{1/4} \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{\omega_k}{\omega} \left(\frac{I_0 - \varepsilon_{1k}}{2\varepsilon_0} \right)^{1/2} \right\},$$

где $\omega_k = \varepsilon_{1k}/\hbar$, ε_{1k} — энергия возбуждения k -ого состояния атома. Для сечения возбуждения и ионизации воспользуемся формулами, предложенными Дравином [8]:

$$\sigma_{Bk}(\varepsilon) = 4\pi a_0^2 \left(\frac{I_0}{\varepsilon_{1k}} \right)^2 \beta_1 f_{1k} \frac{u-1}{u^2} \ln(1,25 \beta_2 u), \quad (4)$$

$$\sigma_i(\varepsilon) = 2,66 \pi a_0^2 \left(\frac{I_n}{I} \right)^2 \xi \cdot \beta_1 \frac{u_1 - 1}{u_1^2} \ln(1,25 \beta_2 u_1). \quad (5)$$

Здесь $u = \varepsilon/\varepsilon_{1k}$, $u_1 = \varepsilon/I$, β_1 и β_2 — подгоночные коэффициенты ~ 1 , ε_{1k} — энергия возбуждения, ξ — число эквивалентных электронов на основном уровне, f_{1k} — силы осцилляторов для переходов атомов из основного в возбужденное состояние.

Если акт столкновения электрона с атомом происходит во внешнем поле напряженности E , то в выражении для сечения ионизации (5) вместо I необходимо подставить формулу (2). В электромагнитной волне линейной поляризации электрическое поле имеет вид $E = E_0 \sin \omega t$, скорость электрона в таком поле $v = (eE_0/m\omega) \times (\cos \omega t_0 - \cos \omega t)$. Пусть $\omega \ll \omega_i$, частоты ионизации атома $\omega_i = I_0/h$, т. е. допустим, что за время, при котором происходит ионизация атома, изменение внешнего поля пренебрежимо мало. Это условие имеет место для излучения ИК и более длинноволнового диапазонов. При таких предположениях потенциал ионизации можно записать в виде $I = I_0 - 2e(eE_0|\sin \omega t|)^{1/2}$.

Введя обозначение $\varphi = \omega t$, $\varphi_0 = \omega t_0$, получим окончательное выражение для γ :

$$\begin{aligned} \gamma(\varepsilon_0) = & n_0 \sum_{k=2}^{\infty} \frac{f_{1k}}{\varepsilon_{1k}} \gamma_k \omega_k + \alpha n_0 \times \\ & \times \iint \frac{2\varepsilon_0 (\cos \varphi_0 - \cos \varphi)^2 - I_0 + 2e(\omega |\sin \varphi| (m\varepsilon_0)^{1/2})^{1/2}}{(I_0 - 2e(\omega |\sin \varphi| (m\varepsilon_0)^{1/2})^{1/2}) \varepsilon_0^{3/2} |\cos \varphi_0 - \cos \varphi|^3} \times \\ & \times \ln \frac{2\varepsilon_0 (\cos \varphi_0 - \cos \varphi)^2}{I_0 - 2e(\omega |\sin \varphi| (m\varepsilon_0)^{1/2})^{1/2}} d\varphi_0 d\varphi, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\gamma_k = \beta \iint \frac{2\varepsilon_0 (\cos \varphi_0 - \cos \varphi)^2 - \varepsilon_{1k}}{\varepsilon_0^{3/2} |\cos \varphi_0 - \cos \varphi|^3} \ln \frac{2\varepsilon_0 (\cos \varphi_0 - \cos \varphi)^2}{\varepsilon_{1k}} d\varphi_0 d\varphi,$$

и α , β — константы. Здесь интегрирование ведется по фазам рождения электронов и текущей фазе $\varphi = \omega t$. Область интегрирования выбирается из условия $v > (2I/m)^{1/2}$. Вычисление $\gamma(\varepsilon_0)$ было проведено для случаев пробоя гелия и водорода при $\omega = 10^{12} - 10^{14}$ рад/с (что соответствует субмиллиметровому и ИК диапазону). Сумма в первом слагаемом при расчетах была ограничена $k=4$, т. к. силы осцилляторов для переходов в состояния с $k > 4$ пренебрежимо малы. Полученные зависимости $\gamma(\varepsilon_0)$ приведены на рис. 2. Кривая $\omega \rightarrow 0$ соответствует случаю $I = I_0$, т. е. отсутствию влияния поля на потенциал ионизации.

Представляется интересным также рассмотреть пробой газов циркулярно поляризованным излучением. Отличительной особенностью циркулярной поляризации является тот факт, что вектор электрического поля волны не меняется по величине, а меняет только направление. Если выполнено условие $\omega \ll \omega_i$, то поле можно считать постоянным. Тогда для γ при одинаковой плотности мощности излучения, как и в случае линейной поляризации, будем иметь:

$$\gamma_{\text{и}}(\varepsilon_0) = n_0 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{f_{1k}}{\varepsilon_{1k}} \gamma_{k\text{и}} W_{k\text{и}} + \alpha' \int \frac{4\varepsilon_0 \sin^2 \varphi - I_0 + 2e(\omega(2\varepsilon_0 m)^{1/2})^{1/2}}{(I_0 - 2e(\omega(2\varepsilon_0 m)^{1/2})^{1/2} \varepsilon_0^{3/2} |\sin^3 \varphi|) \ln \frac{4\varepsilon_0 \sin^2 \varphi}{I_0 - 2e(\omega(2\varepsilon_0 m)^{1/2})^{1/2} \varepsilon_0^{3/2} |\sin^3 \varphi|}} d\varphi, \quad (7)$$

где

$$\gamma_{k\text{и}} = \beta' \int \frac{4\varepsilon_0 \sin^2 \varphi - \varepsilon_{1k}}{\varepsilon_0^{3/2} |\sin^3 \varphi|} \ln \frac{4\varepsilon_0 \sin^2 \varphi}{\varepsilon_{1k}} d\varphi$$

и

$$W_{k\text{и}} = \frac{\omega_k}{\omega} \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{\omega_k}{\omega} \left(\frac{I_0 - \varepsilon_{1k}}{2\varepsilon_0} \right)^{1/2} \right\}.$$

Здесь интегрирование производится по фазе $\varphi = \frac{\omega}{2} (t - t_0)$, $W_{k\text{и}}$ есть вероятность туннелирования электрона из атома в поле циркулярно поляризованной волны. Графики зависимостей $\gamma_{\text{и}}$ приведены на рис. 3.

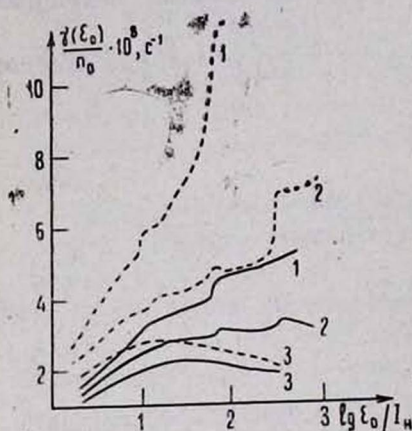


Рисунок 2. Зависимость скорости развития лавины ионизации от средней осцилляторной энергии электрона в поле волны линейной поляризации для водорода (пунктирные кривые) и гелия (непрерывные кривые): 1 — $\omega = 10^{14}$ рад/с; 2 — $\omega = 3 \cdot 10^{13}$ рад/с; 3 — $\omega \rightarrow 0$.

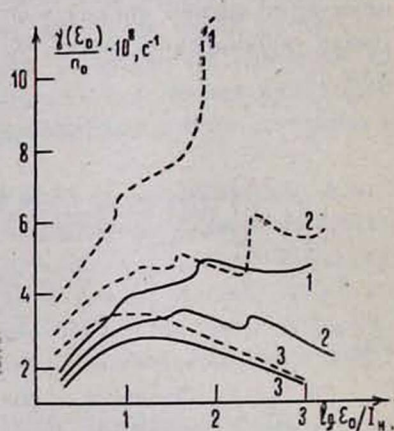


Рисунок 3. Скорость развития лавины ионизации при пробое циркулярно-поляризованным излучением для водорода (пунктирные кривые) и гелия (непрерывные кривые): 1 — $\omega = 10^{14}$ рад/с; 2 — $\omega = 3 \cdot 10^{13}$ рад/с; 3 — $\omega = 10^{12}$ рад/с.

Искажение атомного поля также приводит к ионизации атома за счет ВЧ туннельного эффекта из основного состояния. Этот механизм может конкурировать с ударной ионизацией, поэтому представляется интересным сравнить их. Скорость ионизации газа с учетом этих двух механизмов дается выражением

$$\frac{dn_e}{dt} = n_0 (W + n_e \langle \sigma v \rangle), \quad (8)$$

где W — вероятность ВЧ туннельного эффекта атома из основного состояния:

$$W = \frac{\sqrt{6\pi}}{4} \frac{I_0}{h} \mu^{1/2} \exp \left\{ -\frac{2\sqrt{2}}{3} \mu^{-1} \right\},$$

а $\mu = \hbar \omega / I_0 \cdot (\epsilon_0 / I_0)^{1/2}$ — параметр, характеризующий процессы в сильных полях.

Соотношение вкладов в электронную концентрацию от обоих процессов можно определить из условия $W(\mu) / \langle \sigma v \rangle = n_e$. Если n_e очень мало, что соответствует начальной стадии ионизации газа, то можно найти μ , при котором вклады от обоих процессов в электронную концентрацию одинаковы $W(\mu_{kr}) / \langle \sigma v \rangle \approx 1$, где $\mu_{kr} = 0,0185$. Таким образом, при $\mu < \mu_{kr}$ вкладом туннельной ионизации можно пренебречь, и электронная концентрация растет за счет ударной ионизации. В случае $\mu > \mu_{kr}$ на начальной стадии преобладает туннельная ионизация, но как только n_e достигнет значения, при котором $W(\mu) / \langle \sigma v \rangle < 1$, вклад в электронную концентрацию от механизма ударной ионизации, увеличивающийся по экспоненте, начинает превалировать. Из формулы (2) легко получить падение потенциала ионизации, выраженное через μ :

$$\Delta I / I_0 = 2\sqrt{2} e \left(\frac{m}{I_0 \hbar^2} \right)^{1/4} \mu^{1/2}.$$

Для атома гелия, при $\mu = \mu_{kr}$ имеет $\Delta I / I_0 \approx 0,4$. Следовательно можно сказать, что туннельный эффект начинает проявляться только после того, как потенциал ионизации уменьшится на ≈ 9 эВ. Это приведет к увеличению сечения ионизации электронным ударом почти в два раза, что сделает очень важным учет этого эффекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле, Атомиздат, М., 1978.
2. Мик-Дональд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. Изд. Мир, М., 1969.
3. Арутюнян С. Г., Рухадзе А. А. Физика плазмы, 5, 702 (1979).
4. Арутюнян С. Г., Рухадзе А. А. Краткие сообщения по физике, № 9 (1978), стр. 12.
5. Арутюнян С. Г., Игнатьев А. В., Рухадзе А. А. Физика плазмы, 7, 604 (1981).
6. Друкарев Г. Ф. Столкновения электронов с атомами и молекулами. Изд. Наука М., 1978, гл. 7.
7. Келдыш Л. В. ЖЭТФ, 47, 1949 (1964).
8. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. Изд. Мир, М., 1976, стр. 34.

ԳԱԶԻ ՊԱՐՊՈՒՄԸ ԳԵՐՈՒԺԵՂ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՎ

Ս. Հ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Կ. ԻՇՈՆՎ

Դիտարկվում են զերոսինդ էլեկտրամագնիսական դաշտում դադի իոնացման և էլեկտրոնային հոսանքի զարգացման համար պատասխանատու պրոցեսները: Քննարկվում է արտաքին դաշտի փոխազդեցությունը ատոմների հետ, որը բերում է իոնացման պոտենցիալի փոքրացմանը և, ինչպես արդյունք, էլեկտրոնային հարվածով ատոմի իոնացման կտրվածքի մեծացմանը: Դիտարկվում է նաև էլեկտրոններով ատոմների հարվածային զրգուրը հետագա իո-

նախնական պայմանավորված բարձր հաճախության թունելային էֆեկտով: Քննարկվում է նաև պլազմայի պարամետրերի տիրույթը, որում էական են հետազոտվող պրոցեսները: Հաշվարկները կատարվել են դժային և ցիրկուլյար բևեռացում ունեցող ճառագայթման համար:

GAS BREAKDOWN BY STRONG ELECTROMAGNETIC FIELD

S. G. HARUTYUNYAN AND A. K. ISHOEV

The processes responsible for gas ionization and electron avalanche development in superstrong electromagnetic field have been considered. The interaction of external field with atoms leading to the decrease in ionization potential and, as a result, to the increase of cross section of atom ionization by electron shock is discussed. We also consider the role of processes, in which the electron shock excitation of atoms with following ionization by high-frequency tunnel effect takes place. The constant of gas ionization avalanche development is calculated with due regard for the aforesaid and the range of parameters of plasma and radiation within which this process is essential is examined. The calculations were carried out for linear and circular polarizations of the radiation.

УДК 621.315.592

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 3, 141—143 (1989)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ДИАМАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ

А. А. КИРАКОСЯН, М. К. КУМАШЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 июня 1988 г.)

Получено выражение для диамагнитной восприимчивости квантовой ямы. Рассмотрены случаи вырожденного и невырожденного газов. Проведено сравнение с орбитальным диамагнетизмом свободного электронного газа.

Успехи в развитии эпитаксиальной технологии, особенно молекулярно-лучевой эпитаксии [1], сделавшие возможным выращивание различных полупроводниковых структур, стимулировали экспериментальные и теоретические исследования систем с пониженной размерностью [2], в частности, структур с квантовыми ямами (КЯ).

В данном сообщении проведен расчет диамагнитной восприимчивости электронного газа в квантовой яме, находящейся в слабом магнитном поле H , перпендикулярном оси КЯ (ось z).

Гамильтониан электрона (без учета спина) имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\hbar^2}{2m} \left(-i \frac{\partial}{\partial y} - \frac{z}{\lambda_H^2} \right)^2 - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z), \quad (1)$$

где $\lambda_H = (ch/eH)^{1/2}$ — магнитная длина, m — эффективная масса электрона, $V(z)$ — потенциал КЯ, который берется в виде прямоугольной ямы с глубиной V_0 и шириной d . В дальнейшем ограничимся случаем, ког-