

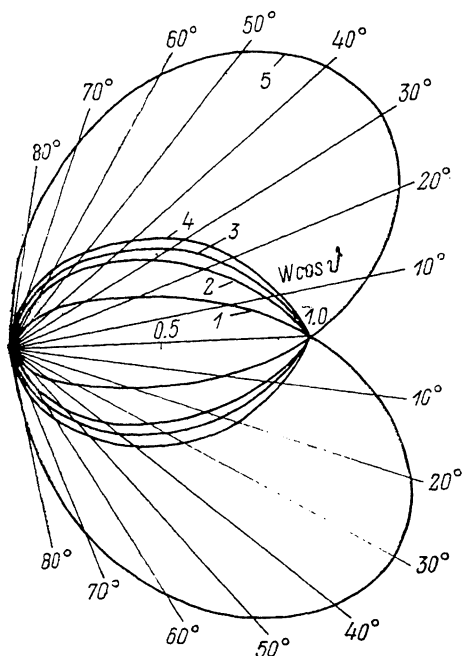
УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТИЦ, ВЫХОДЯЩИХ ИЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО КАНАЛА С ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ ВНУТРЕННЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

В. В. Левданский, В. Г. Лейцина

Проблема управления пространственным распределением атомных и молекулярных пучков актуальна для ряда областей физических исследований [1]. Часто с целью формирования пучков частиц используются цилиндрические каналы с непроницаемыми стенками, при этом диаграмма направленности выходящих частиц определяется отношением длины канала к его радиусу [2-4]. В случае гибели частиц на стенках канала при гетерогенной химической реакции диаграмма направленности зависит также от вероятности этого процесса [5]. В [6] об-

суждается возможность управления пространственным распределением частиц, выходящих из канала с испаряющимися стенками.

В предлагаемой работе анализируется зависимость диаграммы направленности выходящего в вакуум молекулярного (либо атомного) пучка от перепада температуры вдоль цилиндрического канала длиной L и радиусом R , на боковой поверхности и дне которого имеют место процессы испарения (сублимации) — конденсации, прослеживается роль параметров, характеризующих фазовый переход. Режим течения газа в канале полагаем свободномолекулярным, а рассеяние частиц поверхностью — диффузным. Рассматриваем такую стадию



Диаграммы направленности молекулярного пучка, выходящего из канала при $l=5$, $\alpha=0.1$.

1 — $A=-0.1$, 2 — -0.01 , 3 — 0, 4 — 0.01 , 5 — 0.1 .

процесса, на которой можно пренебречь изменением геометрии канала вследствие фазовых превращений на его внутренней поверхности.

Плотность потока частиц, испаряющихся с поверхности, можно представить в виде [7]

$$j = \alpha \frac{p_s(T)}{(2\pi m k T)^{1/2}}, \quad (1)$$

где α — коэффициент испарения, который далее считаем равным коэффициенту прилипания (конденсации); p_s — давление насыщенного пара; m — масса молекулы; k — постоянная Больцмана.

Характеризующее диаграмму направленности молекулярного пучка отношение числа частиц, покидающих канал под углом ϑ к его оси, к числу молекул, выходящих в направлении оси, можно записать в виде

$$\frac{N(\vartheta)}{N(0)} = W(\vartheta) \cos \vartheta,$$

где функция $W(\vartheta)$ по аналогии с [2-5] выражается следующим образом:

$$W(\vartheta) = \begin{cases} \frac{4l}{\pi l_0} \int_0^{\text{tg } \vartheta/2} I(x) (1 - l^2 \xi^2)^{1/2} d\xi + 1 - \frac{2}{\pi} [\arcsin u + u(1 - u^2)^{1/2}] \text{ при } \vartheta \leq \arctg \frac{2}{l}, \\ \frac{4l}{\pi l_0} \int_0^{1/l} I(x) (1 - l^2 \xi^2)^{1/2} d\xi \text{ при } \vartheta \geq \arctg \frac{2}{l}. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $x = X/L$ — безразмерная координата, направленная вдоль оси канала и отсчитываемая от предполагаемого плоским дна; $l = L/R$; $\xi = ((1-x) \operatorname{tg} \vartheta)/2$; $u = (l \operatorname{tg} \vartheta)/2$; $I(x)$ и I_0 — плотности потоков частиц, вылетающих соответственно с боковой поверхности и дна канала. Внешние интегральные члены в (2) соответствуют прямопролетным частицам, преодолевающим расстояние от дна до выхода из канала без столкновений с боковой поверхностью.

Таким образом, для нахождения диаграммы направленности вылетающих из канала молекул необходимо знать распределение плотности потока частиц I по координате. Полагаем, что температура изменяется линейно вдоль боковой поверхности $T(x) = T_0(1 + Ax)$, а относительный перепад температуры мал ($|A| \ll 1$), так что p_e можно представить в виде $p_e(T) = p_e(T_0) \exp\{sx\}$, где $s = (QA)/(kT_0)$ (Q — теплота, необходимая для испарения одной частицы). Тогда в соответствии с (1) имеем

$$j = \alpha \frac{p_e(T_0)}{(2\pi m k T)^{1/2}} \exp\{sx\} = j_0 \exp\{sx\},$$

где величину j_0 далее для простоты полагаем не зависящей от координаты.

Переходя к безразмерной плотности потока частиц $\bar{I}(x) = (I(x))/j_0$, получаем для нее интегральное уравнение [8]

$$\bar{I}(x) = \exp\{sx\} + (1 - \alpha) \left[\int_0^1 \bar{I}(x_1) K_1(|x - x_1|) dx_1 + \bar{I}_0 K(x) \right], \quad (3)$$

где $\bar{I}_0 = I_0/j_0$ определяется соотношением

$$\bar{I}_0 = 1 + 2l(1 - \alpha) \int_0^1 \bar{I}(x) K(x) dx. \quad (4)$$

Функции K и K_1 в (3) и (4) характеризуют вероятность попадания частицы с одного элемента поверхности на другой [4]. Их экспоненциальная аппроксимация [4] позволяет получить приближенное аналитическое решение уравнения (3), приведенное в [8].

Из (3) следует, что при $\alpha = 1$ отпадает необходимость в решении этого уравнения, при этом для $|s| \ll 1$ получаем

$$W(\vartheta) = \begin{cases} 1 + \frac{2s}{\pi} \left\{ u(1 - u^2)^{1/2} + \arcsin u + \frac{2}{3u} [(1 - u^2)^{3/2} - 1] \right\} & \text{при } \vartheta \leq \operatorname{arctg} \frac{2}{l}, \\ 1 + s \left(1 - \frac{4}{3\pi u} \right) & \text{при } \vartheta \geq \operatorname{arctg} \frac{2}{l}. \end{cases} \quad (5)$$

Из (5) видно, что при $\alpha = 1$ в изотермическом случае ($s = 0$) имеем $W(\vartheta) \equiv 1$ для всех углов ϑ , что соответствует выполнению закона косинусов для вылетающих из канала частиц.

При $\alpha \neq 1$ и $s = 0$ (1) диаграмма направленности находится численным интегрированием в (2) с учетом (3) и (4). Расчеты выполнены при следующих значениях параметров: $Q/(kT_0) = 40$, $A = 0$, ± 0.01 , ± 0.1 (т. е. $s = 0$, ± 0.4 , ± 4). Результаты расчетов для $l = 5$, $\alpha = 0.1$ приведены на рисунке. Из него видно, что при $A \leq 0$ функция $W \cos \vartheta$ является монотонно убывающей. Для фиксированного α при $A < 0$ (когда температура понижается от дна к выходу из канала) диаграмма является более узкой, чем в изотермическом случае, причем чем больше $|A|$, тем она уже. Для $A > 0$ диаграмма направленности упирается по сравнению со случаем $A = 0$, при этом, начиная с некоторого значения α , функция $W \cos \vartheta$ становится немонотонной. При $\alpha = 1$, $|s| \ll 1$ уширение диаграммы направленности с увеличением s следует из второго соотношения (5). Заметим, что при фиксированном A угол ϑ_m , соответствующий максимальному количеству вылетающих частиц, с ростом α увеличивается (так, при указанных выше значениях параметров $Q/(kT_0)$, l в случае $A = 0.1$ для $\alpha = 0.1$ $\vartheta_m \approx 30^\circ$, а для $\alpha = 1$ $\vartheta_m \approx 45^\circ$). Угол ϑ_m возрастает также с ростом A при фиксированном α . При этом с возрастанием как α , так и A значение $W(\vartheta_m) \cos \vartheta_m$ также увеличивается.

Характер поведения диаграмм направленности при $A < 0$ (их сужение) поясним на примере наиболее простого случая $\alpha = 1$. Чем дальше от выходного сечения канала находится участок поверхности, тем больше (из-за более высокой его температуры) частиц с него испаряется. В то же время эти молекулы, вылетающие с удаленных от выхода участков поверхности, при достаточном больших углах конденсируются на стенках канала, выходят же из него лишь частицы, летящие под малыми углами. Что касается молекул, испаряющихся с части внутренней поверхности канала, примыкающей к его выходному сечению, то из-за более низкой темпера-

туры здесь их количество меньше, чем на удаленных от выхода участках. Следовательно, при $A < 0$ уменьшается отношение числа частиц, выходящих соответственно под большими и малыми углами, по сравнению со случаем $A=0$. Для $A > 0$ картина является обратной. С уменьшением α зависимость диаграмм направленности от относительного перепада температуры становится более слабой. Заметим, что за счет изменения A можно сделать диаграмму направленности как более узкой, так и более широкой по сравнению с диаграммой, соответствующей случаю непроницаемой боковой поверхности канала.

Таким образом, из вышеизложенного следует, что посредством изменения температуры вдоль цилиндрического канала, на внутренней поверхности которого реализуются фазовые превращения, можно управлять диаграммой направленности частиц, выходящих из канала, и соответственно распределением частоты их столкновений с поверхностью подложки, находящейся на некотором расстоянии от выходного сечения. В частности, при осаждении частиц на подложке распределение толщины образующегося слоя определяется перепадом температуры вдоль канала. Более подробно эта задача будет рассмотрена отдельно.

Список литературы

- [1] Любитов Ю. Н. // УФН. 1977. Т. 119. № 4. С. 641—688.
- [2] Dayton B. B. // Nat. Symp. Vac. Techn. London: New York; Paris: Pergamon Press, 1957. P. 5—11.
- [3] Неудачин И. Г., Породнов Б. Т., Суетин П. Е. // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 5. С. 1069—1072.
- [4] Любитов Ю. Н. Расчет взаимодействия молекулярных потоков с ограждающими их сосудами. М.: Наука, 1965. 148 с.
- [5] Лившиц А. И., Меттер И. М., Рихенглас Л. Э. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 2. С. 368—375.
- [6] Левданский В. В. // Тепло- и массообмен в технологии и эксплуатации электронных и микроэлектронных систем. Матер. Междунар. школы-семинара. Минск, 1990. Ч. 2. С. 40—47.
- [7] Skala S. M., Vidale G. L. // Int. J. Heat Mass Fransfer. 1960. Vol. 1. N 1. P. 4—22.
- [8] Luikov A. V., Perelman T. L., Levdansky V. V. et al. // Int. J. Heat Mass Fransfer. 1974. Vol. 17. N 9. P. 961—970.

Институт тепло- и массообмена АН БССР
Минск

Поступило в Редакцию
4 мая 1990 г.

03; 05; 09

Журнал технической физики, т. 61, в. 5, 1991

© 1991 г.

ПО ПОВОДУ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ НЕКОТОРЫХ ЖИДКОСТЕЙ (в связи с работой [1])

Л. Г. Качурин

В ЗаклЮчении работы [1] сказано: «Таким образом, быстрое замораживание жидкостей сопровождается не только оптическим и акустическим излучением, но и электромагнитным излучением в радиодиапазоне. Обнаруженное явление может быть использовано для разработки новых методов исследования процессов кристаллизации, а также релаксационных явлений в твердых телах».

Свой приоритет способа определения начала затвердевания по радиоизлучению авторы [1] закрепили авторским свидетельством на изобретение [2]. Однако радиоизлучение при быстрой (термодинамически необратимой) кристаллизации было подробно исследовано ранее. Прежде всего укажем на академическое издание [3]. Еще ранее сведения о радиоотклике облаков на кристаллизацию были опубликованы в [4]. Коротко о том же сказано в учебном пособии [5, с. 347].

Таким образом, как в работе [1], так и в изобретении [2] имеет место повторение более ранних результатов, опубликованных в доступных изданиях.