

Таким образом, измерения яркостной температуры в синей области спектра и во всем спектральном диапазоне излучения ударной волны хорошо согласуются между собой и соответствуют ударной адиабате аргона. Надо отметить, что при температуре 24000 К примерно половина энергии излучения лежит в вакуумном ультрафиолете. Время нарастания сигнала пироприемника обусловлено нарастанием «пробки» ударно-сжатого газа. Высокая точность измерения яркостной температуры в аргоне (3%) с помощью пироприемника обусловлена зависимостью потока мощности с фронта ударной волны в спектральном диапазоне измерений $\Phi_+ \sim T^4$.

Разработанные пироприемники могут использоваться для регистрации и других процессов, связанных с излучением в широком спектральном диапазоне.

Авторы выражают благодарность Б. Д. Христофорову за полезную дискуссию.

Поступила 18 VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Тепловые приемники излучения. Труды 1-го Всесоюзного симпозиума. Киев, «Наукова думка», 1967.
2. Кременчугский Л. С. Сегнетоэлектрические приемники излучения. Киев, «Наукова думка», 1971.
3. Кременчугский Л. С. Исследование пироэлектрического приемника.— «Оптико-мех. промышленность», 1966, № 10.
4. Glass A. M. Ferroelectric $Sr_{1-x}Ba_xNb_2O_6$ as a fast and sensitive detector of infrared radiation.— «Appl. Phys. Letters», 1968, vol. 13, N 4.
5. Harris L., Beasley J. K. The infrared properties of gold smoke deposits.— «JOSA», 1952, vol. 42, p. 134.
6. Кременчугский Л. С., Лысенко В. С., Мальнев А. Ф., Ройцина О. В. Определение толщины теплоемкости и теплопроводности тонких пленок малых размеров.— «Инж.-физ. журн.», 1964, т. 7, № 2.
7. Johnston R. G., Madden R. P. On the use of the thermopiles for absolute radiometry in the far ultraviolet.— «Appl. Optics», 1965, vol. 12, N 4.
8. Попов Е. Г., Цикулин М. А. Высокотемпературный излучатель взрывного типа для целей фотометрии.— ПМТФ, 1970, № 5.
9. Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в инертных газах и воздухе. Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. М., МФТИ, 1969.

УДК 533.6.011.8

РАССЕЯНИЕ АТОМОВ АРГОНА С ЭНЕРГИЕЙ 0,15—1,8 ЭВ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ГЕРМАНИЯ

А. В. Колосов, С. Г. Миронов
(Новосибирск)

Взаимодействие нейтральных атомов и молекул с твердыми поверхностями при энергиях от тепловой до нескольких электронвольт изучено очень мало, что неоднократно отмечалось в литературе [1].

В работах [2—4], охватывающих указанный диапазон энергий, изучались только угловые распределения интенсивности рассеянных атомов без измерения скоростей. В [5] приведены результаты измерения ско-

ростей, но они имеют слишком большой разброс, не позволяющий делать какие-либо определенные выводы. Отсутствуют также данные о влиянии слоя адсорбированного газа на угловые распределения интенсивности и скорости.

В данной работе экспериментально исследовано рассеяние атомов аргона с энергией 0,15—1,8 эВ от поверхности германия при различных состояниях адсорбированного слоя. При этом наряду с угловым распределением интенсивности изучалось угловое распределение средней скорости рассеянных атомов, на основе чего сделаны оценки коэффициентов аккомодации энергии. Там, где оказалось возможным, проведено сравнение с существующими простыми моделями взаимодействия атомов с твердыми поверхностями.

Эксперименты проводились в вакуумной камере с газодинамическим источником молекулярного пучка при давлении остаточного газа $\sim 5 \times 10^{-6}$ мм рт. ст. Описание установки и системы регистрации сигнала с накопительным устройством приведено в [6]. Для получения энергий аргона Ag от 0,2 до 1,8 эВ использовалось ускорение атомов Ag в бинарных смесях Ag—He или Ag—H₂. Для выделения компонента Ag из смеси использовалась регистрация возбужденных атомов Ag*, образующихся при бомбардировке молекулярного пучка поперечным пучком электронов. В качестве детектора возбужденных атомов использовался вторично-электронный умножитель. Параметры системы возбуждения и регистрации Ag* были выбраны таким образом, чтобы основной вклад в регистрируемый сигнал давали только атомы Ag* [7]. Модуляция молекулярного пучка с помощью механического модулятора использовалась для время-пролетных измерений параметров прямого и рассеянного пучков. Для уменьшения ошибки в определении скорости каждое измерение проводилось два раза при противоположных направлениях вращения модулятора.

В качестве мишени использовалась химически полированная поверхность (111) монокристалла германия Ge. Расстояние от мишени до центра области возбуждения, имеющей протяженность 20 мм, составляло 100 мм, расстояние от мишени до первого динода ВЭУ — 200 мм, разрешающая способность детектора по углу $\approx 2,5^\circ$.

Результаты получены в виде угловых распределений интенсивности (диаграмм рассеяния) и средней скорости рассеянного пучка. В качестве меры интенсивности использовалась амплитуда время-пролетного сигнала, средняя скорость (энергия) определялась по положению максимума сигнала. Все измерения проводились в плоскости, проходящей через ось падающего пучка и нормаль к мишени. Угол падения β и угол положения детектора γ отсчитывались от нормали.

В качестве ускоряющего газа в экспериментах использовался H₂ или He. Первоначально предпочтение отдавалось He, так как предполагалось, что химически более активный H₂ будет лучше адсорбироваться на мишени, искажая картину рассеяния от чистого кристалла. Однако в процессе экспериментов выяснилось, что характер рассеяния при одинаковой энергии Ag не зависит от того, используется смесь Ag—He или Ag—H₂. Поэтому в качестве ускоряющего газа чаще использовался H₂, так как при этом достигалась более высокая энергия Ag. Кроме того, сигнал от возбужденного H₂^{*} был значительно ниже сигнала от He^{*} и не менее чем на два порядка ниже сигнала Ag*—H₂^{*}. Это позволяло не учитывать вклад ускоряющего газа в полный сигнал от смеси.

Изучение рассеяния Ag от поверхности германия проводилось при температурах мишени $T_m = 20$ и 600°C . Этому соответствуют различные состояния адсорбированного слоя: при 20°C мишень покрыта ад-

сорбированным слоем, при 600°C адсорбированный слой в основном отсутствует, т. е. оказывает незначительное влияние на картину рассеяния от чистой мишени. Такой вывод сделан на основе изучения рассеяния тепловых пучков Ag и He [6] от германия при различных T_m . В частности, установлено, что форма диаграммы рассеяния изменяется от диффузной при 20°C до лепестковой при 400°C.

Сопоставление этих данных и результатов работ (например, [8]), в которых для контроля состояния поверхности использовалась Оже-спектроскопия и техника дифракции низкоэнергетичных электронов, позволяет отметить, что диффузное рассеяние при $T_m = 20^\circ\text{C}$ вызвано наличием адсорбированного слоя, а лепестковое рассеяние при 600°C соответствует мишени без адсорбированного слоя. Разрушение адсорбированного слоя наблюдается и при более низких T_m (300–500°C), однако время выхода на стационарный режим рассеяния при $T_m < 500^\circ\text{C}$ довольно значительное (~ 1 ч). Поэтому в данной работе для очистки поверхности использовался нагрев ее до 600°C, при этом время выхода на стационарный режим составляло несколько минут.

Диаграммы рассеяния, полученные для $T_m = 20^\circ\text{C}$ при различных энергиях пучка E_0 , показывают, что при увеличении E_0 рассеяние становится не полностью диффузным, а появляется значительная лепестковая компонента в направлении между зеркальным лучом и поверхностью мишени. При увеличении E_0 относительная величина лепестковой компоненты в диаграмме увеличивается, а максимум ее смещается к поверхности.

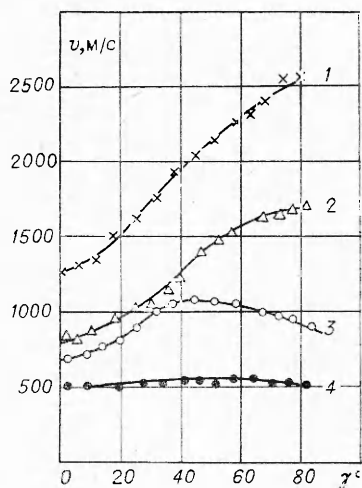
Угловые распределения средней скорости $v(\gamma)$ существенно зависят от E_0 . На фиг. 1 приведены кривые для различных E_0 : 4 — 0,18 эВ, 2 — 1,4 эВ; при $T_m = 20^\circ\text{C}$, $\beta = 45^\circ$. Для малых E_0 соответствующих диффузной диаграмме рассеяния, значение средней скорости практически одинаково для всех углов. Заметное отличие от равномерного распределения начинает наблюдаться для $E_0 > 0,3$ эВ.

Потери энергии Ag при рассеянии в различных направлениях оценим с помощью дифференциального коэффициента аккомодации $\alpha(\gamma)$

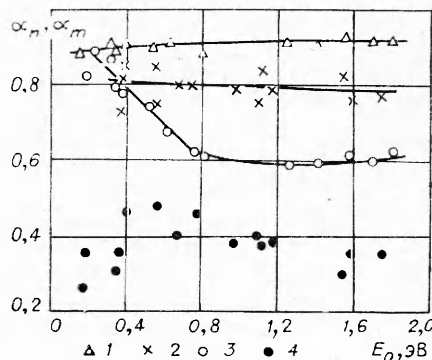
$$\alpha(\gamma) = [v_0^2 - v^2(\gamma)] / [v_0^2 - v_p^2],$$

где v_0 — средняя скорость падающих атомов; $v(\gamma)$ — средняя скорость рассеянных атомов, зависящая от направления; $v_p = \sqrt{2kT_m/m}$ — наиболее вероятная скорость, соответствующая температуре мишени T_m ; m — масса атома Ag. Определялись два значения α : α_m для направления, соответствующего максимуму диаграммы рассеяния, и α_n для направления, соответствующего нормали к мишени. Зависимости $\alpha_n(E_0)$ и $\alpha_m(E_0)$ для $\beta = 45^\circ$, $T_m = 20^\circ\text{C}$ представлены на фиг. 2 (кривые 1 и 3 соответственно). В окрестности нормали к мишени $\alpha(\gamma) \sim 1$ для всех E_0 , а диаграммы рассеяния при $\gamma < 20^\circ$ имеют вид, близкий к зависимости $\cos \gamma$. Из этого следует, что вблизи нормального направления атомы Ag рассеиваются диффузно. Следовательно, по крайней мере для качественного объяснения явлений, связанных с рассеянием, может быть оправдано разделение на диффузную и лепестковую компоненты с различными коэффициентами аккомодации α_m и α_n .

При $T_m = 600^\circ\text{C}$, $\beta = 45^\circ$ для всех E_0 наблюдаются лепестковые диаграммы рассеяния с незначительной диффузной компонентой. Зависимости $v(\gamma)$ для $E_0 = 0,40$ и 1,7 эВ показаны на фиг. 1 кривыми 3 и 1. Видно, что для малых E_0 имеется максимум скорости в направлении максимума диаграммы рассеяния. Для $E_0 > 0,5$ эВ такого максимума



Ф и г. 1



Ф и г. 2

на фиг. 2 (соответственно кривые 2 и 4). Относительно большой разброс точек $\alpha_m(E_0)$ обусловлен малой разностью времен пролета прямого и рассеянного пучков. Значение α_n , как и в случае $T_M = 20^\circ\text{C}$, близко к единице. Значит, и в этом случае в диаграмме рассеяния имеется диффузная компонента.

Различию в значениях α_m для $T_M = 600$ и 20°C можно дать объяснение с использованием следующей модели взаимодействия атомов Ag с мишенью при наличии адсорбированного слоя. Считаем, что налетающий атом сначала сталкивается с одной адсорбированной частицей, теряя при этом часть энергии, затем рассеивается от поверхностной решетки, теряя при этом такую же часть энергии, как и при рассеянии от чистой поверхности, т. е. при $T_M = 600^\circ\text{C}$. Столкновение налетающей и адсорбированной частиц рассмотрим при предположениях: 1) обе частицы бесструктурные, 2) адсорбированная частица свободная, 3) скорость налетающей частицы перед столкновением много больше скорости теплового движения адсорбированной частицы. В этом случае атом Ag после столкновения с адсорбированной частицей имеет энергию [9] $E_1 = (1 - \xi)E_0$, где $\xi = 2mm_1/(m + m_1)^2$; m — масса налетающего атома; m_1 — масса адсорбированной частицы; E_0 — энергия налетающего атома. После рассеяния на кристалле мишени с коэффициентом аккомодации α_m энергия рассеянного атома

$$E = E_0(1 - \xi)(1 - \alpha_m) + \alpha_m E_p,$$

где E_p — энергия атомов, рассеянных в равновесии с температурой мишени T_M . Эффективный коэффициент аккомодации α' при последовательном взаимодействии атома Ag с адсорбированной молекулой и мишенью имеет вид

$$(1) \quad \alpha' = (E_0 - E)/(E_0 - E_p) = [1 - (1 - \xi)(1 - \alpha_m) - \alpha_m E_p/E_0]/(1 - E_p/E_0).$$

Источниками адсорбированного слоя в эксперименте могут быть: исследуемый газ Ag, ускоряющий газ He или H_2 , остаточный газ в рабочей камере. Согласно [10], при $T_M > 25^\circ\text{C}$ на германии почти не адсорбирует-

нет, скорость постоянно увеличивается при перемещении детектора к поверхности мишени.

Зависимости α_n и α_m от E_0 для $T_M = 600^\circ\text{C}$, $\beta = 45^\circ$ приведены

ся He, Ar, очень слабо адсорбируется H₂. Спектр масс остаточного газа имеет следующие компоненты (в порядке уменьшения пиков): H₂O, CO, N₂, CO₂ и т. д. Из [9] следует, что CO и N₂ почти не адсорбируются на германии при комнатной температуре, CO₂ адсорбируется очень слабо. Хорошо адсорбируется на германии O₂, однако в остаточном газе его имеется очень мало. Хорошо адсорбируются также молекулы H₂O, энергия адсорбции H₂O при образовании монослоя 0,74 эВ, температура десорбции около 350°C. Следовательно, наиболее вероятным источником адсорбированного слоя являются молекулы H₂O из остаточного газа. Подтверждением этому может служить и значение температуры $T_M \sim 300-500^\circ\text{C}$, при которой происходит разрушение адсорбированного слоя.

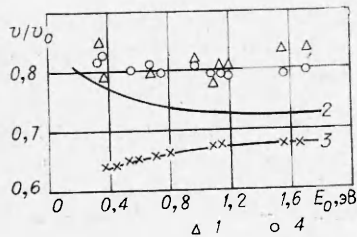
Если считать, что адсорбированный слой образован молекулами H₂O ($m_1 = 18$ а. е. м.), то для налетающего атома Ar ($m = 40$ а. е. м.) расчет по (1) дает $\alpha' = 0,65$ при использовании значения $\alpha_m = 0,4$ для чистой мишени (фиг. 3, кривая 4). Вычисленное значение α' близко к значению $\alpha_m = 0,60$, измеренному для $T_M = 20^\circ\text{C}$ при $E_0 > 0,8$ эВ. Вероятно, более правильным было бы брать для расчета $\alpha_m < 0,4$, так как при уменьшении T_M коэффициент аккомодации энергии на чистой мишени уменьшается. Это приведет к некоторому уменьшению вычисленного значения α' .

Если считать, что на мишени адсорбируется O₂, то $\alpha' = 0,7$, а для H₂ $\alpha' = 0,45$.

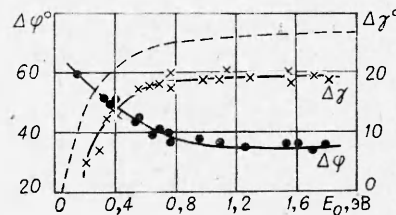
При $E_0 < 0,8$ эВ, возможно, происходит более чем одно столкновение атома Ar с адсорбированными молекулами H₂O, в результате чего относительная потеря энергии атомов Ar возрастает. Этим может быть объяснено увеличение α_m при уменьшении E_0 от 0,8 до 0,2 эВ для $T_M = 20^\circ\text{C}$.

Отметим, что характер приведенной на фиг. 2 кривой $\alpha_m(E_0)$ для $T_M = 20^\circ\text{C}$ качественно согласуется с рассчитанной в [11] зависимостью коэффициента аккомодации энергии от E_0 для частиц, взаимодействующих с твердой поверхностью при наличии адсорбированного слоя.

На чистой мишени были исследованы также зависимости от E_0 основных параметров диаграммы рассеяния, которые можно использовать для определения режимов взаимодействия. В работах [2-4] в качестве корреляционных параметров для определения начала перехода от теплового режима рассеяния к структурному использовано положение максимума кривой $\Delta\gamma(E_0)$ или положение минимума кривой $\Delta\varphi(E_0)$, где $\Delta\gamma = \gamma_m - \beta$ — угол, на который смещается максимум диаграммы от зеркального луча; $\Delta\varphi$ — ширина диаграммы по половинному уровню от максимума, в дальнейшем называемая полушириной. На фиг. 4 показаны зависимости $\Delta\gamma(E_0)$ и $\Delta\varphi(E_0)$ для $\beta = 45^\circ$, $T_M = 600^\circ\text{C}$. В зависимости $\Delta\gamma(E_0)$ наблюдается переход от надзеркального (между зеркальным лучом и нормалью к мишени) к подзеркальному рассеянию. Максимальное



Ф и г. 3



Ф и г. 4

значение $\Delta\gamma$ составляет $\approx 19^\circ$, и в исследованном диапазоне энергий не наблюдалось тенденции к уменьшению $\Delta\gamma$ при увеличении E_0 , как в работах [2—4] при изучении рассеяния Ag от поверхности (111) серебра Ag. Кроме того, значение $\Delta\gamma$ для данной работы намного превышает максимальные значения, полученные в [2—4], где $\Delta\gamma = 5\text{--}6^\circ$. По-видимому, это связано с большей передачей нормального импульса в системе Ag — Ge по сравнению с Ag — Ag, поскольку атомный вес Ge (72,6 а. е. м.) меньше атомного веса Ag (108 а. е. м.).

В зависимости полуширины диаграммы рассеяния $\Delta\varphi(E_0)$ также наблюдается асимптотический выход на прямую в отличие от результатов [2—4], где после достижения минимума полуширина снова увеличивается. Это может быть свидетельством того, что для пары Ag — Ge в исследованном диапазоне E_0 структурный режим рассеяния не достигается.

Ряд экспериментов на чистой мишени был проведен при углах падения $\beta = 30$ и 60° . Характер зависимостей $\Delta\varphi(E_0)$ и $\Delta\gamma(E_0)$ остается таким же, как и для $\beta = 45^\circ$. С увеличением β при $E_0 = \text{const}$ значения $\Delta\varphi$ и $\Delta\gamma$ уменьшаются. Эксперименты показали, что при увеличении угла падения значения α_n остаются постоянными, а значения α_m уменьшаются для всех E_0 , что качественно согласуется с расчетными данными [10].

Проведено сравнение экспериментальных результатов данной работы с теми, которые дают существующие простые модели: модель твердых кубов (ТК) [12] и модель твердых сфер (ТС) [13]. Для сопоставления выбраны следующие параметры: полуширина диаграммы рассеяния $\Delta\varphi(E_0)$, угол отклонения максимума от зеркального направления $\Delta\gamma(E_0)$ и значение скорости в направлении максимума диаграммы рассеяния v_m . Сравнение показало, что ни одна из этих моделей не дает полного объяснения всем полученным результатам, хотя некоторые зависимости модель ТК описывает качественно правильно.

На фиг. 4 штриховой кривой показана зависимость $\Delta\gamma(E_0)$ для $\beta = 45^\circ$, рассчитанная для модели ТК. По характеру расчетная кривая близка к соответствующей экспериментальной, хотя количественные различия между ними существенны.

На фиг. 3 приведены зависимости относительной скорости v_m/v_0 от E_0 , где 1 — экспериментальные данные; 2 — расчеты для модели ТК; 3 — расчет для модели ТС; v_0 — скорость падающего пучка. Видно, что измеренные значения v_m/v_0 для всех E_0 ближе к рассчитанным по модели ТК. Можно получить лучшее совпадение измеренной и расчетной скоростей, если положение максимума диаграммы рассеяния взять из эксперимента и воспользоваться тем, что для модели ТК касательная составляющая импульса при отражении сохраняется. В этом случае $v_m/v_0 = \sin \beta / \sin \gamma_m$, где γ_m — угол положения максимума диаграммы. Зависимость 4 на фиг. 3 показывает значения v_m/v_0 , рассчитанные по приведенной формуле для $\beta = 45^\circ$, которые достаточно хорошо совпадают с экспериментальными. Такое же совпадение наблюдается для $\beta = 30$ и 60° .

Отметим, что полуширина диаграммы рассеяния для обеих моделей значительно отличается от экспериментальной. Обе модели не дают также эволюции углового распределения средней скорости при увеличении энергии падающих атомов.

Поступила 11 VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранцев Р. Г. Взаимодействие газов с поверхностями. — В кн.: Гидромеханика. Итоги науки. Вып. 6. ВИНТИ, 1972.
2. Romney M. J., Anderson J. B. Scattering of 0,05—5 eV argon from the (111) plane of silver. — «J. Chem. Phys», 1969, vol. 51, N 6.

3. Hays W. J., Rodgers W. E., Knuth E. L. Scattering of argon beams with incident energies up to 20 eV from a (111) silver surface.— «J. Chem. Phys.», 1972, vol. 56, N 4.
4. Liu S. M., Rodgers W. E., Knuth E. L. Transition between atom-surface scattering regimes.— «Rarefied Gas Dynamics», 1974, vol. II.
5. Subbarao R. B., Miller D. R. Velocity distribution measurement of 0,06—1,4 eV argon and neon atoms scattered from the (111) plane of a silver crystal.— «J. Chem. Phys.», 1972, vol. 58, N 12.
6. Колосов А. В. Взаимодействие молекулярного пучка гелия с поверхностью германия при наличии адсорбированного слоя.— «Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук», 1975, № 3, вып. 1.
7. Колосов А. В., Миронов С. Г. Использование возбужденных атомов для изучения компоненты Ar в молекулярном пучке, полученном из смеси Ar—He.— ПМТФ, 1975, № 4.
8. Smith D. L., Merrill R. P. Concurrent low energy electron diffraction and deuterium molecular beam scattering studies of clean and contaminated Pt (111).— «Rarefied Gas Dynamics», 1969, vol. II, p. 1159.
9. Пярнпуу А. А. Взаимодействие молекул газа с поверхностями. М., «Наука», 1974.
10. Тананаев И. В., Шпирт М. Я. Химия германия. М., «Химия», 1967.
11. Филиппов Б. В., Цителов И. М. Взаимодействие молекулярного пучка с релаксирующим адсорбционным слоем.— В кн.: Аэродинамика разреженных газов. Вып. 4. Изд. Ленингр. ун-та, 1969.
12. Logan R. M., Stickney R. E. Simple classical model for the scattering of gas atom from a solid surface.— «J. Chem. Phys.», 1966, vol. 44, N 1.
13. Баранцев Р. Г. Схема изолированного отражения атомов от твердой поверхности.— В кн.: Аэродинамика разреженных газов. Вып. 2. Изд. Ленингр. ун-та, 1965.

УДК 537.530

К ОЦЕНКЕ АМПЛИТУД ПОЛЕЙ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ НЕСТАЦИОНАРНЫМ ИСТОЧНИКОМ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Ю. А. Медведев, Е. В. Метелкин

(Москва)

Известно [1—4], что нестационарный источник γ -излучения возбуждает в окружающем пространстве электромагнитное поле. Большинство работ, посвященных изучению характеристик таких полей, выполнено в линейном по полю приближении (см., например, [1—3]). Исключение в этом отношении составляет работа [4], в которой учитывается тормозящее влияние электрического поля на движение комптоновских электронов.

Как следует из работ [1, 2], характерный масштаб полей, возникающих вблизи источника, имеет порядок $3 \cdot 10^4$ В/м*. Эта величина значительно ниже величин пробойных полей в воздухе. В то же время в зоне действия источника экспериментально зарегистрированы электрические разряды [5], что свидетельствует о том, что реальные поля в зоне источника достигают существенно больших значений.

Один из возможных эффектов, приводящих к увеличению поля, не принимаемый во внимание в линейном приближении, состоит в учете возрастания температуры электронов под действием электрического поля [6]. Это обстоятельство приводит, с одной стороны, к уменьшению подвижности электронов, а следовательно, и проводимости в системе. С другой стороны, известно, что коэффициент прилипания электронов γ к электроотрицательным молекулам, существенным образом влияющий на характеристики электрических полей, зависит от энергии

* Такая величина получается и из результатов работы [1] при правильных значениях физических констант.